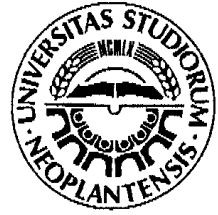




UNIVERZITET U NOVOM SADU
PRIRODNO--MATEMATIČKI
FAKULTET



Koincidentni sistem HPGe detektora i plastičnog scintilatora za ispitivanje interakcija kosmičkog zračenja

- master rad -

Mentor:

prof. dr. Dušan Mrđa

Kandidat:

Tina Tanović

Novi Sad, 2024.

Želim da se zahvalim svojoj porodici na безусловnoj ljubavi i nesebičnoj podršci koju su mi pružili kako u životu tako i za vreme studija. Posebnu zahvalnost dugujem svojim roditeljima, sestri kao i babama i dedama koji su verovali u mene čak i onda kada ja nisam mogla.

Zahvaljujem se profesorima Prirodno-matematičkog fakulteta u Novom Sadu sa kojima sam imala prilike da se susretnem na osnovnim i master studijama. Naročitu zahvalnost dugujem mom mentoru, prof. dr Dušanu Mrđi, na znanju koje je sa mnom podelio i pomoći koju mi je pružio, a bez koje ovaj rad ne bi bio moguć. Veliko hvala kolegama Danijelu Velimiroviću i dr Davidu Kneževiću na dodatnoj pomoći i korisnim savetima. Takođe želim da se zahvalim i kolegama sa Fakulteta tehničkih nauka u Novom Sadu za razumevanje koje su imali za mene i za iskustva koja su sa mnom podelili.

Ne postoje reči kojima bih se mogla dovoljno zahvaliti ili adekvatno opisati koliko mi znači podrška svih onih kojima je ova posveta namenjena.

Tina Tanović, april 2024.

Sadržaj

Uvod.....	1
1. Kosmičko zračenje	2
1.1 Primarno kosmičko zračenje.....	2
1.2 Sekundarno kosmičko zračenje.....	4
1.3 Interakcija miona i neutrona iz kosmičkog zračenja sa detektorom	8
2. Signali i značajni elementi elektronskih kola u nuklearnoj elektronici	9
2.1 Koincidentne tehnike.....	11
2.2 Brzo – spora kola	13
2.3 Prave i slučajne koincidencije.....	14
3. Detektori.....	16
3.1 Poluprovodnički detektori	16
3.1.1 HPGe detektori	18
3.1.2 Kriostat i Djuarov sud	19
3.2 Scintilacioni detektori.....	20
3.2.1 Organski scintilatori.....	20
3.2.2 Neorganski scintilatori	23
4. Eksperimentalna postavka	25
4.1 HPGe detektor.....	25
4.2 Plastični scintilacioni detektor	27
4.3 Šema elektronskog kola.....	27
5. Eksperimentalni rezultati	29
5.1 Merenja bez uzorka	29
5.1.1 Određivanje koincidentnog vremena razlaganja sistema.....	29
5.1.2 Analiza kontinualnog dela spektra.....	30

5.1.3 Analiza linijskog dela spektra	31
5.2 Merenja sa uzorkom	36
5.2.1 Određivanje koincidentnog vremena razlaganja sistema	36
5.2.2 Analiza kontinualnog dela spektra.....	37
5.2.3 Analiza linijskog dela spektra	39
5.2.4 Procena efikasnog preseka za interakciju miona sa olovom praćenu emisijom K_{α} linija olova	40
6. Monte Karlo simulacija spektra zračenja uzrokovano kosmičkim mionima.....	42
6.1 Simulaciona postavka.....	42
6.2 Simulacioni spektri.....	44
6.2.1 Simulacioni spektri plastičnog scintilacionog detektora.....	44
6.2.2 Simulacioni spektri HPGe detektora.....	46
6.3 Poređenje eksperimentalnih i simulacionih rezultata.....	50
7. Zaključak.....	52
8. Literatura	53

Uvod

Poboljšanje kvaliteta γ spektroskopskih merenja zahteva poznavanje spektra i karakteristika fona, odnosno pozadinskog zračenja čije je prisustvo neizostavno i u odsustvu samog uzorka. Postojanje fona je posledica prisustva prirodnih radionuklida u materijalima koji se nalaze u okolini detektora, kao i prisustva kosmičkog zračenja. Cilj ovog rada je provera mogućnosti korišćenja sistema HPGe detektora i plastičnog scintilatora koji rade u koincidentnom režimu za ispitivanje i redukciju fona koji potiče od kosmičkog zračenja. Prvi deo rada je posvećen pregledu osnovnih karakteristika kosmičkog zračenja, osnovama elektronskih komponenata koje su korišćene pri izvođenju merenja, kao i pregledu uopštenih karakteristika HPGe detektora i scintilacionih detektora. Drugi deo rada posvećen je eksperimentalnom delu. U tom cilju snimani su spektri pozadinskog zračenja u odsustvu uzorka, kao i spektri kada se kao uzorak koristi olovna pločica. Treći deo rada je simulacioni. Pomoću programa GEANT4 izvršene su simulacije za spektre koji su prethodno mereni i izvršeno je poređenje eksperimentalno dobijenih spektara sa simuliranim.

1. Kosmičko zračenje

Godine 1896. Anri Bekerel je Akademiji nauka u Parizu objavio svoje otkriće radioaktivnosti do kog je došao proučavajući uranijum. Prirodna radioaktivnost je smatrana posledicom radioaktivnosti Zemljine kore sve do 1911. godine, kada Domenico Pačini zaključuje da nije moguće svu prirodnu radioaktivnost pripisati isključivo Zemljinoj kori. Tokom 1912. godine Viktor Hes pomoću balona izvodi niz eksperimenata sa ciljem da izmeri opadanje jonizujućeg zračenja sa porastom nadmorske visine. Hes je eksperimente vršio pomoću elektroskopa koji je merio stepen jonizovanosti vazduha, očekujući da će sa porastom nadmorske visine opadati prisustvo jonizujućeg zračenja u vazduhu a samim tim i njegova jonizovanost. Rezultati Hesovih eksperimenata pokazali su upravo suprotno. Sa porastom nadmorske visine jonizovanost vazduha je rasla, što je ukazivalo na povećanje prisustva jonizujućeg zračenja sa povećanjem nadmorske visine. Ovo zračenje, koje više nije moglo biti pripisano Zemljinoj kori, u Zemljinu atmosferu dospeva iz Svemira i vrši jonizaciju vazduha, te je nazvano kosmičko zračenje. Hesu je za otkriće kosmičkog zračenja 1936. godine dodeljena Nobelova nagrada za fiziku. Izraz kosmičko zračenje danas označava visokoenergetske čestice u Zemljinoj atmosferi koje na direktan ili indirektan način imaju kosmičko poreklo.

Kosmičko zračenje se prema mestu nastanka može podeliti na:

- Primarno:
 - Solarno
 - Galaktičko
 - Vangalaktičko
- Sekundarno, koje ima:
 - Hadronsku komponentu
 - Elektromagnetnu komponentu
 - Mionsku komponentu

1.1 Primarno kosmičko zračenje

Primarno kosmičko zračenje čine visokoenergetske naelektrisane čestice koje dospevaju u Zemljinu atmosferu direktno iz Svemira sa fluksom od oko 10 000 čestica po m^2 u sekundi [13]. Ove čestice imaju veoma veliki raspon energija od 10^9 eV do 10^{20} eV. Oko 98 % primarnog kosmičkog zračenja čine hadroni od čega su 86 % protoni, 12 % jezgra helijuma,

dok ostatak čine jonizovana jezgra težih elemenata. Preostala 2 % primarnog kosmičkog zračenja čine elektroni i fotoni [9].

Procenjuje se da čestice koje dolaze iz svemira moraju imati energiju od minimalno 1 GeV da bi izazvale kaskade sekundarnih čestica koje mogu dopreti do nivoa mora [10]. Nekad se u literaturi za čestice koje dolaze sa Sunca koristi izraz Solarne energetske čestice da bi se razlikovale od kosmičkih zraka, budući da čestice sa Sunca uglavnom imaju energije ispod 100 MeV. Čestice nižih energija (do 100 MeV) koje sa Sunca dolaze u vidu Solarnog vetra ostaju zarobljene u Zemljinoj magnetosferi i ne dospevaju do površine, dok se visokoenergetske čestice, energija do 10 GeV, sa Sunca oslobađaju prilikom Solarnih baklji ili koronalnih eksplozija praćenih izbacivanjem koronalne materije. Najveći broj visokoenergetskih čestica koje se oslobađaju prilikom Solarne baklje čine protoni. U sudarima protona izbačenih sa površine Sunca prilikom Solarne baklje sa težim elementima koji se nalaze u gušćim delovima Sunčeve atmosfere oslobađaju se neutroni koji takođe čine bitnu komponentu Solarnog kosmičkog zračenja. Iako su elektroni slabo prisutni među česticama koje dolaze sa Sunca, moguće je, u vidu γ zraka sa kontinualnim spektrom, detektovati zakočno zračenje relativističkih elektrona koje potiče iz regiona Solarne baklje. U γ -zracima koji nastaju prilikom Solarne baklje moguće je uočiti i diskretnu komponentu koja se emituje pri deekscitaciji težih elemenata tipa C, N, O koji su prisutni u Sunčevoj atmosferi, a koji su pre toga ekscitovani u sudarima sa protonima.

Dominantnu komponentu primarnog kosmičkog zračenja čine naelektrisane čestice galaktičkog porekla. Kosmičko zračenje do Zemlje dospeva iz svih pravaca, a kako na kretanje tih čestica utiču galaktičko, Sunčevo, interplanetarno i na kraju Zemljino magnetno polje nije moguće utvrditi njihovo poreklo na osnovu pravca iz kojeg dolaze. Izvorom galaktičkog kosmičkog zračenja smatraju se ostaci supernovih, udarni talasi koji nastaju prilikom same supernove, pulsari i akrecioni diskovi oko crnih rupa. Svi navedeni astrofizički objekti predstavljaju izvore X-zraka nastalih kroz sinhrotronsko i zakočno zračenje, što dokazuje da su to mesta gde dolazi do ubrzavanja naelektrisanih čestica. Naelektrisane čestice koje su zarobljene jakim magnetnim poljem neutronske zvezde ili pulsara koji preostaje nakon supernove, prilikom svog kretanja razmenjuju energiju sve dok neke od njih ne dostignu energije dovoljne da napuste taj region. Energija do koje čestice mogu biti ubrzane pre nego što napuste region ostatka supernove zavisi od veličine tog regiona kao i od jačine magnetnog polja. Energije galaktičkih kosmičkih zraka obično se kreću između 1 GeV, što odgovara protonu ubrzanom do 34,7 % brzine svetlosti i 100 GeV, što odgovara protonu ubrzanom do 99,996 % c. Broj čestica sa energijom većom od 1 GeV smanjuje se 50 puta sa svakim porastom energije za red veličine [14].

Posmatrajući sastav komponente primarnog kosmičkog zračenja koju čine jezgra teža od helijuma može se primetiti da je zastupljenost srednje teških elementa (ugljenik, kiseonik, azot i fluor) približno 10 puta veća od njihove zastupljenosti u Sunčevom sistemu, dok je zastupljenost teških elemenata kao što su gvožđe i nikel 100 puta veća nego u Sunčevom sistemu. Ovo je indikator da kosmički zraci potiču iz delova Svemira koji su obogaćeni teškim elementima, što ide u prilog pretpostavci da se poreklo galaktičkih kosmičkih zraka može tražiti u regionima ostatka supernovih, budući da će oni biti obogaćeni teškim

elementima koji nastaju na samom kraju zvezdane nukleosinteze. Interesantno je primetiti da u galaktičkim kosmičkim zracima postoje dve komponente jezgara čija je zastupljenost u kosmičkim zracima nekoliko redova veličine veća nego njihova zastupljenost u Sunčevom sistemu. Prvu komponentu (0,25 % kosmičkih zraka) čine izotopi lakših elemenata kao što su Li, Be i B, koji se u zvezdama proizvode u zanemarljivo malim količinama. Smatra se da oni nastaju u sudarima primarnih kosmičkih zraka sa atomima kiseonika, azota i ugljenika koji su prisutni u međuzvezdanoj materiji kroz koju kosmički zraci prolaze. Drugu komponentu čine teža jezgra kao što su Sc, Ti, V, Cr i Mn koji nastaju kao fragmenti prilikom interakcije elemenata iz grupe gvožđa sa visokoenergetskim protonima iz kosmičkih zraka [3].

Smatra se da je kosmičko zračenje ekstremno visokih energija $>10^9$ GeV vangalaktičkog porekla. Nije sa sigurnošću poznato koji astrofizički objekti predstavljaju izvor čestica tako visokih energija, ali se kao potencijalni kandidati ističu aktivna galaktička jezgra, kvazari i gama bljeskovi.

Sunce, pored toga što predstavlja izvor Solarnog kosmičkog zračenja, svojom aktivnošću utiče i na to koliko će galaktičkog kosmičkog zračenja dospeti do Zemlje. Dugogodišnjim merenjem fluksa kosmičkih zraka koji dospevaju do Zemlje [12] primećeno je da postoji antikorelacija sa Sunčevom aktivnošću. Sunčeva aktivnost se menja u ciklusima koji traju 11 godina, sa obrtanjem polova Sunčevog magnetnog polja na maksimumu aktivnosti. Maksimum Sunčeve aktivnosti praćen je pojačanim magnetnim poljem Sunca kao i turbulencijama heliosfere koje sprečavaju prodor kosmičkog zračenja nižih energija do Zemlje. Sa porastom energije čestice uticaj Sunčevog magnetnog polja na nju slabi i postaje praktično zanemarljiv za čestice čije su energije veće od nekoliko GeV po nukleonu [4].

Pored energija, tri komponente primarnog kosmičkog zračenja razlikuju se i po fluksu. Solarne energetske čestice imaju najmanje energije dok je, zbog blizine Suncu, njihov fluks najveći. Čestice koje imaju galaktičko poreklo imaju veće energije od Solarnih energetskih čestica, ali je njihov fluks manji. Čestice vangalaktičkog porekla imaju najveće energije, ali su veoma retke u poređenju sa česticama galaktičkog porekla.

1.2 Sekundarno kosmičko zračenje

Sekundarnim kosmičkim zračenjem smatraju se čestice koje nastaju u interakcijama primarnog kosmičkog zračenja sa atmosferom. Kosmičko zračenje koje se meri na nivou mora gotovo u potpunosti čini sekundarno kosmičko zračenje. Izuzetak su neutrini iz primarnog kosmičkog zračenja koji, zbog veoma malog efikasnog preseka za interakciju, neometano prolaze kako kroz atmosferu tako i kroz samu Zemlju. Pri merenju kosmičkog zračenja na Zemlji neutrini se uglavnom i izostavljaju, jer je zbog toga što veoma retko interaguju za njih potrebno imati posebne detektore veoma velikih zapremine.

Primarno kosmičko zračenje je gotovo u potpunosti sačinjeno od nukleona i kao takvo intenzivno interaguje sa jezgrima atoma u Zemljnoj atmosferi putem jake i elektromagnetne interakcije. Te interakcije postaju izvori novih čestica koje se nazivaju sekundarnim kosmičkim zračenjem. Među sekundarnim česticama koje nastaju u interakciji primarnog kosmičkog zračenja sa atmosferom najbrojniji su pioni. Pored piona, značajan deo sekundarnog kosmičkog zračenja čine i kaoni, mioni, elektroni, neutroni, pozitroni i neutritri. Sekundarno kosmičko zračenje ima tri komponente: hadronsku, mionsku i elektromagnetnu.

Hadronska komponenta nastaje u interakciji protona ili težih jezgara iz primarnog kosmičkog zračenja sa jezgrima atoma i molekula koji čine atmosferu. Tom prilikom, u zavisnosti od energije čestice primarnog kosmičkog zraka, može doći do potpunog razaranja jezgra mete, do izbijanja pojedinačnih nukleona ili do kreacije novih čestica posredstvom jake interakcije. Sekundarne čestice koje na taj način nastaju postaju izvori novih čestica kroz raspade ili kroz dalje interakcije sa atomima atmosfere, a čestice koje tom prilikom nastaju na isti način mogu postati izvori dodatnih čestica. Kroz ovakve kaskadne procese nastaju kiše sekundarnih čestica koje se mogu detektovati nizom scintilacionih detektora ili detektora Čerenkovljevog zračenja koji pokrivaju veliku površinu na Zemlji.

Sekundarne čestice, ukoliko su nestabilne, mogu doživeti raspad pre nego što interaguju sa jezgrima u atmosferi. Verovatnoća da se neka čestica raspadne pre interakcije sa jezgrom u atmosferi opada sa porastom energije čestice, jer sa porastom energije, odnosno brzine čestice, relativistički efekti više dolaze do izražaja. Kod visokoenergetskih čestica koje se kreću relativističkim brzinama treba voditi računa o efektu dilatacije vremena, koji utiče na to da čestice u laboratorijskom sistemu vezanom za Zemlju žive duže u odnosu na njihovo sopstveno vreme života koje se meri u sistemu vezanom za samu česticu. Vreme života čestice u laboratorijskom sistemu (τ) je:

$$\tau = \tau_0 \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}}$$

gde τ_0 predstavlja sopstveno vreme života čestice, dok v predstavlja brzinu čestice, a c brzinu svetlosti u vakuumu. Srednji put (l) koji nestabilna čestica prelazi može se onda izraziti kao:

$$l = v \cdot \tau$$

Sekundarni hadroni krećući se kroz atmosferu gube energiju kroz neelastična rasejanja, kreaciju novih čestica, jonizaciju i zakočno zračenje, tako da svaka naredna generacija čestica u kaskadi ima sve manju energiju. Sa opadanjem energije raste broj hadrona koji će se raspasti pre nego što dožive interakciju. Broj sekundarnih hadrona koji nastaju od jednog primarnog hadrona prvo raste sa smanjenjem nadmorske visine, dostiže maksimum, a zatim opada kako sve manji broj hadrona ima dovoljne energije da stvori nove hadrone pre nego što se raspadne. Među sekundarnim hadronima najbrojniji su neutralni i naelektrisani pioni, zatim neutralni i naelektrisani kaoni, protoni i neutroni. Gotovo svi pioni i kaoni se raspadaju pre nego što dođu do nivoa mora, te se na nultoj nadmorskoj visini od hadrona mogu očekivati protoni i neutroni. Neutroni iz sekundarnog kosmičkog zračenja, budući da su

nenaelektrisani, interaguju isključivo sa jezgrima atoma u atmosferi putem jake interakcije, dok protoni kao naelektrisane čestice interaguju i posredstvom elektromagnetne interakcije sa elektronima u atmosferi. Protoni se, budući da više interaguju sa atmosferom, više i gube, te se može očekivati da najveći deo hadronskog sekundanog kosmičkog zračenja (97 %) na nivou mora čine neutroni [10].

Elektromagnetna komponenta sekundarnog kosmičkog zračenja nastaje direktno iz hadronske, raspadom neutralnog piona. Neutralni pioni se, zbog veoma kratkog vremena života od $8,5 \cdot 10^{-17}$ s, gotovo momentalno raspadaju na dva fotona. Ti fotoni imaju veoma visoke energije, dovoljne da kroz elektromagnetnu interakciju u polju jezgra proizvode parove elektrona i pozitrona. Nastali elektroni i pozitroni će u elektromagnetnim interakcijama sa jezgrima u atmosferi emitovati fotone zakočnog zračenja, koji će ako imaju dovoljne energije ponovo proizvoditi parove. Ovakav kaskadni proces se nastavlja sve dok su energije fotona zakočnog zračenja veće od 1,022 MeV, koliko je potrebno za proizvodnju para. Pored zakočnog zračenja, elektroni i pozitroni deo energije gube i na jonizaciju atoma u atmosferi. Elektromagnetne kaskade nastaju kroz procese:

$$\pi^0 \rightarrow 2 \gamma$$

$$\gamma + \text{jezgro} \rightarrow \text{jezgro} + e^+ + e^-$$

$$e^\pm + \text{jezgro} \rightarrow \text{jezgro} + e^\pm + \gamma$$

Mionska komponenta sekundarnog kosmičkog zračenja nastaje raspadima naelektrisanih piona i kaona. Naelektrisani pioni žive znatno duže od neutralnih ($\tau(\pi^\pm) = 2,6 \cdot 10^{-8}$ s) i raspadaju se na mione i neutrine putem procesa:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad \text{i} \quad \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$$

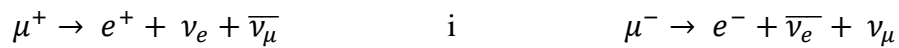
Za razliku od piona, naelektrisani kaoni imaju više kanala raspada pa mogu biti izvor mionske komponente ukoliko su produkti raspada samo mioni, ali mogu biti i izvor elektromagnetne komponente ukoliko prilikom raspada nastaje neutralni pion. Naelektrisani kaoni imaju srednje vreme života od $1,2 \cdot 10^{-8}$ sekundi i raspadaju se kroz procese:

$$K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad \text{i} \quad K^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$$

$$K^+ \rightarrow \pi^0 + \mu^+ + \nu_\mu \quad \text{i} \quad K^- \rightarrow \pi^0 + \mu^- + \bar{\nu}_\mu$$

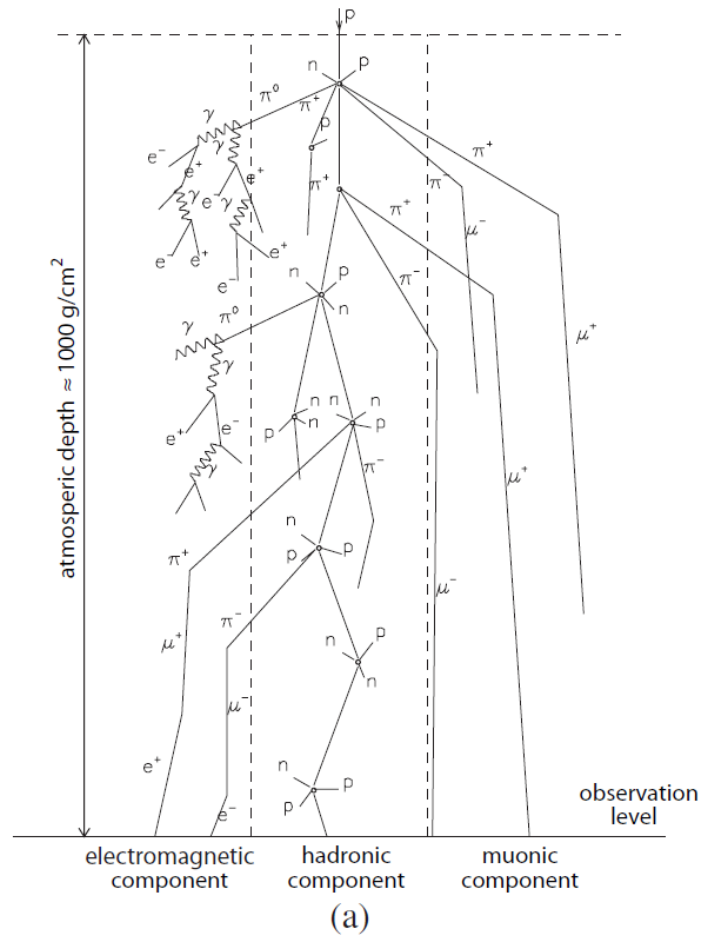
Uprkos kratkom vremenu života od $2,2 \cdot 10^{-6}$ s, zahvaljujući efektu dilatacije vremena, većina miona iz sekundarnog kosmičkog stiže do nivoa mora. Budući da ne učestvuju u jakim interakcijama, mioni energiju gube kroz elektromagnetne procese. Mioni, kao teže čestice, energiju gube najviše na jonizaciju atoma atmosfere dok su, budući da snaga zakočnog zračenja opada sa kvadratom mase čestice, gubitci energije na zakočno zračenje zanemarljivi. Najveći deo kosmičkog zračenja koje dopire do nivoa mora čine upravo mioni, zbog čega se u literaturi često nazivaju prodornom komponentom kosmičkog zračenja.

Deo miona nastalih kroz raspade piona i kaona se ipak raspada putem procesa:



Pozitroni koji nastaju kroz raspade pozitivnih miona će doživeti anihilaciju u interakciji sa elektronom iz elektronskog omotača nekog od atoma u atmosferi, dok će elektroni gubiti energiju kroz elektromagnetne procese tipa zakočnog zračenja i jonizacije atoma atmosfere.

Na slici 1 prikazane su tri komponente sekundarnog kosmičkog zračenja koje imaju izvor jednom primarnom protonu.

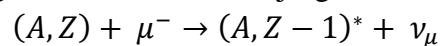


Slika 1 Elektromagnetna (levo), hadronska (sredina) i mionska (desno) komponenta sekundarnog kosmičkog zračenja , preuzeto iz [9]

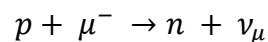
1.3 Interakcija miona i neutrona iz komičkog zračenja sa detektorom

Najveći doprinos pozadinskom zračenju u blizini detektora na maloj nadmorskoj visini potiče od miona i neutrona. Pri raspadu pozitivnih miona zaustavljenih od strane pasivne zaštite detektora nastaju pozitroni čija anihilacija sa okolnim elektronima doprinosi gama liniji na 511 keV. Raspadom negativnih miona nastaju elektroni čije zakočno zračenje ili Komptonovo rasejanje unutar detektora doprinosi kontinualnom delu spektra pozadinskog zračenja. Takođe, sekundarne čestice kao što su elektroni, protoni i pozitroni mogu nastati kroz sudare miona sa materijalima visokog rednog broja koji se često koriste kao pasivna zaštita detektora. Te čestice zatim mogu interagovati sa pasivnom zaštitom detektora i tom prilikom dolazi do emisije zakočnog zračenja ili anihilacione linije. Mioni takođe mogu jonizovati atome materijala koji se koriste kao pasivna zaštita detektora, što će za posledicu imati emisiju X-zračenja karakterističnog za jonizovani atom.

Glavni izvor neutronske pozadinske zračenja u laboratorijama na nivou mora predstavljaju reakcije zahvata negativnog miona od strane jezgra [8]. Reakcija zahvata miona je:



Ova reakcija oslobađa energiju reda veličine 100 MeV. Deo te energije odnosi neutrino, a deo ostaje u vidu energije pobude jezgra $(A, Z-1)$. Jezgro produkt reakcije ima dovoljnu energiju da se deekscituje kroz emisiju čestica, koje će za teža jezgra uglavnom biti neutroni. Mali broj neutrona se emituje kroz reakciju:



Ovakvi neutroni se nazivaju direktni. Direktni neutroni su brzi jer sa sobom odnose većinu energije pobude. Mnogo veći deo emitovanih neutrona su spori neutroni koji se emituju iz složenog jezgra nakon što je energija pobude raspodeljena na nukleone koji to jezgro čine.

Prilikom interakcije brzog neutrona sa jezgrom Ge može doći do neelastičnog rasejanja. Tom prilikom neutron deo svoje energije predaje jezgru i ono prelazi u neko od diskretnih pobuđenih stanja. Jezgra pobuđena kroz neelastična rasejanja se deekscituju emisijom fotona čija energija odgovara energiji pobuđenog stanja ili emisijom konverzionog elektrona čija će se energija takođe deponovati u detektoru. Tom prilikom dolazi do uzmaca Ge koji čini detektor, a energija biva dodata energiji gama linije, što dovodi do toga da linije nastale kroz $Ge(n,n')$ reakcije imaju veću širinu i karakterističan asimetričan oblik sa izduženim visokoenergetskim „repom“. Zahvat neutrona može dovesti i do aktivacije jezgra ukoliko je jezgro koje nastaje kroz zahvat radioaktivno. Zbog toga je potrebno voditi računa da se kao pasivna zaštita detektora ne koriste materijali kod kojih je efikasni presek za neutronske aktivacije veliki.

2. Signali i značajni elementi elektronskih kola u nuklearnoj elektronici

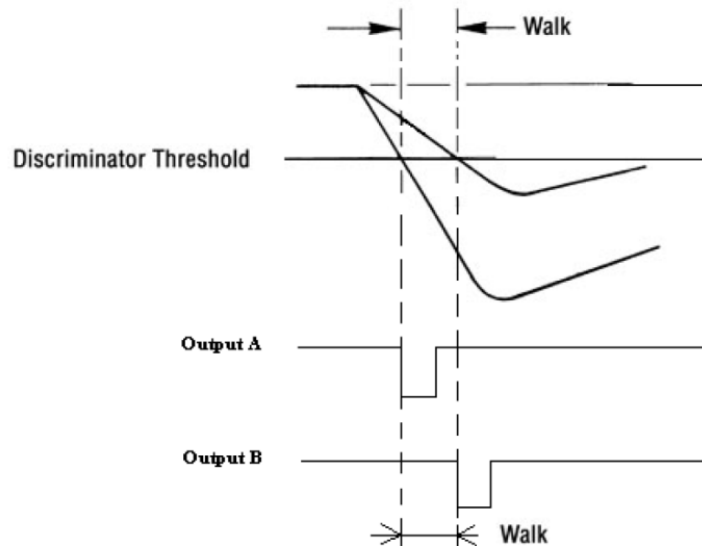
Vremenske promene u naponu ili struji koje nastaju usled interakcije jonizujućeg zračenja sa detektorom nazivaju se analogni signali. Karakteristike analognog signala kao što su visina, širina, oblik, vreme porasta i vreme pada signala u sebi sadrže informacije o zračenju kao što su tip zračenja, energija, vreme kada je čestica zračenja emitovana i ugao emisije. Maksimalna amplituda signala je visina signala, dok se širina signala meri na polovini visine (FWHM). Brzina rasta signala je vreme za koje signal sa 10 % dostigne 90 % maksimalne visine, a vreme pada je vreme za koje signal sa 90 % maksimalne visine opadne na 10 % maksimalne visine. Ponekad je analogni signal korisno pretvoriti u logički. Logički signali daju informaciju o prisustvu signala i mogu imati samo dve vrednosti: 1 u koliko je signal prisutan ili 0 u koliko nema signala. Analogni signal je po potrebi moguće i digitalizovati, a digitalni signali se potom mogu obrađivati pomoću kompjutera. [1]

Signale koji nastaju na detektoru pre obrade je potrebno prvo pojačati. Za to se koriste predpojačavači i pojačavači. Budući da je signal koji nastaje na detektoru često slab, predpojačavači se obično nalaze blizu samog detektora. Uloga pojačavača je da dodatno pojača signal koji dolazi iz predpojačavača kao i da ga uobliči u oblik koji je pogodan za dalju obradu. Od pojačavača se očekuje da vrši linearno pojačanje, odnosno da postoji linearna zavisnost između visine ulaznog i visine pojačanog signala. Ovo je značajno jer visina ulaznog signala pruža informaciju o energiji koju je zračenje deponovalo na detektoru.

Jedan od neizostavnih uređaja na putu signala je diskriminator. Diskriminator vrši selekciju signala po visini tako što na izlazu daje logički signal samo ako je amplituda signala viša od neke zadate vrednosti. Na taj način se odbacivanjem slabih signala koji su često posledica šuma u elektronskom kolu može izbeći prenamaganje signala. Diskriminator diferencijalnog tipa se naziva jednokanalni analizator (SCA). On na izlazu daje logički signal samo ukoliko se visina ulaznog signala nalazi u unapred definisanom opsegu koji se naziva kanal. Višekanalni analizator (MCA) sortira signale po visini i beleži odbroj unutar svakog od opsega visina u višekanalnoj memoriji. Prikazivanje sadržaja svakog od kanala daje spektar visine signala. Višekanalni analizator digitalizuje visinu signala pomoću analogno-digitalnog pretvarača (ADC) i zatim dobijeni broj dodeljuje kanalu u memoriji čija je adresa proporcionalna digitalizovanoj vrednosti. Ovako se vrši sortiranje signala po visini, pritom se odbroj svake visine signala nalazi sačuvan u memoriji koja odgovara određenoj vrednosti. Ukupan broj kanala se naziva konverzioni odnos [1].

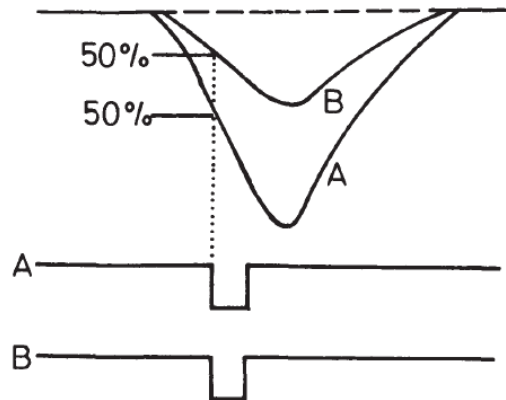
Za pokretanje rada elektronskih kola koriste se uređaji koji se nazivaju okidači. To su zapravo diskriminatori koji propuštaju signale koji ispunjavaju nametnute uslove. Generisanje logičkog signala u momentu kada signal pređe vrednost određenog praga naziva se okidanje prednjom ivicom signala. Kod ovog metoda okidanja javlja se efekat hoda koji negativno utiče na vremensku rezoluciju detekcionog sistema. Pod vremenskom rezolucijom

podrazumeva se najmanji interval vremena koji može biti tačno izmeren. Ukoliko se u detektoru istovremeno registruju dva događaja koji produkuju signale različitih amplituda i različitih vremena porasta, ti signali će u različitim vremenskim trenucima preći prag diskriminatora koji će zatim generisati logičke impulse razdvojene u vremenu iako potiču od dva istovremena događaja. Vremenski razmak između dva logička impulsa koja potiču od istovremenih događaja naziva se hod. Efekat hoda prikazan je na slici 2.



Slika 2 Efekat hoda koji se javlja između dva istovremena signala kada se koristi okidanje prednjom ivicom signala , preuzeto iz [1]

Za uklanjanje efekta hoda koristi se okidanje konstantnom frakcijom koje se postiže pomoću diskriminatora konstantne frakcije (CFD). Kod ovog metoda se logički signal generiše pri konstantnom odnosu visine signala prema amplitudi. Ovo se postiže tako što se originalni signal deli na dva dela od kojih je jedan invertovan i umanjen za konstantnu frakciju originalnog signala. Invertovani signal takođe kasni za originalnim i njihovim sumiranjem se dobija bipolarni signal. Bipolarni signali se od unipolarnih razlikuju po tome što menjaju svoj polaritet u toku vremena. Za okidanje se onda koristi momenat u kom dolazi do promene polariteta signala, odnosno momenat kada je signal jednak nuli. Budući da taj momenat zapravo predstavlja trenutak kada se visina signala nalazi u određenom konstantnom odnosu sa amplitudom originalnog signala, on će biti isti za signale koji stižu u istom trenutku čak iako se oni razlikuju po amplitudi. Ovaj metod zahteva konstantno vreme porasta signala. Sa slike 3 se vidi da prilikom okidanja konstantnom frakcijom istovremeni analogni signali različitih amplituda daju istovremene logičke signale.



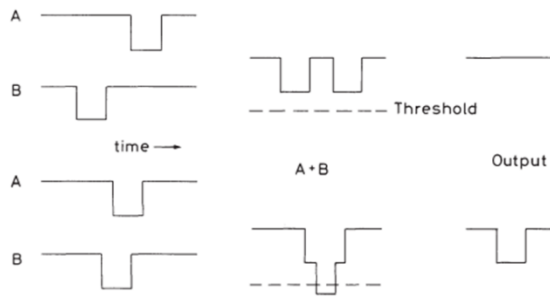
Slika 3 Okidanje konstantnom frakcijom , preuzeto iz [1]

Kod poluprovodničkih detektora se koristi okidanje sa kompenzovanom amplitudom i vremenom porasta koje zapravo predstavlja varijantu okidanja konstantnim odnosom koja ne zahteva konstantno vreme porasta signala.

2.1 Koincidentne tehnike

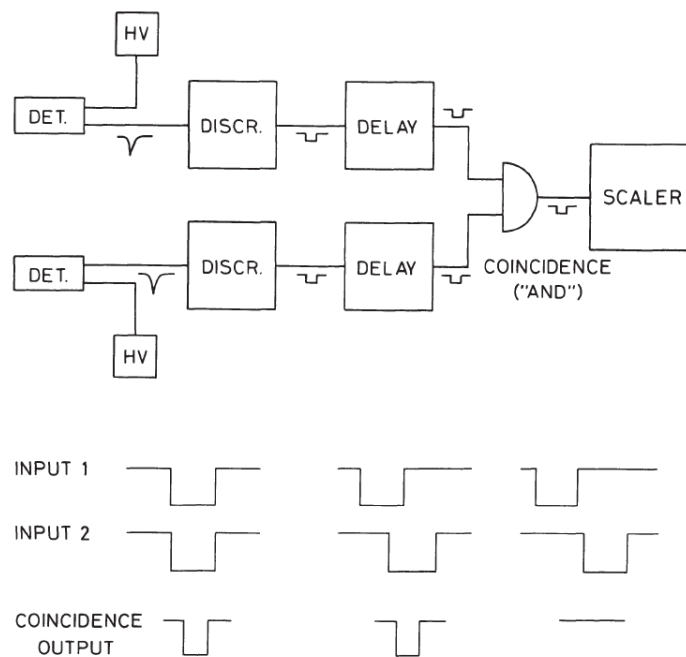
Prilikom izvođenja eksperimenata u nuklearnoj fizici retko se koristi samo jedan detektor, a ponekad je od značaja prepoznavanje događaja koji se u različitim detektorima registruju istovremeno. Istovremeno u ovom kontekstu ne označava nužno događaje koji se u oba detektora registruju u istom trenutku, već one događaje čija je vremenska razlika manja od vremena razlaganja detekcionog sistema. Takvi događaji se nazivaju koincidentni i oni se u zavisnosti od cilja eksperimenta mogu sačuvati radi daljeg proučavanja ili se mogu odbaciti.

U srcu sistema za detekciju koincidencija nalaze se koincidentne jedinice. Koincidentne jedinice su logičke kapije kojima se na ulaz dovode logički signali iz dva detektora koji rade u koincidentnom režimu. Na izlazu iz koincidentne jedinice će se pojaviti logički signal samo ukoliko su signali na ulazu koincidentni. To se realizuje na taj način što se signali na ulazu u koincidentnu jedinicu sumiraju i zatim propuštaju kroz diskriminator kod kog je visina praga podešena tako da bude nešto niža od dvostruke amplitude logičkog impulsa [1]. Na slici 4 prikazan je opisani metod za određivanje koincidencije između dva signala. Gornja polovina slike odgovara slučaju kada je vremenska razlika između logičkih signala koji dolaze iz različitih detektora veća od vremena razlaganja, u tom slučaju signali ne prelaze prag diskriminatora i na izlazu iz diskriminatora se neće javiti signal. Druga polovina slike odgovara koincidentnim događajima kod kojih se na izlazu iz diskriminatora javlja signal.



Slika 4 Određivanje koincidencije između dva signala u slučaju kada oni nisu koincidentni (gornji deo slike) i u slučaju kada su koincidentni (donji deo slike) , preuzeto iz [1]

Jednostavan sistem za koincidentna merenja prikazan je na slici 5. Ovaj sistem se sastoji iz dve grane, sa dva pripadajuća detektora, povezane na koincidentnu jedinicu. Analogni signali iz detektora šalju se u diskriminator koji odbacuje one signale čija je visina ispod zadatog praga. Signali čija visina prelazi prag diskriminatora bivaju konvertovani u logičke signale, a zatim se logički signali iz obe grane nakon određenog kašnjenja šalju u koincidentnu jedinicu. Koincidentna jedinica će onda generisati logički impuls samo ako su signali iz različitih grana koincidentni. Da bi signali bili prepoznati kao koincidentni potrebno je da se makar delimično preklapaju. Odavde sledi da će za idealnu koincidentnu jedinicu vreme razlaganja biti jednako dvostrukom vremenu trajanja logičkog signala. Za realne koincidentne jedinice postoji određeni minimum preklapanja koji mora biti postignut da bi se signali prepoznali kao koincidentni, tako da će koincidentno vreme razlaganja u stvarnosti biti nešto kraće od zbira vremena trajanja dva logička signala. Na izlazu iz koincidentne jedinice nalazi se brojač koji beleži odbroj koincidentnih događaja.



Slika 5 Šema jednostavnog koincidentnog kola (gore) i signali na ulazu i izlazu iz takvog kola (dole) , preuzeto iz [1]

Različiti elementi u elektronskom kolu kao što su detektori, predpojačavači i pojačavači zahtevaju različita vremena da obrade signale. Budući da različite grane kod detekcionog sistema ne koriste nužno iste detektore niti ostale elemente u kolu, može se desiti da dođe do narušavanja informacija o vremenu detekcije događaja u različitim granama detekcionog sistema. Čak i ako dva događaja budu registrovana istovremeno od strane dva detektora, moguće je da zbog različitih vremena putovanja signala kroz dve različite grane ta dva signala u koincidentnu jedinicu ne stignu kao istovremeni. Funkcija konstantnog kašnjenja koje se dodaje sistemu za koincidentna merenja je da obezbedi da vreme koje prođe od detekcije signala do njegovog pristizanja u koincidentnu jedinicu bude jednako za obe grane. Najlakši način da se ovo postigne je dodavanjem dužih kablova u bržu granu tako da se vremena putovanja signala kroz te dve grane izjednače.

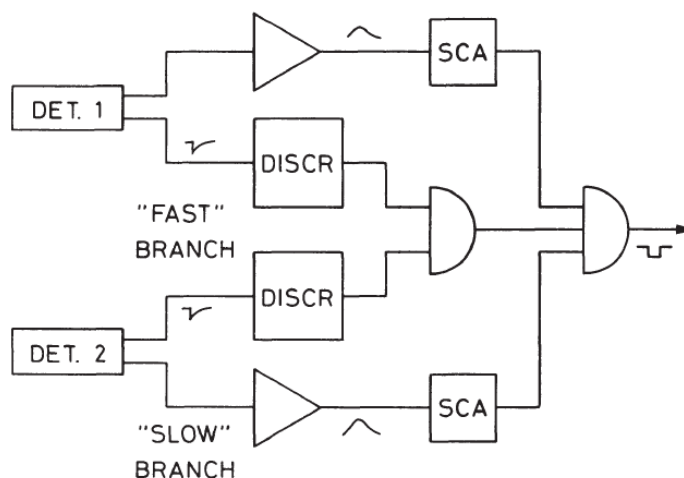
U zavisnosti od cilja eksperimenta ponekad je od interesa upravo odbacivanje koincidentnih događaja, odnosno rad detekcionog sistema u antikoincidentnom režimu. U tom režimu rada glavni detektor je okružen zaštitnim detektorom, a ceo sistem je podešen tako da odbacuje događaje koji su za ova dva detektora koincidentni. Ukoliko čestica pozadinskog zračenja interaguje sa zaštitnim, a zatim sa glavnim detektorom takav događaj će biti odbačen, što doprinosi smanjenju odbroja koji prilikom merenja potiče od pozadinskog zračenja. Nakon interakcije sa zaštitnim detektorom čestica pozadinskog zračenja kroz interakcije sa okolinom detektora može da stvori nove čestice koje će dopreti do glavnog detektora, takvi događaji će takođe biti odbačeni čime se postiže supresija fona u spektru merenog uzorka. Ovakav način smanjivanja fona naziva se aktivna zaštita detektora, a zaštitni detektor se naziva još i veto detektor.

2.2 Brzo – spora kola

Za detekcioni sistem je pored mogućnosti da detektuje koincidentne događaje često od značaja i da sačuva precizne vremenske informacije kao što su vreme detekcije događaja ili vreme porasta signala. Pojačavač, koji predstavlja nezaobilazan element elektronskog kola, zahteva određeno vreme da pojača i oblikuje signal, te dovodi do gubitka dela informacija vezanih za vreme detekcije i vreme porasta signala. Da bi se prilikom koincidentnih merenja postigle odgovarajuće visine i oblici signala uz očuvanje dobre vremenske rezolucije, koriste se brzo-sporna kola nalik na kolo šematski prikazano na slici 6.

Signali na izlazu iz oba detektora se dele na sporu i brzu granu. Signali iz brze grane se bez prolaska kroz pojačavač šalju u diskriminator, a zatim u koincidentnu jedinicu. Signali iz spore grane prolaze kroz pojačavač koji ih pojačava i oblikuje, a zatim se šalju u vremenski jednokanalni analizator radi testiranja visine signala i korekcije efekta hoda. Obradeni signali iz spore grane predstavljaju dva ulaza u trostruku koincidentnu jedinicu čiji je treći ulaz zapravo izlaz iz koincidentne jedinice brze grane. Na izlazu će se pojaviti signal samo

ukoliko su signali koincidentni i u okviru brze i u okviru spore grane. Na ovaj način se postiže maksimum u vremenskoj rezoluciji uz odgovarajuću visinu i oblik signala.



Slika 6 Šematski prikaz brzo – sporog kola , preuzeto iz [1]

2.3 Prave i slučajne koincidencije

Koincidentni događaji koji imaju izvor u istom fizičkom događaju nazivaju se prave koincidencije. Prava koincidencija će biti zabeležena ako čestica pozadinskog zračenja interaguje sa jednim detektorom, napusti ga i zatim interaguje sa drugim detektorom. Pravim koincidencijama se takođe smatra i ako inicijalna čestica u interakciji sa prvim detektorom proizvede druge čestice koje će zatim biti detektovane od strane drugog detektora. Kod detektora sa aktivnom zaštitom se koristi antikoincidentni režim da se ovakvi događaji odbace.

Pod slučajnim koincidencijama se podrazumeva situacija kada se detekcija dva nekorelisana događaja odigra unutar koincidentnog vremena razlaganja detektorskog sistema. Ukoliko se dogodi da dve čestice koje nemaju zajednički uzrok niti poreklo slučajno istovremeno dopru do različitih detektora, ta dva događaja će biti prepoznata kao koincidentna. Budući da detekcioni sistem ne može da prepozna razliku između pravih i slučajnih koincidencija, da bi se dobio ispravan odbroj koincidentnih događaja, potrebno je izvršiti korekciju na slučajne koincidencije.

Brzina brojanja pravih koincidencija (R_{pr}) je:

$$R_{pr} = A \cdot \epsilon_1 \cdot \epsilon_2$$

gde je A – aktivnost izvora, a ϵ_1 i ϵ_2 su efikasnosti prvog i drugog detektora.

Neka su R_1 i R_2 brzine brojanja u prvom i drugom detektoru a τ - vreme razlaganja detekcionog sistema. Svaki put kada dođe do okidanja oba detektora u vremenu manjem od τ taj događaj će biti zabeležen kao koincidencija. Za vreme τ u detektoru 2 će biti registrovano $R_2 \cdot \tau$ događaja. Kako detektor 1 registruje R_1 impulsa u jedinici vremena, brzina brojanja slučajnih koincidencija će biti:

$$R_{sl} = R_1 R_2 \tau$$

Iz gornje relacije se vidi da velika brzina brojanja i loša vremenska rezolucija detekcionog sistema povećavaju broj slučajnih koincidencija.

3. Detektori

Detektori su uređaji kojima se pomoću interakcije zračenja sa aktivnom zapreminom detektora registruje jonizujuće zračenje. Pored samog registrovanja, uloga detektora je i da meri karakteristike zračenja kao što su tip zračenja i njegova energija, kao i masa, spin i brzina ukoliko su u pitanju čestice. Detektori električnog tipa proizvode električni, uglavnom naponski, signal pri interakciji čestice zračenja sa aktivnom zapreminom detektora. Pri toj interakciji unutar aktivne zapremine detektora dolazi do razdvajanja naelektrisanja koja se zatim prikupljaju pomoću električnog polja primenjenog unutar detektora.

3.1 Poluprovodnički detektori

U gama spektroskopiji često je od značaja merenje energije fotona zračenja, što je moguće samo ukoliko taj foton doživi fotoelektrični efekat i na taj način celokupnu svoju energiju ostavi unutar aktivne zapremine detektora. Budući da verovatnoća odigravanja fotoelektričnog efekta za fotone određene energije raste sa porastom rednog broja i gustine materijala kroz koji foton prolazi, najveća efikasnost se može očekivati kod detektora čija je aktivna zapremina čvrst materijal. Da bi detektor bio efikasan potrebno je da bude načinjen od materijala kod kog je lako obezbediti razdvajanje naelektrisanja kao i njihovo kretanje unutar električnog polja, a da pritom električno polje unutar detektora ne izaziva kretanje naelektrisanja koja nisu nastala kao posledica interakcije sa zračenjem. Ove uslove ispunjavaju poluprovodnici. Kod provodnika se provodna i valentna zona preklapaju, što ih čini nepogodnim jer bi kod njih došlo do kretanja provodnih elektrona unutar primenjenog električnog polja čak i bez prisustva zračenja. Kod izolatora nema provodnih elektrona ali je zbog velike širine energetske procepa između provodne i valentne zone stvaranje slobodnih nosilaca naelektrisanja i njihovo kretanje kroz izolator otežano. Poluprovodnici su materijali čija se provodljivost nalazi između provodnika i izolatora. Činjenica da je energetska procep koji kod poluprovodnika postoji između provodne i valentne zone znatno manji nego kod izolatora čini ih pogodnim za izradu detektora jer omogućava da lako pokretni nosioci naelektrisanja nastaju većinski kroz interakciju sa zračenjem. [5]

U poluprovodnike spadaju elementi IV grupe periodnog sistema elemenata kao što su silicijum i germanijum. Njihovi atomi imaju po četiri valentna elektrona koji učestvuju u kovalentnim vezama i na taj način grade poluprovodnički kristal. Za izradu detektora se češće koristi Ge zbog većeg rednog broja. Pri uspostavljanju električnog polja u poluprovodničkom kristalu veoma mali broj elektrona ima dovoljnu energiju da raskine kovalentnu vezu i pređe u provodnu zonu. Kada elektron napusti kovalentnu vezu i počne da se kreće u električnom

polju na njegovo upražnjeno mesto može doći neki drugi elektron iz kristalne rešetke. Mesto tog drugog elektrona zatim može biti popunjeno nekim sledećim elektronom, tako da na taj način efektivno dolazi do kretanja praznog mesta odnosno šupljine. Budući da je šupljina zapravo uzrokovana nedostatkom elektrona, ona je pozitivno naelektrisana i u električnom polju će se kretati suprotno od pravca kretanja elektrona. Poluprovodnici koji su sastavljeni isključivo od četvorovalentnih elemenata nazivaju se čisti ili sopstveni poluprovodnici i kod njih je koncentracija nastalih elektrona jednaka koncentraciji šupljina. Kako je broj elektrona, a samim tim i šupljina koji nastaju u poluprovodniku na sobnoj temperaturi mali, provodnost poluprovodnika na sobnoj temperaturi će takođe biti mala.

Provodljivost poluprovodnika može se poboljšati dopiranjem odnosno dodavanjem male količine primesa u kristalnu rešetku poluprovodnika. Ukoliko se kao primesa dodaju atomi petovalentnog elementa dobijaju se poluprovodnici n-tipa. Četiri elektrona atoma primese stupaju u kovalentne veze sa okolna četiri atoma poluprovodnika, dok peti elektron ostaje veoma slabo vezan za atom primese. Taj elektron će se odvojiti od matičnog atoma i preći u provodnu zonu uz dodatak mnogo manje energije nego elektroni koji učestvuju u kovalentnim vezama. Budući da svaki atom primese unosi po jedan slabo vezan elektron u kristalnu rešetku, primese kod poluprovodnika n-tipa se nazivaju donorima. Atomi primese dovode do pojave donorskog nivoa koji se nalazi malo ispod provodne zone poluprovodnika. Ovakvi poluprovodnici imaju znatno bolju provodljivost od sopstvenih na račun elektrona iz donorskog nivoa, dok je šupljinska provodljivost mnogo manje izražena.

Dopiranje poluprovodnika trovalentnom primesom takođe poboljšava provodljivost. Atom primese će preko svoja tri valentna elektrona stupiti u kovalentnu vezu sa tri od četiri okolna atoma poluprovodnika. Četvrta, nepopunjena, kovalentna veza će za atom poluprovodnika postati šupljina pa će elektroni iz okolnih atoma moći da se pomeraju da bi je popunili. Elektronima je za takvo kretanje potreban znatno manji iznos energije nego što bi im bio potreban da pređu u provodnu zonu. Kako se kretanjem elektrona od veze do veze pomera i prazno mesto koje za njima ostaje, ovo se manifestuje kao kretanje šupljine. Na taj način se sa svakim atomom trovalentne primese u poluprovodnik unosi po jedna šupljina. Provodnost ovako dobijenog p-tipa poluprovodnika je poboljšana u odnosu na provodnost sopstvenog poluprovodnika na račun šupljinske provodljivosti. Atomi trovalentne primese se nazivaju akceptori i oni u poluprovodnik unose akceptorski nivo koji se nalazi malo iznad valentne zone. [5]

Ostvarivanjem kontakta između p i n-tipa poluprovodnika dolazi do difuzije elektrona iz poluprovodnika n-tipa u poluprovodnik p-tipa i popunjavanja šupljina. Posledica ovoga je da p-tip poluprovodnika postaje negativno naelektrisan, dok n-tip poluprovodnika postaje pozitivno naelektrisan i između njih se javlja električno polje, odnosno kontakti potencijal. Kada kontakti potencijal postane dovoljno veliki difuzija elektrona iz n-tipa u p-tip poluprovodnika prestaje. Oblast prostora oko pn spoja, odnosno diode, u kojoj vlada električno polje naziva se oblast prostornog naelektrisanja. Povezivanjem p-tipa poluprovodnika na negativni, a n-tipa poluprovodnika na pozitivni potencijal dobija se inverzno polarizovana poluprovodnička dioda. Inverznim polarizovanjem diode ona postaje neprovodna, dok oblast prostornog naelektrisanja postaje znatno veća. Prolazak jonizujućeg

zračenja kroz oblast prostornog naelektrisanja stvara dodatne elektrone i šupljine, a njihovo prikupljanje primenjenim električnim poljem stvara signal. Oblast prostornog naelektrisanja zapravo predstavlja aktivnu zapreminu poluprovodničkog detektora i njihova specifičnost je što se aktivna zapremina može menjati promenom napona.

3.1.1 HPGe detektori

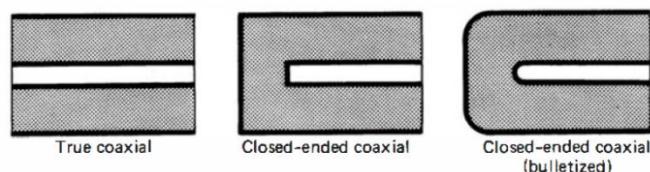
Poluprovodnički detektori od germanijuma visoke čistoće (HPGe detektori) predstavljaju detektore sa najvećom energetsom rezolucijom što ih čini najboljim izborom za gama spektroskopiju. Germanijum se preferira u odnosu na silicijum jer ima veći redni broj, a samim tim i veću verovatnoću da foton interagujući sa aktivnom zapreminom detektora doživi fotoefekat. Germanijum se takođe odlikuje većom gustinom od silicijuma, a posledica toga je da fotoni u germanijumu imaju kraći srednji slobodan put. Budući da energija potrebna za stvaranje para elektron-šupljina za HPGe detektor iznosi svega 2,9 eV, ako bi detektor radio na sobnoj temperaturi bilo bi praktično nemoguće dobiti dobar spektar jer bi termalne ekscitacije stvarale više parova nego interakcija sa zračenjem. Zbog toga je HPGe detektore prilikom rada potrebno hladiti do temperature od -196°C pomoću tečnog azota.

Prilikom interakcije sa aktivnom zapreminom detektora fotoni γ -zračenja proizvode parove elektrona i šupljina, pri čemu je broj nastalih parova proporcionalan energiji upadnog fotona. Sakupljanjem naelektrisanja pomoću električnog polja nastaje signal koji nosi informaciju o energiji upadnog zračenja, dok broj takvih signala u jedinici vremena daje informaciju o intenzitetu zračenja.

HPGe detektor je u suštini velika inverzno polarizovana dioda, dok germanijum u zavisnosti od koncentracije donora ili akceptora koju sadrži može biti p-tipa ili n-tipa. Da bi se dioda povezala sa ostatkom električnog kola neophodno je postaviti kontakte, odnosno elektrode, na kristal germanijuma. Kao katoda se koristi tanak sloj metala implantiran jonima. Anodu predstavlja litijum koji je u debljem sloju difundovao u germanijum. HPGe detektori se prema geometriji mogu podeliti na planarne i koaksijalne.

Planarni detektori imaju oblik diska. Koriste se uglavnom u niskoenergetskoj γ i X spektroskopiji za detekciju fotona u intervalu energija od 1 keV do nekoliko stotina keV. Imaju bolju energetska rezoluciju od koaksijalnih za fotone energija ispod 100 keV i uglavnom mogu da dostignu veće brzine brojanja.

Koaksijalni detektori imaju oblik cilindra sa izdubljenim unutrašnjim delom i mogu se podeliti na tri tipa: pravi koaksijalni, koaksijalni detektor sa zatvorenim krajem i koaksijalni detektor sa zaobljenim zatvorenim krajem. Uzdužni preseki tri moguća tipa koaksijalnih detektora prikazani su na slici 7.



Slika 7 Uzdužni preseki 3 tipa koaksijalnih detektora: pravi (levo), detektor sa zatvorenim krajem (centar) i detektor sa zaobljenim zatvorenim krajem (desno) , preuzeto iz [2]

Elektrode se kod koaksijalnog tipa detektora postavljaju na spoljašnju i unutrašnju cilindričnu površinu kristala i na slici 7 su označene podebljanim linijama. Kod pravog koaksijalnog detektora se unutrašnja šupljina proteže celom dužinom kristala. Prednost ovakve geometrije je jednostavniji oblik linija sile električnog polja unutar kristala. Većina HPGe detektora se pravi sa zatvorenim krajem jer veća aktivna zapremina detektora povećava efikasnost detekcije. Oko ivica detektora sa zatvorenim krajem javljaju se oblasti u kojima je prikupljanje naelektrisanja sporije nego u ostatku kristala što negativno utiče na vremensku rezoluciju. Otklanjanje tog nedostatka postiže se zaobljavanjem ivica i na taj način se dobijaju koaksijalni detektori zatvorenog tipa sa zaobljenim ivicama koji predstavljaju najčešće korišćen tip koaksijalnih detektora [2].

Kod p-tipa HPGe koaksijalnih detektora spoljašnja elektroda je anoda od litijuma koji je deponovan na germanijum u sloju od 500 do 1000 μm . Unutrašnja elektroda je katoda debljine do 0,3 μm načinjena od metala, često bora, sa dodatkom jona. Kod n-tipa je katoda postavljena na spoljašnju, a anoda na unutrašnju površinu kristala. Elektrode predstavljaju mrtav sloj za detektor, budući da interakcija zračenja sa elektrodom ne proizvodi signal. Budući da je kod n-tipa spoljašnji kontakt tanji nego kod p-tipa, n-tip je efikasniji za detekciju niskoenergetskih fotona jer je mrtav sloj kroz koji fotoni treba da prođu tanji.

3.1.2 Kriostat i Djuarov sud

HPGe detektore je, da bi se izbeglo stvaranje parova usled termičkog pobuđivanja, prilikom rada neophodno hladiti na temperaturu tečnog azota. Hlađenje detektora se postiže pomoću kriostata. Kriostat je izolacioni sud unutar koga se nalaze sam kristal i predpojačavač. On je iznutra vakuumiran da bi se detektor termički izolovao od okolnog vazduha. Deo kriostata koji se nalazi direktno oko detektora se naziva *end cap* detektora i on se obično pravi tako da bude veoma tanak kako bi se izbegla atenuacija zračenja koje dolazi do detektora. Detektor se nalazi na postolju koje je montirano na šipku preko koje je ostvaren termički kontakt između kristala germanijuma i Djuarovog suda. Djuarov sud sastoji se od dva suda: manjeg unutar kog se nalazi tečni azot i većeg koji se nalazi oko manjeg suda, dok je prostor između njih

vakuumiran radi toplotne izolacije. Drugi kraj šipke na kojoj je postolje sa detektorom umočen je u Djuarov sud. U zavisnosti od toga kako je postavljena zaštita oko detektora, kriostat je na Djuarov sud moguće montirati u horizontalnoj ili vertikalnoj orijentaciji.

3.2 Scintilacioni detektori

Rad scintilacionih detektora zasniva se na činjenici da postoje određene supstance, scintilatori, koje će se nakon ekscitacije kroz interakciju sa jonizujućim zračenjem deekscitovati emisijom svetlosti. Kod scintilatora dolazi do pojave luminescencije. Luminescencija predstavlja svojstvo određenih supstanci da apsorbovanu energiju reemituju u vidu svetlosti. Luminescentna emisija svetlosti koja odigrava u intervalu do 10^{-8} sekundi nakon apsorpcije naziva se fluorescencija, u suprotnom se naziva fosforescencija. Za razliku od većine supstanci kod kojih su talasne dužine fotona koje emituju iste kao talasne dužine fotona koje su apsorbivale, karakteristika scintilatora je da se talasne dužine apsorbivane i emitovane svetlosti razlikuju. Ova osobina ih čini prozirnim sa svetlost koju emituju i samim tim omogućava da svetlost nastala kroz interakciju jonizujućeg zračenja unutar zapremine scintilatora napusti scintilator i bude detektovana. Scintilatori se mogu podeliti na organske i neorganske.

3.2.1 Organski scintilatori

Organski scintilatori su aromatična ugljovodonična jedinjenja. Kod njih se scintilacije emituju u prelazima valentnih elektrona molekula. To su delokalizovani elektroni koji nemaju određeni atom za koji su vezani, već pripadaju celom molekulu. U energetskejšemi ovakvih molekula svaki elektronski energetski nivo je podeljen na više vibracionih nivoa, a svaki vibracioni nivo je podeljen na više rotacionih nivoa. Razmak između elektronskih nivoa je reda veličine eV, dok su razmaci između vibracionih nivoa reda desetih delova eV [2]. Prilikom interakcije sa zračenjem valentni elektron unutar molekula apsorbivuje energiju i deo te energije se troši na prelaz na neko od pobuđenih elektronskih stanja, a deo na prelaze između vibracionih stanja. Budući da će deo energije koja je apsorbivovana biti potrošen na prelaze između vibracionih stanja, energija fotona koji će se emitovati pri prelazu sa pobuđenog na osnovno elektronsko stanje će biti manja od energije koju je elektron apsorbivovao. Činjenica da su talasne dužine fotona koje scintilatori emituju, uz malo

preklapanje, pomerene ka većim vrednostima u odnosu na talasne dužine fotona koje scintilatori apsorbuju obezbeđuje da ovi materijali budu prozirni za sopstvenu svetlost.

Da bi scintilacioni materijal mogao da se koristi kao detektor potrebno je scintilacije pretvoriti u električne impulse koji se dalje pomoću elektronike mogu obrađivati i beležiti. Za to se koriste fotomultiplikacione cevi. Fotomultiplikator je cilindrična cev čija je jedna baza providan prozor koji je u kontaktu sa scintilatorom. Taj kontakt mora da bude takav da u fotomultiplikator dospevaju samo oni fotoni koji su nastali unutar scintilatora. Foton nastao u scintilatoru prolazi kroz prozor fotomultiplikatora i pada na fotokatodu izbijajući elektrone iz nje. Unutar fotomultiplikatora postoji električno polje koje te elektrone usmerava ka nizu dinoda koje u stvari predstavljaju elektrode od kojih je svaka na većem naponu od prethodne. Elektroni, krećući se od dinode do dinode, iz svake od njih izbijaju nove elektrone. Krajnji rezultat je umnožavanje elektrona za nekoliko redova veličine. Na kraju fotomultiplikatora je anoda koja prikuplja elektrone izbijene sa dinoda i na taj način nastaje signal koji se dalje šalje na pojačavačku elektroniku.

Mada postoji mnoštvo materijala koji ispoljavaju osobine scintilatora, postoji više osobina o kojima je potrebno voditi računa da bi se scintilator mogao smatrati pogodnim za izradu osetljive zapremine detektora. Da bi se scintilator u opšte mogao koristiti kao detektor neophodno je da bude što prozirniji za sopstvenu svetlost. Poželjno je da scintilator ima što veću konverzionu efikasnost, odnosno da što veći deo energije detektovane čestice bude pretvoren u svetlost. Poželjno je takođe i da vreme deekscitacije (*decay constant*), koje predstavlja vreme potrebno da intenzitet svetlosnog pulsa koji nastaje pri detekciji čestice opadne na $1/e$ maksimalne vrednosti, bude što kraće. Ovo vreme je usko povezano sa mrtvim vremenom detektora, te je potrebno da ono bude što manje kako bi se mogla obezbediti dobra vremenska rezolucija detektora, kao i velike brzine brojanja. Još jedan od bitnih parametara kod scintilacionog detektora je svetlosni izlaz (*light output*), koji predstavlja broj scintilacionih fotona koji nastaju za svaki keV energije deponovane u detektoru. Da bi detektor imao dobru efikasnost i rezoluciju potrebno je da ima što veći svetlosni izlaz.

Scintilacioni detektori imaju široku primenu u nuklearnoj fizici zahvaljujući osobinama kao što su:

- Linearnost u odnosu na energiju – Energija koju scintilator emituje u vidu svetlosti je proporcionalna sa energijom upadne čestice, a kako fotomultiplikatori takođe vrše linearno umnožavanje elektrona, amplituda električnog signala koji nastaje nakon detekcije čestice zračenja će biti proporcionalna energiji detektovane čestice. Ovo omogućava da se scintilatori koriste za spektroskopiju.
- Malo vreme odziva – Vremena deekscitacije scintilatora koji se koriste kao detektori su reda veličine nanosekundi, a fotoni koji nastaju kroz interakciju sa zračenjem veoma brzo dospevaju od mesta nastanka do fotomultiplikatora. Zahvaljujući ovoj osobini scintilacioni detektori imaju malo mrtvo vreme i izuzetno dobru vremensku rezoluciju.
- Mogućnost analize oblika pulsa – Kod nekih scintilatora postoji mogućnost da se odredi koji tip čestice je detektovan na osnovu analize oblika pulsa koji tom prilikom

nastaje. Ovu mogućnost scintilatori duguju činjenici da se mehanizmi fluorescence razlikuju u zavisnosti od jonizacione moći upadne čestice.

Budući da scintilaciona svojstva organskih scintilatora potiču od osobina samog molekula, ovaj tip scintilatora zadržava scintilaciona svojstva bez obzira na fizički oblik. U organske scintilatore spadaju: organski kristali, tečni scintilatori i plastični scintilatori.

Od organskih kristala najčešće se koriste antracen, trans-stilben i naftalin. Kao posledica kristalne strukture, organske kristale karakteriše anizotropija amplitude emitovane svetlosti u odnosu na različite orijentacije kristala. Uprkos tome što su tvrdi, ovi kristali su zbog lomljivosti i lošeg podnošenja naglih promena temperature nezgodni za sečenje i oblikovanje u oblik pogodan za izradu detektora. Iako imaju veoma kratka vremena odziva od svega nekoliko nanosekundi, ovi nedostaci su učinili da se organski kristali sve ređe koriste. Antracen se, budući da ima najveći svetlosni izlaz od svih organskih scintilatora, koristi kao merilo za svetlosne izlaze svih drugih scintilatora. Svetlosni izlaz nekog scintilatora se često izražava u procentima svetlosnog izlaza antracena.

Tečni scintilatori se dobijaju rastvaranjem organskih scintilatora u organskom rastvaraču u koncentraciji od par grama po litru rastvarača. Među rastvorenim scintilatorima ističe se p-terfenil dok se za rastvarače često koriste ksilen, toluen ili benzen. Vremena odziva tečnih scintilatora su takođe veoma kratka, reda 3 ili 4 ns [1]. Kod tečnih scintilatora postoji mogućnost rastvaranja nekoliko različitih scintilatora u jednom rastvaraču. Scintilator ne mora nužno da primi energiju pobude od čestice zračenja, češće se dešava da energiju primi molekul rastvarača i da je zatim prenese na molekul scintilatora koji je dalje reemituje u vidu svetlosti. Zahvaljujući ovoj osobini je, da bi se povećala verovatnoća detekcije određenog tipa zračenja, moguće u rastvarač dodati supstance koje imaju veći efikasni presek za interakciju sa zračenjem koje je potrebno registrovati. Takođe je moguće rastvoriti i supstance koje će apsorbovati svetlost koju emituje scintilator i reemitovati je uz promenu talasne dužine. To se praktikuje ukoliko je osetljivost fotomultiplikatora mala za talasnu dužinu svetlosti koju scintilator emituje. Nedostatak tečnih scintilatora je što su veoma osetljivi na prisustvo nečistoća u rastvaraču. Tečni scintilatori su našli široku primenu u α i β spektroskopiji. Budući da α i β čestice imaju vrlo kratak srednji slobodan put, u uzorcima veće debljine dolazi do izražaja efekat samoapsorpcije. Mrvljenjem ili rastvaranjem uzorka koji sadrži α ili β emitere u tečnom scintilatoru sama bočica sa rastvorom postaje osetljiva zapremina detektora, a efikasnost detekcije se značajno povećava zahvaljujući 4π geometriji i umanjenju efekta samoapsorpcije.

Plastični scintilatori su klasa organskih scintilatora koji se u nuklearnoj fizici najviše koriste. Polimerizacijom rastvarača u kome je rastvoren organski scintilator dobija se čvrsta plastika sa scintilacionim svojstvima. Plastike koje se najčešće koriste su polistiren, poliviniltoluen i polifenilbenzen, sa koncentracijom rastvorenog scintilatora od oko 10 grama po litru. Kao i kod tečnih scintilatora, i kod plastičnih scintilatora je moguće pre polimerizacije dodati supstance koje menjaju talasnu dužinu svetlosti koju scintilator emituje radi lakše detekcije od strane fotomultiplikatora. Plastične scintilatore takođe karakteriše veoma brzo vreme

odziva, reda nekoliko nanosekundi, kao i dobar svetlosni izlaz. Ono što plastične scintilatore čini vrlo praktičnim i pogodnim za upotrebu je to što ih je lako proizvoditi u raznim veličinama i oblicima. Plastični scintilatori postoje u različitim formama, od tankih filmova i diskova, preko cilindara, do veoma velikih blokova. Značajna prednost plastičnih scintilatora je to što su relativno jeftini za proizvodnju, čak i ukoliko se radi o većim dimenzijama detektora. U slučaju detektora velikih dimenzija treba voditi računa o tome da atenuacija zračenja unutar samog scintilatora nije zanemarljiva. Kvantitativna mera za atenuaciju zračenja od strane plastike je atenuaciona dužina, koja se definiše kao dužina posle koje se intenzitet svetlosti smanji e puta. Poželjno je da atenuaciona dužina bude što veća. Plastični scintilatori su podložni oštećenjima u kontaktu sa organskim rastvaračima. Prilikom rukovanja plastičnim scintilatorom poželjno je nositi pamučne rukavice da bi se izbegla oštećenja plastike u kontaktu sa kiselinama koje se nalaze na ljudskoj koži.

3.2.2 Neorganski scintilatori

Neorganski scintilatori su uglavnom monokristali koji u malim koncentracijama sadrže nečistoće koje se nazivaju aktivatori. Za razliku od organskih scintilatora, kod kojih su scintilaciona svojstva poticala od osobina molekula, scintilaciona svojstva neorganskih scintilatora potiču od zonske strukture energetskih nivoa elektrona unutar kristalne rešetke. U interakciji kristala sa jonizujućim zračenjem nastaju elektroni i šupljine koji se kreću kroz kristalnu rešetku. Ukoliko se šupljina popuni elektronom iz atoma primese, taj atom ostaje jonizovan. Elektron koji naiđe na jonizovan atom aktivatora će biti zahvaćen i atom ostaje u pobuđenom stanju, a zatim se deekscituje kroz emisiju fotona. Talasna dužina svetlosti emitovane od strane aktivatora razlikuje se od talasne dužine koju kristal apsorbuje, te je uloga atoma aktivatora je obezbedi da neorganski scintilator bude proziran za sopstvenu svetlost. Hemijski simbol aktivatora se stavlja u zagradu iza hemijske formule kristala. Za izradu scintilacionih detektora često se koriste halidi alkalnih metala, dok je talijum najčešći aktivator. Neki od primera alkalnih neorganskih scintilatora su: CsI (Tl), LiI (Ta) i NaI (Tl) koji se najčešće koriste. Mana halida je što su higroskopni i moraju biti hermetički zatvoreni da ne bi propadali u kontaktu sa vlagom iz vazduha. Postoje i nealkalni neorganski scintilatori kod kojih je izbegnut problem sa higroskopnošću. Među njima se kao najčešće korišćen ističe bizmut germanat ($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$).

Prednost neorganskih scintilatora u odnosu na organske ogleda se u većoj gustini. Zahvaljujući većem rednom broju, neorganski scintilatori imaju znatno bolju zaustavnu moć što ih čini efikasnijim u detekciji X i γ zraka. Neorganski scintilatori takođe imaju bolji konverzioni odnos i samim tim bolju energetsku rezoluciju, što ih čini pogodnim za X i γ spektroskopiju. Mana neorganskih scintilatora u odnosu na organske je to što im je odziv za 2 do 3 reda veličine sporiji od organskih, te imaju znatno lošiju vremensku rezoluciju. Zbog

bolje energetske rezolucije i veće efikasnosti za detekciju X i γ fotona, neorganski scintilatori se uglavnom koriste za X i γ spektroskopiju. Organski scintilatori su, zbog kratkog vremena odziva i bolje vremenske rezolucije, pogodniji za upotrebu kada je pored energije potrebno dobiti i vremenske informacije, kao što je slučaj sa koincidentnim tehnikama.

4. Eksperimentalna postavka

Cilj ovog rada je ispitivanje interakcije kosmičkog zračenja sa aktivnom i pasivnom zaštitom detektora, kao i detekcija događaja koje te interakcije proizvode. Spektri pozadinskog zračenja su snimani u laboratoriji Departmana za fiziku Prirodno-matematičkog fakulteta u Novom Sadu. Laboratorija se nalazi u prizemnoj prostoriji na oko 80 metara nadmorske visine i ima betonske zidove debljine 15 cm. Za snimanje spektara korišteni su HPGe detektor i plastični scintilacioni detektor povezani u brzo-sporo koincidentno kolo. U cilju ispitivanja mogućnosti upotrebe koincidentnog sistema HPGe detektora i plastičnog scintilacionog detektora za odbacivanje fona koji potiče od kosmičkog zračenja snimljeni su: vremenski spektar, koincidentni, antikoincidentni i direktni spektar HPGe detektora bez uzorka, kao i vremenski spektar i koincidentni spektar u prisustvu uzorka. Vremenski spektar poslužio je da bi se odredilo vreme razlaganja ovog sistema. Kod energetskih spektara je vršeno poređenje odbroja za iste linije u antikoincidentnom i direktnom spektru kako bi se utvrdilo u kojoj meri je antikoincidentni sistem u stanju da umanji fon koji potiče od kosmičkog zračenja. Koincidentni spektar je korišten za identifikaciju linija koje potiču od kosmičkog zračenja.

4.1 HPGe detektor

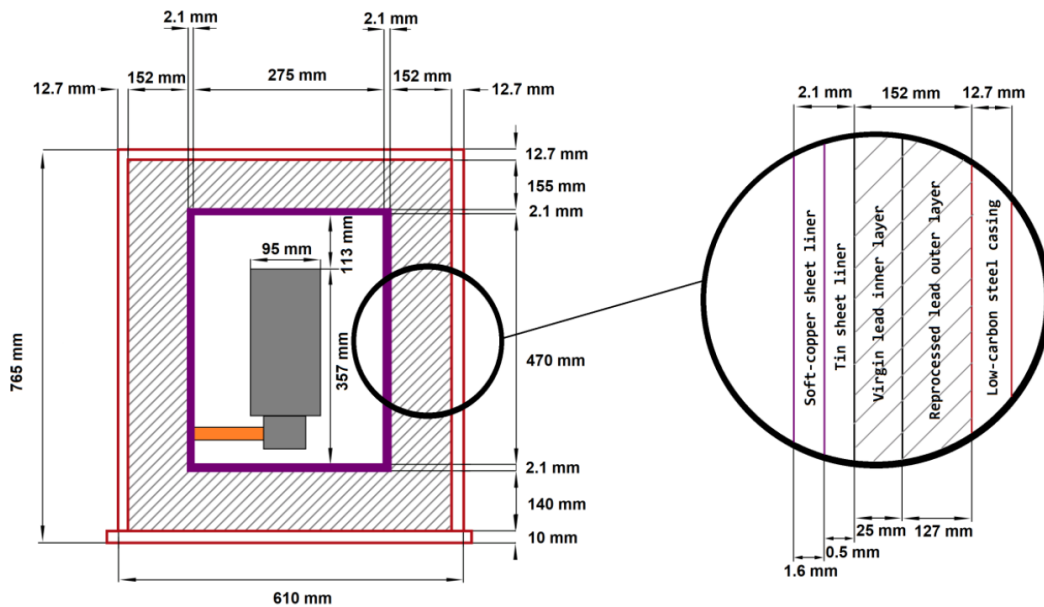
Spektri su snimani ORTEC GEM-C100 koaksijalnim HPGe detektorom p-tipa hlađenim pomoću HJ tipa kriostata i Djuarovog suda. Ostali delovi detekcionog sistema su: izvor visokog napona (ORTEC 660), glavni pojačavač (ORTEC 672) i višekanalni analizator i analogno-digitalni pretvarač (ORTEC 927). Izmerena relativna efikasnost detektora iznosi 105 %. Detektor je kristal germanijuma prečnika 79,3 mm i visine 84,5 mm koji ima aktivnu zapreminu od 411 cm³. On se nalazi unutar *end cap*-a od karbonskih vlakana. Materijali korišteni za pasivnu zaštitu detektora i njihove debljine date su u tabeli 1.

Materijal	Debljina [mm]
Bakar	1,6
Kalaj	0,5
Staro olovo	25
Olovo	127
Niskokarbonski čelik	12,7

Tabela 1 Materijali korišćeni za pasivnu zaštitu detektora i njihove debljine poredane od unutrašnjeg ka spoljašnjem sloju

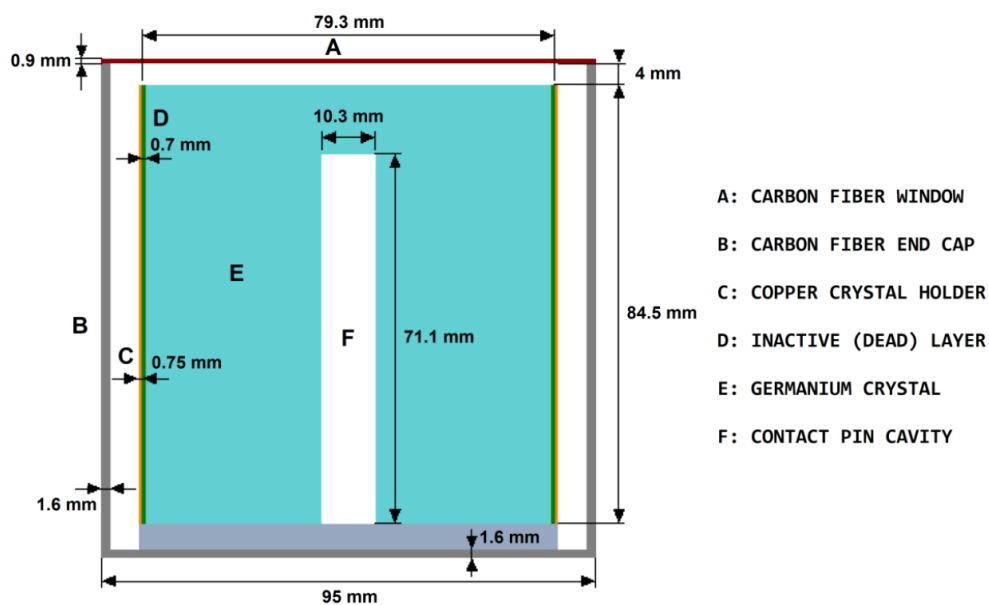
Olovo je, zahvaljujući velikoj gustini, efikasno u zaustavljanju pozadinskog γ i X zračenja. Kalaj se koristi za zaustavljanje X-zraka u oblasti od 75 do 85 keV koji se emituju pri popunjavanju elektronske K ljuske olova, dok bakar služi za zaustavljanje X zraka energija od 25 do 28 keV koje emituje kalaj. Ukupna masa pasivnog štita je 2200 kg.

Na slici 8 prikazan je uzdužni presek detektora i njegove zaštite sa dimenzijama.



Slika 8 Uzdužni presek detektora i njegove zaštite (levo) i detaljni uveličan presek zaštite (desno)

Na slici 9 prikazan je uzdužni presek kristala sa dimenzijama.



Slika 9 Uzdužni presek kristala Ge

4.2 Plastični scintilacioni detektor

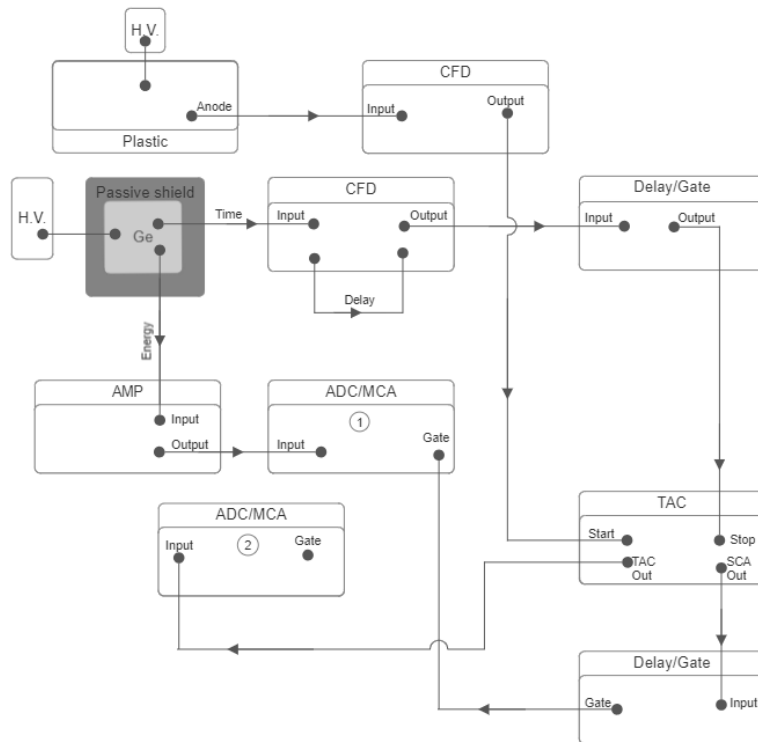
Kao aktivna zaštita HPGe detektora korišten je plastični scintilacioni detektor modela EJ-200 holandske kompanije Scionix. Ovaj model karakteriše velika atenuaciona dužina i kratko vreme odziva. Prečnik plastičnog scintilatora je 75 cm, a njegova debljina je 5 cm. On je prilikom merenja bio postavljen tako da naleže na gornju horizontalnu površinu zaštite HPGe detektora, odnosno plastični scintilator je bio na visini od 28,28 cm iznad *endcap*-a detektora. Plastična matrica je od poliviniltoluena sa indeksom prelamanja od 1,58 i rasponom radnih temperatura od -60 °C do 60 °C. Karakteristike detektora navedene od strane proizvođača nalaze se u tabeli 2.

Karakteristika	Vrednost
Svetlosni izlaz [u % antracena]	64
Scintilaciona efikasnost [fotona / 1 MeV e ⁻]	10 000
Talasna dužina na maksimumu emisije [nm]	425
Atenuaciona dužina [cm]	380
Vreme porasta signala [ns]	0,9
Vreme deekscitacije (<i>decay constant</i>) [ns]	2,1
FWHM signala [ns]	2,5
Broj atoma H po cm ³ [$\cdot 10^{22}$]	5,17
Broj atoma C po cm ³ [$\cdot 10^{22}$]	4,69
Broj elektrona po cm ³ [$\cdot 10^{23}$]	3,33
Gustina [g/cm ³]	1,023

Tabela 2 Karakteristike plastika navedene od strane proizvođača

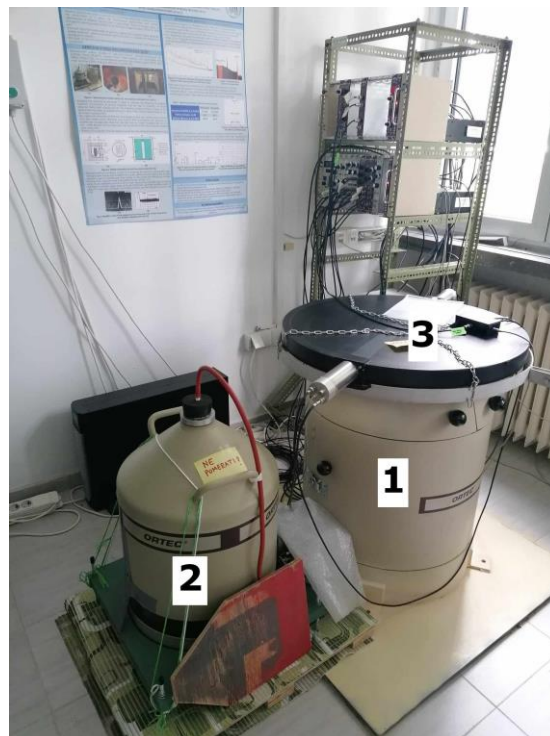
4.3 Šema elektronskog kola

Šema elektronskog kola korištenog u eksperimentu, sa označenim elektronskim komponentama, prikazana je na slici 10. Oznake elemenata kola su sledeće: H.V. – izvor visokog napona, CFD – diskriminator konstantne frakcije, Delay/Gate – generator *gate* signala i kašnjenja, TAC – pretvarač vreme-amplituda, ADC/MCA – analogno-digitalni pretvarač i višekanalni analizador, AMP – pojačavač. Na izlazu iz HPGe detektora su sa *Time* i *Energy* označene grane kola koje daju vremenski odnosno energetski spektar.



Slika 10 Šema elektronskih komponenti korištenih prilikom merenja

Na slici 11 prikazana je eksperimentalna postavka. Sa 1 je obeležena zaštita unutar koje se nalazi HPGe detektor, sa 2 je obeležen Djuarov sud, a sa 3 je obeležen plastični scintilacioni detektor.



Slika 11 Eksperimentalna postavka

5. Eksperimentalni rezultati

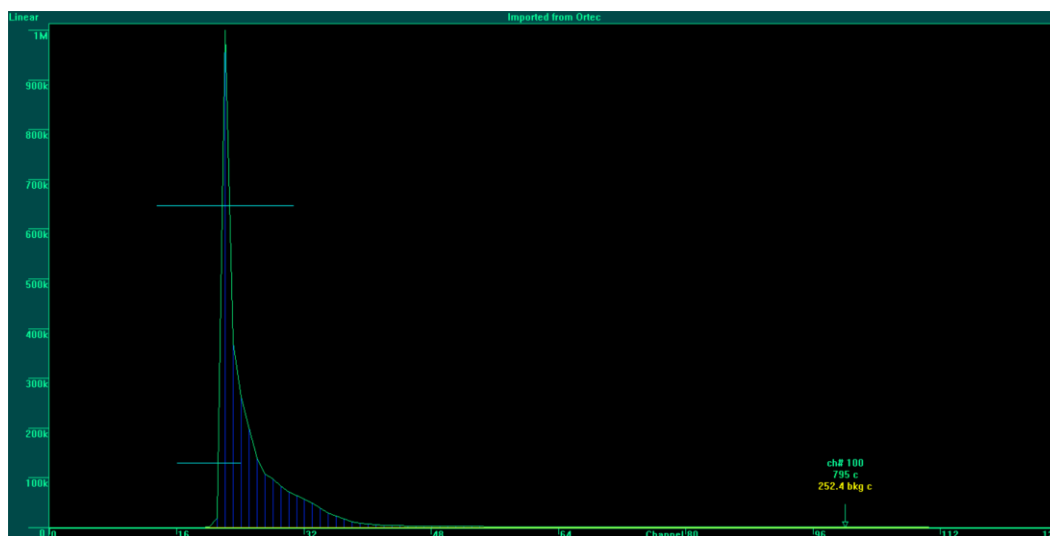
Za prikaz i analizu spektara korišten je program APTEC. Svi spektri su normirani na antikoincidentni spektar, čije aktivno vreme merenja iznosi $t_{\text{live}}=418375,5$ s.

5.1 Merenja bez uzorka

U prvom delu eksperimenta merenja su vršena bez uzorka, a sa ciljem da se utvrdi koje linije se javljaju kao posledica prirodnog fona i u odsustvu uzorka, kao i da se među tim linijama identifikuju one koje nastaju kao posledica interakcije kosmičkog zračenja sa detektorom ili njegovom okolinom. Spektre snimljene bez uzorka je zatim moguće uporediti sa spektrima koji su snimljeni u prisustvu uzorka da bi se utvrdilo kako prisustvo određenih materijala u uzorku utiče na izgled spektra.

5.1.1 Određivanje koincidentnog vremena razlaganja sistema

Na slici 12 prikazan je vremenski spektar na kojem se vidi broj koincidentnih događaja u funkciji vremenske razlike između start i stop signala.



Slika 22 Vremenski spektar

Memorija je podeljena na 1008 kanala kojima odgovara 50 μ s. Na osnovu toga je izračunato da jednom kanalu odgovara 49,6 ns. FWHM pika odgovara koincidentnom vremenu razlaganja sistema i iznosi 1,21 kanal odnosno 60,016 ns.

5.1.2 Analiza kontinualnog dela spektra

Interval energija od 30 keV do 2800 keV podeljen je na više podintervala. U tabeli 3 nalaze se odbroji i brzine brojanja za navedene intervale energija u direktnom, antikoincidentnom i koincidentnom spektru. N predstavlja odbroj, a R je brzina brojanja koja je računata je prema:

$$R = \frac{N}{t_{live}} \cdot 1000 \left[\frac{c}{ks} \right]$$

U poslednjoj koloni označenoj sa S izračunato je koliko upotreba antikoincidentnog sistema smanjuje brzinu u pomenutim intervalima energija. S je računato kao:

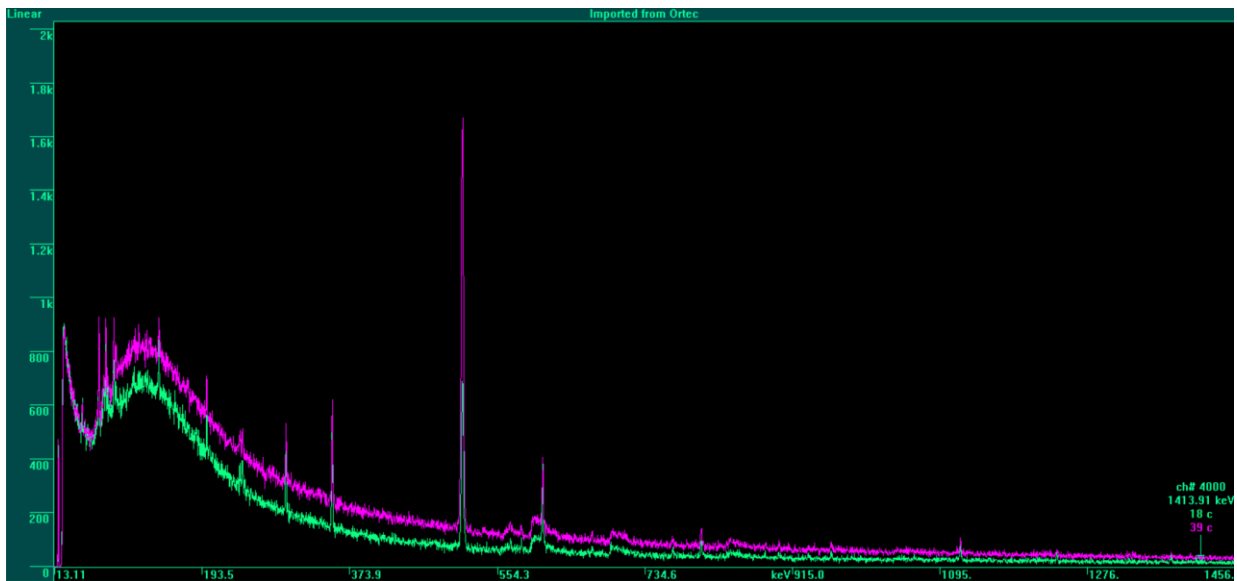
$$S = \left(1 - \frac{R_{anti}}{R_{dir}} \right) \cdot 100 [\%]$$

E [keV]	Direktni		Antikoincidentni		Koincidentni		Poređenje	
	N	$R_{dir} \left[\frac{c}{ks} \right]$	N	$R_{anti} \left[\frac{c}{ks} \right]$	N	$R_{koinc} \left[\frac{c}{ks} \right]$	$\frac{R_{anti}}{R_{dir}} [\%]$	S [%]
30-500	570112	1362.68	436374	1043.02	132544	316.81	76.54	23.46
500-1000	149174	356.56	75901	181.42	72585	173.49	50.88	49.12
1000-1500	60639	144.94	29712	71.02	31040	74.19	49.00	51.00
1500-2000	33213	79.39	15856	37.90	17606	42.08	47.74	52.26
2000-2500	21249	50.79	9451	22.59	11490	27.46	44.48	55.52
2500-2800	9182	21.95	4039	9.65	5131	12.26	43.99	56.01
30-2800	843294	2015.64	571180	1365.23	270258	645.97	67.73	32.27

Tabela 3 Podaci vezani za direktni, antikoincidentni i koincidentni spektar i poređenje antikoincidentnog i direktnog spektra

Iz tabele 3 se može primetiti da upotreba antikoincidentnog sistema smanjuje brzinu odbroja na posmatranom intervalu od 30 do 2800 keV za 32,27%. Takođe primećuje da umanjeње brzine brojanja raste sa porastom energije. Razlog može biti veća prodornost čestice više energije. Sa većom prodornošću upadne čestice raste i verovatnoća da čestica ne bude potpuno zaustavljena unutar pasivne zaštite detektora, već da nakon interakcije sa zaštitnim detektorom upadna čestica ima dovoljno energije da dopre do glavnog detektora ili da proizvede neku drugu česticu koja će dospeti do HPGe detektora.

Na slici 13 prikazano je poređenje direktnog (pink) i antikoincidentnog (zeleno) spektra.

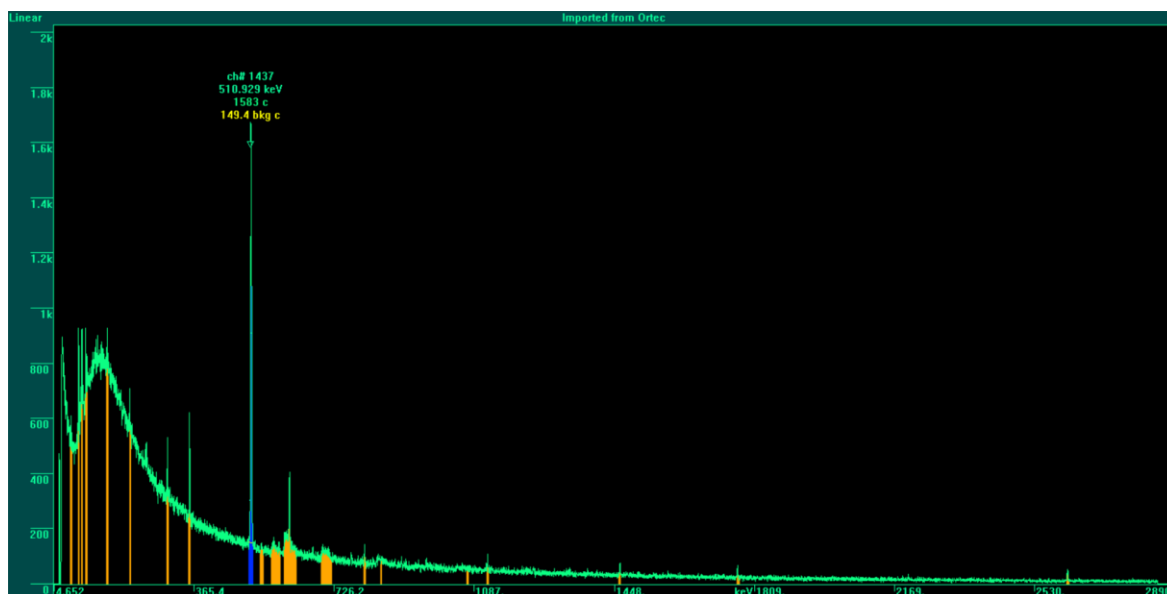


Slika 13 Poređenje direktnog (pink) i antikoincidentnog (zeleno) spektra

5.1.3 Analiza linijskog dela spektra

Na slici 14 prikazan je direktni spektar sa obeleženim linijama. U spektru se mogu uočiti:

- oštre linije koje potiču od karakterističnih X – zraka elemenata koji čine pasivnu zaštitu
- oštre linije koje nastaju deekscitacijom jezgara u sastavu pasivne zaštite koja su ekscitovana u neelastičnom sudaru sa neutronom
- oštre linije poreklom od zračenja radionuklida iz prirodnih nizova i ^{40}K
- anihilaciona linija na 511 keV
- proširene linije karakterističnog „nazubljenog“ oblika koje potiču od neelastičnih sudara neutrona sa jezgrima Ge koja čine aktivnu zapreminu HPGe detektora



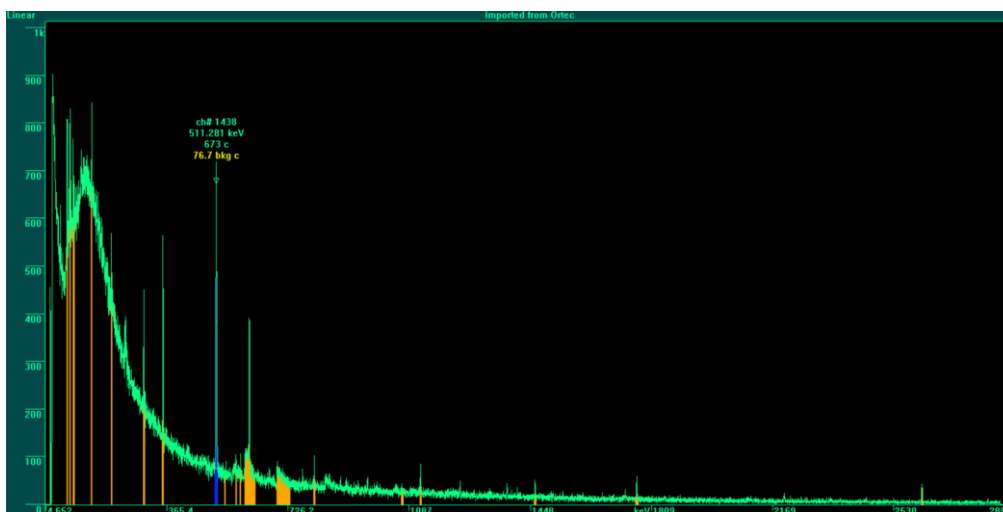
Slika 14 Direktni spektar sa označenim linijama

U tabeli 4 se nalaze podaci vezani za direktni spektar.

E [keV]	Izvor	N	R $\left[\frac{c}{ks}\right]$	err[%]	err $\left[\frac{c}{ks}\right]$	R \pm err $\left[\frac{c}{ks}\right]$
66.7	^{73m}Ge	1015	2.43	22.9	0.56	2.43 ± 0.56
75	Pb $K_{\alpha 1}$	666	1.59	30.43	0.48	1.59 ± 0.48
84.9	Pb $K_{\beta 1}$	906	2.17	33.19	0.72	2.17 ± 0.72
87.4	Bi $K_{\beta 1}$	481	1.15	47.68	0.55	1.15 ± 0.55
139.68	$^{74}\text{Ge} (n,\gamma) ^{75}\text{Ge}^*$	456	1.09	40.06	0.44	1.09 ± 0.44
198.3	^{71m}Ge	456	1.09	40.06	0.44	1.09 ± 0.44
295.22	$^{214}\text{Pb} (\beta) ^{214}\text{Bi}^*$	703	1.68	23.01	0.39	1.68 ± 0.39
351.93	$^{214}\text{Pb} (\beta) ^{214}\text{Bi}^*$	1240	2.96	13.39	0.40	2.96 ± 0.4
511	Anihilacija	13241	31.65	2.27	0.72	31.65 ± 0.72
537.47	$^{206}\text{Pb} (n,n' \gamma) ^{206}\text{Pb}^*$	241	0.58	60.01	0.35	0.58 ± 0.35
569.7	$^{207}\text{Pb} (n,n' \gamma) ^{207}\text{Pb}^*$	781	1.87	28.53	0.53	1.87 ± 0.53
583.19	$^{208}\text{Pb} (n,n' \gamma) ^{208}\text{Pb}^*$	179	0.43	53.16	0.23	0.43 ± 0.23
595.84	$^{74}\text{Ge} (n,n' \gamma) ^{74}\text{Ge}^*$	4979	11.90	6.35	0.76	11.9 ± 0.76
609.32	$^{214}\text{Bi} (\beta) ^{214}\text{Po}$	1107	2.65	12.87	0.34	2.65 ± 0.34
691.43	$^{72}\text{Ge} (n,n'e) ^{72}\text{Ge}^*$	1798	4.30	13.86	0.60	4.3 ± 0.6
803.06	$^{206}\text{Pb} (n,n' \gamma) ^{206}\text{Pb}^*$	328	0.78	28.59	0.22	0.78 ± 0.22
846.76	$^{56}\text{Fe} (n,n' \gamma) ^{56}\text{Fe}^*$	526	1.26	36.9	0.46	1.26 ± 0.46
1067.66	$^{76}\text{Ge} (n, \gamma) ^{77}\text{Ge}^*$	796	1.90	33.08	0.63	1.9 ± 0.63
1120.29	$^{214}\text{Bi} (\beta) ^{214}\text{Po}^*$	225	0.54	30.53	0.16	0.54 ± 0.16
1460.8	$^{40}\text{K} (\beta) ^{40}\text{Ar}^*$	191	0.46	31.43	0.14	0.46 ± 0.14
1764.49	$^{214}\text{Bi} (\beta) ^{214}\text{Po}^*$	239	0.57	26.58	0.15	0.57 ± 0.15
2614.51	$^{208}\text{Pb} (n,n' \gamma) ^{208}\text{Pb}^*$	332	0.79	16.85	0.13	0.79 ± 0.13

Tabela 4 Podaci vezani za direktni spektar

Na slici 15 prikazan je antikoincidentni spektar sa označenim linijama.



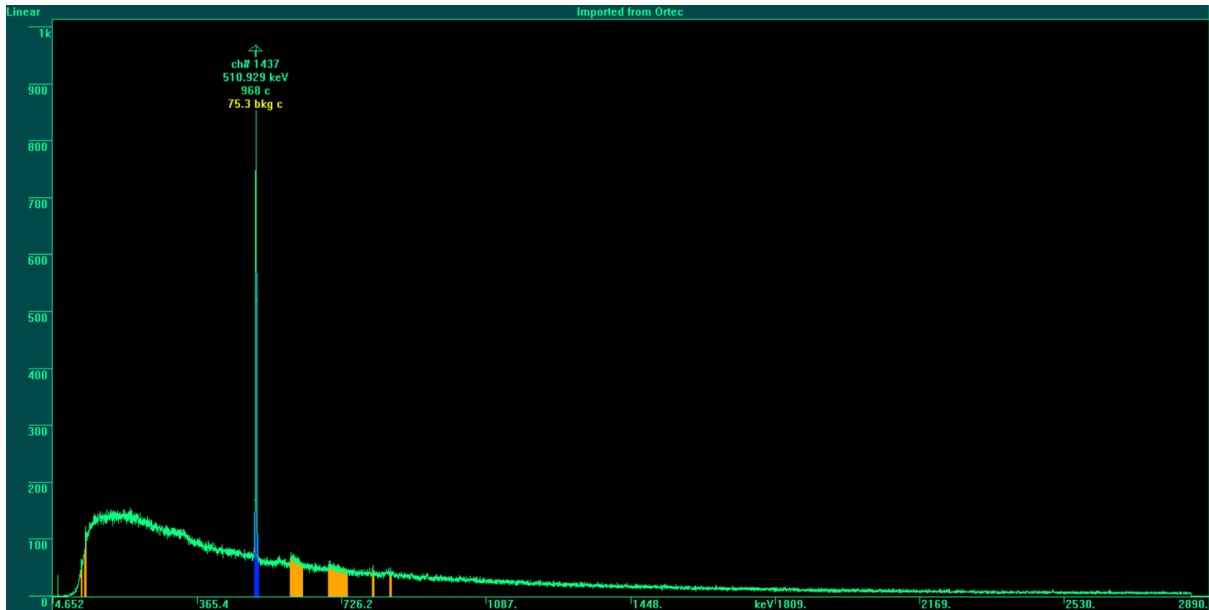
Slika 15 Antikoincidentni spektar sa označenim linijama

U tabeli 5 se nalaze podaci vezani za antikoincidentni spektar.

E [keV]	Izvor	N	R $\left[\frac{c}{ks}\right]$	err[%]	err $\left[\frac{c}{ks}\right]$	R \pm err $\left[\frac{c}{ks}\right]$
66.7	^{73m}Ge	1127	2.69	17.3	0.47	2.69 ± 0.47
75	Pb $K_{\alpha 1}$	507	1.21	38.01	0.46	1.21 ± 0.46
84.9	Pb $K_{\beta 1}$	717	1.71	27.95	0.48	1.71 ± 0.48
87.4	Bi $K_{\beta 1}$	210	0.50	82.67	0.41	0.5 ± 0.41
139.68	$^{74}\text{Ge} (n,\gamma) ^{75}\text{Ge}^*$	425	1.02	52.35	0.53	1.02 ± 0.53
198.3	^{71m}Ge	508	1.21	33.64	0.41	1.21 ± 0.41
295.22	$^{214}\text{Pb} (\beta) ^{214}\text{Bi}^*$	838	2.00	17.84	0.36	2 ± 0.36
351.93	$^{214}\text{Pb} (\beta) ^{214}\text{Bi}^*$	1794	4.29	8.1	0.35	4.29 ± 0.35
511	Anihilacija	5234	12.51	3.64	0.46	12.51 ± 0.46
537.47	$^{206}\text{Pb} (n,n' \gamma) ^{206}\text{Pb}^*$	86	0.21	73.39	0.15	0.21 ± 0.15
569.7	$^{207}\text{Pb} (n,n' \gamma) ^{207}\text{Pb}^*$	170	0.41	45.62	0.19	0.41 ± 0.19
583.19	$^{208}\text{Pb} (n,n' \gamma) ^{208}\text{Pb}^*$	138	0.33	50.85	0.17	0.33 ± 0.17
595.84	$^{74}\text{Ge} (n,n' \gamma) ^{74}\text{Ge}^*$	3312	7.92	7.08	0.56	7.92 ± 0.56
609.32	$^{214}\text{Bi} (\beta) ^{214}\text{Po}$	1347	3.22	9.22	0.30	3.22 ± 0.3
691.43	$^{72}\text{Ge} (n,n'e) ^{72}\text{Ge}^*$	1328	3.17	15.45	0.49	3.17 ± 0.49
803.06	$^{206}\text{Pb} (n,n' \gamma) ^{206}\text{Pb}^*$	224	0.54	30.66	0.16	0.54 ± 0.16
846.76	$^{56}\text{Fe} (n,n' \gamma) ^{56}\text{Fe}^*$	275	0.66	48.7	0.32	0.66 ± 0.32
1067.66	$^{76}\text{Ge} (n, \gamma) ^{77}\text{Ge}^*$	162	0.39	55.86	0.22	0.39 ± 0.22
1120.29	$^{214}\text{Bi} (\beta) ^{214}\text{Po}^*$	286	0.68	23.99	0.16	0.68 ± 0.16
1460.8	$^{40}\text{K} (\beta) ^{40}\text{Ar}^*$	226	0.54	22.94	0.12	0.54 ± 0.12
1764.49	$^{214}\text{Bi} (\beta) ^{214}\text{Po}^*$	299	0.71	16.72	0.12	0.71 ± 0.12
2614.51	$^{208}\text{Pb} (n,n' \gamma) ^{208}\text{Pb}^*$	278	0.66	15.27	0.10	0.66 ± 0.1

Tabela 5 Podaci vezani za antikoincidentni spektar

Na slici 16 prikazan je koincidentni spektar sa označenim linijama. U koincidentnom spektru se može primetiti odsustvo linija koje potiču od radioizotopa iz prirodnih nizova. U spektru je moguće uočiti anihilacionu liniju na 511 keV, kao i neutronske linije.



Slika 16 Koincidentni spektar sa označenim linijama

U tabeli 6 se nalaze podaci vezani za koincidentni spektar. Velike greške kod pojedinih linija su posledica vrlo malog odbroja.

E [keV]	Izvor	N	R $\left[\frac{c}{ks}\right]$	err[%]	err $\left[\frac{c}{ks}\right]$	R \pm err $\left[\frac{c}{ks}\right]$
75	Pb $K_{\alpha 1}$	48	0.11	95.04	0.11	0.11 ± 0.11
84.9	Pb $K_{\beta 1}$	96	0.23	81.44	0.19	0.23 ± 0.19
511	Anihilacija	7827	18.71	2.95	0.55	18.71 ± 0.55
595.84	$^{74}\text{Ge} (n,n' \gamma) ^{74}\text{Ge}^*$	718	1.72	28.37	0.49	1.72 ± 0.49
691.43	$^{72}\text{Ge} (n,n'e) ^{72}\text{Ge}^*$	507	1.21	37.17	0.45	1.21 ± 0.45
803.06	$^{206}\text{Pb} (n,n' \gamma) ^{206}\text{Pb}^*$	87	0.21	80.72	0.17	0.21 ± 0.17
846.76	$^{56}\text{Fe} (n,n' \gamma) ^{56}\text{Fe}^*$	265	0.63	53.82	0.34	0.63 ± 0.34

Tabela 6 Podaci vezani za koincidentni spektar

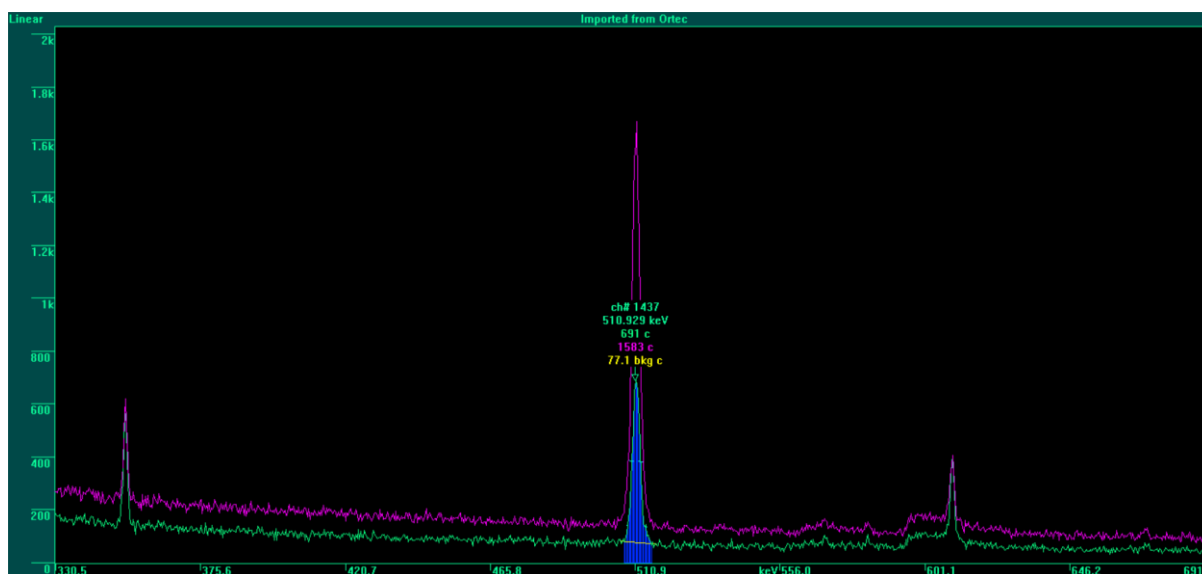
Od antikoincidentnog sistema se može očekivati da umanjuje odbroje kod linija koje potiču od interakcija kosmičkog zračenja sa detektorom kao što su anihilaciona i neutronske linije. U tabeli 7 izvršeno je poređenje pomenutih linija u direktnom i antikoincidentnom spektru i izračunato je umanjenoje (S) brzine brojanja antikoincidentnog u odnosu na direktni spektar.

E [keV]	Izvor	Direktni		Antikoincidentni		Poređenje	
		N	$R_{dir} \left[\frac{c}{ks} \right]$	N	$R_{anti} \left[\frac{c}{ks} \right]$	$\frac{R_{anti}}{R_{dir}} [\%]$	S [%]
139.68	$^{74}\text{Ge} (n,\gamma) ^{75}\text{Ge}^*$	456	1.09	425	1.02	93.20	6.80
511	Anihilacija	13241	31.65	5234	12.51	39.53	60.47
537.47	$^{206}\text{Pb} (n,n'\gamma) ^{206}\text{Pb}^*$	241	0.58	86	0.21	35.68	64.32
569.7	$^{207}\text{Pb} (n,n'\gamma) ^{207}\text{Pb}^*$	781	1.87	170	0.41	21.77	78.23
583.19	$^{208}\text{Pb} (n,n'\gamma) ^{208}\text{Pb}^*$	179	0.43	138	0.33	77.09	22.91
595.84	$^{74}\text{Ge} (n,n'\gamma) ^{74}\text{Ge}^*$	4979	11.90	3312	7.92	66.52	33.48
691.43	$^{72}\text{Ge} (n,n'e) ^{72}\text{Ge}^*$	1798	4.30	1328	3.17	73.86	26.14
803.06	$^{206}\text{Pb} (n,n'\gamma) ^{206}\text{Pb}^*$	328	0.78	224	0.54	68.29	31.71
846.76	$^{56}\text{Fe} (n,n'\gamma) ^{56}\text{Fe}^*$	526	1.26	275	0.66	52.28	47.72
1067.66	$^{76}\text{Ge} (n,\gamma) ^{77}\text{Ge}^*$	796	1.90	162	0.39	20.35	79.65
2614.51	$^{208}\text{Pb} (n,n'\gamma) ^{208}\text{Pb}^*$	332	0.79	278	0.66	83.73	16.27

Tabela 7 Umanjenje odbroja u antikoincidentnom u odnosu na direktni spektar

Iz tabele 7 se vidi da je ovakav sistem u mogućnosti da umani odbroj kod anihilacione linije za 60.47 %. Takođe se vidi da je sistem veoma uspešan u supresiji linija na 537.47 keV, 569.7 keV koje potiču od interakcija neutrona sa pasivnom zaštitom detektora kao i linije na 1067.66 keV koja potiče od interakcije neutrona sa Ge unutar detektora. Ove linije su umanjene za više od 50 %.

Na slici 17 može se videti poređenje između anihilacione linije u antikoincidentnom (zeleno) i direktnom spektru (pink).



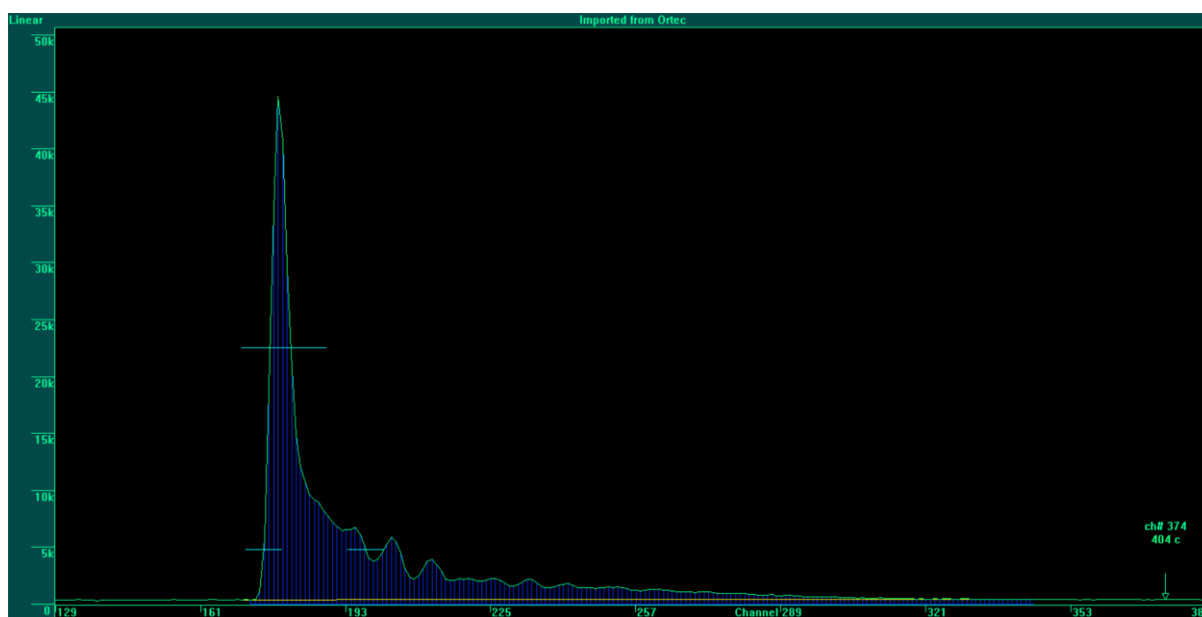
Slika 17 Poređenje anihilacione linije u antikoincidentnom (zeleno) i direktnom (pink) spektru

5.2 Merenja sa uzorkom

Kao uzorak je korištena olovna pločica dimenzija 5 cm x 5 cm x 0,1 cm i mase 28,5 g. Šema mernog sistema je takođe blago izmenjena time što je u vremensku granu HPGe detektora dodat brzi pojačavač (*timing filter amplifier / TFA*). Prag diskriminacije CFD-a plastičnog scintilatora je takođe povišen i postavljen na početak mionske ivice.

5.2.1 Određivanje koincidentnog vremena razlaganja sistema

Na slici 18 prikazan je vremenski spektar snimljen u prisustvu uzorka.

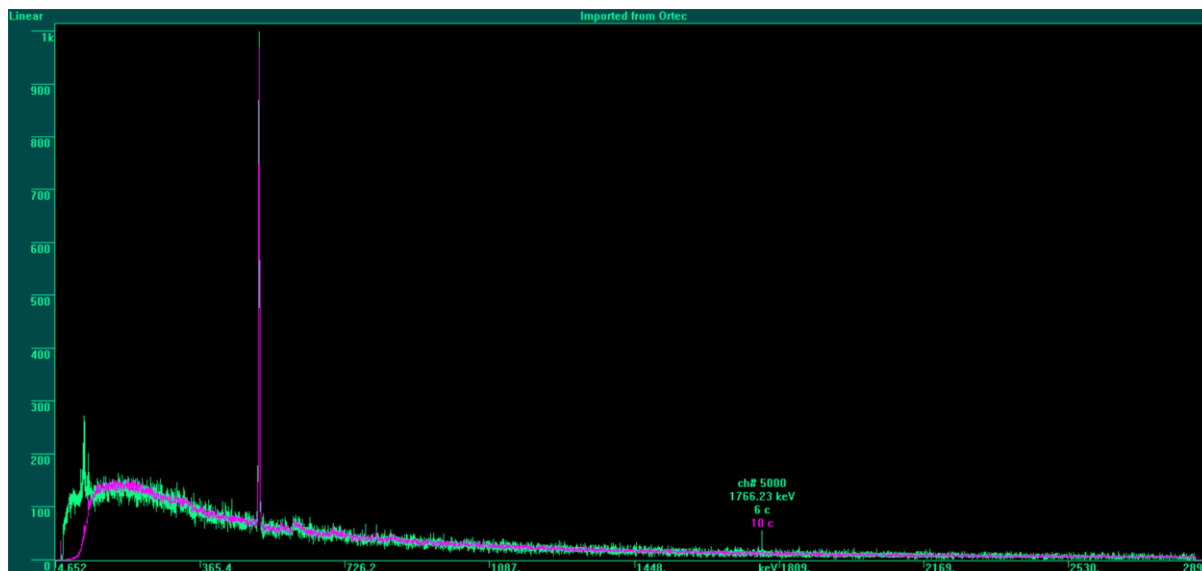


Slika 18 Vremenski spektar

Memorija je podeljena na 8064 kanala kojima odgovara vremenski interval od 50 μ s. Odavde sledi da jednom kanalu odgovara 6,2 ns. FWHM pika je 4,55 kanala odnosno 28,212 ns što predstavlja koincidentno vreme razlaganja sistema.

5.2.2 Analiza kontinualnog dela spektra

Na slici 19 prikazano je poređenje između koincidentnog spektra snimljenog u prisustvu uzorka (zeleno) i koincidentnog spektra snimljenog bez uzorka (pink).



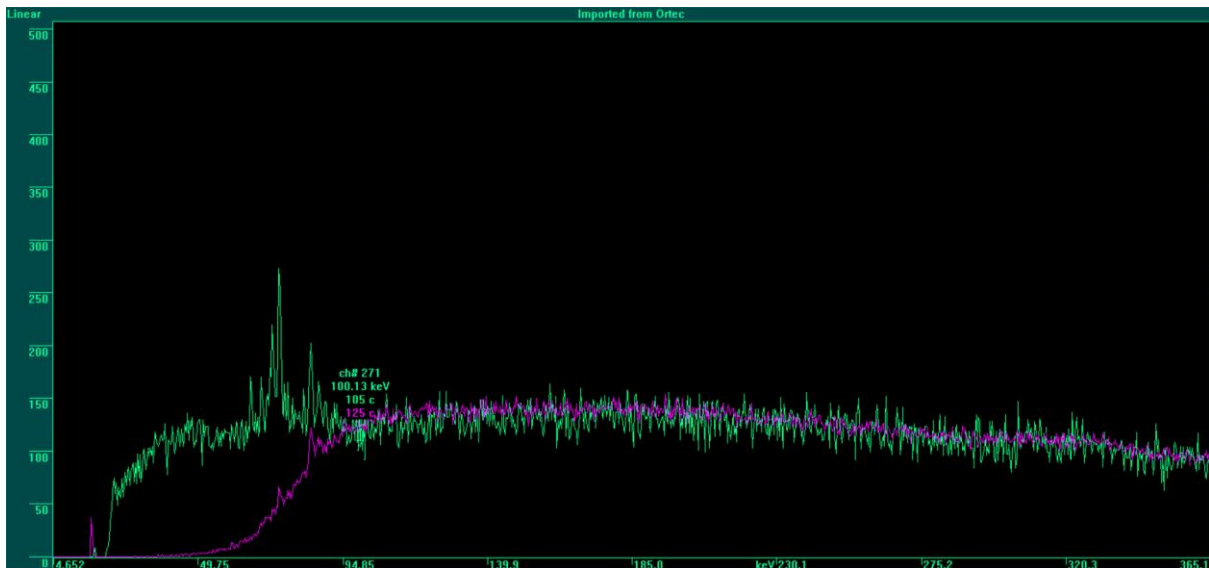
Slika 19 poređenje između koincidentnog spektra snimljenog u prisustvu uzorka (zeleno) i koincidentnog spektra snimljenog bez uzorka (pink)

Najveća razlika između ova dva spektra uočava se u intervalu energija od 0 – 100 keV dok su nadalje ova dva spektra prilično slična. Interval energija od 30 – 2800 keV podeljen je na više podintervala, a u tabeli 8 su prikazani odbroji i brzine brojanja u različitim intervalima energija u koincidentnom spektru snimljenom bez uzorka i koincidentnom spektru snimljenom sa uzorkom. Razlika u brzinama brojanja u intervalu energija od 30 – 500 keV je najveća i iznosi 9,77%. Razlika u brzinama brojanja na celom posmatranom intervalu energija je 3,8%.

Koincidentni spektar				
	Bez uzorka		Sa uzorkom	
E [keV]	N	$R \left[\frac{c}{ks} \right]$	N	$R \left[\frac{c}{ks} \right]$
30-500	132544	316.81	145499	347.77
500-1000	72585	173.49	71224	170.24
1000-1500	31040	74.19	30204	72.19
1500-2000	17606	42.08	17375	41.53
2000-2500	11490	27.46	11280	26.96
2500-2800	5131	12.26	5065	12.11
30-2800	270258	645.97	280516	670.49

Tabela 8 Poređenje odbroja i brzine brojanja u koincidentnim spektrima snimljenim bez uzorka i u prisustvu uzorka

Na slici 20 je uvećan prikaz intervala energija od 0 – 100 keV gde se uočava najveća razlika između koincidentnih spekara sa uzorkom i bez uzorka. U tom delu spektra se jasno uočava nekoliko linija koje potiču od X–zraka olova koji nastaju kroz interakcije kosmičkih miona sa olovnom pločicom. Povećanje odbroja u kontinualnom delu spektra sa uzorkom u intervalu do 100 keV potiče od detekcije onih fotona karakterističnih X–zraka olova koji su doživeli Komptonovo rasejanje.



Slika 20 Poređenje između koincidentnog spektra snimljenog bez uzorka (pink) i sa uzorkom (zeleno) u intervalu od 0 do 100 keV

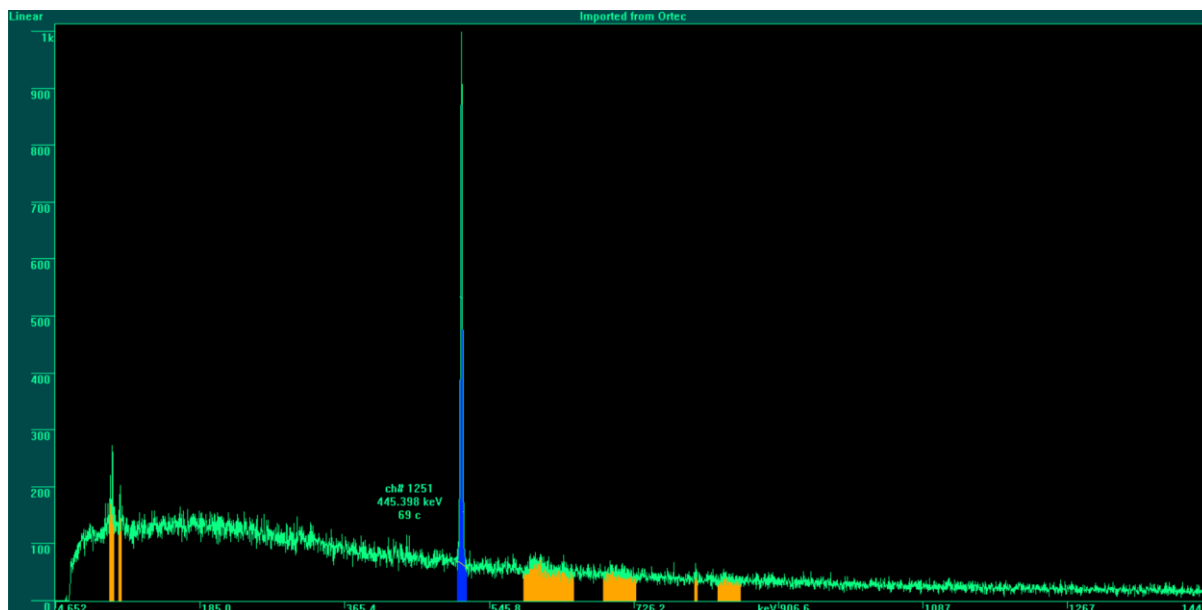
U tabeli 9 se nalaze podaci za posebno izdvojen interval energija od 30 – 100 keV kod koincidentnih spektara bez uzorka i sa uzorkom. Na osnovu odnosa brzina brojanja može se zaključiti da za dati interval energija detektor registruje 3.03 puta više događaja u jedinici vremena u prisustvu olovne pločice.

Koincidentni spektar					
	Bez uzorka		Sa uzorkom		Poređenje
E [keV]	N	$R \left[\frac{c}{ks} \right]$	N	$R \left[\frac{c}{ks} \right]$	$\frac{R_{sa\ uz}}{R_{bez\ uz}}$
30-100	8286	19.81	25089	59.97	3.03

Tabela 9 Poređenje odbroja i brzine brojanja u koincidentnim spektrima snimljenim bez uzorka i u prisustvu uzorka za interval energija od 0 do 100 keV

5.2.3 Analiza linijskog dela spektra

Na slici 21 prikazan je koincidentni spektar snimljen u prisustvu olovne pločice kao uzorka sa označenim linijama. Glavna razlika u linijskom spektru snimljenom u prisustvu olovne pločice u odnosu na koincidentni spektar snimljen u odsustvu uzorka ogleda se u intenzitetu linija koje potiču od X – zraka olova.



Slika 21 koincidentni spektar snimljen u prisustvu olovne pločice kao uzorka sa označenim linijama

U tabeli 10 nalaze se podaci vezani za linijski deo koincidentnog spektra snimljenog u prisustvu uzorka.

E [keV]	Izvor	N	R $\left[\frac{c}{ks}\right]$	err[%]	err $\left[\frac{c}{ks}\right]$	R \pm err $\left[\frac{c}{ks}\right]$
72.8	Pb $K_{\alpha 2}$	186	0.44	57.35	0.25	0.44 ± 0.25
74.96	Pb $K_{\alpha 1}$	292	0.7	31.73	0.22	0.7 ± 0.22
84.94	Pb $K_{\beta 1}$	231	0.55	39.09	0.22	0.55 ± 0.22
511	Anihilacija	7972	19.05	2.77	0.53	19.05 ± 0.53
595.84	$^{74}\text{Ge} (n,n' \gamma) ^{74}\text{Ge}^*$	725	1.73	23.89	0.41	1.73 ± 0.41
691.43	$^{72}\text{Ge} (n,n'e) ^{72}\text{Ge}^*$	547	1.31	34.39	0.45	1.31 ± 0.45
803.06	$^{206}\text{Pb} (n,n' \gamma) ^{206}\text{Pb}^*$	141	0.34	44.54	0.15	0.34 ± 0.15
846.76	$^{56}\text{Fe} (n,n' \gamma) ^{56}\text{Fe}^*$	264	0.63	50.27	0.32	0.63 ± 0.32

Tabela 10 podaci vezani za linijski deo koincidentnog spektra snimljenog u prisustvu uzorka

U tabeli 11 prikazane su brzine brojanja (bez greški) za označene linije u koincidentnim spektrima snimljenim bez uzorka (R_{bez}) i sa uzorkom (R_{sa}) kao i poređenje između njih.

E [keV]	Izvor	$R_{bez} \left[\frac{c}{ks} \right]$	$R_{sa} \left[\frac{c}{ks} \right]$	$\frac{R_{sa}}{R_{bez}}$
72.8	Pb $K_{\alpha 2}$	nije uočena	0.44	/
74.96	Pb $K_{\alpha 1}$	0.11	0.7	6.36
84.94	Pb $K_{\beta 1}$	0.23	0.55	2.39
511	Anihilacija	18.71	19.05	1.02
595.84	$^{74}\text{Ge} (n,n' \gamma) ^{74}\text{Ge}^*$	1.72	1.73	1.01
691.43	$^{72}\text{Ge} (n,n'e) ^{72}\text{Ge}^*$	1.21	1.31	1.08
803.06	$^{206}\text{Pb} (n,n' \gamma) ^{206}\text{Pb}^*$	0.21	0.34	1.62
846.76	$^{56}\text{Fe} (n,n' \gamma) ^{56}\text{Fe}^*$	0.63	0.63	1.00

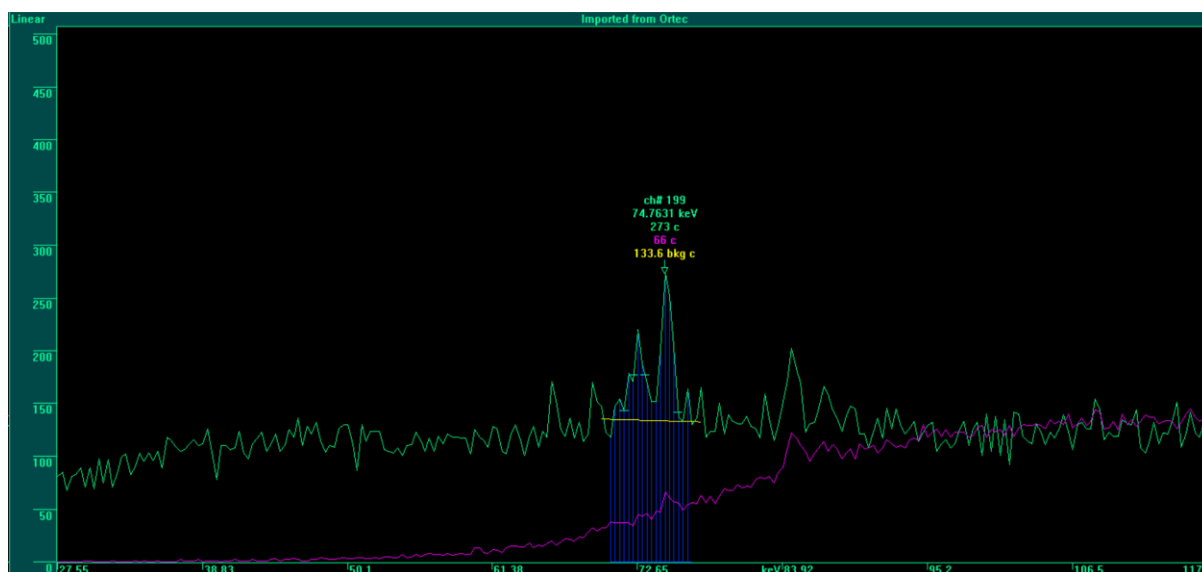
Tabela 11 Poređenje brzine brojanja za označene linije u koincidentnim spektrima snimljenim bez uzorka i u prisustvu uzorka

Na osnovu tabele 11 se može zaključiti da u prisustvu uzorka dolazi do znatnog povećanja odbroja kod linija koje potiču od olova, što je bilo za očekivati budući da je kao uzorak korištena olovna pločica.

5.2.4 Procena efikasnog preseka za interakciju miona sa olovom praćenu emisijom K_{α} linije olova

Analizom koincidentnih spektara snimljenih u prisustvu uzorka i bez uzorka moguće je proceniti efikasni presek za interakciju miona sa olovom koja će kao rezultat imati emisiju K_{α} linije olova. Računat je ukupan efikasni presek za emisiju K_{α} linije, koja obuhvata $K_{\alpha 1}$ liniju na 74,96 keV i $K_{\alpha 2}$ liniju na 72,8 keV.

Na slici 22 prikazano je poređenje koincidentnog spektra snimljenog u prisustvu uzorka (zeleno) i bez uzorka (pink) sa označenom K_{α} linijom olova.



Slika 22 poređenje koincidentnog spektra snimljenog u prisustvu uzorka (zeleno) i bez uzorka (pink) sa označenom K_{α} linijom olova

Za proračun efikasnog preseka korišten je izraz:

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

gde R predstavlja broj interakcija u sekundi, N je broj centara interakcije, a Φ je mionski fluks.

Broj interakcija u sekundi računat je kao:

$$R = \frac{n}{\varepsilon t}$$

Gde n predstavlja net odbroj unutar posmatrane linije, ε predstavlja efikasnost detekcije za koju je, pomoću semiempirijskog programa za izračunavanje efektivnog prostornog ugla i efikasnosti detekcije ANGLE, procenjeno da iznosi $\varepsilon = 0,06$ dok $t = 418375,5$ s predstavlja vreme merenja.

Na osnovu poznate mase olovne pločice koja iznosi $m = 28,5$ g i poznate molarne mase olova od $M = 207,2 \frac{g}{mol}$ moguće je izračunati broj atoma olova u pločici, odnosno broj centara interakcije u uzorku. Broja centara interakcije je:

$$N = \frac{m}{M} \cdot N_A = 8,28 \cdot 10^{22} \text{ atoma}$$

Vrednost mionskog fluksa uzeta je iz [29] i iznosi $\Phi = 135(12) \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$.

Budući da je, kao posledica prisustva olova u sastavu pasivne zaštite detektora moguće uočiti K_α liniju olova i u spektru snimljenom u odsustvu uzorka, odbroj n_u u spektru sa uzorkom potrebno je umanjiti za odbroj u spektru bez uzorka n_f . Podaci pomoću kojih je računat efikasni presek i njegova greška su prikazani tabelarno radi preglednosti (tabela 12). Velika greška kod n_f je posledica malog odbroja.

n_u	n_f	σ_{n_u}	σ_{n_f}	N	ε	t [s]	$\Phi[\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}]$	$\sigma_\Phi[\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}]$
745	56	149,22	63,89	$8,28 \cdot 10^{22}$	0,06	418375,5	135	12

Tabela 12 Podaci korišteni u računu efikasnog preseka σ_{K_α}

Za efikasni presek se dobija:

$$\sigma_{K_\alpha} = \frac{n_u - n_f}{N \varepsilon t \Phi} = 24,55 \text{ barn}$$

Greška je:

$$\sigma(\sigma_{K_\alpha}) = \sqrt{\left(\frac{\partial \sigma_{K_\alpha}}{\partial n_u}\right)^2 \cdot (\sigma_{n_u})^2 + \left(\frac{\partial \sigma_{K_\alpha}}{\partial n_f}\right)^2 \cdot (\sigma_{n_f})^2 + \left(\frac{\partial \sigma_{K_\alpha}}{\partial \Phi}\right)^2 \cdot (\sigma_\Phi)^2} = 6,18 \text{ barn}$$

Efikasni presek za interakciju miona sa olovom koja će rezultovati emisijom K_α linije olova je $\sigma_{K_\alpha} = 25 \pm 6 \text{ barn}$.

6. Monte Karlo simulacija spektra zračenja uzrokovanog kosmičkim mionima

Poređenje eksperimentalno dobijenih rezultata sa rezultatima koji proizilaze iz simulacija omogućava da se eksperimentalni rezultati provere, pružajući pritom uvid u mogućnosti unapređenja same eksperimentalne postavke radi poboljšanja pouzdanosti rezultata. Za simulacije je korišten GEANT4 [42].

GEANT4 je softverski alat koji koristi poznate fizičke zakone da simulira prolazak čestica kroz materiju. Softver je opremljen bazama podataka vezanim za fizičke karakteristike različitih materijala kao i svojstva raznih elementarnih čestica u širokom rasponu energija od 250 eV do TeV. GEANT4 obuhvata fizičke procese neophodne za modeliranje interakcije čestica sa materijom kao što su raspadi, hadronski procesi, rasejanja i elektromagnetni procesi tipa jonizacije i zakočnog zračenja. Prilikom simulacije GEANT4 koristi podatke o geometriji sistema, upotrebljenim materijalima kao i svojstvima čestica kako bi omogućio praćenje traga čestice prilikom prolaska kroz materiju. Oslanjajući se na fizičke procese koji upravljaju interakcijama čestice sa materijom GEANT4 može da simulira prolazak čestica kroz osetljivu zapreminu detekcionog sistema kao i događaje koji dovode do stvaranja signala.

Pomoću GEANT4-a je moguće praviti modele eksperimentalnih postavki koji uključuju veliki broj komponenti različitih oblika i od raznih materijala u različitim geometrijskim konfiguracijama. Pritom je moguće definisati aktivnu zapreminu detektora radi simuliranja odziva detektora, odnosno spektra koji bi on trebalo da proizvede u datoj eksperimentalnoj postavci. Razvijen je zahvaljujući naporu međunarodnog tima naučnika, fizičara i softverskih inženjera sa različitih instituta i univerziteta. Primenu je našao u oblastima kao što su: nuklearna fizika, medicinska fizika, dizajn reaktora i svemirskih letelica kao i mnoge druge u kojima su potrebne Monte Karlo simulacije fizikčkih procesa i detektora.

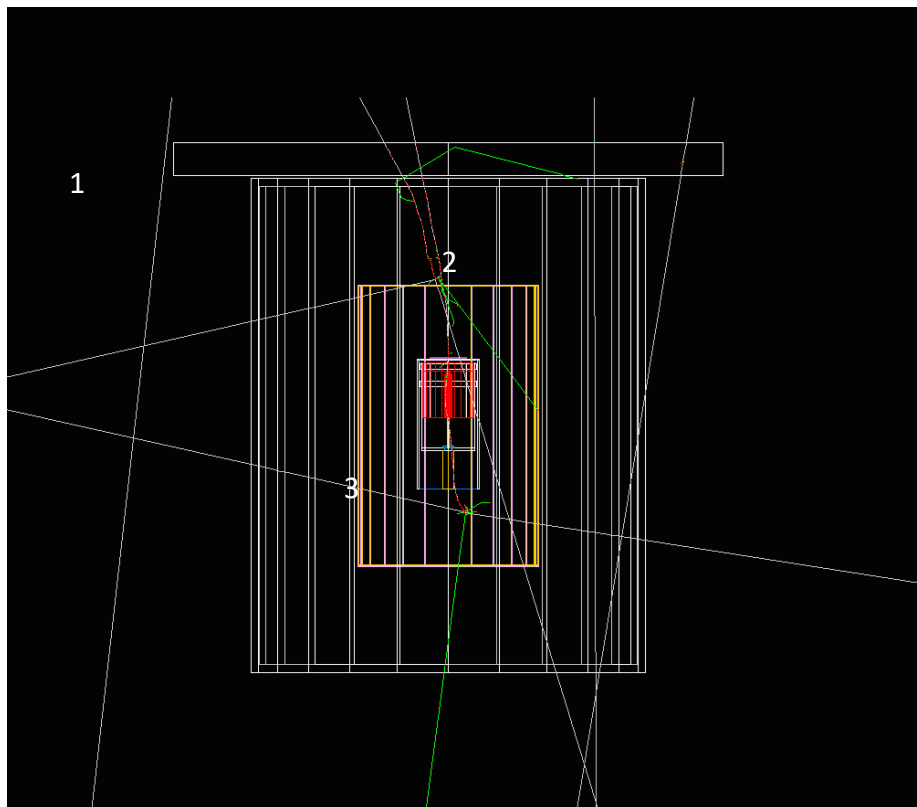
6.1 Simulaciona postavka

Koincidentni sistem se u simulacionoj postavci sastoji od HPGe detektora koji se nalazi unutar olovnog štita i polistirenskog plastičnog scintilatora debljine 5 cm i prečnika 85 cm. Radi bolje statistike izabrano je da prečnik plastičnog scintilatora bude nešto veći nego u realnom eksperimentu. Na *end cap* detektora je, kao i u eksperimentu, postavljena olovna pločica mase 28,5 grama i debljine 0,1 cm. Radi jednostavnosti, pločica u simulaciji je kružnog poprečnog preseka, a njen poluprečnik od 2,85 cm odabran je tako da joj masa bude

jednaka masi pločice korištene u eksperimentu. U realnom detektoru jedno od ograničenja na vremensku rezoluciju predstavlja činjenica da nakon interakcije čestice sa aktivnom zapreminom detektora treba da prođe određeno vreme kako bi došlo do prikupljanja stvorenog naelektrisanja primenjenim električnim poljem, pritom i stvaranje signala i njegovo pojačavanje takođe zahteva vreme. Nasuprot tome, simulirani detektor ne uzima ove efekte u obzir i ponaša se kao da signal nastaje u momentu kada čestica interaguje sa aktivnom zapreminom detektora. Da bi se simulirani detektor približio realnom bilo je potrebno odabrati da koincidentno vreme razlaganja bude veće nego kod realnog detektora i za potrebe ove simulacije ono iznosi $1\mu\text{s}$.

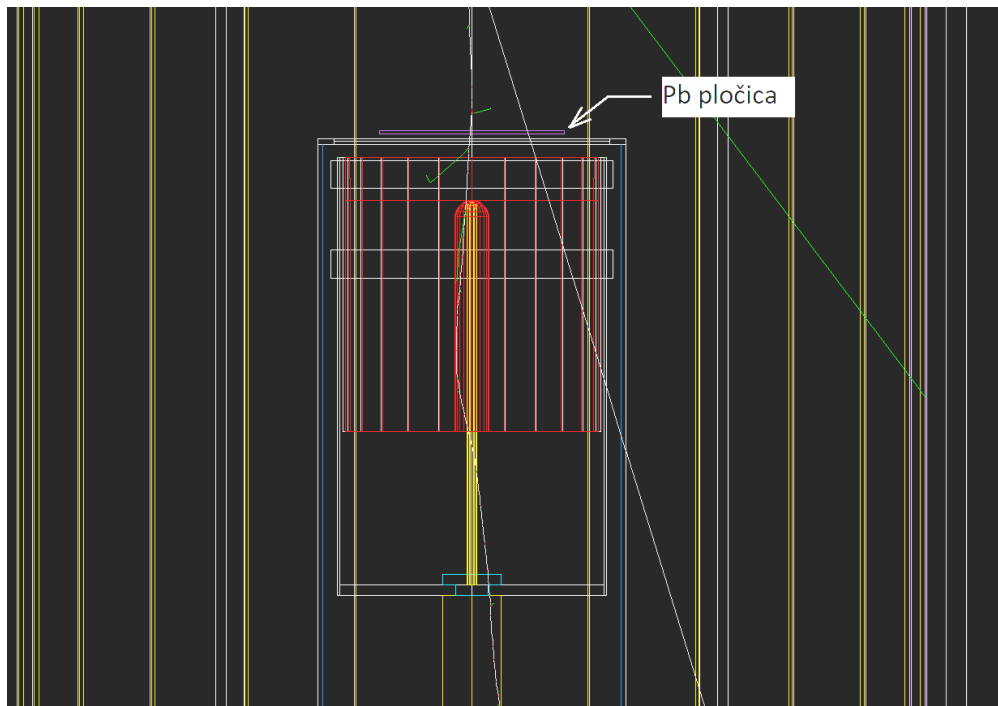
U simulaciji je posmatrana samo interakcija kosmičkih miona sa detektorom, te neutroni nisu bili uzeti u obzir. Generisano je 10^7 kosmičkih miona iz emisione površine oblika kvadrata ivice 1 m, postavljene na 6,5 cm iznad gornje površine plastičnog scintilatora. Fluks kosmičkih miona, kada se posmatra prostorni ugao koji zauzima plastični scintilator, iznosi $\Phi = 167 \text{ s}^{-1}\text{m}^{-2}$. Prilikom simulacije mioni se emituju jedan za drugim tako da nema istovremene emisije više miona. Vreme potrebno da se sa poznatim fluksom miona odigra zadati broj događaja predstavlja ekvivalentno vreme merenja za simulaciju i ono iznosi $t_e = 59880 \text{ s}$.

Na slici 23 je prikazan simulirani detekcioni sistem sa označenim delovima: 1 – plastični scintilacioni detektor, 2 – olovna zaštita, 3 – *end cap* HPGe detektora. Belim linijama su označene primarne čestice, zelene linije predstavljaju tragove sekundarnih fotona, dok crvene linije predstavljaju tragove sekundarnih elektrona.



Slika 23 Simulirani detekcioni sistem

Slika 24 predstavlja uvećan prikaz *endcap*-a HPGe dektekora na kome je označena i olovna pločica.



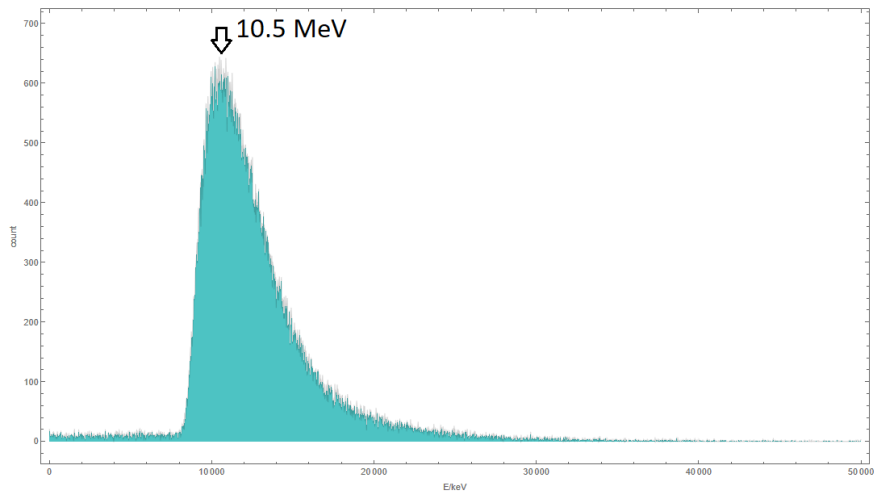
Slika 24 Uvećan prikaz *endcap*-a HPGe dektekora

6.2 Simulacioni spektri

Simulacioni spektri dobijeni su ubacivanjem podataka koji daje GEANT4 u softver Wolfram Mathematica. Prag detekcije je postavljen tako da se vide samo oni događaji koji na detektoru deponuju energiju od bar 1 keV.

6.2.1 Simulacioni spektri plastičnog scintilacionog detektora

Na slici 25 prikazan je simulirani koincidentni spektar plastičnog scintilacionog detektora. Energije kosmičkih miona kreću se u rasponu od 2 – 5 GeV, a sa slike 25 se vidi da će najveći broj miona na plastiku deponovati energiju od 10,5 MeV.



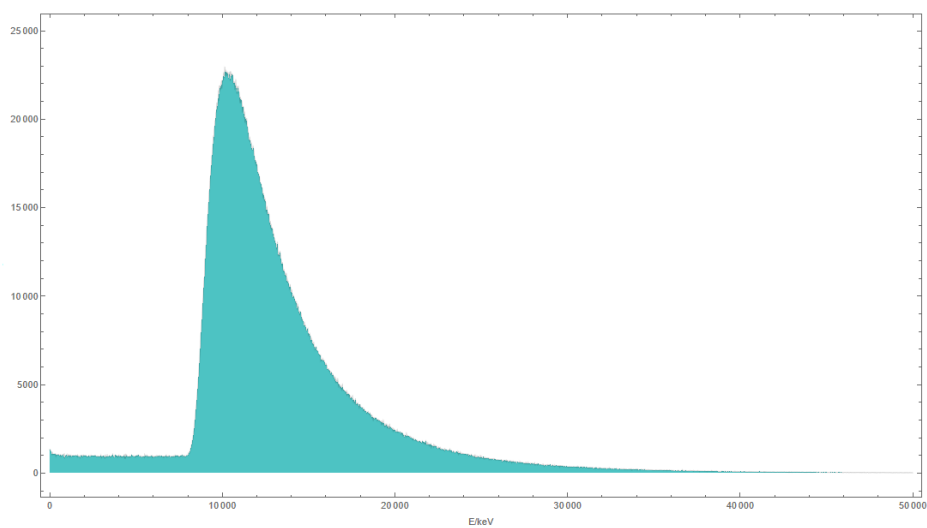
Slika 25 Simulirani koincidentni spektar plastika

Ukupan broj detektovanih događaja u energetsom opsegu od 1 keV do 50 MeV je $N_{pk} = 138\,291$. Brzina brojanja u koincidentnom spektru plastika je:

$$R_{pk} = \frac{N_{pk}}{t_e} = 2,3 \frac{c}{s}$$

Prednost kod simulacija je što postoji mogućnost dobijanja onih spektara koji nisu mereni eksperimentalnim putem, kao što je slučaj sa koincidentnim i direktnim spektrima plastičnog scintilacionog detektora.

Na slici 26 prikazan je simulirani direktni spektar plastika. Pik odgovara energiji od 10,5 MeV.



Slika 26 Simulirani direktni spektar plastika

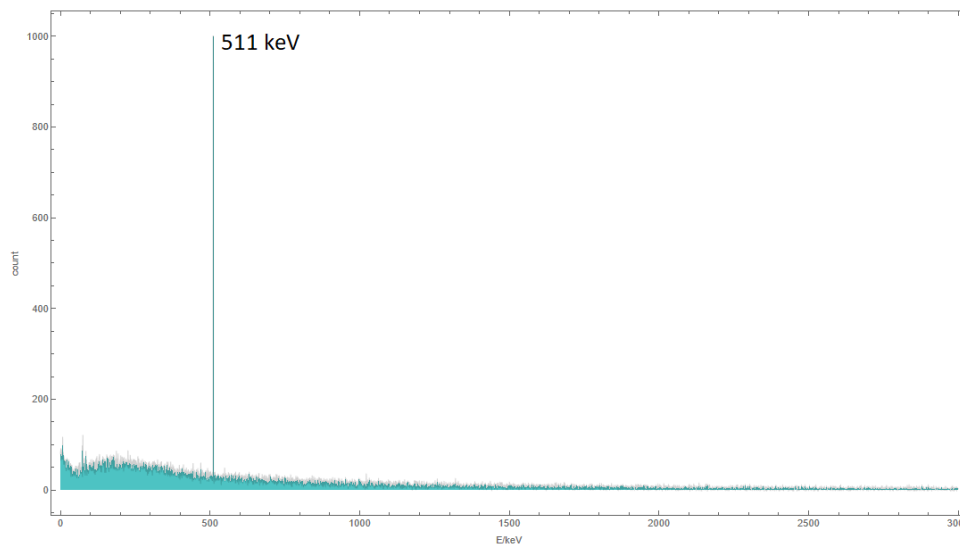
Ukupan broj detektovanih događaja u energetskom rasponu od 1 keV do 50 MeV iznosi $N_{pd} = 5\,907\,117$. Brzina brojanja u direktnom spektru plastika je:

$$R_{pd} = \frac{N_{pd}}{t_e} = 98,6 \frac{c}{s}$$

Poređenjem brzina brojanja u direktnom i koincidentnom spektru plastika dobija se da je brzina brojanja u direktnom spektru 42,7 puta veća. Velika brzina brojanja u direktnom spektru plastika ilustruje doprinos kosmičkih miona pozadinskom zračenju kod merenja koja se vrše na nezaštićenom detektoru blizu nivoa mora.

6.2.2 Simulacioni spektri HPGe detektora

Na slici 27 prikazan je direktni spektar HPGe detektora sa označenom anihilacionom linijom na 511 keV.



Slika 27 Simulirani direktni spektar HPGe detektora

Ukupan broj događaja u opsegu energija od 1 keV – 3 MeV je $N_{Ged} = 66\,365$, što odgovara brzini brojanja od:

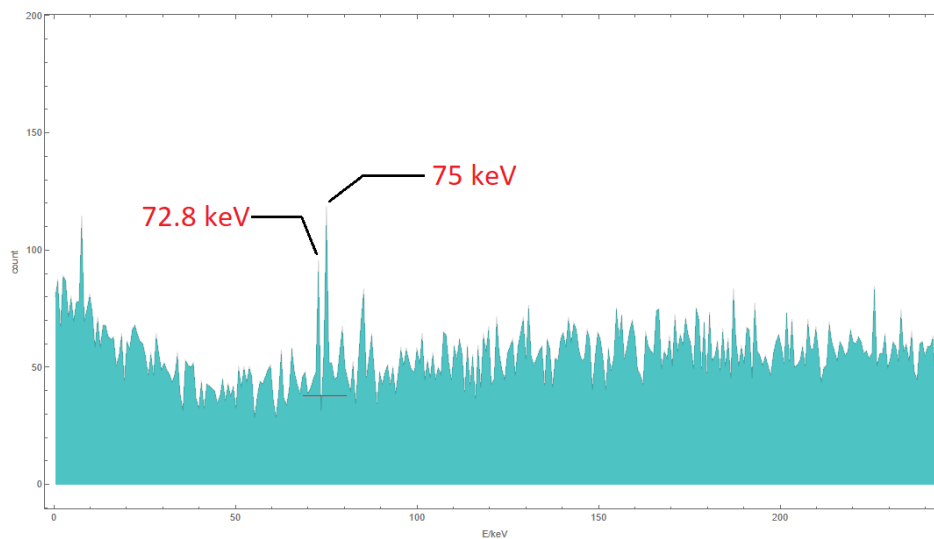
$$R_{Ged} = \frac{N_{Ged}}{t_e} = 1,1 \frac{c}{s}$$

Kosmički mioni, sa brzinom brojanja od $1,1 \text{ s}^{-1}$ bitno doprinose pozadinskom zračenju prilikom merenja germanijumskim detektorom sa olovnom zaštitom koji se nalazi na površini zemlje.

Net odbroj anihilacione linije iznosi $N_{da} = 2164$, te se za brzinu brojanja odnosno intenzitet anihilacione linije dobija:

$$R_{da} = \frac{N_{da}}{t_e} = 36,14 \frac{c}{ks}$$

Slika 28 predstavlja uvećan prikaz simuliranog direktnog spektra HPGe detektora na kome se vide $K_{\alpha 1}$ i $K_{\alpha 2}$ linije olova. Pored same olovne pločice, doprinos intenzitetu linija koje potiču od olova daju i oni X-fotoni koji nakon nastanka u olovnoj zaštiti detektora uspeju da se probiju kroz unutrašnje slojeve zaštite od bakra i kalaja.

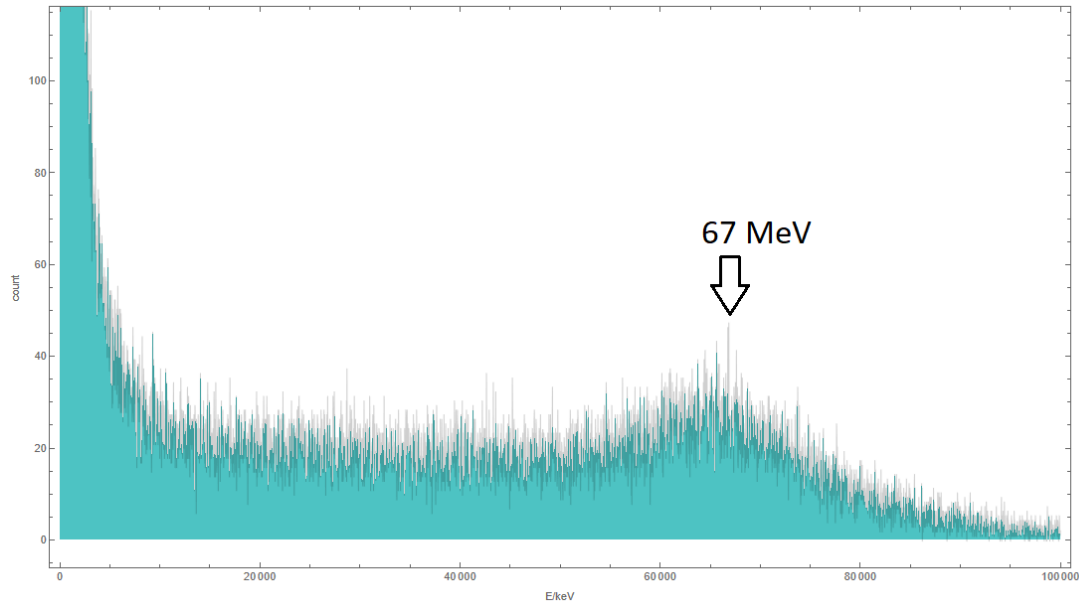


Slika 28 Pb K_{α} linije u direktnom spektru HPGe detektora

Integraljenjem površine ispod linija i oduzimanjem fona dobijeno je da je net odbroj K_{α} linije olova $N_{dK\alpha} = 176$, te se za intenzitet Pb K_{α} linije dobija:

$$R_{dK\alpha} = \frac{N_{dK\alpha}}{t_e} = 2,94 \frac{c}{ks}$$

Prilikom eksperimentalnog merenja posmatran je energetski opseg od 30 – 3000 keV. Još jedna od prednosti simulacija je što je moguće videti kako bi mereni spektri izgledali i van energetskog opsega posmatranog u eksperimentu. Linije dobijene prilikom merenja odgovaraju uglavnom događajima uzrokovanim sekundarnim česticama koje nastaju kao posledica interakcije kosmičkih miona sa zaštitom detektora. Na slici 29, koja prikazuje simulirani direktni spektar u opsegu od 1 keV do 100 MeV, može se primetiti pik na 67 MeV. On odgovara energiji koju kosmički mioni deponuju direktno na kristalu germanijuma.



Slika 29 Simulirani direktni spektar HPGe detektora u energetsom opsegu od 1 keV – 100 MeV

Ukupan broj događaja u intervalu od 1 keV – 100 MeV je $N_{du} = 140823$, što odgovara brzini brojanja od:

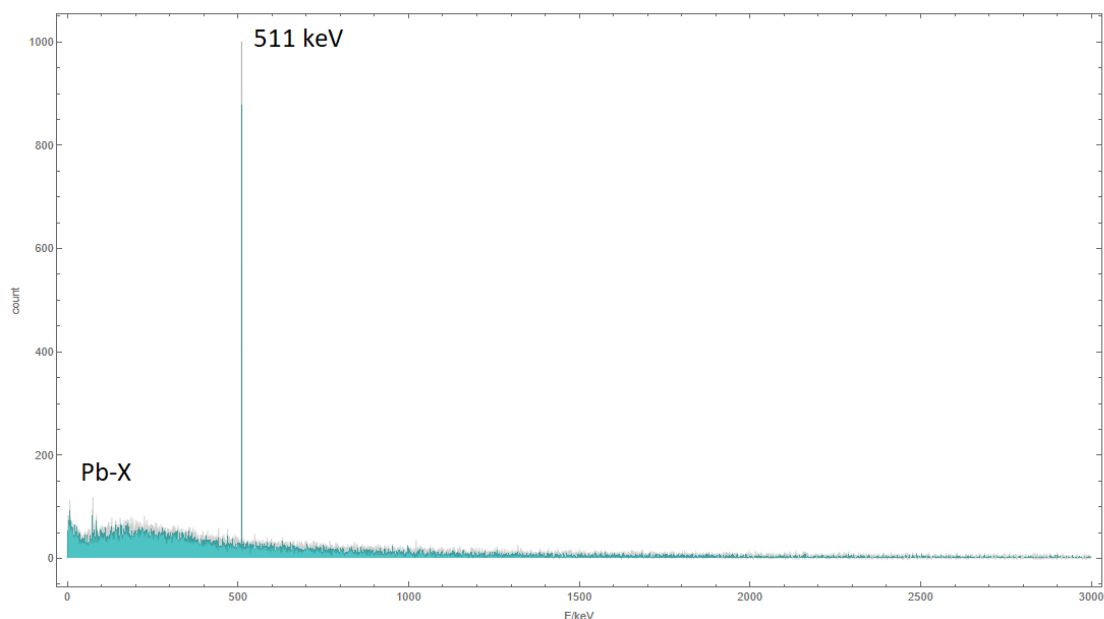
$$R_{du} = \frac{N_{du}}{t_e} = 2,35 \frac{c}{s}$$

Radi bolje preglednosti, odbroji i brzine brojanja u direktnom spektru HPGe detektora su prikazani tabelarno u tabeli 13.

E [keV]	Izvor	N	R $\left[\frac{c}{ks}\right]$
1 – 3000	Kontinualni deo	66.365	1108.3
1 – 100 000	Kontinualni deo	140823	2351.75
72,8 i 75	Pb K_{α}	176	2.94
511	Anihilacija	2164	36.14

Tabela 13 Odbroji i brzine brojanja u simuliranom direktnom spektru HPGe detektora

Koincidentni spektar HPGe detektora u opsegu energija od 1 keV do 3 MeV prikazan je na slici 30.



Slika 30 Simulirani koincidentni spektar HPGe detektora

Ukupan broj događaja je $N_{Gec} = 63\,927$, odakle je brzina brojanja:

$$R_{Gek} = \frac{N_{Gec}}{t_e} = 1,07 \frac{c}{s}$$

Net broj događaja za anihilacionu liniju iznosi $N_{ca} = 2079$, što odgovara brzini brojanja od:

$$R_{ca} = \frac{N_{ca}}{t_e} = 34,72 \frac{c}{ks}$$

Net odbroj unutar K_α linije olova iznosi $N_{cK\alpha} = 146$, odakle je intenzitet Pb K_α linije u koincidentnom spektru dobija:

$$R_{cK\alpha} = \frac{N_{cK\alpha}}{t_e} = 2,44 \frac{c}{ks}$$

Odbroji i brzine brojanja za simulirani koincidentni spektar HPGe detektora su prikazani tabelarno (tabela 14).

E [keV]	Izvor	N	R $\left[\frac{c}{ks}\right]$
1 – 3000	Kontinualni deo	63927	1067.58
72,8 i 75	Pb K_α	2079	34.72
511	Anihilacija	146	2.44

Tabela 14 Odbroji i brzine brojanja za simulirani koincidentni spektar HPGe detektora

6.3 Poređenje eksperimentalnih i simulacionih rezultata

Poređenje eksperimentalnih i simulacionih rezultata daje za mogućnost da se ispita ispravnost eksperimentalno dobijenih rezultata, ali i da se proveri validnost simulacione postavke. Prilikom poređenja treba imati u vidu da ipak postoje određene razlike između simulacije i realnog eksperimenta. Naime, događaji dobijeni prilikom eksperimenta potiču od interakcija detektora sa kosmičkim mionima, neutronima kao i prirodnim radionuklidima koji su prisutni u okolini, dok su prilikom simulacije u obzir uzimani samo kosmički mioni. Takođe, budući da se mioni u simulaciji emituju jedan po jedan, broj slučajnih koincidencija je značajno redukovano u odnosu na realan slučaj.

U tabeli 15 izvršeno je poređenje direktnog i koincidentnog simuliranog spektra HPGe detektora.

		Direktni		Koincidentni		Poređenje
E[keV]	Izvor	N_{dir}	$R_{dir} \left[\frac{c}{ks} \right]$	N_{coinc}	$R_{coinc} \left[\frac{c}{ks} \right]$	$\frac{R_{coinc}}{R_{dir}} [\%]$
1 – 3000	Kontinualni deo	66365	1108.30	63927	1067.59	96.33
511	Anihilacija	2164	36.14	2079	34.72	96.07
72.8 i 75	Pb K_{α}	176	2.94	146	2.44	82.99

Tabela 15 Poređenje koincidentnog i direktnog simuliranog spektra HPGe detektora

Može se primetiti da razlika između kontinualnog dela i anihilacione linije kod direktnog i koincidentnog spektra u simulaciji nije velika, što se može pripisati odsustvu slučajnih koincidencija između događaja koji bi poticali od dva različita miona.

U tabeli 16 prikazano je poređenje između eksperimentalnog i simuliranog koincidentnog spektra HPGe detektora:

		Eksperiment	Simulacija	Poređenje
E[keV]	Izvor	$R_{exp} \left[\frac{c}{ks} \right]$	$R_{sim} \left[\frac{c}{ks} \right]$	$\frac{R_{exp}}{R_{sim}} [\%]$
1 – 3000	Kontinualni deo	670.47	1067.59	62.80
511	Anihilacija	19.05	34.72	54.87
72.8 i 75	Pb K_{α}	1.14	2.44	46.72

Tabela 16 Poređenje eksperimentalnog i simuliranog koincidentnog spektra HPGe detektora

Posmatranjem tabele 16 može se primetiti da je u eksperimentalnom koincidentnom spektru registrovano oko 50 % manje događaja nego što bi se očekivalo na osnovu simulacija. Kao posledica nedovoljne efikasnosti u registrovanju koincidentnih događaja dobijaće se antikoincidentni spektri u kojima je redukovanje koincidentnih događaja manje nego što bi moglo biti. Ovo može predstavljati problem u eksperimentima gde je cilj registrovanje retkih događaja ili merenje uzoraka male aktivnosti, te je poželjno usavršavanje koincidentnog sistema.

7. Zaključak

Kosmičko zračenje predstavlja komponentu fona koju i uz najbolju zaštitu detektora nije moguće potpuno isključiti. Zbog toga je poželjno poznavati efekte koje kosmičko zračenje stvara u okolini detektora, kao i načine na koje može da utiče na merene spektre. Fokus ovog rada bio je na mionima, budući da oni predstavljaju najprodorniju¹ i najbrojniju komponentu kosmičkih zraka. Cilj je bio da se proverí mogućnost korišćenja koincidentnog sistema HPGe detektora i plastičnog scintilacionog detektora za ispitivanje interakcija kosmičkog zračenja sa detektorom i njegovom zaštitom. Merenja su prvo izvršena bez uzorka, a zatim sa uzorkom olova u obliku pločice. Budući da pasivna zaštita detektora u svom sastavu gotovo uvek sadrži olovo, od interesa je ispitati kako njegovo prisustvo na putu kosmičkih zraka do detektora utiče na merene spektre. Antikoincidentni režim rada je korišten da se ispita da li je i u kojoj meri moguće korišćenje koincidentnog sistema za redukciju odbroja koji potiče od kosmičkog zračenja, dok je koincidentni režim rada korišten za identifikaciju i ispitivanje linija koje potiču od kosmičkog zračenja. Eksperimentalno dobijeni rezultati su radi provere upoređeni sa simulacionim rezultatima dobijenim pomoću GEANT4 softvera.

Nađeno je da brzina brojanja u odsustvu uzorka za interval energija od 30 – 2800 keV iznosi $2,02 \text{ s}^{-1}$ u direktnom, $1,4 \text{ s}^{-1}$ u antikoincidentnom i $0,6 \text{ s}^{-1}$ u koincidentnom spektru. Pokazano je da je za pomenuti interval energija upotrebom detekcionog sistema u antikoincidentnom režimu rada moguće postići redukciju brzine brojanja za 32,27 %. Uočeno je da umanjeње odbroja raste sa porastom energije i da je najmanje (23,46 %) za interval energija od 30 – 500 keV, a najveće (56,01 %) za interval energija od 2500 – 2800 keV. Demonstrirano je i da je antikoincidentni sistem u mogućnosti da redukuje intenzitet anihilacione linije za 60 %. Sistem takođe uspešno redukuje intenzitet neutronske linije sa efikasnošću koja zavisi od same linije i kreće se u intervalu od 26% do skoro 80 %.

Merenjem koincidentnog spektra u prisustvu olovnog uzorka pokazano je da se najveća razlika u odnosu na koincidentni spektar u odsustvu uzorka uočava na intervalu energija od 30 – 100 keV, gde je brzina brojanja u prisustvu uzorka 3,03 puta veća. Porast odbroja u kontinualnom delu spektra pripisuje se komptonski rasejanim X – zracima koji nastaju kroz interakcije kosmičkih miona sa olovnom pločicom. Prisustvo uzorka je za posledicu imalo i značajan porast intenziteta linija koje potiču od olova: intenzitet Pb $K_{\alpha 1}$ linije porastao je 6,36 puta, intenzitet Pb $K_{\beta 1}$ linije porastao je 2,39 puta, dok porast intenziteta Pb $K_{\alpha 2}$ linije nije bilo moguće proceniti budući da nije uočena u odsustvu uzorka. Pomenuti spektri iskorišteni su da se dobije procena efikasnog preseka za interakciju miona sa olovom koja rezultuje emisijom K_{α} linije olova i ustanovljeno je da iznosi $\sigma_{K_{\alpha}} = 25 \pm 6 \text{ barn}$.

Na osnovu Monte Karlo simulacije je ustanovljeno da će odbroj u direktnom spektru HPGe detektora koji se nalazi na površini Zemlje blizu nivoa mora samo usled miona iz kosmičkog

¹ Sa izuzetkom neutrina, koji imaju izuzetno mali efikasni presek, te se njihova interakcija sa detektorom i njegovom zaštitom u najvećem broju slučajeva može zanemariti.

zračenja biti oko $1,1 \text{ s}^{-1}$. Prilikom eksperimentalnih merenja neophodno je uzeti u obzir uticaj miona iz kosmičkog zračenja na detektor i njegovu okolinu, budući da značajno doprinose pozadinskom zračenju. Poređenjem simulacionih i eksperimentalno izmerenih brzina brojanja ustanovljeno je da se u izmerenom kontinualnom delu spektra u intervalu energija od 1 keV do 3 MeV registruje 63 % od broja događaja predviđenih simulacijom, intenzitet Pb K_{α} linije je 47 % predviđenog dok je intenzitet anihilacione linije 55 % predviđenog. Poređenje eksperimentalno izmerenih i simuliranih spektara dovodi do zaključka da postoji potreba za unapređivanjem eksperimentalne postavke. Poboljšanje eksperimentalne postavke omogućilo bi da se u antikoincidentnom režimu rada postigne bolja supresija događaja čiji su uzrok nastanka kosmički zraci, što može biti od koristi u merenjima za koja je potreban ultra nizak nivo pozadinskog zračenja kao što su merenja uzoraka izrazito male aktivnosti ili potraga za veoma retkim događajima.

Aktivna zaštita detektora u opisanoj eksperimentalnoj postavci se sastojala od samo jednog plastičnog scintilacionog detektora koji se nalazio direktno iznad pasivne zaštite HPGe detektora. Ovakvo pozicioniranje veto detektora je razumljivo, budući da najveći broj kosmičkih miona dolazi upravo odozgo, međutim, postoje i mioni koji do HPGe detektora mogu dospeti i iz prostornog ugla koji nije pokriven plastičnim scintilatorom. Jedan od načina da se trenutna eksperimentalna postavka poboljša bio bi potpuno okruživanje pasivno zaštićenog HPGe detektora veto detektorima. Korisno bi bilo da se, pored olova, ispita i interakcije kosmičkih zraka sa drugim materijalima koji se koriste u sastavu pasivne zaštite detektora kao što su bakar, kalaj i čelik. Takođe, bilo bi od interesa i da se ispita da li bi i u kojoj meri upotreba antikoincidentnog kola za supresiju efekata kosmičkog zračenja doprinela gubitku događaja od interesa kada bi sam mereni uzorak bio radioaktivan.

8. Literatura

- [1] Leo, W. R. (1994). *Techniques for nuclear and particle physics experiments: A how-to approach*. Springer.
- [2] Knoll, G. F. (2020). *Radiation detection and measurement*. John Wiley.
- [3] Gaisser, T. K. (1990). *Cosmic rays and particle physics*. Cambridge University Press.
- [4] Grieder, P. K. F. (2008). *Cosmic rays at earth: Researcher's reference manual and Data Book*. Elsevier.
- [5] Krmar, M. (2012). *Uvod u nuklearnu fiziku*. Univerzitet u Novom Sadu.
- [6] Mrđa, D. (2007). *Analiza metoda redukcije fona germanijumskih spektrometara* (dr thesis).
- [7] Mrđa, D., Bikit, I., Bikit, K., Slivka, J., & Anicin, I. (2015). Study of radiation dose induced by cosmic-ray origin low-energy gamma rays and electrons near sea level. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 123, 55–62. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2014.12.007>
- [8] Siiskonen, T., & Toivonen, H. (2005). A model for fitting peaks induced by fast neutrons in an HPGE detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 540(2–3), 403–411. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2004.11.021>
- [9] Kickelbick, D. (n.d.). *The energy spectrum of primary cosmic rays measured with the KASCADE-Grande Experiment* (dr thesis).
- [10] Ziegler, J. F. (1996). Terrestrial cosmic rays. *Journal of Research and Development*.
- [11] W.-M. Yao et al., (2006). Review of Particle Physics. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 33(1), 1–1232. <https://doi.org/10.1088/0954-3899/33/1/001>
- [12] Stozhkov, Y. I., Svirzhevsky, N. S., & Makhmutov, V. S. (n.d.). Cosmic ray measurements in the atmosphere. *Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*.
- [13] *Cosmic rays: Particles from Outer Space*. CERN. <https://home.cern/science/physics/cosmic-rays-particles-outer-space>
- [14] Mewaldt, R. A. (1996). Cosmic Rays. *Macmillan Encyclopedia of Physics*.
- [15] Gupta, M., Mishra, V. K., & Mishra, A. P. (2005). Correlative study of solar activity and cosmic ray intensity for solar cycles 20 to 23. *29th International Cosmic Ray Conference Pune*, 2(147–150).

- [16] Bazilevskaya, G. A., Stozhkov, Y. I., Svirzhevskaya, A. K., & Svirzhevsky, N. S. (2013). Cosmic rays and radioactivity in the near-ground level of the atmosphere. *Journal of Physics: Conference Series*, 409, 012213. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/409/1/012213>
- [17] Bikit, I., Krmar, M., Čonkić, L.J., Varga, E., & Todorović, N. (2005). Cosmic Ray Induced Neutron Background in Gamma Spectrometry. *Proc. 49th ETRAN Conference, Budva, June 5-10, IV*.
- [18] Cheminet, A., Lacoste, V., Hubert, G., Boscher, D., Boyer, D., & Poupenev, J. (2012). Experimental measurements of the cosmic-ray induced neutron spectra at various mountain altitudes with hermeis. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 59(4), 1722–1730. <https://doi.org/10.1109/tns.2012.2201500>
- [19] Richtmyer, R. D., & Teller, E. (1949). On the Origin of Cosmic Rays. *Physical Review*, 75(11).
- [20] Heusser, G. (1993). Cosmic ray-induced background in Ge-spectrometry. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B* 83 (1993) 223-228.
- [21] Pomerantz, M. A., & Duggal, S. P. (1974). The Sun and Cosmic Rays. *Reviews of Geophysics and Space Physics*, 12(3).
- [22] Ryan, J. M., Lockwood, J. A., & Debrunner, H. (2000). Solar Energetic Particles. *Space Science Reviews*, 93(35–53).
- [23] Bikit, I., Mrdja, D., Veskovic, M., Krmar, M., Slivka, J., Todorovic, N., & Bikit, K. (2012). Coincidence techniques in gamma-ray spectroscopy. *Physics Procedia*, 31, 84–92. <https://doi.org/10.1016/j.phpro.2012.04.012>
- [24] Gupta, M., Mishra, V. K., & Mishra, A. P. (2006). Study of cosmic ray intensity variations in relation to solar activity for solar cycles 19 to 23. *Indian Journal of Radio & Space Physics*, 35(167–173).
- [25] Smolla, M., Schäfer, B., Lesch, H., & Beck, C. (2020). Universal properties of primary and Secondary Cosmic Ray Energy Spectra. *New Journal of Physics*, 22(9), 093002. <https://doi.org/10.1088/1367-2630/abaa03>
- [26] Jovančević, N., Krmar, M., Mrda, D., Slivka, J., & Bikit, I. (2010). Neutron induced background gamma activity in low-level GE-spectroscopy systems. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 612(2), 303–308. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2009.10.059>
- [27] Turnbull, S. (2011). *Muon interaction with lead shielding producing activation: implications for gamma-ray spectrometry* (mr thesis).
- [28] Gostojić, A. (2010). *Doprinos rasejanja neutrona niskoenergetskom delu fonskog gama spektra* (thesis).

- [29] Bikit, I., Mrda, D., Anicin, I., Veskovic, M., Slivka, J., Krmar, M., Todorovic, N., & Forkapic, S. (2009). Production of X-rays by cosmic-ray muons in heavily shielded gamma-ray spectrometers. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 606(3), 495–500. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2009.05.153>
- [30] Al-Azmi, D. (2008). Simplified slow anti-coincidence circuit for Compton Suppression Systems. *Applied Radiation and Isotopes*, 66(8), 1108–1116. <https://doi.org/10.1016/j.apradiso.2007.12.003>
- [31] Burnett, J. L., Davies, A. V., & McLarty, J. L. (2013). Further development of a cosmic veto gamma-spectrometer. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 298(2), 987–992. <https://doi.org/10.1007/s10967-013-2460-8>
- [32] Mrdja, D., Bikit, I., Bikit, K., Slivka, J., Hansman, J., Oláh, L., & Varga, D. (2016). First Cosmic-ray images of bone and soft tissue. *EPL (Europhysics Letters)*, 116(4), 48003. <https://doi.org/10.1209/0295-5075/116/48003>
- [33] Xie, F., Jiang, W., Li, X., He, X., Zhang, J., & Yu, G. (2013). Single channel beta–gamma coincidence system for radioxenon measurement using well-type HPGE and plastic scintillator detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 729, 900–904. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2013.08.070>
- [34] Haines, D. K., Semkow, T. M., Khan, A. J., Hoffman, T. J., Meyer, S. T., & Beach, S. E. (2011). Muon and neutron-induced background in gamma-ray spectrometry. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 652(1), 326–329. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2011.01.137>
- [35] Heusser, G. (1996). Cosmic ray interaction study with low-level Ge-spectrometry. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 369 (1996) 539-543.
- [36] Baginova, M., Vojtyla, P., & Povinec, P. P. (2020). The neutron component of background of an HPGE detector operating in a Surface Laboratory. *Applied Radiation and Isotopes*, 166, 109422. <https://doi.org/10.1016/j.apradiso.2020.109422>
- [37] Arnold, D., Heckel, A., & Wershofen, H. (2019). Background contributions in gamma spectrometry. *Procedures Manual for Monitoring of Radioactive Substances in the Environment and of External Radiation*.
- [38] Hung, N. Q., Hai, V. H., & Nomachi, M. (2017). Investigation of cosmic-ray induced background of germanium gamma spectrometer using Geant4 Simulation. *Applied Radiation and Isotopes*, 121, 87–90. <https://doi.org/10.1016/j.apradiso.2016.12.047>
- [39] Zhang, W., Ro, H., Liu, C., Hoffman, I., & Ungar, K. (2017). Design and optimization of a dual-HPGE gamma spectrometer and its Cosmic Veto System. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 64(3), 894–900. <https://doi.org/10.1109/tns.2017.2654686>

- [40] Hu, Z. M., Ge, L. J., Sun, J. Q., Zhang, Y. M., Cui, Z. Q., Gorini, G., Zhang, H., Chen, J., Chen, J. X., Li, X. Q., & Fan, T. S. (2019). Measurements of cosmic ray induced background neutrons near the ground using a bonner sphere spectrometer. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 940, 78–82. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2019.06.004>
- [41] Burnett, J. L., & Davies, A. V. (2011). Development of a cosmic veto gamma-spectrometer. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 292(3), 1007–1010. <https://doi.org/10.1007/s10967-011-1566-0>
- [42] Agostinelli, S., et al. (2003). Geant4—a simulation toolkit. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 506(3), 250–303. [https://doi.org/10.1016/s0168-9002\(03\)01368-8](https://doi.org/10.1016/s0168-9002(03)01368-8)

Biografija

Tina Tanović rođena je 22.6.1998. godine u Lazarevu. Osnovnu školu „Slavko Rodić" u Lazarevu završava 2013. godine kao đak generacije, potom upisuje prirodno-matematički smer u Zrenjaninskoj gimnaziji, koju završava 2017. godine kao vukovac. Osnovne studije fizike, moduo astronomija sa astrofizikom, završava 2022. godine na Prirodno-matematičkom fakultetu Univerziteta u Novom Sadu, a potom upisuje master studije nuklearne fizike.



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: Master rad

VR

Autor: Tina Tanović

AU

Mentor: prof. dr. Dušan Mrđa

MN

Naslov rada: Koincidentni sistem HPGe detektora i plastičnog scintilatora za ispitivanje interakcija kosmičkog zračenja

NR

Jezik publikacije: srpski (latinica)

JP

Jezik izvoda: srpski/engleski

JI

Zemlja publikovanja: Republika Srbija

ZP

Uže geografsko područje: Vojvodina

UGP

Godina: 2024.

GO

Izdavač: Autorski reprint

IZ

Mesto i adresa: Prirodno-matematički fakultet, Trg Dositeja Obradovića 4, Novi Sad

MA

Fizički opis rada: (7 poglavlja / 56 strana / 30 slika / 16 tabela / 42 reference)

FO

Naučna oblast: Fizika

NO

Naučna disciplina: Nuklearna fizika

ND

Predmetna odrednica/ ključne reči: koincidentne tehnike, HPGe detektor, plastični scintilator, kosmičko zračenje, pozadinsko zračenje, mion, neutron, simulacije

PO

UDK

Čuva se: Biblioteka departmana za fiziku, PMF-a u Novom Sadu

ČU

Važna napomena: nema

VN

Izvod: Svrha ovog rada ispitivanje mogućnosti primene koincidentnog sistema HPGe detektora i plastičnog scintilatora za ispitivanje interakcija kosmičkog zračenja, sa fokusom na mionima, sa detekcionim sistemom i njegovom zaštitom, kao i za identifikaciju fonskih linija koje imaju poreklo u kosmičkim zracima, te za supresiju fona koji potiče od kosmičkog zračenja. Izvršena je analiza interakcija kosmičkih miona sa olovom, kao materijalom koji se često nalazi u sastavu pasivne zaštite detektora, i procenjena je vrednost efikasnog preseka za interakciju kosmičkih miona sa olovom, praćenu emisijom K_{α} linije olova. Pomoću softverskog alata GEATN4 izvršena je simulacija interakcija kosmičkih miona sa detekcionim sistemom, uz generisanje odgovarajućih simulacionih spektara.

Datum prihvatanja teme od NN veća: 4.4.2024.

DP

Datum odbrane: 10.4.2024.

DO

Članovi komisije:

KO

Predsednik:

prof. dr. Igor Savić

član:

doc. dr. Jovana Knežević Radić

član:

prof. dr. Dušan Mrđa

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: Master thesis

CC

Author: Tina Tanović

AU

Mentor/comentor: prof. dr. Dušan Mrđa

MN

Title: Coincidence system of HPGe detector and plastic scintillator for exploration of cosmic ray interactions

TI

Language of text: Serbian (Latin)

LT

Language of abstract: English

LA

Country of publication: Republic of Serbia

CP

Locality of publication: Vojvodina

LP

Publication year: 2024

PY

Publisher: Author's reprint

PU

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

PP

Physical description: (7 chapters / 56 pages / 30 pictures / 16 tables / 42 references)

PD

Scientific field: Physics

SF

Scientific discipline: Nuclear physics

SD

Subject/ Key words: coincidence techniques, HPGe detector, plastic scintillator, cosmic rays, background radiation, muon, neutron, simulation

SKW

UC

Holding data: Library of Department of Physics, Trg Dositeja Obradovića 4

HD

Note: none

N

Abstract:

AB

The aim of this thesis is to test the application of the coincidence system of HPGe detector and plastic scintillator for exploration of cosmic ray interactions, the main focus being on muons, with the detection system and its surrounding shielding, as well as for identification of background gamma lines originating from cosmic rays, and additionally for suppression of cosmic ray-induced background. Interactions of cosmic muons with a sample of lead were analyzed, and assessment of the cross-section for the interaction of cosmic muons with lead, followed by the emission of the K_{α} X-ray line of lead was made. The GEANT4 software toolkit was used for simulating interactions of cosmic muons with detection system and for generating simulated spectra.

Accepted by the Scientific Board: 4.4.2024.

ASB

Defended on: 10.4.2024.

DE

Thesis defend board:

DB

President: prof. dr. Igor Savić

Member: doc. dr. Jovana Knežević Radić

Member: prof. dr. Dušan Mrđa