



UNIVERZITET U NOVOM SADU
PRIRODNO-MATEMATIČKI
FAKULTET
DEPARTMAN ZA FIZIKU



Određivanje efikasnosti HPGe detektora u niskoenergetskom opsegu

- diplomski rad -

Mentor:
Dr Dušan Mrđa

Kandidat:
Tatjana Pivnički

Novi Sad, 2012

SADRŽAJ

1 UVOD	4
2 INTERAKCIJA ZRAČENJA SA MATERIJOM.....	5
2.1 Interakcija γ -zračenja sa materijom	6
2.1.1 Fotoelektrični efekat	6
2.1.2 Komptonovo rasejanje	7
2.1.3 Kreacija elektron – pozitron parova.....	8
2.1.4 Ukupni presek za interakciju γ –fotona sa materijom.....	8
3 OSNOVNE KARAKTERISTIKE DETEKTORA	10
3.1 Osetljivost	10
3.2 Odziv detektora.....	11
3.3 Energijska rezolucija. Fano faktor	12
3.4 Efikasnost detektora.....	14
3.5 Mrtvo vreme	15
3.6 Vreme odziva	15
4 POLUPROVODNIČKI DETEKTORI	16
4.1 Princip rada poluprovodničkih detektora.....	16
4.1.1 Stvaranje para elektron – šupljina.....	16
4.1.2 Proces formiranja signala.....	17
4.1.3 Proces sakupljanja nanelektrisanja i rezultujući indukovani strujni signal	17
4.1.4 Vreme porasta signala.....	18
4.1.5 Efekti klopke	18
4.2 Germanijumski detektori	18

Sadržaj

4.2.1 Bezprimesni germanijum	18
4.2.2 Osnovni tipovi HPGe detektora.....	19
5 EKSPERIMENTALNO ODREĐIVANJE EFIKASNOSTI	20
5.1 HPGe detektor proizvođača Ortec	20
5.2 HPGe detektor proizvođača Canberra	23
5.3 Izvor zračenja.....	25
5.4 Rezultati merenja	26
5.4.1 Merenje na detektoru proizvođača Ortec.....	26
5.4.2 Merenja na detektoru proizvođača Canberra	27
5.5 Upoređivanje efikasnosti detektora	29
5.6 Diskusija dobijenih rezultata	33
6 ZAKLJUČAK	35
LITERATURA	36
BIOGRAFIJA	37

1 UVOD

Gama spektrometrija je visoko razvijena grana eksperimentalne fizike, koja zauzima važnu ulogu u fundamentalnim istraživanjima, naročito na polju nuklearne fizike i fizike elementarnih čestica. Potrebe savremene fizike dovele su do stvaranja velikog broja različitih tipova detektora, specijalno konstruisanih da detektuju određene vrste čestica u određenom energetskom intervalu. Poluprovodnički detektori izdvajaju se kao detektori sa posebnim osobinama koji odgovaraju najširoj primeni. HPGe detektori, opisani u ovom radu, posebno su značajni zbog mogućnosti primene u niskoenergetskom regionu.

Određivanje emisije gama fotona iz nekog izvora u jedinici vremena u funkciji energije može da pruži niz korisnih informacija o ispitivanom uzorku. Međutim, da bi kvalitetna interpretacija dobijenih spektara bila moguća, neophodno je najpre izvršiti kalibraciju efikasnosti detektora. Ovo se postiže snimanjem i analiziranjem spektara poznatih izvora. Stoga ovaj rad ima za cilj da pokaže osnovne principe kalibracije efikasnosti detektora.

Prvi deo ovog rada predstavlja pregled osnovnih teorijskih principa interakcije gama fotona sa materijom. Nakon toga dat je pregled osnovnih karakteristika detektora. Posebno je opisan princip rada poluprovodničkih detektora.

Eksperimentalni deo rada sadrži detaljan opis dva HPGe detektora, proizvođača Ortec i Canberra, na kojima je vršeno merenje, zatim, opis korišćenog tačkastog izvora zračenja i rezultate merenja. Na kraju, izvršeno je poređenje i diskusija dobijenih rezultata.

2 INTERAKCIJA ZRAČENJA SA MATERIJOM

Da bi bila detektovana, čestica mora ostaviti neki trag o svom prisustvu u medijumu kroz koji prolazi. Stoga, ona mora izgubiti neku energiju. U idealnom slučaju, detektori bi trebali da nam pomognu da uočavamo čestice, bez da na njih utiču na bilo koji način. Ali to nije uvek moguće. Nezavisno od veličine i oblika detektora čestica, njihov rad je uglavnom baziran na elektromagnetnim interakcijama čestica sa materijom. Naelektrisane čestice, na primer, mogu da ionizuju atome i time oslobođaju elektrone koji ubrzavanjem mogu da proizvedu male, merljive struje. Većina elektroneutralnih čestica mogu da interaguju sa materijom i predaju deo ili celokupnu svoju energiju atomima sredine kroz koju prolaze. Čestice kao što su neutroni, koji nemaju elektromagnetne interakcije, imaju veoma malu verovatnoću da interaguju sa materijom i stoga ih je vrlo teško detektovati. Uopšteno govoreći, mehanizam kojim čestice gube energiju na svom putu kroz neku sredinu zavisi od vrste čestica i njihovih osobina.

Postoji nekoliko procesa koji se mogu odigrati pri prolasku naelektrisane čestice kroz neku sredinu. To su:

- Neelastični sudari sa atomskim elektronima materijala
- Elastično rasejanje na jezgrima
- Emisija Čerenkovljevog zračenja
- Nuklearne reakcije i
- Zakočno zračenje.

Treba istaći da prva dva procesa imaju znatno veću verovatnoću odigravanja u odnosu na ostale.

Ako se zračenje sastoji od nenaelektrisanih čestica moramo posmatrati dva odvojena slučaja. Ako su čestice:

- fotoni
- neutroni.

Ponašanje fotona pri prolasku kroz materiju značajno se razlikuje od ponašanja nenelektrisanih čestica. Procesi koji se odvijaju pri prolasku elektromagnetskog zračenja kroz supstanciju su:

- Fotoelektrični efekat
- Komptonovo rasejanje (uključujući Tomsonovo i Rejljevo rasejanje)
- Kreacija parova i
- Reakcije nuklearne disocijacije, koje su izuzetno retke i nisu od značaja za dalje razmatranje.

Pri prolasku kroz materiju, neutroni najčešće interaguju jakom interakcijom sa jezgrima atoma materije. Verovatnoća za interakciju je mala, jer neutroni moraju prići jezgru na dovoljno malo rastojanje. Međutim, kada se stvore uslovi za interakciju može doći do velikog broja nuklearnih reakcija, što zavisi od energije neutrona.

S obrzicom da je tema ovog rada detektovanje γ -zračenja, detaljnije će biti opisani samo principi interakcije elektromagnetskog zračenja sa materijom.

2.1 Interakcija γ -zračenja sa materijom

Fotoni su elektroneutralni i zbog toga na njih ne deluje Kulonova sila kao što deluje na nanelektrisane čestice. Međutim, oni su nosioci elektromagnetne interakcije i mogu da interaguju sa materijom na više načina koji mogu dovesti do ionizacije.

Kao što je već rečeno, najvažniji procesi koji se odvijaju pri prolasku fotona kroz materiju su fotoelektrični efekat, Komptonovo rasejanje i kreacija parova [3].

2.1.1 Fotoelektrični efekat

Fotoelektrični efekat je proces prilikom kog foton biva apsorbovan od strane atomskog elektrona, koji potom napušta atom. Energija izbačenog elektrona može se izraziti kao:

$$E = h\nu - E_v \quad (1)$$

gde je: E_v – energija veze elektrona u atomu

ν – frekvencija fotona

$h = 6,62 \times 10^{-34} \text{ Js}$ – Plankova konstanta.

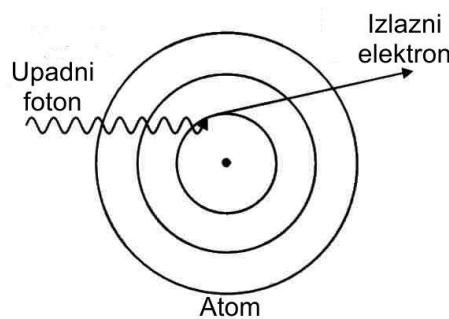
Presek za fotoefekat može se izraziti na sledeći način:

$$\sigma_{pe} = \text{const.} \cdot Z^{4.5} \cdot E_\gamma^{-3} \quad (2)$$

gde je: Z – redni broj atoma sredine

E_γ – energija upadnog fotona.

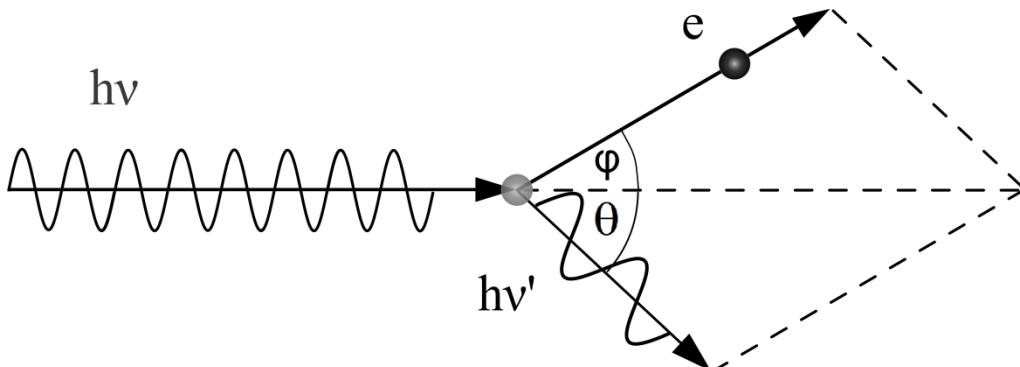
U jednačini (2) jasno se mogu uočiti dve značajne činjenice. Prvo, presek za fotoefekat jako zavisi od rednog broja atoma sredine, što ukazuje na to da su materijali velikog rednog broja dobri apsorberi elektromagnetskog zračenja. I drugo, presek obrnuto proporcionalno zavisi od energije upadnog fotona, zbog čega možemo zaključiti da je fotoefekat dominantan proces na niskim energijama, dok na visokim energijama postaje zanemarljiv. Šematski prikaz fotoelektričnog efekta dat je na slici 1.



Slika 1. Šematski prikaz fotoelektričnog efekta

2.1.2 Komptonovo rasejanje

Komptonovo rasejanje je rasejanje fotona na slobodnom elektronu ili na vezanom elektronu čija je energija veze mnogo manja od upadnog fotona. Na slici 2 šematski je prikazano Komptonovo rasejanje.



Slika 2. Šematski prikaz Komptonovog rasejanja

Primenom zakona održanja energije i impulsa mogu se dobiti sledeće relacije:

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_e c^2} (1 - \cos\theta)} \quad (3)$$

$$T = h\nu - h\nu' = h\nu \left(\frac{\frac{h\nu}{m_e c^2} (1 - \cos\theta)}{1 + \frac{h\nu}{m_e c^2} (1 - \cos\theta)} \right) \quad (4)$$

$$\operatorname{ctg}\varphi = \left(1 + \frac{h\nu}{m_e c^2} \right) \operatorname{tg} \frac{\theta}{2} \quad (5)$$

Veličine u gornjim formulama su:

$h\nu$ – energija upadnog fotona

$h\nu'$ – energija sekundarnog fotona

T – kinetička energija elektrona nakon sudara

m_e – masa elektrona

c – brzina svetlosti

θ – ugao između pravca kretanja upadnog i rasejanog fotona

φ – ugao između pravca kretanja upadnog fotona i elektrona nakon rasejanja.

Formula za diferencijalni efikasni presek je jedna od prvih koja je dobijena kvantnom elektrodinamikom i poznata je kao Klein-Nishina formula

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} \frac{1}{\left(1 + \frac{h\nu}{m_e c^2} (1 - \cos\theta) \right)^2} \left(1 + \cos^2\theta + \frac{\left(\frac{h\nu}{m_e c^2} \right)^2 (1 - \cos\theta)^2}{1 + \frac{h\nu}{m_e c^2} (1 - \cos\theta)} \right) \quad (6)$$

U ovoj jednačini r_e je klasični radijus elektrona.

Tomsonovo rasejanje je rasejanje fotona na slobodnim elektronima pri niskim energijama pri čemu Klein-Nishina formula daje jednačinu za efikasni presek u obliku

$$\sigma = \frac{8\pi}{3} r_e^2 \quad (7)$$

Rejlijevo rasejanje je rasejanje fotona od celog atoma pri čemu svi atomski elektroni učestvuju kao koherentna celina pa se naziva i koherentno rasejanje.

Tomsonovo i Rejlijevo rasejanje u principu, ne prenose mnogo energije materiji kroz koju prolaze [2].

2.1.3 Kreacija elektron – pozitron parova

Kada je energija fotona veća od dvostrukе vrednosti energije mirovanja elektrona (1.022 MeV), u polju jezgra može doći do stvaranja para elektron – pozitron. Ukoliko foton ima veću energiju od ove, višak energije, koja iznosi $E_\gamma - 2m_e c^2$ se raspodeljuje između dve čestice kao kinetička energija. Elektron i pozitron se usporavaju u okolnom materijalu. Pozitron na kraju reaguje sa nekim elektronom i anihilira se. Ako do ovog dođe nakon što pozitron izgubi svoju kinetičku energiju, pri anihilaciji nastaju dva fotona sa energijama 511 keV. Ova dva fotona emituju se u suprotnim smerovima u skladu sa zakonom održanja impulsa.

Presek za proizvodnju parova izražava se sledećom relacijom:

$$d\sigma = 4Z^2 r_e^2 \alpha \frac{dE_+}{(hv)^3} \left\{ (E_+^2 + E_-^2) \left[\frac{\Phi_1(\xi)}{4} - \frac{1}{3} \ln Z - f(Z) \right] + \frac{2}{3} E_+ E_- \left[\frac{\Phi_2(\xi)}{4} - \frac{1}{3} \ln Z - f(Z) \right] \right\} \quad (8)$$

gde je: Z – redni broj atoma

r_e^2 –klasični radijus elektrona

E_+ –energija pozitrona

E_- –energija elektrona

$\Phi_1(\xi)$ i $\Phi_2(\xi)$ –funkcije ekraniranja

$\alpha = 1/137$

$f(Z)$ –Kulonova korekcija.

Iz gornje relacije jasno se vidi da se presek za stvaranje parova menja sa rednim brojem atoma Z kao Z^2 .

2.1.4 Ukupni presek za interakciju γ -fotona sa materijom

Ukupni presek za interakciju fotona sa materijom određuje se kao zbir preseka za fotoefekat, Komptonov efekat i kreaciju para.

$$\sigma = \sigma_{pe} + \sigma_C + \sigma_p \quad (9)$$

Od efikasnog preseka za odigravanje nekog procesa zavisi linearni atenuacioni koeficijent. Ova zavisnost izražava se sledećom relacijom:

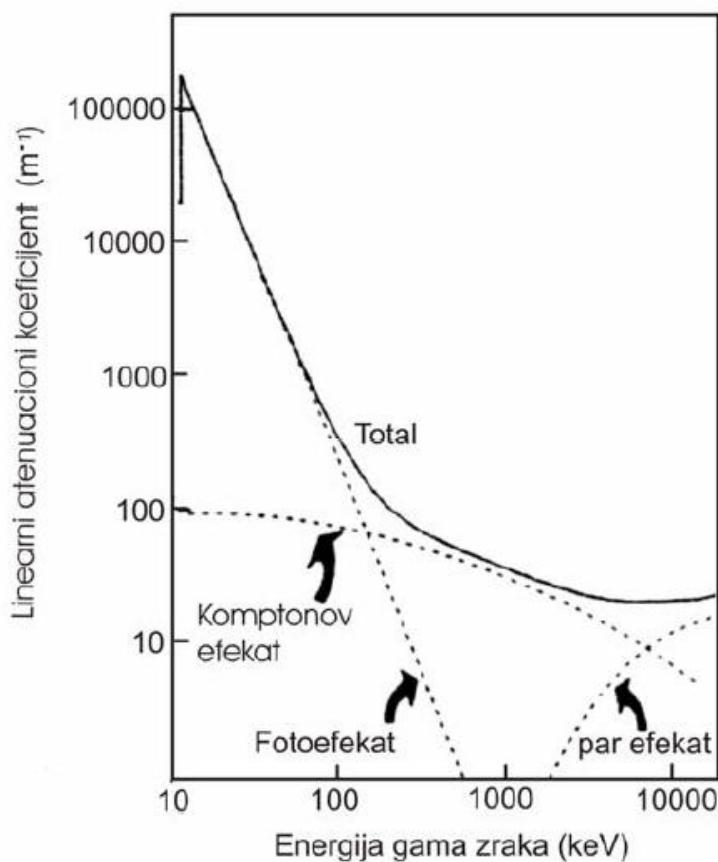
$$\mu = \sigma \cdot \rho \cdot \frac{N_A}{M} \quad (10)$$

gde je: ρ –gustina materijala

M –molekulska masa

$N_A = 6.022 \cdot 10^{23}$ – Avogadrov broj

Na slici 3 prikazani su linearni atenuacioni koeficijenti za fotoefekat, Komptonovo rasejanje i kreaciju para i ukupni atenuacioni koeficijent u funkciji energije. Komptonov efekat je prisutan u celom intervalu datih energija sa blagim padom. Fotoefekat je dominantan na nižim energijama. Kreacija para elektron– pozitron postaje dominantan proces na energijama iznad 1022 keV [4].



Slika 3. Linearni atenuacioni koeficijenti u zavisnosti od energije fotona za germanijum

3 OSNOVNE KARAKTERISTIKE DETEKTORA

Potrebe savremene nuklearne fizike dovele su do razvoja velikog broja različitih tipova detektora čestica. Ipak, svi se zasnivaju na istom principu: energija koju zračenje pri prolasku kroz aktivnu zapreminu detektora predaje, pretvara se u neki drugi oblik, pogodan za merenje i obradu. Procesi koji se tom prilikom odvijaju zavise od vrste čestica od kojih se upadno zračenje sastoji, na način kako je opisano u prethodnom poglavlju. Princip detekcije zavisi i od samog detektora i njegovog dizajna. Kod najvećeg broja savremenih detektora, informacije se konvertuju u električne signale, koji omogućavaju lakšu i precizniju obradu.

U najčešće upotrebljavane detektore danas spadaju ionizacione komore, scintilacioni detektori, fotomultiplikatori, poluprovodnički detektori itd. U okviru ovih glavnih grupa, izdvajaju se podgrupe detektora sa specifičnim karakteristikama, prilagođenim detektovanju određenih vrsta zračenja. Dakle, izbor detektora koji će se koristiti u konkretnom slučaju zavisi od vrste zračenja koje se detektuje, ali i od osnovnih karakteristika samog detektora. Pod osnovnim karakteristikama detektora podrazumevaju se sledeće osobine [1]:

- Osetljivost
- Odziv detektora
- Energetska rezolucija
- Efikasnost detektora
- Mrtvo vreme
- Vreme odziva.

3.1 Osetljivost

Osetljivost je sposobnost detektora da proizvede upotrebljiv signal za određenu vrstu zračenja na određenoj energiji. Detektori su konstruisani da budu osetljivi na određenu vrstu zračenja u određenom energetskom regionu. Izvan ovog regiona uglavnom se dobija neupotrebljiv signal ili efikasnost značajno opada. Osetljivost detektora zavisi od više faktora:

- preseka za ionizaciju u detektoru
- mase detektora
- inherentnog detektorskog šuma
- zaštitnog materijala oko detektora.

Presek i masa detektora određuju verovatnoću da upadno zračenje preda deo ili celokupnu svoju energiju u procesima ionizacije. Naelektrisane čestice lako ionizuju, pa kod većine detektora, čak i onih koji imaju malu gustinu i zapreminu, dolazi do ionizacije unutar osetljive zapremine. Za neutralne čestice ovo je mnogo ređe, jer one moraju u

nekom procesu prvo da proizvedu nanelektrisane čestice sposobne za ionizaciju u medijumu. Verovatnoće za ove interakcije su obično mnogo manje pa je neophodno da detektor ima veću gustinu i zapreminu, inače postaje transparentan za neutralno zračenje. Potrebna masa detektora zavisi od tipa zračenja i od energetskog opsega od interesa.

Čak iako se dogodi ionizacija unutar detektora, postoji određena minimalna količina jona koja je neophodna da se dobije upotrebljiv signal. Ovaj donji limit određen je šumom detektora i prateće elektronike. Šum se pojavljuje kao fluktuirajući napon ili struja na izlazu iz detektora, i prisutan je uvek, bez obzira da li postoji zračenje ili ne. Očito, ionizacioni signal mora biti veći od srednjeg nivoa šuma da bi bio upotrebljiv. Za određeni tip zračenja u određenom energetskom opsegu, proizvedena količina ionizacionog signala određena je osetljivošću detektora.

Drugi ograničavajući faktor je materijal koji pokriva ulazni prozor ka osetljivoj zapremini detektora. Zbog apsorpcije, jedino zračenje sa dovoljnom količinom energije da prođe kroz ovaj sloj može biti detektovano. Stoga je debljina ovog materijala donja granica energije koja može biti detektovana.

3.2 Odziv detektora

Većina detektora je u stanju da pruži neku informaciju o energiji upadnog zračenja, pošto je stepen ionizacije proporcionalan energiji koju zračenje izgubi u osetljivoj zapremini detektora. Ako je detektor dovoljno velik da se zračenje potpuno apsorbuje, ionizacija daje meru energije zračenja.

Generalno, izlazni signal električnih detektora je u obliku strujnog impulsa. Ako detektor radi u kontinualnom režimu, signal je kontinualna promena struje ili napona u vremenu, u zavisnosti od intenziteta zračenja. Pretpostavljajući da se oblik impulsa ne menja od jednog događaja do drugog, integral impulsa u funkciji vremena je direktno proporcionalan amplitudi ili visini signala. Odnos ukupnog nanelektrisanja, odnosno visine izlaznog signala i energije upadnog zračenja predstavlja odziv detektora. Kada bi ovaj odnos bio linearan, visina signala se znatno jednostavnije prevodi u energije. Međutim, to nije uvek slučaj. Ipak, za mnoge detektore odziv je linearan ili aproksimativno linearan u određenom energetskom intervalu. Odziv zavisi i od vrste čestica i energije, i ne znači da će detektor sa linearnim odzivom za jedan tip čestica biti linearan i za druge tipove čestica.

Da bi se mogli detektovati, gama zraci se moraju prvo prevesti u nanelektrisane čestice putem 3 osnovna mehanizma: fotoefektom, Komptonovim rasejanjem i stvaranjem parova. U fotoefektu, energija gama zraka se predaje fotoelektronu koji se zaustavlja u detektoru. Sve dok je energija svih fotoelektrona ista, vrh je oštar kao što daje Gausov odziv. Neki gama zraci, međutim, trpe Komptonovo rasejanje. Raspodela po energijama za Komptonove elektrone je kontinualna i ova distribucija se javlja u funkciji odziva. Ovo narušava idealan delta – funkcinski odziv. Događaji dobijeni stvaranjem parova, na sličan način utiču na oblik funkcije odziva.

Ako se detektor koristi za merenje spektra gama zračenja, impulsna distribucija je zakriviljena, pa je funkcija odziva

$$PH(E) = \int S(E')R(E, E')dE \quad (11)$$

gde je: $R(E, E')$ – funkcija upadne energije E' ,

$S(E')$ –spekter energija gama zraka

Za određivanje spektra gama zraka $S(E')$ iz izmerene impulsne distribucije, mora se znati funkcija upadne energije.

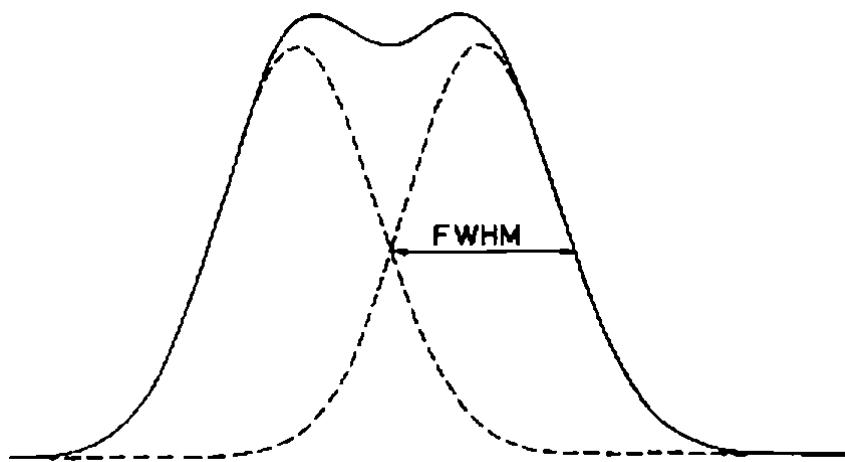
Vreme odziva je važna karakteristika detektora. To je vreme koje je potrebno detektoru da formira signal posle pada zračenja na detektor. Za dobar vremenski proračun, potrebno je da se signal brzo formira u oštar impuls sa rastućim bočnim stranama koje su, što je moguće bliže vertikali. Važno je i vreme trajanja signala. U tom periodu, drugi događaj se ne može registrovati delom zbog toga što je detektor neosetljiv ili zbog toga što se drugi signal dodaje na prvi.

3.3 Energjska rezolucija. Fano faktor

Energetska rezolucija je mera sposobnosti detektora da razlikuje dve bliske linije u spektru. Generalno, rezolucija se može izmeriti slanjem monoenergetskog snopa zračenja u detektor i posmatranjem rezultujućeg spektra. Idealno bi bilo, naravno, kada bi dobili oštar pik delta-funkcije. U stvarnosti, to nikada nije slučaj i dobija se pik određene širine, obično Gausovog tipa. Širina pika pojavljuje se zbog fluktuacija u nekim ionizacionim i ekscitacionim procesima. Rezolucija se uglavnom daje u odnosu na polusirinu maksimuma (FWHM – full width at half maximum). Dve energije koje upadaju u ovaj interval smatraju se nerazloživim. Ovo je ilustrovano na slici 4. Ako označimo ovu širinu sa ΔE , formula za relativnu rezoluciju na energiji E je

$$R = \frac{\Delta E}{E} \quad (12)$$

Relativna rezolucija se uglavnom izražava u procentima. NaI scintilacioni detektor ima oko 8 – 9% rezoluciju za gama zrake od 1 MeV, dok germanijumski detektori imaju rezoluciju reda 0.1%.



Slika 4. Definisanje energetske rezolucije

Rezolucija je funkcija energije deponovane u detektoru i bolja je pri višim energijama. To je uslovljeno Poasonovom statistikom jonizacije i ekscitacije. Prosečna

energija potrebna da se dogodi ionizacija je fiksiran broj w , koji zavisi samo od vrste materijala. Za neku energiju E očekivan broj ionizacija je

$$J = \frac{E}{w} \quad (13)$$

Sa porastom energije, raste i broj ionizacija, što rezultuje manjim relativnim fluktuacijama. Da bi se izračunale fluktuacije, neophodno je razmatrati dva slučaja.

Prvo, za detektor kod koga se energija zračenja ne apsorbuje potpuno, broj signala koji se dobije u reakcijama je dat Poasonovom raspodelom. Odstupanje je dato sa:

$$\sigma^2 = J \quad (14)$$

gde je J srednja vrednost ionizacije. Zavisnost rezolucije od energije može se onda izraziti kao:

$$R = 2.35 \sqrt{\frac{J}{J}} = 2.35 \sqrt{\frac{w}{E}} \quad (15)$$

Faktor 2.35 odnosi se na standardnu devijaciju Gausove raspodele.

Drugi slučaj, odnosi se na detektore u kojima se celokupna energija zračenja apsorbuje. Rezolucija ovih detektora je manja nego što bi to sledilo iz Poasonove raspodele, te se Poasonova statistika u ovom slučaju ne može koristiti. Razlog postojanja ove razlike leži u činjenici da je ukupna deponovana energija konstantna vrednost. Ukupan broj ionizacija koji se može dogoditi i gubitak energije u svakoj ionizaciji su ograničeni ovom vrednošću. Statistički, ovo znači da ionizacioni događaji nisu nezavisni i stoga Poasonova statistika nije primenljiva. Fano je prvi izračunao odstupanja pod ovim uslovima i dobio sledeću relaciju:

$$\sigma^2 = FJ \quad (16)$$

gde je: J – srednji broj ionizacija

F – Fano faktor.

Fano faktor je funkcija svih različitih fundamentalnih procesa koji dovode do razmene energije u detektoru, uključujući i procese koji ne dovode do ionizacije i kao takav on predstavlja unutrašnju konstantu detektujućeg medijuma. Teorijski, Fano faktor je vrlo teško izračunati precizno, jer zahteva detaljno poznavanje svih reakcija koje se mogu odigrati u detektoru.

Na osnovu prethodne relacije rezolucija je data sa:

$$R = 2.35 \sqrt{\frac{FJ}{J}} = 2.35 \sqrt{\frac{Fw}{E}} \quad (17)$$

Ako je $F = 1$ varijacija je ista kao za Poasonovu raspodelu i svodi se na jednačinu (14). Ovo je slučaj za scintilatore, međutim, za mnoge detektore, uključujući i poluprovodničke i gasne, $F < 1$.

Određen broj spoljašnjih faktora može uticati na ukupnu rezoluciju detektora, na primer, šum pridružene elektronike. Prepostavljajući da su svi ovi izvori nezavisni i distribuirani kao Gausove raspodele, ukupna rezolucija se određuje kao:

$$(\Delta E)^2 = (\Delta E_{det})^2 + (\Delta E_{elect})^2 + \dots \quad (18)$$

3.4 Efikasnost detektora

Efikasnost detekcije je mera verovatnoće da zračenje određene energije emitovano iz izvora bude apsorbovano u aktivnoj zapremini detektora. Obično se razmatraju dve vrste efikasnosti detektora: apsolutna efikasnost i sopstvena efikasnost detektora [1].

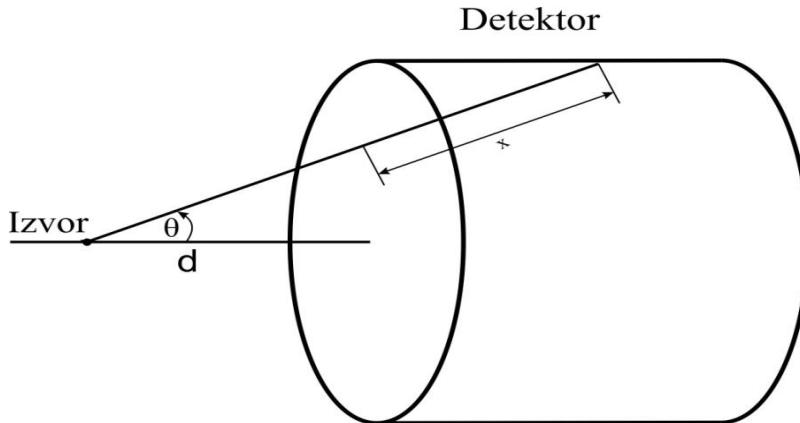
Apsolutna ili ukupna efikasnost detektora definiše se kao odnos registrovanih događaja i događaja emitovanih iz izvora:

$$\varepsilon_{tot} = \frac{N_R}{N_U} \quad (19)$$

gde je: N_R – ukupan broj registrovanih događaja

N_U – ukupan broj emitovanih događaja.

Ukupna efikasnost je funkcija geometrije detektora i verovatnoće za interakciju unutar detektora. Na slici 5 prikazan je cilindrični detektor sa tačkastim izvorom na rastojanju d na osi detektora.



Slika 5. Cilindrični detektor sa tačkastim izvorom na osi detektora

Ako izvor emituje izotropno, onda je verovatnoća da će čestica biti emitovana pod uglom θ data izrazom:

$$P(\theta)d\Omega = \frac{d\Omega}{4\pi} \quad (20)$$

Verovatnoća da će čestica koja pogodi detektor doživeti interakciju data je sa:

$$P_{int}(x) = 1 - e^{-\frac{x}{\lambda}} \quad (21)$$

Kombinovanjem ovih relacija dobija se izraz za totalnu efikasnost:

$$d\varepsilon_{tot} = \left[1 - e^{-\frac{x}{\lambda}}\right] \frac{d\Omega}{4\pi} \quad (22)$$

U gornjim relacijama x predstavlja dužinu puta u detektoru, a λ srednji slobodni put.

U mnogim slučajevima dužina puta ne varira mnogo duž detektora, ili je srednji slobodni put toliko mali da eksponencijalni član postaje nula. Apsolutna efikasnost se onda može razdvojiti na dva dela, sopstvenu (unutrašnju) efikasnost ε_{int} i geometrijsku efikasnost ε_{geom} .

$$\varepsilon_{tot} = \varepsilon_{int} \varepsilon_{geom} \quad (23)$$

Sopstvena efikasnost predstavlja odnos registrovanih događaja i broja događaja koji su pogodili detektor. Ona je funkcija vrste i energije zračenja i materijala detektora.

Geometrijska efikasnost pokazuje koji deo prostornog ugla zračenja je obuhvaćen detektorm i zavisi od geometrijske konfiguracije izvora i detektora, i ugaone raspodele zračenja.

3.5 Mrtvo vreme

Mrtvo vreme je vreme koje je potrebno detektoru da obradi neki događaj i uglavnom je povezano sa dužinom trajanja strujnog signala. U zavisnosti od tipa, detektori mogu biti osetljivi ili neosetljivi za druge događaje unutar ovog intervala. Ako je detektor neosetljiv, svaki događaj koji se desi u ovom intervalu je izgubljen. Ako detektor zadržava svoju osetljivost, moguće je gomilanje signala što ga izobličuje i konačno dovodi do gubitka informacija o oba događaja.

Pri računaju mrvog vremena detektora, neophodno je uzeti u obzir sve elemente detektorskog sistema. Svaki deo sistema ima svoje mrtvo vreme. Postoje dva osnovna tipa mrvog vremena, produženo (paralizujuće) i neproduženo (neparalizujuće). U slučaju produženog mrvog vremena, novi događaj koji stigne u toku trajanja mrvog vremena starog događaja, dodaje svoje mrtvo vreme od momenta kada je stigao. Lako je zaključiti da, ako su događaji dovoljno česti, mrvvo vreme detektora može da traje veoma dugo i za to vreme element je paralisan. Neproduženo mrvvo vreme odgovara detektoru koji je neosetljiv tokom mrvog vremena, pa novi događaj ne može produžiti mrvvo vreme.

3.6 Vreme odziva

Vreme odziva je vreme koje je potrebno za formiranje signala od momenta dolaska zračenja do detektora. Vreme odziva detektora treba da bude što kraće. Dužina trajanja signala takođe je bitna karakteristika. Tokom ovog perioda, drugi događaj se ne može registrovati ili zato što je detektor tada neosetljiv ili zato što će se efekti drugog događaja superponirati na prvi. Ovo doprinosi mrvom vremenu detektora i ograničava broj registrovanih događaja.

4 POLUPROVODNIČKI DETEKTORI

Poluprovodnički detektori, kao što im samo ime kaže, bazirani su na kristalu poluprovodnika, najčešće silicijuma i germanijuma. Princip rada poluprovodničkih detektora u suštini je analogan radu gasnih detektora. Prolazak zračenja kroz poluprovodnički materijal dovodi do stvaranja parova elektron – pozitron (kod gasnih detektora to su parovi elektron – ion), koji se zatim usmeravaju pomoću električnog polja. Prednost poluprovodničkih detektora, međutim, je u tome što je energija potrebna za stvaranje para elektron – pozitron oko deset puta manja od energije potrebne za stvaranje para elektron – ion kod gasnih detektora. Količina proizvedene ionizacije na dатој energiji je za red veličine veća, što rezultuje većom energetskom rezolucijom. Šta više, zbog veće gustine, poluprovodnički detektori imaju i veću zaustavnu moć od gasnih. Međutim, izuzev silicijuma, poluprovodnici postaju operativni na niskim temperaturama. Stoga, ovi detektori moraju imati i odgovarajući sistem za hlađenje. S obzirom da su poluprovodnici kristalni materijali, oni takođe mogu pretrpeti i oštećenja od zračenja, što ograničava njihovu dugotrajnu upotrebu.

Za detekciju γ -zračenja, koja je od primarnog interesa u ovom radu, germanijumski detektori su pogodniji od silicijumskih, stoga će u ovom radu detaljnije biti opisani samo germanijumski detektori.

4.1 Princip rada poluprovodničkih detektora

4.1.1 Stvaranje para elektron – šupljina

Energija izgubljena u ionizacionim procesima u poluprovodničkim detektorima pretvara se u par elektron – šupljina. Prosečna energija za stvaranje para na određenoj temperaturi nezavisna je od vrste zračenja i energije, i zavisi samo od vrste materijala. U tabeli 1 su prikazane karakteristične temperature za germanijum i silicijum na sobnoj temperaturi, kao i na temperaturi tečnog azota [8].

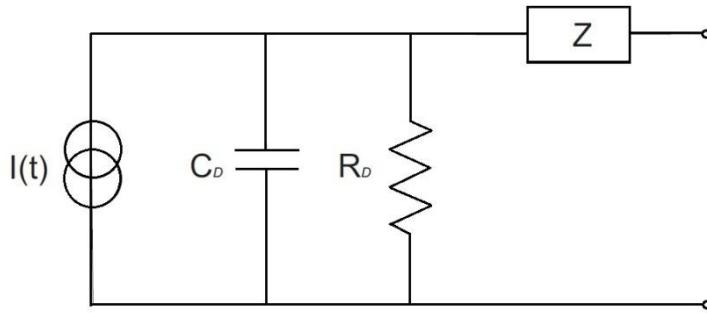
Tabela 1. Karakteristične vrednosti za stvaranje para elektron – šupljina za silicijum i germanijum

	Si	Ge
300K	3.62 eV	-
77K	3.81 eV	2.96 eV

Za istu energiju zračenja, broj stvorenih nosioca nanelektrisanja u poluprovodniku je skoro za red veličine veći nego kod gasnih detektora. Ako se ovaj broj uporedi sa brojem fotoelektrona stvorenih u scintilatoru, razlika je dva reda veličine. Pošto je širina zabranjene zone reda veličine 1 eV, jasno je da se na stvaranje para elektron – šupljina utroši manje od jedne trećine ukupne energije zračenja. Preostale dve trećine izazivaju vibracije kristalne rešetke.

4.1.2 Proces formiranja signala

Poluprovodnički detektor može se predstaviti pomoću ekvivalentnog kola prikazanog na slici 6. Veličine C_D i R_D predstavljaju kapacitivnost i otpornost oblasti u kojoj zračenje gubi svoju energiju. Z je impedansa kola, a sa $I(t)$ označen je strujni generator.



Slika 6. Ekvivalentno kolo poluprovodničkog detektora

Poluprovodnički detektor povezuje se sa predpojačavačem, koji integriše signal dobijen iz detektora i šalje ga dalje do pojačavača. Vremensko ponašanje strujnog signala na ulazu predpojačavača zavisi od oblika signala i efekta ekvivalentnog kola detektora. Efekat ekvivalentnog kola je uglavnom zanemarljiv ili se lako izračunava [8].

4.1.3 Proces sakupljanja naelektrisanja i rezultujući indukovani strujni signal

Strujni signal se indukuje na kontaktima detektora kretanjem nosilaca naelektrisanja nastalih jonizujućim zračenjem. Da bi izračunali vrednost $I(t)$, prvo treba odrediti putanju nosilaca naelektrisanja u električnom polju detektora.

Nosioci naelektrisanja stvoreni u ionizacionim procesima, driftuju ka kontaktima suprotnog polariteta pod dejstvom električnog polja. Električno polje detektora može se dobiti na osnovu poznatih veličina: primjenjenog napona, geometrije detektora i otpornosti bulk materijala. Kada je električno polje poznato, kretanje nosioca naelektrisanja stvorenog u tački r_0 unutar detektora, može se odrediti pomoću brzine drifta V_D rešavanjem diferencijalne jednačine

$$\frac{dr}{dt} = V_D [E(r)] \quad (24)$$

Ova jednačina piše se za svaki nosilac naelektrisanja i može se rešiti za poznate vrednosti r_0 . U slučaju γ -zračenja vrednosti r_0 su statističke prirode. Integracijom jednačine (24) dobijamo jednačinu putanje za svaku pojedinačnu naelektrisanu česticu. Naelektrisanje koje se indukuje usled prolaska naelektrisanja q može se izračunati razmatranjem karakteristika polja. Na primer, za detektor sa kontaktima u obliku paralelnih ravni i poljem

$E(x)$ koje deluje duž nekog rastojanja L , ako nanelektrisanje prelazi rastojanje Δx , indukovano nanelektrisanje možemo izračunati promoću sledeće formule:

$$\Delta q = q \frac{\Delta x}{L} \quad (25)$$

Kao što se može uočiti, indukovano nanelektrisanje ne zavisi od oblika polja $E(x)$.

Korišćenjem gornjih formula, i integracijom po svim dobijenim vrstama nanelektrisanja dobijamo ukupnu indukovani struju $I(t)$.

4.1.4 Vreme porasta signala

Vreme porasta signala generisanog u poluprovodničkom detektoru može se meriti na izlazu iz predpojačavača. Ako je predpojačavač dovoljno brz, ovo vreme je određeno sa vremenom sakupljanja signala, vremenom porasta signala u ekvivalentnom kolu detektora i vremenom plazme. U većini slučajeva vreme porasta signala je dominantan faktor i proračun može biti veoma kompleksan. Red veličine za vreme porasta za germanijumske detektore na temperaturi tečnog azota, može se dobiti iz jednačine

$$T_R = W \times 10^{-8} s \quad (26)$$

Kod koaksijalnih germanijumskih detektora W je prečnik cilindra detektora [8].

4.1.5 Efekti klopke

Nosilac nanelektrisanja može da bude zahvaćen na nekoj nečistoći poluprovodnika čime više ne utiče u datom transportnom procesu. Ovako zarobljen nosilac nanelektrisanja, može biti oslobođen nakon nekog vremena. Prosечно vreme provedeno u kloplji zavisi od temperature. Ako je ovo vreme dugo, odraziće se slabom energetskom rezolucijom i pojavljivanjem repova u spektru.

4.2 Germanijumski detektori

Germanijumski detektori su značajno pogodniji za detekciju gama zračenja od silicijumskih. Njihova prednost ogleda se, pre svega, u značajno većem rednom broju ($Z_{Si} = 14, Z_{Ge} = 32$). Zbog ove činjenice presek za fotoefekat je oko 60 puta veći kod germanijuma nego kod silicijuma. Međutim, da bi bio operativan, kristal germanijuma mora biti ohlađen do temperature tečnog azota [13].

4.2.1 Bezprimesni germanijum

Napredak u tehnologiji proizvodnje poluprovodnika doveo je do mogućnosti stvaranja skoro čistih kristala germanijuma, sa koncentracijama jednog atoma primešen na 10^{10} atoma germanijuma u cm^3 . Pogodnost detektora sa germanijumom ovako velike čistoće je u tome što se ne moraju svo vreme održavati na niskim temperaturama. Besprimesni germanijumski detektori (HPGe – *High Purity Germanium*) detektori su konstruisani i rade na isti način kao Ge(Li) detektori. Imaju p-i-n strukturu sa inverzno

polarisanim pn spojem, što rezultira stvaranjem jakog električnog polja unutar besprimesnog sloja. Kada foton dospe u besprimesni sloj dolazi do interakcije sa elektronima i kreira se veliki broj parova elektron – šupljina. Količina stvorenih parova proporcionalna je energiji upadnih fotona.

4.2.2 Osnovni tipovi HPGe detektora

HPGe detektori mogu se razlikovati po svom obliku, geometriji i osnovnim karakteristikama. U zavisnosti od toga, svaki detektor je pogodan za merenja u određenom energetskom opsegu.

- Koaksijalni detektori – imaju najširi energetski opseg. Mogu da detektuju gama zrake od ispod 5 keV pa do nekoliko MeV. Imaju oblik kružnog cilindra. Jedna od njihovih specifičnih prednosti je što mogu da procesiraju fotone od jednog do drugog kraja cilindra i preko cele bočne strane, što rezultuje velikom korisnom površinom i velikom verovatnoćom za interakciju.
- Polu-planarni detektori – koriste se u opsegu od ispod 5 keV do nekoliko stotina keV. Imaju mnogo veću energetsku rezoluciju od koaksijalnih do gornje granice energetskog opsega, iznad ove vrednosti rezolucija opada i pikovi gube simetriju. Oblik im je cilindrični, pri čemu imaju širinu veću od dužine i detektuju fotone samo jednom površinom. Na energetsku rezoluciju utiče i veličina detektora pa potreba za određenom rezolucijom utiče na dimenzije kristala.
- Detektori x–zraka – dizajnirani su za energije od 500 eV do preko 60 keV. Malih su dimenzija, ali imaju najbolju energetsku rezoluciju od svih detektora u čvrstom stanju. Kod ovih detektora sastav materijala ulaznog prozora određuje donju granicu energije koja se može posmatrati.

5 EKSPERIMENTALNO ODREĐIVANJE EFIKASNOSTI

U ovom radu određivana je energetska efikasnost u niskoenergetskom regionu dva poluprovodnička HPGe detektora, proizvođača Ortec i Canberra. Kao izvor zračenja korišćen je tačkasti izvor americijuma ^{241}Am . Merenja su izvršena u toku oktobra 2012. godine. Dobijeni spektri obrađeni su u programu APTEC. Efikasnost detektora izračunata je po formuli

$$\varepsilon = \frac{R}{Ap_\gamma} \quad (27)$$

gde je: R –neto brzina brojanja

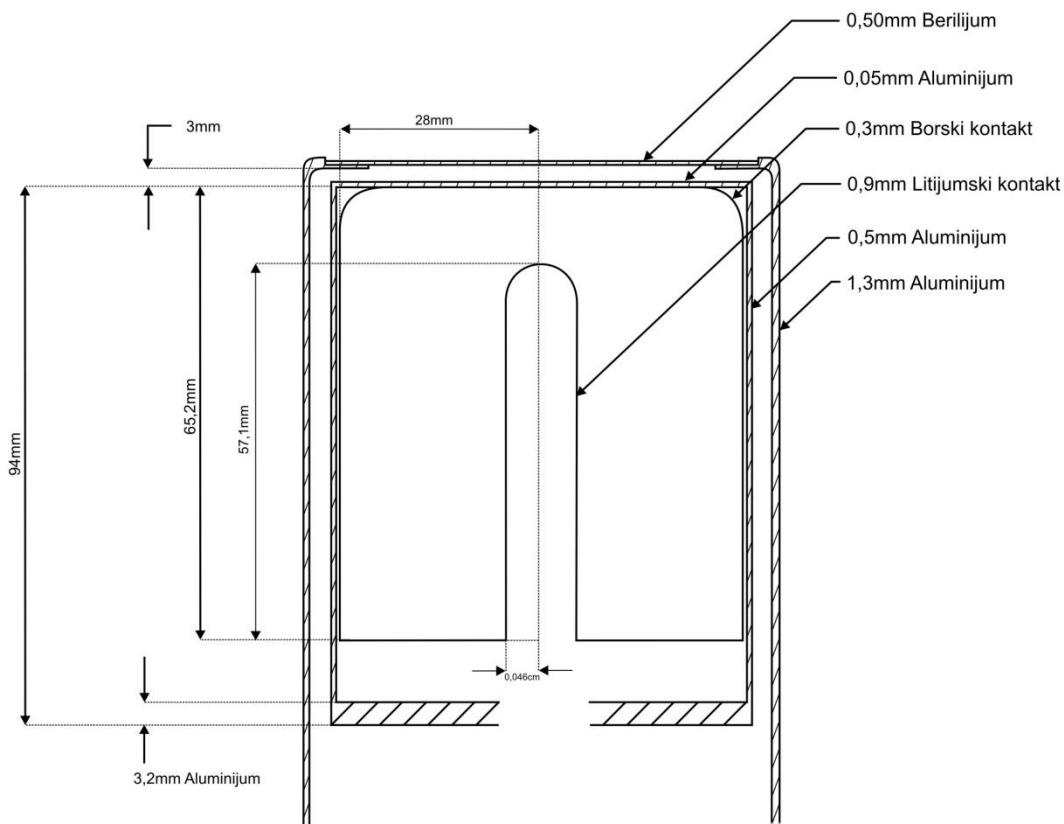
A –aktivnost izvora zračenja

p_γ –verovatnoća za emisiju fotona date energije.

Fitovanja krivih efikasnosti vršena su u programu TABLE CURVE 2D. Greške su računate klasičnim postupkom za određivanje standardne devijacije.

5.1 HPGe detektor proizvođača Ortec

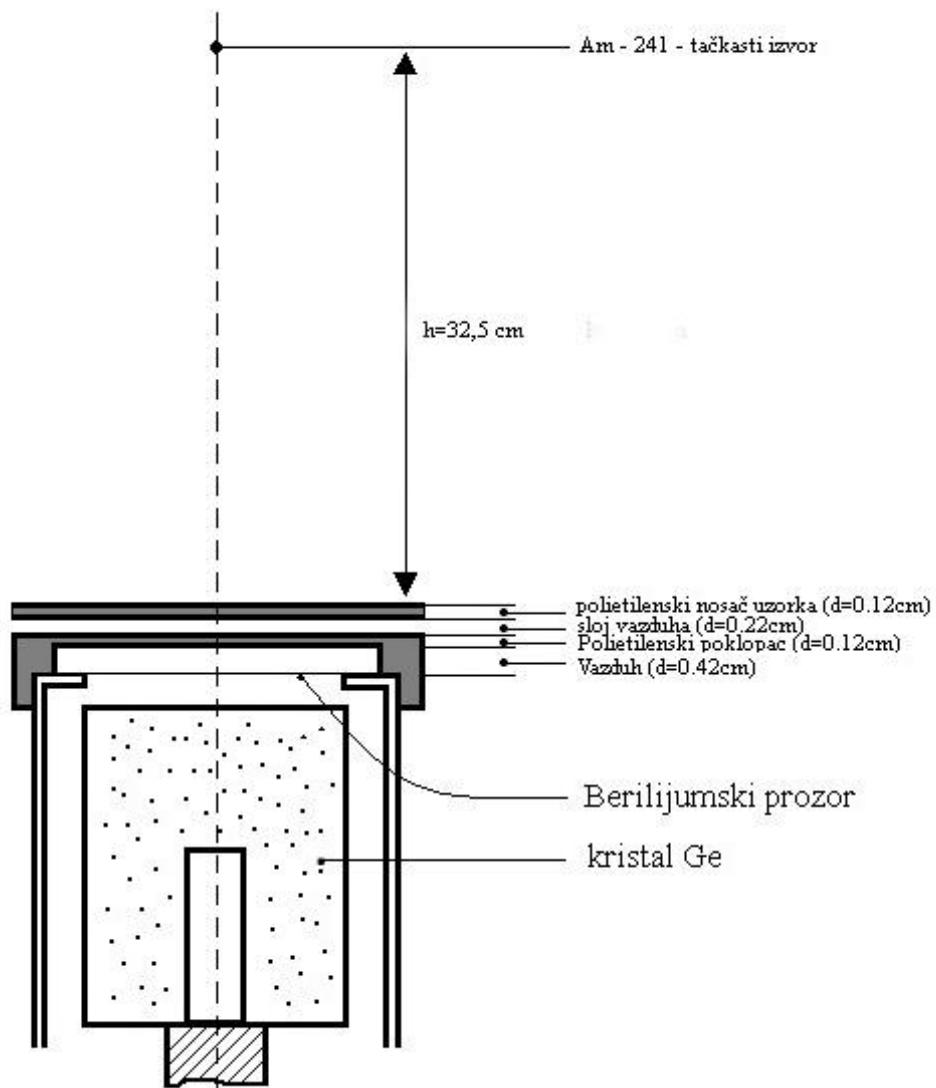
Detektor korišćen u ovom eksperimentu je standardni germanijumski detektor, čiji je poprečni presek prikazan na slici 7. Relativna efikasnost ovog detektora iznosi 32% u odnosu na NaI(Tl) detektor na energiji 1332 keV. Aktivna zapremina detektora iznosi 157 cm³[13].



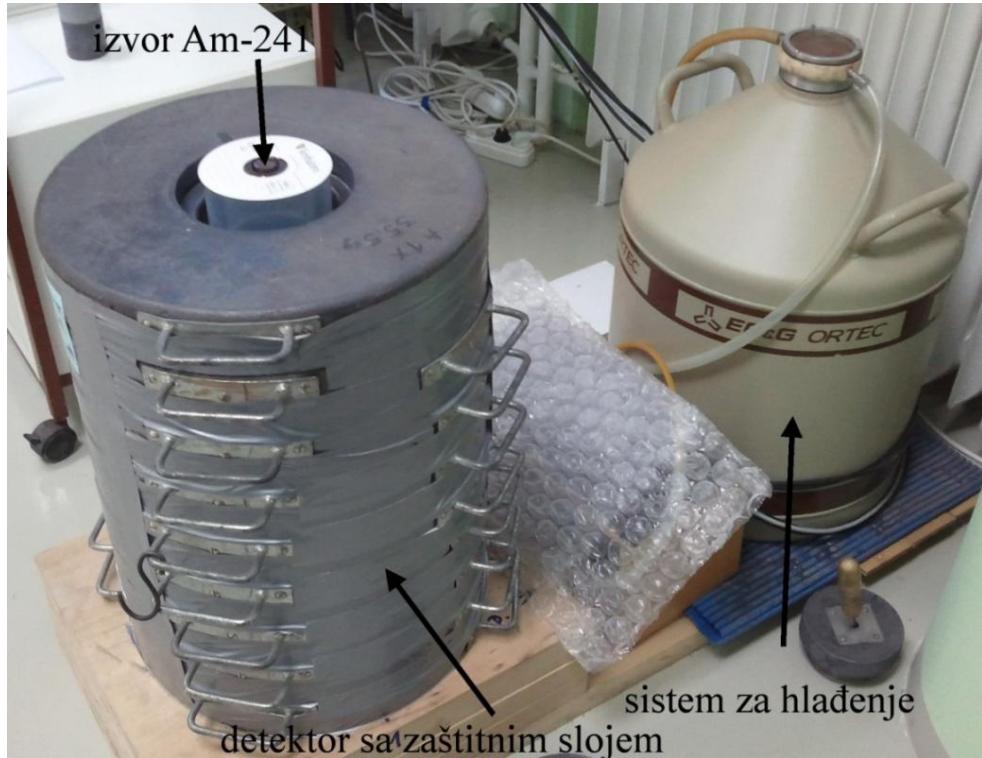
Slika7.Poprečni presek detektora proizvođača Ortec

Na slici8 prikazan je poprečni presek eksperimentalne postavke detektora.Jasno se vidi da detektor ima nekoliko zaštitnih slojeva. Iznad samog kristala nalazi se berilijumski prozor, iznad kojeg je postavljen polietilenski poklopac debljine 0.12cm. Prostor između prozora i poklopca je debljine 0.42cm i ispunjen je vazduhom. Iznad poklopca nalazi se još jedan polietilenski sloj iste debljine, koji predstavlja nosač uzorka. Rastojanje između poklopca i nosača je 0.22cm. Sistem se hlađi tečnim azotom na temperaturi 77K (-196°C).

U toku merenja uzorak je bio postavljen na rastojanju od 32.5cm od detektora, a na ukupnom rastojanju od 33.38cm u odnosu na sam germanijumski kristal, što je takođe prikazano na slici8.Spoljašnji izgled detektora zajedno sa eksperimentalnom postavkom prikazan je na slici 9.



*Slika8. Poprečni presek detektora proizvođača Ortec
sa prikazanom postavkom izvora prilikom merenja*

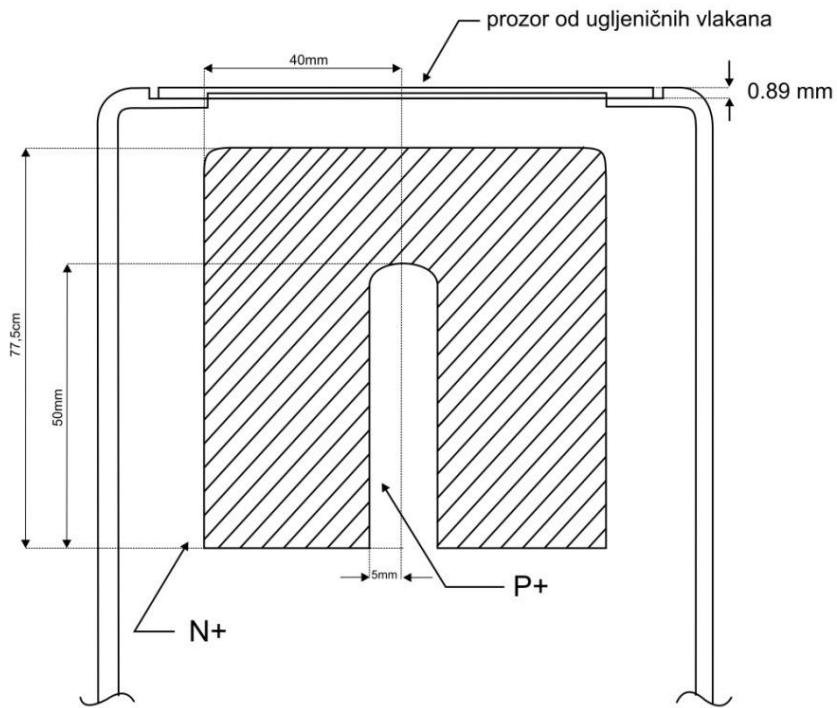


Slika 9. Spoljni izgled Ortec-ovog detektora sa olovnim štitom i eksperimentalnom postavkom

5.2 HPGe detektor proizvođača Canberra

Germanijumski detektor proizvođača Canberra, čiji je poprečni presek prikazan na slici 10, je koaksijalnog tipa. Prozor detektora debljine je samo 0.89mm i načinjen je od kompozita karbonskih vlakana izuzetne čvrstine. Ovakav prozor omogućava propuštanje više od 85% fotona energije iznad 15 keV i skoro 100% fotona energije iznad 20 keV. Ima relativnu efikasnost 100%, odnosno istu apsolutnu efikasnost kao NaI (Tl) detektor na 1332 keV. Aktivna zapremina detektora je 385 cm^3 [12].

Detektor je smešten u masivni slojeviti olovni oklop. Unutrašnji sloj oklopa obložen je bakarnim i kalajnim slojem. Detektor se hlađi tečnim azotom.



Slika 10. Poprečni presek detektora proizvođača Canberra

Spoljašnji izgled detektora, zajedno sa eksperimentalnom postavkom prikazan je na slici 11. U toku snimanja tačkasti izvor zračenja bio je postavljen na rastojanju 70.9 cm od aktivne zapremine detektora. Za vreme snimanja zaštitni slojevi plastike bili su uklonjeni i zračenje iz izvora padalo je direktno na prozor.



Slika 11. Spoljašnji izgled detektora proizvođača Canberra sa olovnom zaštitom i eksperimentalnom postavkom

5.3 Izvor zračenja

Za izvor zračenja u oba slučaja uzet je tačkasti izvor americijuma – ^{241}Am . Uzorak potiče od 15.02.2005. godine i njegova početna aktivnost iznosi 437 kBq, sa mernom nesigurnošću od 3.5%, odnosno 15 kBq.

Vreme poluraspada za ovaj izotop americijuma iznosi: $T_{1/2} = 432.6 \pm 0.6 \text{ y} = 157899 \pm 219 \text{ dana}$.

Merenje je vršeno u periodu oktobra 2012.godine i aktivnost izvora u trenutku merenja izračunata je po formuli:

$$A = A_0 2^{-\frac{t}{T_{1/2}}} \quad (28)$$

Gde je: A_0 – početna vrednost aktivnosti

t – proteklo vreme (starost izvora)

$T_{1/2}$ –vreme poluraspada

Za aktivnost u trenutku merenja dobijena je vrednost $A = 432(15)\text{kBq}$. Pri čemu je merna nesigurnost određena kao standardna devijacija pojedinačnih mernih nesigurnosti.

U tabeli 2 su prikazani fotoni koji se javljaju u niskoenergetskom delu spektra ^{241}Am , zajedno sa verovatnoćama za emisiju odgovarajućih fotona.

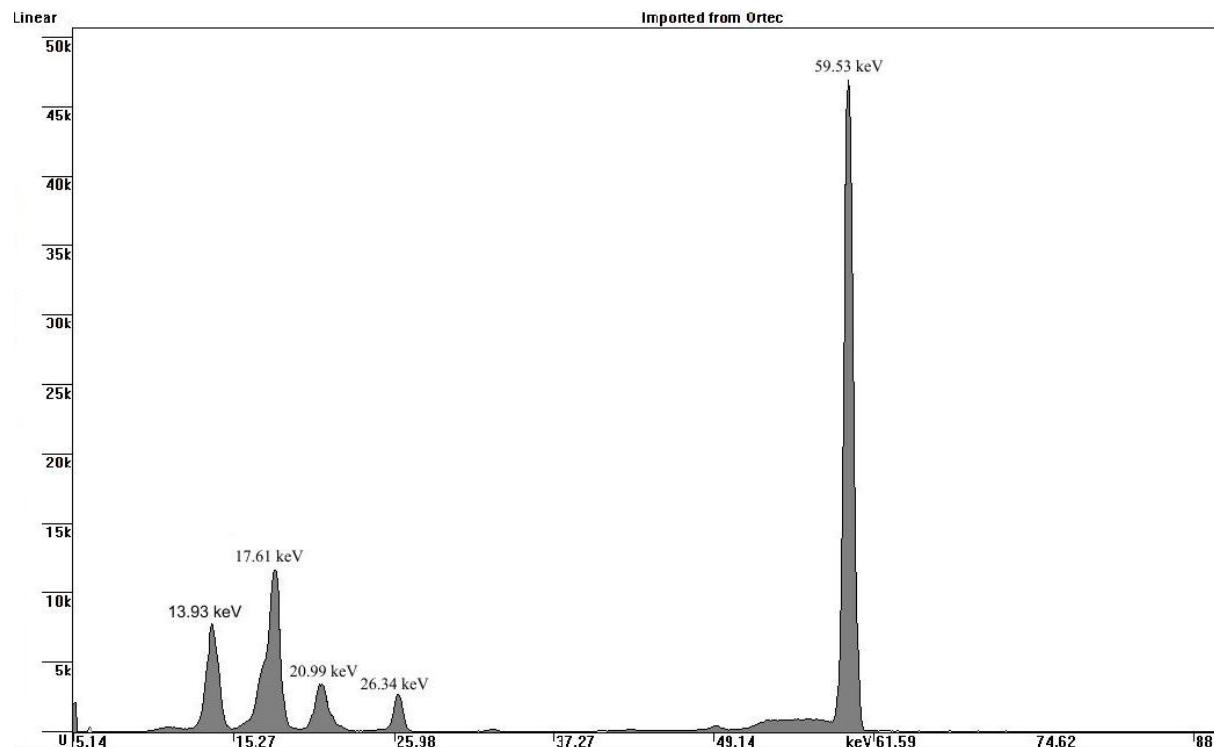
Tabela 2. Verovatnoća za emisiju fotona određene energije pri zračenju ^{241}Am

γ [keV]	p_γ [%]
11.87	0.81(10)
13.927	13.0(12)
15.861	0.33(4)
17.611	20.2(24)
20.997	5.2(7)
26.3445	2.4(1)
32.2	0.0174(4)
33.192	0.12
42.64	~0.001
43.415	0.073(10)
51.013	$2.5(5)*10^{-5}$
54.04	~0.0006
55.528	0.020(5)
59.5364	35.7(4)
64.817	0.00014(39)
67.46	~0.00044
69.760	~0.024
75.83	~0.00011

5.4 Rezultati merenja

5.4.1 Merenje na detektoru proizvodača Ortec

Snimanje je vršeno u oktobru 2012.godine. Merenje je trajalo 2060.97 s, sa ukupnim živim vremenom (vreme tokom kojeg je detektor bio osetljiv za zračenje) od 2000.50 s. Dobijeni spektar, prikazan na slici 12, obrađan je u programu APTEC, gde je izvršena i energetska kalibracija.



Slika 12. Spektar dobijen merenjem Ortec-ovim detektorom

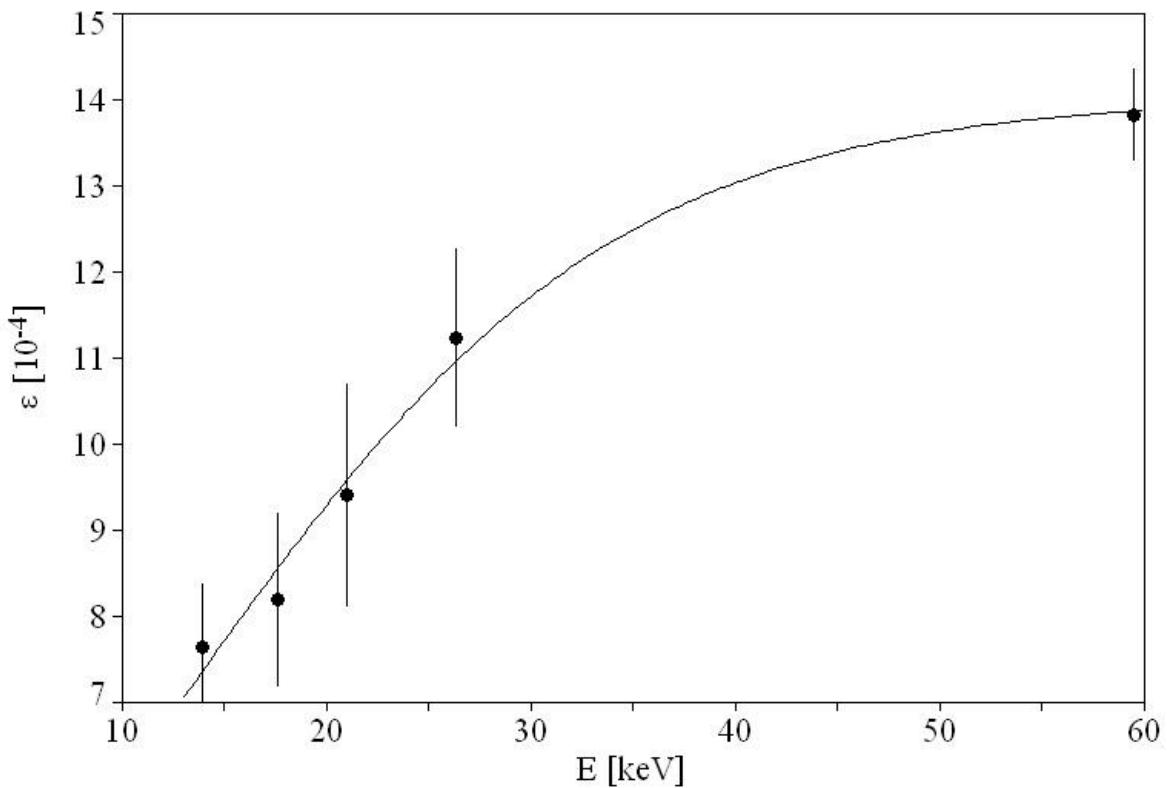
Lako je uočljivo 5 najintenzivnijih pikova, koji su identifikovani na osnovu tabele 2. Utvrđeno je da pripadaju sledećim vrednostima energija: 13.927 keV, 17.611 keV, 20.997 keV, 26.3445 keV i 59.53 keV; i na osnovu ovih linija je izvršena energetska kalibracija.

Zatim su očitane vrednosti neto brzina brojanja R za ove pikove u APTEC-u sa odgovarajućim mernim nesigurnostima. Vrednosti dobijene za efikasnost na pojedinim energijama, prikazane su u tabeli 3.

*Tabela 3. Vrednosti efikasnosti za Ortec-ov detektor
za tačkasti izvor na rastojanju 33.38 cm*

E[keV]	p _γ	R [c/s]	ε [10 ⁻⁴]
13.93	0.130(12)	42.91(31)	7.64(76)
17.61	0.202(24)	71.46(42)	8.19(99)
20.99	0.052(7)	21.15(23)	9.41(131)
26.34	0.024(15)	11.64(17)	11.22(103)
59.53	0.357(4)	213.18(66)	13.82(51)

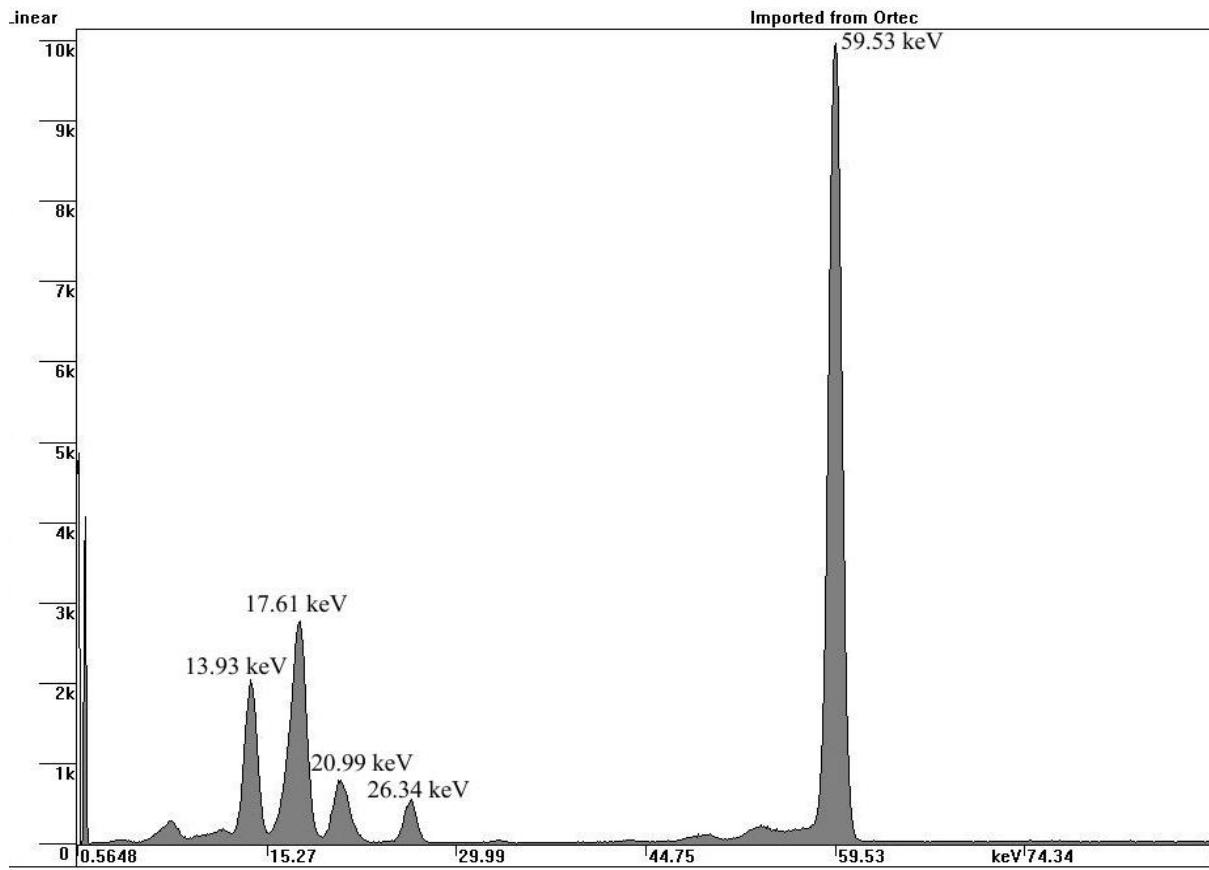
Na osnovu dobijenih vrednosti, nacrtan je grafik krive efikasnosti, prikazan na slici 13. Fitovanje krive izvršeno je u programu TABLE CURVE 2D.



Slika 13. Kriva efikasnosti za niskoenergetski region Ortec-ovog detektora

5.4.2 Merenja na detektoru proizvođača Canberra

Merenje na ovom detektoru vršeno je 4859.25 s, i sa živim vremenom od 4511.84 s. Dobijeni spektar, obrađen u APTEC-u ima izgled prikazan na slici 14.



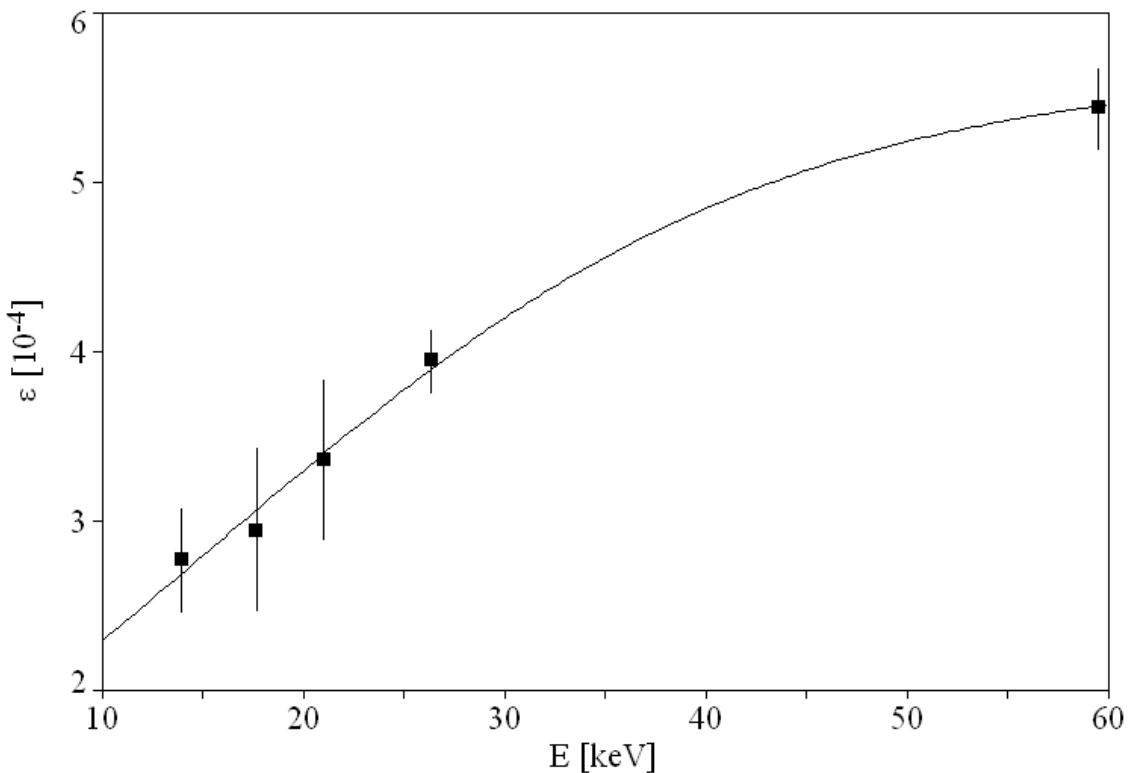
Slika 14. Spektar americijuma dobijen merenjem na detektoru proizvođača Canberra

Nakon energetske kalibracije, očitane su vrednosti neto brzine brojanja i izračunata efikasnost po formuli 27. Dobijene vrednosti prikazane su u tabeli 4.

Tabela 4. Vrednosti efikasnosti za detektor Canberra
za tačkasti izvor na rastojanju 70.9 cm

E[keV]	p_γ	R [c/s]	$\epsilon [10^{-4}]$
13.93	0.130(12)	15.58(13)	2.77(27)
17.61	0.202(24)	25.65(16)	2.94(40)
20.99	0.052(7)	7.54(10)	3.36(50)
26.34	0.024(15)	4.09(07)	3.95(15)
59.53	0.357(4)	83.89(29)	5.44(20)

Grafik krive efikasnosti prikazan je na slici 15.



Slika 15. Kriva efikasnosti za niskoenergetski region detektora Canberra

5.5 Upoređivanje efikasnosti detektora

Da bi međusobno upoređivanje efikasnosti oba detektora bilo moguće, neophodno je bilo uvesti korekciju usled različitih rastojanja izvora od detektora u dva ispitivana slučaja. Ovo je postignutno izračunavanjem efikasnosti za Ortec-ov detektor ukoliko bi se izvor zračenja nalazio na rastojanju na kom se nalazio pri snimanju detektorom Canberra, odnosno 70.9 cm. Izračunavanje je izvršeno po formuli

$$\varepsilon = \varepsilon_0 \left(\frac{d_1}{d_2} \right)^2 \quad (29)$$

Gde je: ε_0 – eksperimentalno dobijena efikasnost

$d_1 = 33.38\text{cm}$ –rastojanje izvora od detektora proizvođača Ortec

$d_2 = 70.9\text{cm}$ –rastojanje izvora od detektora proizvođača Canberra.

Korišćenjem gornje formule, za korigovane vrednosti efikasnosti za Ortec-ov detektor dobijene su vrednosti prikazane u tabeli 5 i označene sa ε , pri čemu se vrednosti označene sa ε_0 odnose na nekorigovane vrednosti.

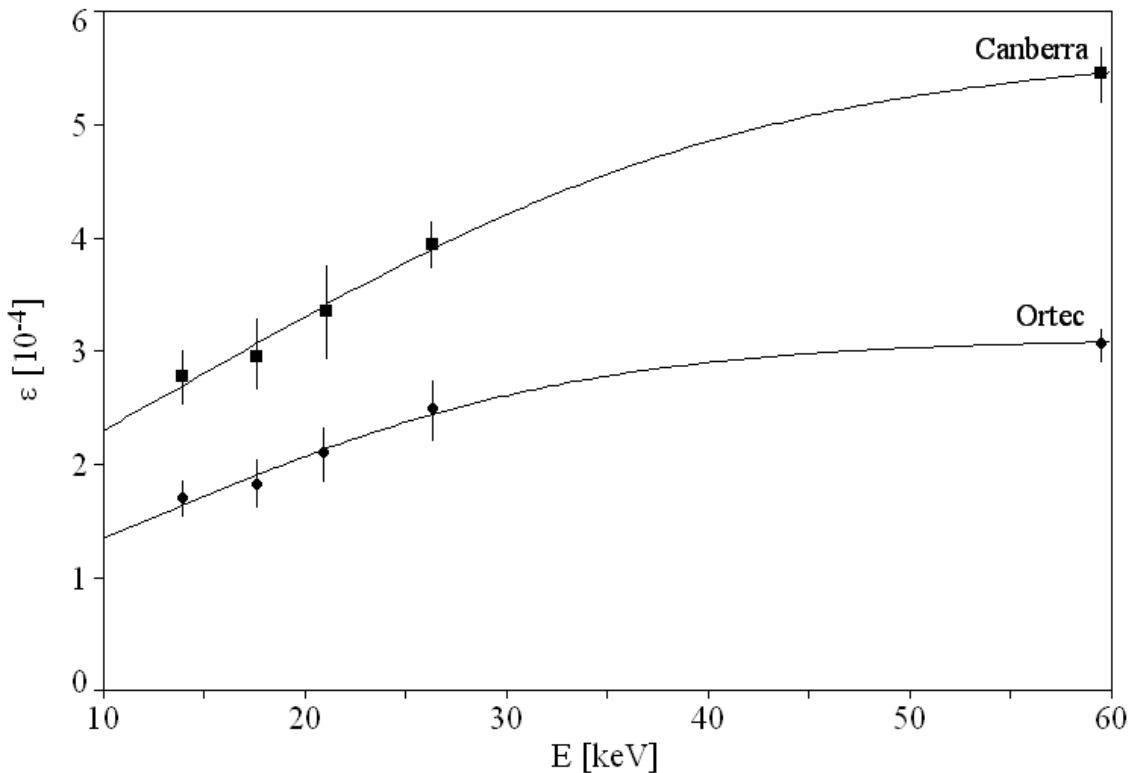
Tabela 5. Proračun korigovanih vrednosti za efikasnost Ortec-ovog detektora na rastojanje 70.9cm

E [keV]	$\epsilon_0[10^{-4}]$	$\epsilon[10^{-4}]$
13.93	7.64(76)	1.69(17)
17.61	8.19(99)	1.81(22)
20.99	9.41(131)	2.09(29)
26.34	11.22(103)	2.49(23)
59.53	13.82(51)	3.06(11)

U tabeli 6 prikazane su uporedo vrednosti efikasnosti za oba detektora na rastojanju 70.9cm, pri tome se efikasnost označena indeksom "Ortec" odnosi na Ortec-ov detektor, a efikasnost označena indeksom "Canberra" na detektor Canberra. Slika 16 prikazuje odgovarajuće krive efikasnosti.

Tabela 6. Poređenje efikasnosti detektora

E [keV]	$\epsilon_{\text{Ortec}}[10^{-4}]$	$\epsilon_{\text{Canberra}}[10^{-4}]$
13.93	1.69(17)	2.77(27)
17.61	1.81(22)	2.94(40)
20.99	2.09(29)	3.36(50)
26.34	2.49(23)	3.95(15)
59.53	3.06(11)	5.44(20)



Slika 16. Poređenje apsolutnih vrednosti efikasnosti detektora Ortec i Canberra za rastojanje 70.9cm

Sledeći korak bio je da se vrednosti efikasnosti normiraju. Normiranje je izvršeno u odnosu na efikasnost detektora Canberra na energiji 59.53 keV(koja je uzeta za jedinačinu), korišćenjem sledećih formula:

- Za Ortec-ov detektor:

$$\varepsilon_{Ortec,r} = \frac{\varepsilon_{Ortec}}{\varepsilon_{Canberra}(59.53\text{keV})} \quad (30)$$

gde je: $\varepsilon_{Ortec,r}$ – relativna vrednost efikasnosti za Ortec-ov detektor

ε_{Ortec} –odgovarajuća vrednost efikasnosti

$\varepsilon_{Canberra}(59.53\text{keV})$ –vrednost efikasnosti detektora Canberra na energiji 59.53keV

- Za detektor Canberra:

$$\varepsilon_{Canberra,r} = \frac{\varepsilon_{Canberra}}{\varepsilon_{Canberra}(59.53\text{keV})} \quad (21)$$

gde je: $\varepsilon_{Canberra,r}$ – relativna vrednost efikasnosti za detektor Canberra

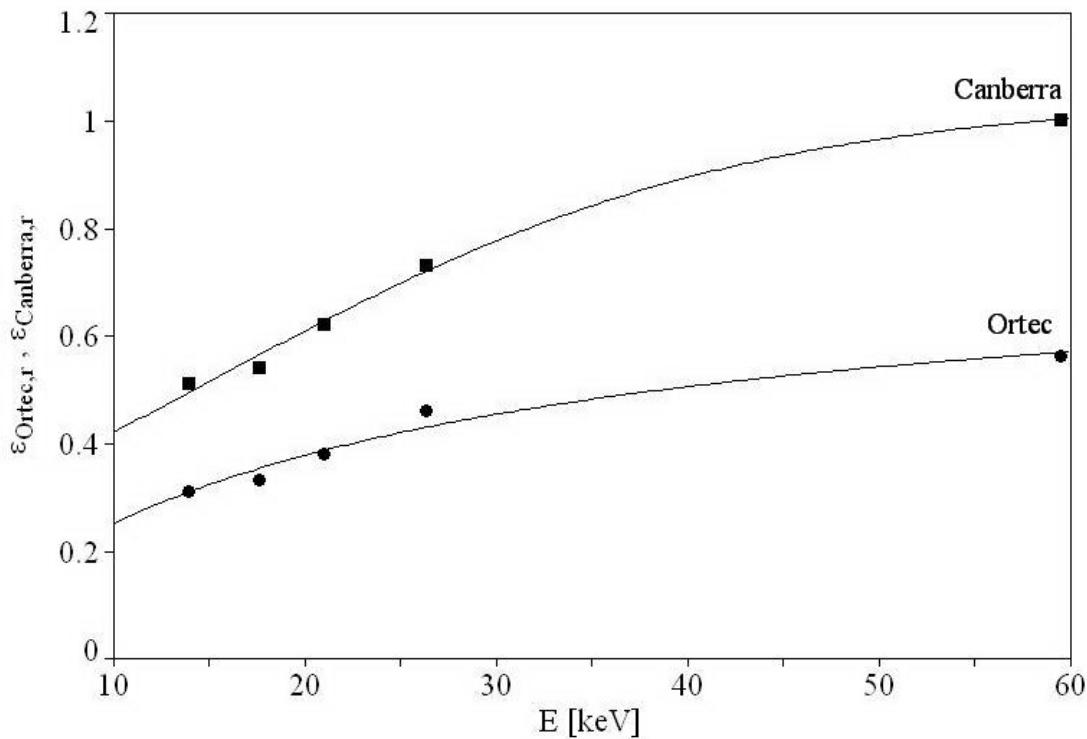
$\varepsilon_{Canberra}$ –odgovarajuća vrednost efikasnosti

$\varepsilon_{Canberra}(59.53\text{keV})$ –vrednost efikasnosti detektora Canberra na energiji 59.53keV

Ovo je prikazano u tabeli 7 i grafički na slici 17.

Tabela 7. Normiranje efikasnosti

E [keV]	$\varepsilon_{\text{Ortec}}[10^{-4}]$	$\varepsilon_{\text{Canberra}}[10^{-4}]$	$\varepsilon_{\text{Ortec,r}} = \varepsilon_{\text{Ortec}} / \varepsilon_{\text{Canberra}(59.53\text{keV})}$	$\varepsilon_{\text{Canberra,r}} = \varepsilon_{\text{Canberra}} / \varepsilon_{\text{Canberra}(59.53\text{keV})}$
13.93	1.69	2.77	0.31	0.51
17.61	1.81	2.94	0.33	0.54
20.99	2.09	3.36	0.38	0.62
26.34	2.49	3.95	0.46	0.73
59.53	3.06	5.44	0.56	1

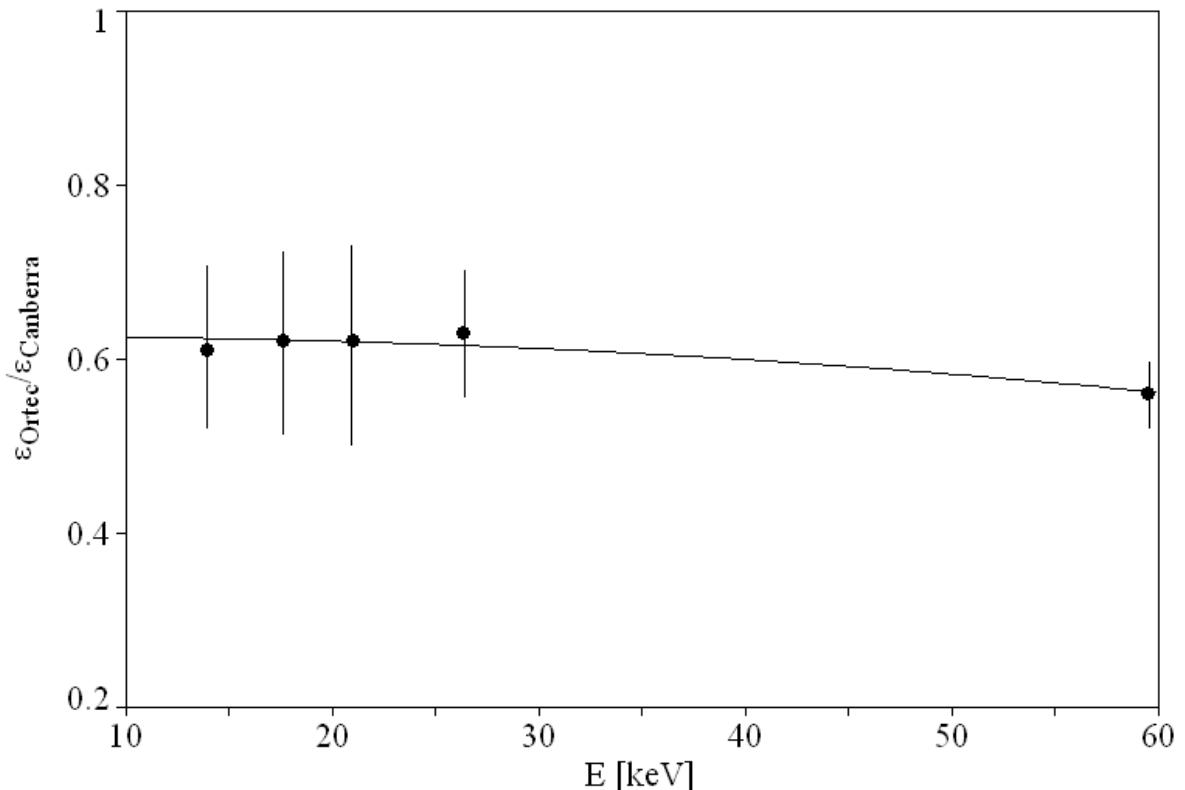


Slika 17. Normirane efikasnosti za oba detektora.

Da bi vrednosti efikasnosti na određenim energijama bile upoređenje, u tabeli 8 prikazan je odnos vrednosti efikasnosti na određenim energijama za rastojanje izvora od detektora 70.9 cm. Ovaj odnos grafički je prikazan na slici 18.

Tabela 8. Odnos efikasnosti na pojedinim energijama

E [keV]	$\varepsilon_{\text{Ortec}}[10^{-4}]$	$\varepsilon_{\text{Canberra}}[10^{-4}]$	$\varepsilon_{\text{Ortec}}/\varepsilon_{\text{Canberra}}$
13.93	1.69(17)	2.77(27)	0.61(9)
17.61	1.81(22)	2.94(40)	0.62(11)
20.99	2.09(29)	3.36(50)	0.62(13)
26.34	2.49(23)	3.95(15)	0.63(6)
59.53	3.06(11)	5.44(20)	0.56(3)



Slika 18. Odnos efikasnosti detektora na pojedinim energijama

5.6 Diskusija dobijenih rezultata

Upoređivanjem krivih efikasnosti ova dva detektora, jasno se uočava da kod oba detektora postoji izrazit porast efikasnosti sa porastom energije. Međutim, takođe se jasno uočava da je efikasnost detektora Ortec nešto manja u odnosu na efikasnost detektora Canberra. Postoji nekoliko faktora koji mogu biti razlog za ovakav odnos efikasnosti.

Kao što je ranije u tekstu rečeno, u samoj postavci eksperimenata postojale su izvesne razlike koje su mogle imati značajnog uticaja na dobijene vrednosti efikasnosti. Prvo, razlika se javlja već u samoj konstrukciji detektora, odnosno u materijalu izrade prozora (kod Ortec-ovog detektora prozor je odberilijuma, a kod detektora Canberra od karbonskih vlakana). Drugo, pri snimanju na detektoru Canberra bili su uklonjeni svi zaštitni slojevi, dok su kod Ortec-ovog detektora, svi zaštitni slojevi bili prisutni u toku snimanja. Najzad, pri snimanju na oba detektora, izvor se nalazio na različitim rastojanjima od detektora (kod Ortec-ovog detektora rastojanje je bilo 33.38 cm, a kod detektora Canberra 70.9 cm). Ova, poslednja, razlika prevaziđena je uvođenjem korekcije na rastojanje na način kako je opisano u prethodnom poglavljju.

Treba uzeti u obzir i sledeću činjenicu. Za apsorpciju γ -zraka na niskim energijama odgovoran je relativno tanak sloj gornje površine kristala. Zbog ove činjenice može se zaključiti da visina kristala nema uticaja na efikasnost detektora na niskim energijama, dok

dominantnu ulogu igra veličina gornje površine kristala na koju pada zračenje. Odnos veličina ovih površina može se utvrditi na sledeći način:

$$\frac{S_{Ortec}}{S_{Canberra}} = \frac{r_{Ortec}^2 \pi}{r_{Canberra}^2 \pi} = \left(\frac{r_{Ortec}}{r_{Canberra}} \right)^2 \quad (32)$$

gde je: $r_{Ortec} = 2.8\text{cm}$ – poluprečnik Ortec-ovog detektora

$r_{Canberra} = 4\text{cm}$ – poluprečnik detektora Canberra

Uvrštavanjem ovih vrednosti za odnos površina dobija se:

$$\frac{S_{Ortec}}{S_{Canberra}} = 0.5 = 50\% \quad (33)$$

Dakle, gornja površina detektora Canberra praktično je dvostruko veća od odgovarajuće površine detektora Ortec.

Vrednosti prikazane u tabeli 8 ukazuju na to da efikasnosti detektora Ortec iznose oko 60% vrednosti efikasnosti detektora Canberra. Međutim, uzimajući u obzir merne nesigurnosti prikazane u zagradama možemo zaključiti da je slaganje relativno dobro te da bi se razlika u efikasnostima mogla prvenstveno tumačiti upravo razlikom veličina površina na koje pada zračenje.

6 ZAKLJUČAK

U ovom radu eksperimentalno su određene efikasnosti dva HPGe detektora, proizvođača Ortec i Canberra, koji se nalaze u Laboratoriji za nuklearnu fiziku, Departmana za fiziku u Novom Sadu, pri čemu su efikasnosti pomenutih detektora određene za niskoenergetski region. Posebni problemi vezani za ovaj postupak uključuju izbor adekvatnog izvora gama zračenja i njegovu postavku u odnosu na detektor, kako bi se minimizirao uticaj apsorpcije niskoenergetskih fotona u međuslojevima između izvora i germanijumskog kristala.

Gama spektrometrija je eksperimentalana metoda od izuzetnog značaja za nuklearnu fiziku. Ona omogućava da se detektovanjem emisije gama fotona iz određenog uzorka identifikuju radionuklidi prisutni u samom uzorku i da se odredi njihova koncentracija. Merenja u niskoenergetskom regionu od posebnog su značaja za identifikaciju prirodno prisutnih radionuklida, kao što su ^{234}Th (energija 63.29 keV), ^{234}U (energija 53.2 keV) i ^{210}Pb (energija 46.5 keV) u nizu ^{238}U . Takođe, u nizu ^{232}Th mogu se navesti ^{228}Th (84.37 keV), ^{212}Bi (39.86 keV), dok se u nizu ^{235}U nalaze ^{231}Th (81.5 keV), ^{231}Pa (27.4 keV). Merenja u niskoenergetskom regionu, ne samo što omogućavaju detekciju gama-zraka koji potiču od ovih prirodnih radionuklida, već omogućavaju i detekciju niskoenergetskih fotona porekлом iz proizvedenih radioaktivnih izvora, ali i detekciju karakterističnog X-zračenja[6].

Važnost poznavanja efikasnosti je u tome što samo detaljno poznavanje karakteristika detektora omogućava precizno merenje i tačnu interpretaciju rezultata. Stoga je cilj ovog rada i bio da pokaže osnovne principe određivanja efikasnosti u niskoenergetskoj oblasti, da se izvrši određivanje efikasnosti dva detektora i da se utvrdi doprinos različitim faktora, kao što su veličina površine na koju pada zračenje, vrsta i debljina međuslojeva itd, na efikasnost detektora.

Eksperimentalno dobijeni rezultati ukazuju na to da detektor Canberra ima veću efikasnost od detektora Ortec, tj. da je odnos efikasnosti detektora Ortec i detektora Canberra oko 60%. U granicama eksperimentalnih greški ova vrednost se približava odnosu od 50%, za koji je utvrđeno da predstavlja odnos površina na koje pada niskoenergetsko zračenje. Prema tome, upravo je odnos veličina površinana koje pada zračenje,dominantan faktor koji utiče na odnos efikasnosti kada se radi o energijama fotona ispod 100 keV. Materijal izrade prozora na kapi detektora i uticaj polietilenskih međuslojeva koji su bili prisutni kod detektora Ortec su imali manji efekat na rezultate merenja. U budućim merenjima, bilo bi korisno uzeti u obzir atenuacione koeficijente materijala koji se pojavljaju između uzorka i germanijumskog kristala, te njihove debljine i na osnovu ovih podataka izračunati ukupnu apsorpciju fotona u njima. Na osnovu ovog bilo bi moguće izvršiti detaljniju analizu i dobiti još preciznije podatke za objašnjenje ovih razlika efikasnosti.

LITERATURA

- [1] Leo, W.R., *Tehniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, New York (1994)
- [2] Knoll, G.F., *Radiation Detection and Measurement*, John Wiley and Sons, New York (1989)
- [3] Das, A., Ferbel, T., *Introduction to Nuclear and Particle Physics*, World Scientific Publishing Co. (2003)
- [4] Slivka, J., Bikit, I., Vesković, M., Čonkić, Lj., *Gama spektrometrija, specijalne metode i primene*, Univerzitet u Novom Sadu, Novi Sad (1995)
- [5] Burcham, W.E., *Nuklearna fizika – uvod (sa fizikom čestica)*, Naučna knjiga, Beograd (1974)
- [6] Harb, S., Salahel Din K., Abbady, A., *Study of Efficiency Calibrations of HPGe Detectors for Radioactivity Measurements of Environmental Samples*, South Valley University, Qena, Egypt, 2008.
- [7] Keyser, M. R., *Performance and Characteristics of a Low-Background Germanium Well Detectors for Low-Energy Gamma-Ray Nuclides*, TN 37831, Ortec Ametek, Oak Ridge, U.S.A.
- [8] *Review of the Physics of Semiconductor Detectors*, Ortec Ametek, Oak Ride, U.S.A.
- [9] Gilmore G., Hemingway, J. D., *Practical Gamma-Ray Spectrometry*, John Wiley and Sons, New York (1988)
- [10] Marković J., *Standardizacija kontrole kvaliteta poluprovodničkog gama-spektrometara*, Diplomski rad, Univerzitet u Novom Sadu, Novi Sad (1997)
- [11] Stanivuk Lj., *Provera osnovnih radnih karakteristika poluprovodničkog gama-x HPGe detektora*, Diplomski rad, Univerzitet u Novom Sadu, Novi Sad (2000)
- [12] *Gamma and X-Ray Detection*, Canberra Catalog, Canberra Industries (2010)
- [13] Advanced Measurement Technology(AMETEK), *Ortec Catalog*, Oak Ridge, TN 37831-0895 U.S.A.

BIOGRAFIJA



Tatjana Pivnički je rođena 20.08.1985 godine u Novom Sadu. Završila je osnovnu školu "Jožef Atila" i gimnaziju "Jovan Jovanović Zmaj" u Novom Sadu. Po završetku gimnazije, 2004 godine upisala je studije fizike na Departmanu za fiziku Prirodno-Matematičkog fakulteta u Novom Sadu, smer diplomirani fizičar.

UNIVERZITET U NOVOM SADU
PRIRODNO-MATEMATIČKI FAKULTET

KLJUČNA DOKUMENTACIJSKA INFORMACIJA

Redni broj:

RBR

Identifikacioni broj:

IBR

Tip dokumentacije:

TD

Tip zapisa:

TZ

Vrsta rada:

VR

Autor:

AU

Mentor:

MN

Naslov rada:

NR

Jezik publikacije:

JP

Jezik izvoda:

JI

Zemlja publikovanja:

ZP

Uže geografsko područje:

UGP

Godina:

GO

Izdavač:

IZ

Mesto i adresa:

MA

Fizički opis rada:

FO

Naučna oblast:

NO

Naučna disciplina:

ND

Predmetna odrednica/ ključne reči:

PO

UDK

Čuva se:

ČU

Važna napomena:

VN

Izvod:

IZ

Datum prihvatanja teme od NN veća:

DP

Datum odbrane:

DO

Članovi komisije:

KO

Predsednik:

član:

član:

Monografska dokumentacija

Tekstualni štampani materijal

Diplomski rad

Tatjana Pivnički

AU

dr Dušan Mrđa, vanredni profesor

Određivanje efikasnosti HPGe detektora u niskoenergetskom opsegu

srpski (latinica)

srpski/engleski

Republika Srbija

Vojvodina

2012

Autorski reprint

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

6 poglavlja/36 strana/13 citata/8 tabela/13 slika/5 grafika

Fizika

Nuklearna fizika

HPGe detektori, efikasnost detektora

Biblioteka departmana za fiziku, PMF-a u Novom Sadu

nema

Cilj ovog rada je eksperimentalno određivanje efikasnosti dva HPGe detektora u niskoenergetskom opsegu. Opisan je postupak određivanja efikasnosti i poređenja dobijenih vrednosti. Data je diskusija eksperimentalno dobijenih vrednosti.

19.10.2012.

20.12.2012

dr Ištvan Bikit, redovni profesor

dr Dušan Mrđa, vanredni profesor

dr Radomir Kobilarov, redovni profesor

UNIVERSITY OF NOVI SAD
FACULTY OF SCIENCE AND MATHEMATICS

KEY WORDS DOCUMENTATION

Accession number:

ANO

Identification number:

INO

Document type: Monograph publication

DT

Type of record: Textual printed material

TR

Content code: Final paper

CC

Author: Tatjana Pivnički

AU

Mentor/comentor: Dušan Mrđa, Ph.D, associate professor

MN

Title: Determination of Efficiency of HPGe Detectors for low-energy region

TI

Language of text: Serbian (Latin)

LT

Language of abstract: English

LA

Country of publication: Repubic of Serbia

CP

Locality of publication: Vojvodina

LP

Publication year: 2012

PY

Publisher: Author's reprint

PU

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

PP

Physical description: 6 chapters/36 pages/13 literature/8 tables/13 pictures/5 graphs

PD

Scientific field: Physics

SF

Scientific discipline: Nuclear Physics

SD

Subject/ Key words: HPGe Detectors, Detector efficiency

SKW

UC

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

HD

Note: none

N

Abstract:

AB

The goal of this paper was to determine the efficiencies of two HPGe detectors in low-energy region. The experimental efficiency determination was described, along with comparison of the results. At the end was given the discussion of the results

19.10.2012

Accepted by the Scientific Board:

ASB

Defended on: 20.12.2012

DE

Thesis defend board:

DB

President: Ištvan Bikit, Ph.D, full-professor

Member: Dušan Mrđa, Ph.D, associate professor

Member: Radomir Kobilarov, Ph.D full-professor