



Univerzitet u Novom Sadu,
Prirodno-Matematički Fakultet,
Departman za Fiziku

**Neke prednosti velikog NaI(Tl) detektora
oblika jame u merenjima niskih aktivnosti ^{7}Be
u uzorcima biomonitora**

Master rad

Autor:

Agota Kosoruš

Mentor:

Prof. dr Miodrag Krmar

Novi Sad, 13. juli 2015

Zahvaljujem se mentoru Prof. dr Miodragu Krmaru na predloženoj temi, podršci i pomoći prilikom izrade ovog master rada. Veliku zahvalnost dugujem i Janu Hansmanu na pomoći sa eksperimentalnim delom rada, kao i svojoj porodici i prijateljima koji su me podržavali tokom studiranja.

Sadržaj

1	Uvod	4
2	Kosmogeni ${}^7\text{Be}$ u uzorcima biomonitora	6
3	Detektori	8
3.1	Detekcija zračenja	9
3.1.1	Fotoefekat	9
3.1.2	Komptonovo rasejanje	10
3.1.3	Efekat stvaranja parova	10
3.1.4	Verovatnoća za interakciju γ -zraka	11
3.2	Osobine detektora	12
3.2.1	Vremenska rezolucija i mrtvo vreme detektora	12
3.2.2	Osetljivost detektora	12
3.2.3	Energijska rezolucija	12
3.2.4	Efikasnost detekcije	13
3.2.5	Efikasnost detekcije za voluminozni uzorak	14
3.3	Germanijumski detektor	15
3.4	Scintilacioni detektori	17
3.4.1	Interakcija gama zračenja sa scintilatorom	18
3.5	Upoređivanje germanijumskog detektora i NaI(Tl) detektora .	19
3.5.1	HPGe detektor	20
3.5.2	NaI(Tl) detektor oblika jame	20
4	Eksperimentalni deo rada	22
4.1	Uzorkovanje i pripremanje uzorka	22
4.2	Merenja	22
4.2.1	Energijska kalibracija	24
4.2.2	Kalibracija na oblik	24
4.2.3	Određivanje efikasnosti	25
4.3	Rezultati	26
4.3.1	Odbroj i fon	26

4.3.2	Greške	28
4.4	Greške aktivnosti	30
4.5	Aktivnosti	33
4.6	Diskusija dobijenih rezultata	38
5	Zaključak	41
6	Biografija	43

Glava 1

Uvod

Sistematsko ispitivanje radioaktivnosti uzoraka iz životne sredine je od velikog značaja iz više razloga. Kao prvo, merenje koncentracije radioaktivnosti uzoraka vode za piće, hrane, građevinskog materijala itd. je neophodno zbog zaštite zdravlja ljudi i dozvoljena koncentracija radionuklida u uzorcima je zakonski regulisana. Kao drugo, radioaktivno zračenje koje potiče iz fisionih produkata u okolini je indikator kontaminacije okoline usled korišćenja nuklearnog oružja ili havarija na nuklearnoj elektrani. Dalje, merenje aktivnosti kosmogenih radioizotopa je od velikog značaja čak i u arheologiji, pre svega se misli na radionuklid ^{14}C . Sa aspekta fizike su oni indikatori odvijanja nuklearnih reakcija kosmičkog zračenja sa atomima u gornjim slojevima atmosfere. Prateći koncentraciju aktivnosti ovih radionuklida mogu da se dobiju informacije o fluksu kosmičkog zračenja i o procesima koji se odvijaju u atmosferi.

U ovom radu su prikazani rezultati ispitivanja primene NaI(Tl) detektora oblika jame u određivanju aktivnosti kosmogenog radionuklida ^7Be u uzorcima mahovina. U slučaju da se pokupi veći broj uzoraka mahovina, zbog mogućeg izučavanja prostorne depozicije ^7Be na većim površinama, neophodno je izvršiti veliki broj merenja. Ukoliko merenja dugo traju (pola dana i duže, kao kod HPGe detektora), kratak period poluraspada ^7Be dovodi do smanjenja aktivnosti, a to u nekim slučajevima uzrokuje onemogućavanje određivanja koncentracije ovog radionuklida u uzorcima. Dakle, potreban je detektor velike efikasnosti. Upravo zbog toga se ispituje primena NaI(Tl) detektora oblika jame u merenju kosmogenog ^7Be u uzorcima biomonitora.

Poznato je da scintilacioni detektori imaju veliku brzinu brojanja događaja i kod NaI(Tl) detektora oblika jame se tome pridružuje i velika efikasnost detektora. Uzorci su mereni i na HPGe detektoru i dobijeni rezultati su upoređeni sa onima dobijenim u NaI(Tl) detektoru oblika jame.

U poglavljju 2 su prikazani osnovni podaci o kosmogenom radionuklidu

^{7}Be , i o njegovoj primeni u monitoringu.

U poglavlju 3 je nakon predstavljanja interakcija putem kojih se detektuje zračenje opisan rad HPGe detektora i NaI(Tl) detektora oblika jame koji su korišćeni za snimanje spektara.

U poglavlju 4 je opisan eksperimentalni deo rada i predstavljeni su dobijeni rezultati. Prikazana je metoda oduzimanja fona koja znatno olakšava analizu spektara dobijenih u NaI(Tl) detektoru oblika jame, i računanje nesigurnosti dobijenih rezultata. Upoređeni su aktivnosti dobijene na HPGe detektoru i u NaI(Tl) detektoru oblika jame i analizirani su mogući uzroci velikih odstupanja.

Glava 2

Kosmogeni ${}^7\text{Be}$ u uzorcima biomonitora

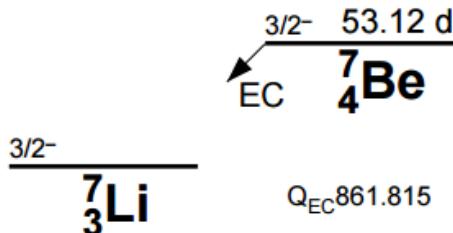
Kosmičko zračenje se sastoji od stabilnih nanelektrisanih čestica i jezgara visoke energije čiji je period poluraspada veći od 10^6 godina i γ -zraka koje ulaze u Zemljinu atmosferu iz kosmosa. Njihova energija dostiže vrednosti od 10^8 do 10^{19} eV [1].

Ovo zračenje se može podeliti na primarno i sekundarno zračenje. Tehnički gledano, primarno kosmičko zračenje potiče iz astrofizičkih izvora zračenja, dok se sekundarno zračenje sastoji od čestica koje se stvaraju u interakciji primarnog zračenja sa interstelarnim gasom. Elektroni, protoni, helijum, kao i ugljenik, kiseonik, gvožđe i oslala jezgra koja se sintetišu u zvezdama predstavljaju primarno zračenje. Nukleoni kao što su litijum, berilijum i bor koji nisu finalni proizvodi u stelarnoj nukleosintezi, ulaze u sastav sekundarnog zračenja zajedno sa velikom većinom antiprotona i pozitrona [1].

Protoni iz primarnog kosmičkog zračenja interaguju sa jezgrima u atmosferi i u tim reakcijama nastaju sekundarni protoni i neutroni. Oni imaju energiju od oko 1 GeV. Sekundarne čestice čija je energija manja od nekoliko stotina MeV gube energiju u reakcijama nuklearne spalacije [2].

Berilijum 7 je hemijski element, metal IIA grupe. Jedini stabilni izotop mu je ${}^9\text{Be}$. Berilijum je radioaktivni kosmogeni element. Raspada se elektronskim zahvatom sa periodom poluraspada od 53.12 dana na ${}^7\text{Li}$ u po-buđenom stanju koji se emisijom gama fotona energije 477.6 keV spušta u osnovno stanje (slika 2.1) [3].

Radioaktivni element ${}^7\text{Be}$ nastaje u spalacionim procesima protona i neutrona sa jezgrima kiseonika i azota [2]. Proizvodnja ${}^7\text{Be}$ u interakciji sekundarnih čestica kosmičkog zračenja sa jezgrima u atmosferi je najintenzivnija na visini od 20 km, i eksponencijalno opada sa smanjenjem rastojanja od Zemlje. Najveći deo ${}^7\text{Be}$ (70 %) nastaje u stratosferi, ostalih 30 % u tropo-



Slika 2.1: Šema raspada ${}^7\text{Be}$.

sferi [2]. Nakon nastanka, ${}^7\text{Be}$ se vezuje za čestice aerosola i transportuje se na površinu zemlje. Efikasni presek za interakciju protona i azota ima najveću vrednost za energije protona od 20 MeV [2].

Merenje aktivnosti ${}^7\text{Be}$ je značajno za proučavanje kretanja vazdušnih masa u kratkom vremenskom intervalu. [4, 5] Gradijent koncentracije ${}^7\text{Be}$ se koristi i u posmatranju mešanja slojeva vode u morima i okeanima [6].

Uzorkovanje za sistematsko merenje aktivnosti ${}^7\text{Be}$ u vazduhu se može vršiti poću vakuum pumpi ili kolektorima padavina, a uzorci se najčešće mere na poluprovodničkim detektorima. Međutim dugačko vreme uzorkovanja i merenja kao i cena primene ove metode kod frekventnih merenja predstavlja veliko ograničenje. Zbog toga se sve češće mere uzorci bioapsorbera prilikom monitoringa.

Mahovine, zbog njihove primitivne građe, vodu i ostale esencijalne supstance apsorbuju iz padavina i iz vazduha. Upravo zbog toga su se one pokazale kao dobri apsorberi teških metala [7], a ispostavilo se da uspešno akumuliraju i kosmogeni radionuklid ${}^7\text{Be}$.

Mahovine se pojavljuju u velikim količinama skoro svugde na Zemlji, i prikupljanje uzoraka ne predstavlja problem ni sa tehničkog ni sa ekonomskog aspekta. Takođe, uzorci mahovina ne zahtevaju poseban hemijski tretman u γ spektroskopiji. Njihovo sistematsko merenje omogućuje vremensko i prostorno praćenje koncentracije ${}^7\text{Be}$ na nekoj teritoriji.

Glava 3

Detektori

Pod pojmom detektora zračenja podrazumevaju se svi uređaji koji vrše registrovanje ionizujućeg ili neutronskog zračenja. U njima se odigravaju interakcije između zračenja i medijuma detektora i kao njihov rezultat dobijaju se informacije o detektovanom zračenju u obliku slike ili signala. Postoje razne vrste detektora, a njihova osnovna podela se vrši na osnovu vrste materijala koji predstavlja njihovu osteljivu zapreminu. Materijal koji poseduje svojstvo da proizvodi merljiv signal ili da omogući neki vizuelni prikaz u interakciji sa zračenjem može biti običan gas, scintilator, poluprovodnik, podhlađena vodena para, pregrejana tečnost, filmska emulzija itd. [8]

U zavisnosti od tipa informacije koje nude, detektori se dele na optičke i električne. Optički detektori mogu da prikažu putanju kojom se kretala neka čestica zračenja, kao i putanje česticu koje su nastale kao rezultat interakcije primarnog zračenja sa osetljivom zapreminom, a koje su stekle dovoljnu energiju da vrše dalju ionizaciju. Električni detektori, o kojima će biti više reči, proizvode neki električni, najčešće kratkotrajni naponski signal. Električni signal može nastati sakupljanjem nanelektrisanja koje stvara zračenje prilikom prolaska kroz detektor, ali može poticati i od transformacije energije svetlosti u električni signal. U svakom slučaju je proizvedeni električni signal proporcionalan energiji registrovanog zračenja. Svetlost se u osetljivoj zapremini detektora stvara usled scintilacija ili Čerenkovljevog zračenja.

Scintacioni detektori kao i poluprovodnički detektori su električnog tipa.

U ovom radu će nakon predstavljanja osobina detektora, biti opisan rad poluprovodničkog detektora HPGe i scintilacionog detektora NaI(Tl) oblika jame jer su predstavljeni rezultati dobijeni pomoću ovakvih detektora.

3.1 Detekcija zračenja

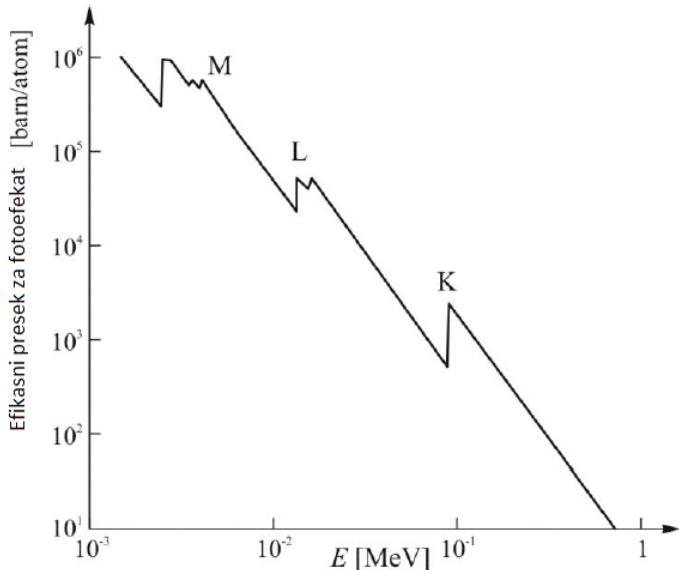
Detekcija zračenja u NaI(Tl) i HPGe detektorima se zasniva na tri efekta koji nastaju prolaskom γ -zraka kroz osetljivu zapreminu detektora. To su: fotoefekat, Komptonov efekat i efekat stvaranja parova.

3.1.1 Fotoefekat

U fotoelektričnim procesima celokupna energija upadnog fotona je apsorbovana vezanim elektronima atoma i pojavljuje se u vidu kinetičke energije elektrona izbačenih iz elektronskog omotača atoma. Kinetička energija izbačenih elektrona je jednaka razlici između energije upadnog fotona i energije veze nivoa sa kojeg je elektron izbačen [8]:

$$E_{kin}^e = E_\gamma - E_i^v \quad (3.1)$$

gde E_i^v predstavlja energiju veze elektrona na i -tom nivou u atomu, koji može biti K, L, M, N itd.



Slika 3.1: Zavisnost efikasnog preseka za fotoefekat od energije upadnog fotona [8].

Da bi se desio fotoefekat potrebno je da energija upadnog fotona bude veća od energije veze elektrona u omotaču atoma, $E_\gamma > E_i^v$. Efikasni presek za fotoefekat se smanjuje sa porastom energije zračenja, uz nekoliko oštrih

skokova (slika 3.1), na energijama koje odgovaraju energijama veze orbitalnih elektrona. Što je energija veze elektrona bliža energiji fotona, to se elektron smatra čvršće vezanim, i verovatnoća dešavanja fotoefekta na takvom elektronu je veća. Efikasni presek za fotoefekat u zavisnosti od energije upadnog zračenja je prikazan na slici 3.1.

Kao rezultat fotoefekta u atomima se pojavljuju nepotpunjena mesta u elektronskom omotaču što će biti usloviti pregrupisanje elektrona ili njihove prelaze sa viših na niže nivo. Kao posledica ovih prelaza javlja se emisija X-zraka ili Oževih elektrona, karakterističnih za atome. Nastali X-zraci se apsorbuju u kristalu, a elektroni gube energiju preko ionizacije dok ne budu zahvaćeni od strane jednog atoma i na taj način se celokupna energija detektovanog fotona ostavlja u detektoru. [8]

3.1.2 Komptonovo rasejanje

U procesu Komptonovog rasejanja upadni foton se elastično rasejava na slobodnom elektronu, tako da oni između sebe raspodele energiju upadnog fotona na sledeći način [8]:

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \alpha(1 - \cos\theta)} \quad (3.2)$$

$$T_e = E_\gamma - E'_\gamma = E_\gamma - \frac{E_\gamma}{1 + \alpha(1 - \cos\theta)} \quad (3.3)$$

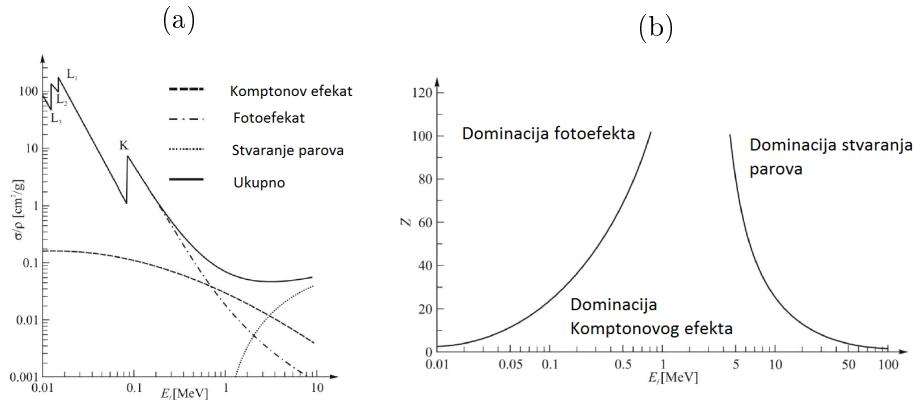
gde je E_γ energija upadnog γ zarka, T_e je energija rasejanog elektrona, $\alpha = E_\gamma/mc^2$, a θ je ugao između pravca upadnog fotona i rasejanog fotona [8].

3.1.3 Efekat stvaranja parova

Ako je energija upadnog zračenja veća od energije mirovanja elektron-pozitronskog para (1.02 MeV), tada je moguće da upadni foton u detektoru kreira elektron-pozitronski par. Ovaj proces se događa u Kulonovom polju jezgra. Kod efekta stvaranja parova se energija upadnog γ -zraka deli na stvaranje elektrona i pozitrona i na njihovu kinetičku energiju, što se matematički može izraziti kao [8]:

$$E_\gamma = 2mc^2 + T_{e^-} + T_{e^+} \quad (3.4)$$

Ako se usporeni pozitron nađe u polju elektrona oni se anihiliraju uz emisiju dva fotona jednakih energija, 511 keV pod uglom od 180° . [8]



Slika 3.2: (a) Zavisnost masenih atenuacionih koeficijenata od energije upadnog fotona; (b) Oblasti E i Z u kojima dominiraju pojedini efekti atenuacije [1].

3.1.4 Verovatnoća za interakciju γ -zraka

Ukupna verovatnoća za interakciju γ -zaraka se može predstaviti na sledeći način [8]:

$$\mu = n\sigma_f + nZ\mu_c + n\sigma_p \quad (3.5)$$

gde se σ_f , σ_c i σ_p odnose na verovatnoće odigravanja procesa fotoefekta, Komptonovog rasejanja i stvaranja parova. Maseni atenuacioni koeficijent se dobija deobom jednačine 3.5 sa gustinom materijala kroz kojeg se zračenje prostire.

Efikasni preseci za interakciju za ova tri porcesa različito zavise od energije i rednog broja materijala. Efikasni presek za fotoefekat je proporcionalan sa $Z^5/E^{7/2}$ ili Z^5/E , u zavisnosti koji se energijski interval posmatra, efikasni presek za Komptonov efekat je proporcionalan sa Z/E dok je presek za stvaranje parova proporcionalan sa $Z^2 \ln E$.

Na slici 3.2a su prikazni maseni atenuacioni koeficijenti za pojedinačne interakcije i ukupni maseni atenuacioni koeficijent. Na niskim energijama dominira fotoefekat, na srednjim energijama je doprinos Komptonovog efekta veći, dok se na visokim energijama najverovatnije odigrava efekat stvaranja parova [8].

Zavisnost efikasnog preseka od energije upadnog zračenja i od rednog broja medijuma u kojoj se odigravaju interakcije je prikazan na slici 3.2b.

3.2 Osobine detektora

Zbog postojanja različitih procesa koji se odvijaju pri registrovanju zračenja, stvaranja i oblikovanja električnog singala, različite vrste detektora imaju različite karakteristike.

3.2.1 Vremenska rezolucija i mrtvo vreme detektora

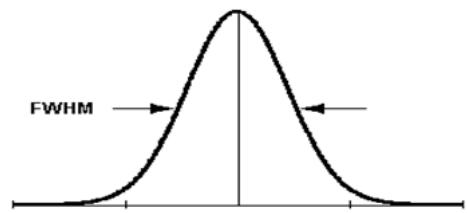
Vremenska rezolucija se izražava preko vremena koje je potrebno da detektor nakon registrovanja jedne čestice bude u mogućnosti da prihvati drugu česticu i tretira je kao nezavisani događaj. S tim u vezi je i mrtvo vreme detektora, tj.i vreme tokom kojeg detektor nije u stanju da registruje drugu česticu [8].

3.2.2 Osetljivost detektora

Osetljivost detektora predstavlja sposobnost detektora da registruje i male intenzitete nekog zračenja. Obično se detektori konstruišu tako da budu osetljivi u određenom energijskom opsegu i za određeni tip zračenja, te se u skladu sa tim i koriste. Osetljivost detektora zavisi od: efikasnog preseka za ionizaciju, osetljive zapremine detektora, šuma detektorskog sistema i zaštitnog materijala koji okružuje detektor. [9]

3.2.3 Energijska rezolucija

U radiacionoj spektroskopiji je energijska distribucija detektovanog zračenja od suštinskog značaja. Energijska rezolucija je sposobnost detektora da razlikuje dve čestice vrlo bliskih energija. [8] Ako se detektuju fotoni monoenergijskog izvora zračenja, kao izlazni signal bi se u idealnom slučaju pojavio oštar pik (delta funkcija). Međutim, ono što se stvarno dobija je gausijan (slika 3.3). Fotopik ima određenu širinu koji je posledica fluktuacija u ionizacionim i ekscitacionim procesima [8]. Kako su sve bitne informacije sadržane pod ovim pikom, kao mera za rezoluciju uzima se širina pika na polovini visine (FWHM na slici 3.3). Ako se rezolucija određuje na energijskoj skali i izražava se u procentima onda se može predstaviti na sledeći način [9]:



Slika 3.3: Oblik dobijenog signala.

$$R = \frac{\Delta E}{E_\gamma} 100 [\%] \quad (3.6)$$

gde je ΔE širina fotopika na polovini visine, E_γ energija upadnog γ -zraka.

Rezolucija zavisi od energije koja se deponuje u detektoru i bolja je kada se radi o višim energijama. Kod definisanja ove veličine se pretpostavlja da pik koji se posmatra ne sedi na nekom kontinuumu, tj. da je fon sveden na minium. Međutim, fon se praktično uvek javlja, i zajedno sa još nekim efektima utiče na šrinu pika na polovini visine. Poluprovodnički detektori u alfa i gama spektroskopiji imaju energijsku rezoluciju od 1% dok je ta veličina u slučaju scintilacionih detektora u gama spektroskopiji između 5 – 10% [9]. Smatra se da je detektor u stanju da razdvoji dva događaja bliskih energija ukoliko je razlika između njih veća od energijske rezolucije detektora.

Poznato je da germanijumski detektori imaju najbolju energijsku rezoluciju [9].

3.2.4 Efikasnost detekcije

Pod ovim pojmom se podrazumeva verovatnoća da čestica zračenja bude detektovana. Od detektora se zahteva da registruje što je moguće veći broj čestica koje na njega padaju. Apsolutna ili totalna efikasnost detektora se definiše kao odnos broja registrovanih čestica i emitovanih iz izvora:

$$\varepsilon = \frac{N_R}{N_E} \quad (3.7)$$

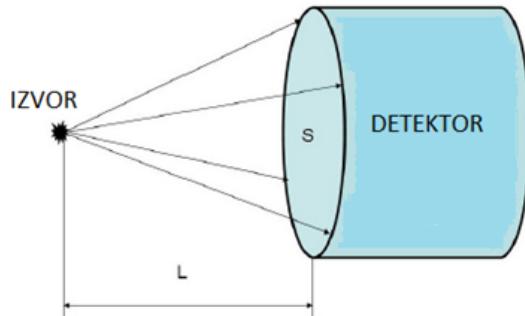
gde je N_R ukupan broj registrovanih čestica, a N_E ukupan broj emitovanih čestica.

Ovako definisana efikasnost zavisi od geometrijske efikasnosti i od sopstvene efikasnosti detektora. Geometrijska efikasnost zavisi od geometrijskih uslova eksperimenta. U slučaju kada je emisija tačkastog izvora izotropna, geometrijsku efikasnost predstavlja odnos prostornog ugla Ω pod kojim čestice iz izvora padnu na detektor i ukupnog prostornog ugla, 4π steradijana (Slika 3.4).

$$\varepsilon_g = \frac{\Omega}{4\pi} = \frac{S}{L^2 4\pi} \quad (3.8)$$

gde je L rastojanje između detektora i izvora, S je površina detektora.

Verovatnoća da čestica koja je dospela do detektora bude detektovana pod pikom totalne apsorpcije predstavlja sopstvenu ili unutrašnju efikasnost detektora. Ona zavisi od energije upadnog zračenja i od atenuacionih svojstava



Slika 3.4: Geometrijska efikasnost detektora u slučaju tačkastog izvora.

detektora. Računa se kao odnos broja registrovanih čestica N_R i ukupnog broja čestica koje padnu na detektor N_u

$$\varepsilon_s = \frac{N_R}{N_u} \quad (3.9)$$

Prema tome, ukupna efikasnost je data kao:

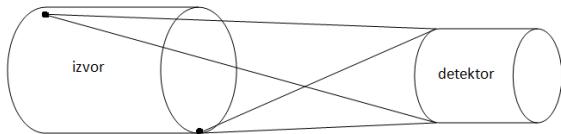
$$\varepsilon = \varepsilon_s \varepsilon_g \quad (3.10)$$

3.2.5 Efikasnost detekcije za voluminozni uzorak

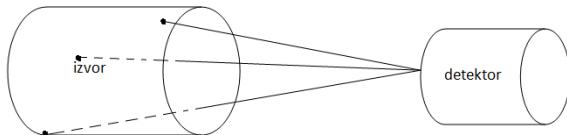
Za sve geometrije sistema (uzorak-detektor) koje ne podrazumevaju tačkasti izvor zračenja, određivanje efikasnosti nije trivijalan problem. Dva su osnovna razloga:

- Ukoliko bi se neki izvor zračenja konačnih dimenzija predstavio kao skup većeg broja tačkastih izvora, svaki od njih bi emitovao zračenje ka detektoru pod drugačijim prostornim uglovima, kao što je predstavljeno na slici 3.5. To znači da je geometrijska efikasnost svakog pojedinačnog tačkastog izvora voluminoznog izvora drugačija. Za neke jednostavne geometrijske oblike izvora zračenja, kao što je cilindar, moguće je odrediti neki efektivni prostorni ugao pod kojim zračenje dospeva do detektora. Taj efektivni prostorni ugao zavisi od dimenzija izvora i detektora, kao i od rastojanja između njih
- Kod tačkastih izvora je efekat samoapsorpcije zanemarljivo mali. Kod uzoraka konačnih dimenzija se ovaj efekat mora uzeti u obzir. Zračenje

koje se emituje sa raznih mesta iz unutrašnjosti uzorka, prelazi različite distance kroz sam uzorak na svom putu do detektora, kao što je prikazano na slici 3.6. To znači da su za zračenje emitovano sa različitih lokacija unutar izvora, različite verovatnoće da bude apsorbovano u samom izvoru. Efekat samoapsorpcije zavisi od energije emitovanog zračenja kao i od atenuacionih svojstava materijala od koga je izvor načinjen.



Slika 3.5: Šematski prikaz različitih prostornih uglova pod kojim zračenje pada na detektor.



Slika 3.6: Različite dužine puteva koje zračenje prelazi na svom putu do detektora.

Najjednostavniji način da se za neku specifičnu geometriju odredi efikasnost detektorskog sistema je da se snime spektri kalibracionih izvora, dobro poznate aktivnosti i atenuacionih svojstava. Tom prilikom se mora voditi računa o tome da kalibracioni izvori imaju identičan oblik kao i izvor nepoznate aktivnosti. Sa poznatim intenzitetima određenog broja gama linija kalibracionih izvora, moguće je ustanoviti kalibracionu krivu zavisnosti efikasnosti od energije zračenja.

3.3 Germanijumski detektor

Germanijumski detektori su poluprovodnički detektori, što znači da njihovu osetljivu zapreminu predstavlja poluprovodnički kristal.

Poluprovodnici imaju četiri valentna elektrona. Provodljivost poluprovodnika se povećava dodavanjem primesa (dopiranjem) koje stvaraju nove

energijske nivoe između valentne i provodne zone (donorski i akceptorski nivo). Ako se materijal dopira atomima koji imaju tri valentna elektrona tada se pojavljuju šupljine koje su pozitivno nanelektrisane. One postaju glavi nosioci nanelektrisanja. Takvi poluprovodnici su poluprovodnici P tipa. Ukoliko se kristal dopira atomima koji imaju pet valentnih elektrona, jedan od njih će ostati sloboden i elektroni postaju glavni nosioci nanelektrisanja. Tako je dobijen poluprovodnik N tipa. [10]

Poluprovodnički kristali koji se koriste u detektorima treba da imaju sposobnost da izdrže veliki gradijent električnog polja, da imaju veliku otpornost, a vreme života kao i pokretljivost šupljina i elektrona treba da imaju što veću vrednost. [10]

Osetljiva zapremina germanijumskih detektora ima strukturu PN spoja.

Ako se spoje poluprovodnici P i N tipa, elektroni iz N tipa će difundovati ka poluprovodniku P tipa da bi tamo popunjavali šupljine. Kao rezultat ovih difuzionih procesa, stvorice se višak nanelektrisanja u poluprovodniku P tipa, dok će N tip poluprovodnika usled odsustva elektrona biti pozitivno nanelektrisan u oblasti blizu spoja. Proces difuzije elektrona će trajati onoliko dugo dok se na spoju ne stvori električno polje dovoljnog intenziteta da onemogući dalju preraspodelu nanelektrisanja. Deo poluprovodnika u kojoj se odvijaju opisani difuzioni procesi sa naziva oblast prostornog nanelektrisanja. [8]

Ukoliko se na krajeve ovakvog spoja doveđe napon, koji inverzno polarizuje PN spoj, znatno se povećava oblast prostornog nanelektrisanja. To diodu čini neprovodnom. Električno polje unutar ove oblasti je mnogo snažnije nego u slučaju kada potiče samo od kontaktne potencijala, bez izvora napona. Ako kroz oblast prostornog nanelektrisanja prolazi neko zračenje, elektroni i šupljine koji tom prilikom nastaju se mnogo efikasnije pokupe električnim poljem. Sakupljeno nanelektrisanje može da stvori naponski signal na nekom radnom otporniku, i na taj način da informaciju o interakciji zračenja sa pluprovodničkom diodom. [8]

Količina stvorenenog nanelektrisanja je u linearnej korelaciji sa energijom detektovanog zračenja.

Širina zabranjene zone kod poluprovodnika je mala, 0.74 eV za germanijum i 1.12 eV za silicijum, i provodljivost jako zavisi od temperature. Pri povećanju temperature neki elektroni ili šupljine dobijaju dovoljnu energiju da pređu u provodnu zonu, i time stvaraju šum. Naime, sva slobodna nanelektrisanja koja nisu stvorena putem interakcije zračenja sa materijom predstavljaju šum [10]. Upravo se zbog toga vrši hlađenje ovih detektora tečnim azotom, koji smanjuje protok struje usled termičkih efekata.

Širina zabranjene zone kod poluprovodničkih materijala je 1/10 deo one energije koje je potrebno za stvaranje para elektron-šupljina u gasu, što znači da zračenje iste energije proizvodi više slobodnih nanelektrisanja u polupro-

vodniku nego u gasu, pa je energijska rezolucija bolja zahvaljujući većoj statistici.

Prednosti germanijumskih detektora su velika energijska rezolucija, kompaktna veličina, relativno brzo brojanje događaja i mala efektivna debljina. Nedostaci su limitirana veličina kristala, potreba za hlađenjem, mogućnost pojave kvara usled radiacionog oštećenja. [10]

3.4 Scintilacioni detektori

Pronalazak materijala koji su prozirni na sopstvenu svetlost omogućio je konstruisanje i razvoj scintilacionih detektora. Osetljiva zapremina scintilacionih detektora je sačinjena od materijala koji ispunjava sledeće uslove:

- sa velikom efikasnošću pretvara kinetičku energiju upadne čestice u detektabilan svetlosni signal
- konverzija energije u svetlosni signal je linearna
- medijum treba da bude proziran na sopstvenu svetlost
- luminescencija je kratkotrajna i time obezbeđuje brzo brojanje
- materijal treba da ima dobre optičke osobine i treba biti takav da omogući proizvodnju detektora velikih dimenzija [9]

Razlikuju se scintilacioni materijali organskog i neorganskog porekla. U ovom radu su prikazani rezultati koji su dobijeni merenjima u NaI(Tl) detektoru. Ovaj materijal spada u grupu neorganskih scintilatora, pa će njihov rad biti opisan.

Neorganski scinitilatori se koriste u obliku monokristala, neki od njih su: LiI, CsI, CsF, KI i najčešće korišćeni NaI. Da bi ovi kristali bili prozračni na sopstvenu svetlost potrebno im je dodati primese (aktivatore) u malim količinama. Kao aktivartori se najčešće koriste Tl i Ta. Njihova uloga je da stvaraju luminescentne centre. Zračenje koje prolazi kroz kristal stvara elektrone i šupljine koji se pomeraju duž kristalne rešetke. Šupljine mogu da budu popunjene elektronima iz luminescentnog cetra, pa on biva pobuđen i emituje svetlost pri prelasku na osnovno stanje. Na taj način se energija pobude kristala predaje luminescentnom centru, a svetlost koju on emituje ne biva apsorbovana. [8]

U scintilacionom detektoru dolazi do stvaranja svetlosnih signala i potrebno ih je pretvoriti u električni signal. Ovo se najjednostavnije izvodi

uz pomoć fotomultiplikatora. Potrebno je samo ostvariti optički kontakt između scintilacionog materijala i prozora fotomultiplikatora. Ta veza mora da bude izvedena tako da spoljašnja svetlost ne može da prodre do fotokatode, i time se obezbeđuje da signali koji se registruju potiču od zračenja koje je detektovano, a ne od nekog spoljašnjeg izvora. Plastični scintilacioni materijali su obično monokristali, i na taj način se izbegavaju refleksioni gubici na granicama kristala.

NaI(Tl) se obično reže u obliku cilindra, jedna baza se spaja sa fotomultiplikatorom pomoću viskoznih materijala velikog indeksa prelamanja, ostale površine se oblažu aluminijumom da bi što veći deo zračenja dospeo do kristala. U slučaju NaI(Tl) detektora se mora voditi računa o tome da je kristal vrlo higroskopan, kako je bitno da bude hermetički zatvoren.

Prednost scintilacionih detektorova je velika brzina brojanja. Srednje vreme trajanja scintilacije kod NaI(Tl) je 10^{-7} s a kod nekih drugih je čak i kraće. Sposobnost materijala da pretvori energiju detektovane čestice u svetlosni signal se naziva konverziona efkasnots i najveća je za NaI(Tl). [8]

3.4.1 Interakcija gama zračenja sa scintilatorom

Gama zračenje koje prodire u kristal interaguje sa atomima kristala preko jednog od tri osnovna mehanizma interakcije: fotoefekat, Komptonovo rasejanje i stvaranje parova.

Sa aspekta gama spektroskopije, fotoefekat je najvažnija vrsta interakcije. Kada foton interaguje sa osetljivom zapreminom detektora putem fotoefekta dolazi do potpune apsorpcije gama kvanta i izbacivanja jednog elektrona iz atoma. Ti elektroni se sa najvećom verovatnoćom izbacuju iz neke unutrašnje K ljudske, verovatnoća za ovaj proces je 83%.

Samo se 12% energije upadnog fotona pretvara u svetlosni signal na ovaj način, ostalo se potrši na vibraciju rešetke.

Elektroni koji se oslobođaju na drugačiji način gube svoju energiju kroz ionizaciju ili Bremštralung. Za elektrone energije od 0.05 do 1 MeV pređeni put je između 0.5×10^{-3} i 0.5×10^{-1} cm u NaI, što ukazuje na to, da oni ostaju u zapremini detektora. [11]

Kao posledica Komptonovog rasejanja javlja se kontinualna distribucija koja se nalazi na nižim energijama u odnosu na fotopik.

3.5 Upoređivanje germanijumskog detektora i NaI(Tl) detektora

Od svih scintilacionih materijala, NaI(Tl) se koristi najčešće za detekciju gama zračenja i to kada energijska rezolucija nije od velike važnosti za merenja. U odnosu na germanijumske detektore, NaI(Tl) ima nekoliko prednosti.

Kristal NaI(Tl) može da se napravi praktično u bilo kom obliku i veličini. Scintilacioni detektori imaju veću brzinu brojanja od germanijumskih detektora. Energijska rezolucija NaI(Tl) detektora je oko 1000 ps za ^{60}Co dok je u slučaju germanijumskog detektora vremenska rezolucija može biti i nekoliko desetina ns [12, 13]. Ukoliko se merenje treba izvršiti u kratkom vremenskom interavalu, pogodniji su scintilacioni detektori. Važno je još napomenuti da su NaI(Tl) detektori jefiniji od germanijumskih detektora i njihov rad ne zahteva posebno hlađenje.

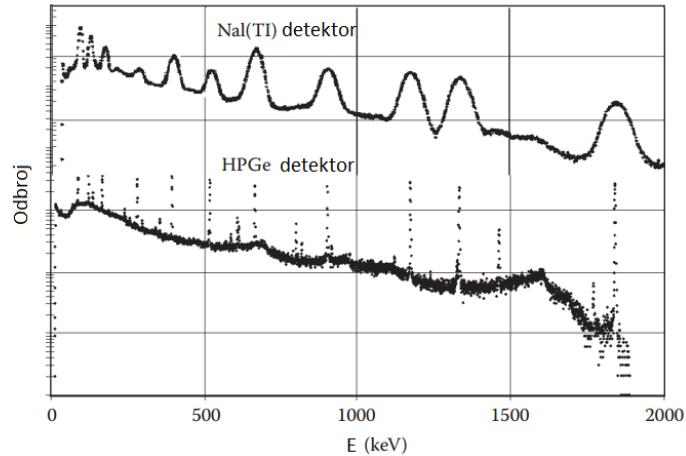
Međutim, gustina poluprovodničkih materijala je velika, ($\varrho(\text{Ge}) = 5.33 \text{ g/cm}^3$ [12]), što ih čini znatno efikasnijim od ostalih detektora. Gustina NaI(Tl) materijala je 3.67 g/cm^3 [13]. Niskoenergetsko gama i rendgensko zračenje se najčešće mere silicijumskim detektorima kod kojih je litijum najčešće primesa. Za gama zračenja viših energija upotrebljava se germanijumski detektor, pošto ima veći redni broj, pa mu je efikasnost veća.

Za stvaranje para elektron-šupljina u poluprovodniku potrebno je manje energije (2.96 eV na temperaturi od 77 K) nego za stavarnje jonskog para u scintilatoru (3.9 eV). To znači da će od dve identične čestice koje poseduju jednaku energiju, uklonito obe u potpunosti budu zaustavljene, čestica registrisana u poluprovodničkom detektoru stvoriti više nanelektrisanja nego u scintilatoru. [8]

Neodređenost sa kojom se meri energija čestice uglavnom potiče od mogućih fluktuacija u količini nanelektrisanja koje detektor prikupi prilikom detekcije. Ove neodređenosti su statističkog karaktera, i njihov relativni doprinos je utoliko manji ukoliko je količina prikupljenog nanelektrisanja veća. [8] Upravo zbog toga germanijumski detektori imaju bolju energijsku rezoluciju od scintilacionih detektora.

Na slici 3.7 su upoređeni spektri snimljeni u NaI(Tl) detektoru i HPGe detektoru. Jasno se vidi da se u slučaju spektra snimljenog u germanijumskom detektoru dobijaju uži pikovi, i lakše se razdvajaju linije totalne apsorpcije nego u slučaju spektra iz scintilacionog detektora gde su fotopikovi široki.

Ukoliko energijska rezolucija nije od prevashodnog značaja, i vreme merenja treba da bude kratko zbog potrebe za velikom statistikom, NaI(Tl) detektori se mogu pokazati korisnijim.



Slika 3.7: Upoređivanje spaktra germanijumskog i NaI(Tl) detektora [11].

3.5.1 HPGe detektor

Jedan od poluprovodničkih detektora koje se nalaze u Laboratoriji za nuklearnu fiziku u Novom Sadu je HPGe detektor proizviđača ORTEC model LLB-HJ.

Oznaka LLB predstavlja detektor sa komponentama koje okružuju poluprovodnički kristal Ge tako odabranim da im je sadržaj radionuklida znatno manji nego kod običnih materjala, što je veoma značajno za postizanje niskog nivoa zračenja iz okoline detektora. GMX označava da je detektor sa spoljašnjim kontaktom N tipa, koji sadrži jonski implantiran B i ima debljinu $0.3 \mu\text{m}$. Ovi detektori imaju veliku efikasnost detekcije niskoenergijskih gama zraka i X-zraka.

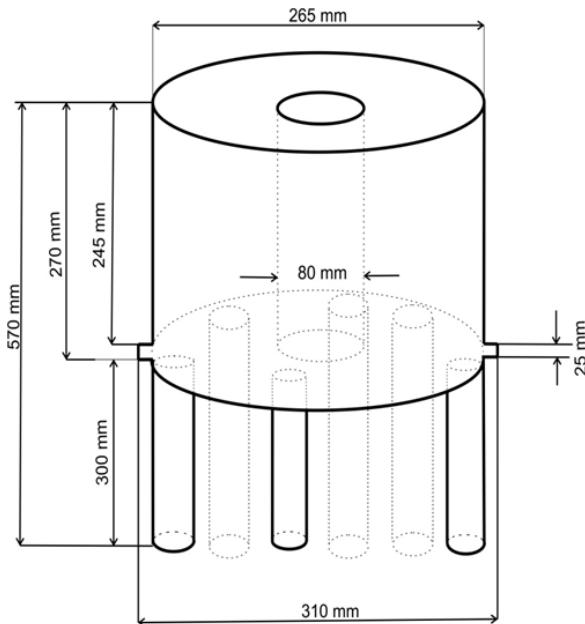
Ulagani praznik na kućištu je napravljen od Be debljine 0.5 mm.

Visoki napon za ovaj detektor dobija se iz izvora ORTEC Model 658. Signali iz prepojačavača vode se na spektroskopski pojačavač ORTEC Model 672, a zatim na višekanalni analizator Canberra Multiport II. Ovaj je preko USB porta priključen na standardni PC. Skupljanje podataka se vrši pomoću programa Canberra Genie-2000.

3.5.2 NaI(Tl) detektor oblika jame

Scintilacioni detektor koji se nalazi u Laboratoriji za nuklearnu fiziku u Novom Sadu, šematski je prikazan na slici 3.8. Navedene dimenzije predstavljaju spoljašnje dimenzije detektora, a ne dimenzije kristala NaI(Tl). U NaI(Tl) detektoru oblika jame dimenzija $9'' \times 9''$ ubačen je jedan manji

NaI(Tl) detektor dimenzija $3'' \times 3''$. Na ovaj sistem je povezano šest fotomultiplikatora.



Slika 3.8: Šema NaI(Tl) detektora oblika jame.

Signali iz velikog i malog detektora se preko fotomultiplikatora sakupljaju u pojačavaču Canberra model 2022 i kao jedan zajednički signal se vode u Canberra Multiport II Multichanell Analyzer. Dalja obrada signala se vrši kompjuterski pomoću programa Genie-2000. Visoki napon na $9'' \times 9''$ NaI(Tl) detektoru je podešen na 1000 V a na $3'' \times 3''$ NaI(Tl) detektoru na 680 V.

Da bi se redukovalo pozadinsko zračenje ovaj detektor je smešten u olovnu zaštitu cilindričnog oblika sa širinom zidova od 15 cm. Zaštita je sklopljena od segmenata u obliku prstenova i poklopca. Ukupna masa zaštite iznosi 2622 kg.

Scintilacioni NaI(Tl) detektori oblika jame su veoma korisni u spektroskopiji zbog velikog prostornog ugla pod kojim je moguća detekcija zračenja. Taj prostorni ugao iznosi približno 4π sr.

Glava 4

Eksperimentalni deo rada

4.1 Uzorkovanje i pripremanje uzoraka

U eksperimentu se mere uzorci mahovina koji su prikupljeni na različitim lokacijama. Treba obratiti pažnju kod pripremanja uzoraka na nečistoće koje se moraju otkloniti pre merenja. Pre svega se misli na zemlju ili koru drveta. Njihovo prisustvo povećava fon zbog postojanja prirodne radioaktivnosti. U spektrima se mogu pojaviti linije ^{40}K energije 1420 keV ili potomci iz prirodnih nizova ^{238}U i ^{235}U . Uzorci se suše do konstantne mase, a zatim se pakuju u plastične kutije cilindričnog oblika poluprečnika 67 mm i visine 31 mm. U detektor se stavljaju dve kutijice, pa su dimenzije uzoraka 67×62 mm.

4.2 Merenja

Merenja su vršena na germanijumskom HPGe relativne efikasnost 32% i na NaI(Tl) detektoru oblika jame u kontaktnoj geometriji.

Osnovni podaci o uzorcima su predstavljeni u 4.1. Vreme merenja na HPGe detektoru je bilo oko 60×10^3 s, dok je to kod uzoraka u NaI(Tl) detektoru različito, najmanje je u slučaju spektra WMAHSRB56 (7170 s) a najveće kod merenja uzorka pod nazivom WMAHSRB71 (87062 s). Uzorci WMAHTOP1, WMAHTOP2, WAHSRB71 i WMAHSRB72 su mereni 3-4 dana nakon uzorkovanja, dok je taj interval u slučaju spektara WMAHSRB70, WMAHSRB69 i WMAHSRB68 veći od 50 dana.

Rezultati koji su dobijeni merenjem na germanijumskom detektoru su analizirani u programu Genie-2000, dok su spektri dobijeni u scintilacionom detektoru ručno obrađeni u softveru Aptec.

Tabela 4.1: Podaci uzoraka.

Naziv	Masa [g]	Uzorkovanje	Merenje	Vreme merenja [s]
WMAHTOP1	34.90	06.11.2014	22.01.2015	73554
WMAHTOP2	48.40	22.11.2014	21.01.2015	76057
WMAHSRB56	32.40	22.11.2014	24.12.2014	7170
WMAHSRB57	30.00	22.11.2014	24.12.2014	7366
WMAHSRB58	31.60	22.11.2014	29.12.2014	10201
WMAHSRB59	31.10	22.11.2014	29.12.2014	10834
WMAHSRB60	31.90	22.11.2014	29.12.2014	63186
WMAHSRB61	36.30	22.11.2014	30.12.2014	19237
WMAHSRB62	34.00	22.11.2014	30.12.2014	65519
WMAHSRB63	38.80	22.11.2014	31.12.2014	9635
WMAHSRB64	35.00	22.11.2014	06.01.2015	12126
WMAHSRB65	35.70	22.11.2014	08.01.2015	20717
WMAHSRB66	46.80	22.11.2014	09.01.2015	7458
WMAHSRB67	43.00	22.11.2014	11.01.2015	73422
WMAHSRB68	45.10	22.11.2014	12.01.2015	24521
WMAHSRB69	36.10	18.01.2015	12.01.2015	61290
WMAHSRB70	38.70	18.01.2015	13.01.2015	12456
WMAHSRB71	55.70	16.02.2015	20.02.2015	87062
WMAHSRB72	63.20	16.02.2015	16.02.2015	71851

Problem kod analize spektara koji su snimljeni u NaI(Tl) detektoru predstavlja veliki fon, koji se javlja kao posledica dugog vremena merenja, velike efikasnosti detetora, kontinuma Komptonovog rasejanja, prisustva zemlje ili drugih nečistoća u uzorku. Prvi od navedenih uzroka se može eliminisati tako što se vrše merenja bez uzorka. Na spektru koji se dobije na ovaj način se pojavljuje samo fon. Zatim se ovaj fon oduzme od svih ostalih spektara uzoraka.

Ovim metodom se ne može eliminisati fon usled postojanja drugih radioizotopa u uzorcima. Pored linije koja odgovrara fotonu ${}^7\text{Be}$ energije 477.6 keV pojavljuju se i drugi pikovi koji ukazuju na prisustvo ${}^{210}\text{Pb}$, ${}^{40}\text{K}$. Energija fotona koju emituje ${}^{40}\text{K}$ je 1460 keV. Može da se odredi Komptonova granica za ovo gama zračenje primenom formule 3.3. U toj formuli se uzima da je ugao $\theta = 180^\circ$, pošto se najveći deo energije fotona preda elektronu kada se foton rasejava unazad. Dobije se sledeći izraz:

$$T_e^{max} = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{1}{2} \frac{mc^2}{E_\gamma}} \quad (4.1)$$

Uvrštavajući brojne vrednosti energije gama fotona ${}^{40}\text{K}$, mase mirovanja elektrona ($m = 511 \text{ keV}$) i brzine svetlosti ($c = 3 \times 10^8 \text{ m/s}$) se dobije da je Komptonova ivica na 1202 keV , što znači da će se ispod pika energije 478 keV pojaviti kontinuum koji odgovara Komptonovom rasejanju fotona ${}^{40}\text{K}$.

4.2.1 Energijska kalibracija

Prva stvar koja treba da se odredi je energijska kalibracija spektara. Program Aptec je u mogućnosti da kalibriše spektar ukoliko se zadaju određeni parametri: brojevi nekih kanala i njima odgovarajuće energije. Za ovu kalibraciju su se koristili u svim slučajevima isti parametri koji su predstavljeni u tabeli 4.2. U dobijenim spektrima se ne pojavljuju linije koje bi mogli da otežaju identifikaciju pikova, dovoljno je energijsku kalibraciju vršiti pomoću dve tačke i koristiti linearni fit.

Tabela 4.2: Energijska kalibracija.

Izvor	Broj kanala	Energija [keV]
${}^7\text{Be}$	50	478
${}^{40}\text{K}$	149	1461

4.2.2 Kalibracija na oblik

U cilju da bi se dobilo što tačnije fitovanje pikova koristi se i kalibracija na oblik gama linije. Kao što je opisano u poglavljju 2.1.3 svaka linija totalne apsorpcije ima odgovarajući FWHM (širina na polovini visine). Vrednost ove veličine linearno zavisi od energije. Tačke pomoću kojih se vrši ova kalibracija su određene iz nekih jednostavnih spektara u kojima se podaci pikova najtačnije mogu odrediti i predstavljeni su u tabeli 4.3.

Tabela 4.3: Kalibracija na oblik.

Izvor	Broj kanala	Energija [keV]	FWHM
${}^{116}\text{In}$	43	417	6.601
${}^{54}\text{Mn}$	85	834	7.095
${}^{22}\text{Na}$	132	1274	8.282

4.2.3 Određivanje efikasnosti

Pri određivanju efikasnosti detekcije za NaI(Tl) detektor su iskorišćene aktivnost uzoraka LMAHTOP1 i LMAHTOP2 dobijeni na germanijumskom detektoru. U spektrima WMAHTOP1 i WMAHPOT2 koji su dobijeni na NaI(Tl) detektoru se identificuje pik ${}^7\text{Be}$ na energiji 477.6 keV. Zatim se očita odbroj i efikasnost se određuje pomoću formule:

$$\varepsilon = \frac{N}{T A m p_\gamma} \quad (4.2)$$

gde je N odbroj, T vreme merenja, A aktivnost izražena u Bq/kg, p_γ kvantni prinos.

Na ovaj način se dobiju dve vrednosti za efikasnost, i treba da se odredi njihova srednja vrednost koja će biti obeležena sa ε . Podaci potrebni za određivanje efikasnosti pomoću referentnih uzoraka LMAHTOP1 i LMATOP2 su prikazani u tabeli 4.4.

Tabela 4.4: Podaci potrebni za odrđivanje efikasnosti.

	WMAHTOP1	WMAHTOP2
Aktivnost [Bq/kg]	1290	480
Odbroj	138024	74875
Vreme [s]	73554	77082
Masa [g]	34.9	48.4
Kvantni prinos [%]	0.105	0.105

Konačno se dobije da je srednja vrednost efikasnosti detekcije na energiji ${}^7\text{Be}$ gama linije:

$$\varepsilon = 0.400(3) \quad (4.3)$$

Znajući vrednost efikasnosti, aktivnost uzorka se računa po formuli:

$$A = \frac{N}{T \varepsilon m p_\gamma} \quad (4.4)$$

gde je A aktivnost uzorka, N odbroj očitan sa spektra, T vreme merenja, m masa uzorka, a p_γ i ε su kvantni prinos i efikasnost detekcije fotona.

4.3 Rezultati

U ovom poglavlju su analizirani i grafički prikazani rezultati merenja.

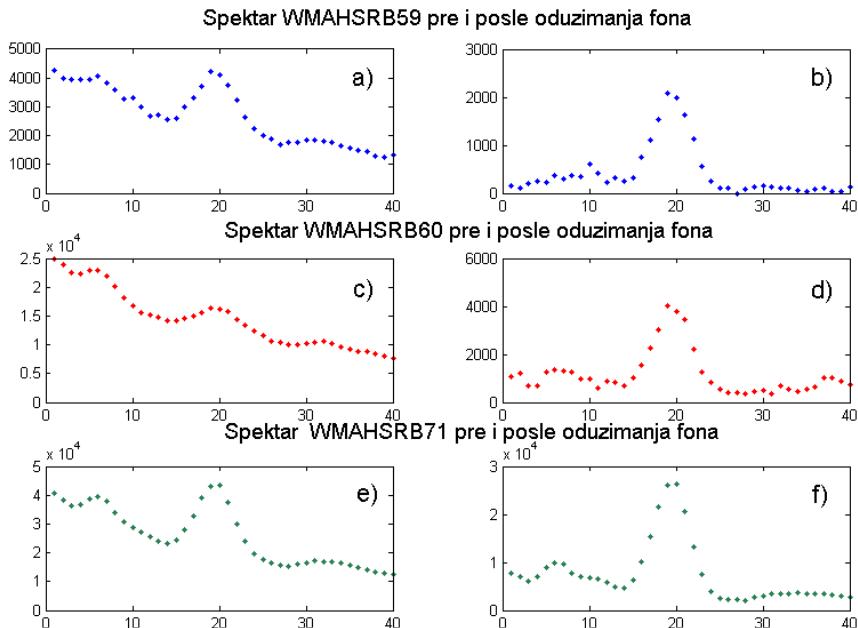
Uzorci su mereni u dva različita detektora, na poluprovodničkom detektoru HPGe i u scintilacionom detektoru NaI(Tl) oblika jame. Posebnom pažnjom su analizani spektri snimljeni u NaI(Tl) detektoru oblika jame.

Kod analize spektara su primenjene tri metode: (1) automatska analiza pomoću Genie programa, koji je korišćen kod germanijumskog detektora, (2) analiza spektara pomoću Aptec programa i (3) analiza u Aptec programu nakon oduzimanja fona od originalnog spektra.

Prvo je opisana metoda oduzimanja fona u Aptec programu, zatim su analizirane dobijene greške merenja i aktivnosti. Na kraju poglavlja su upoređene aktivnosti koje su dobijene na tri različita načina.

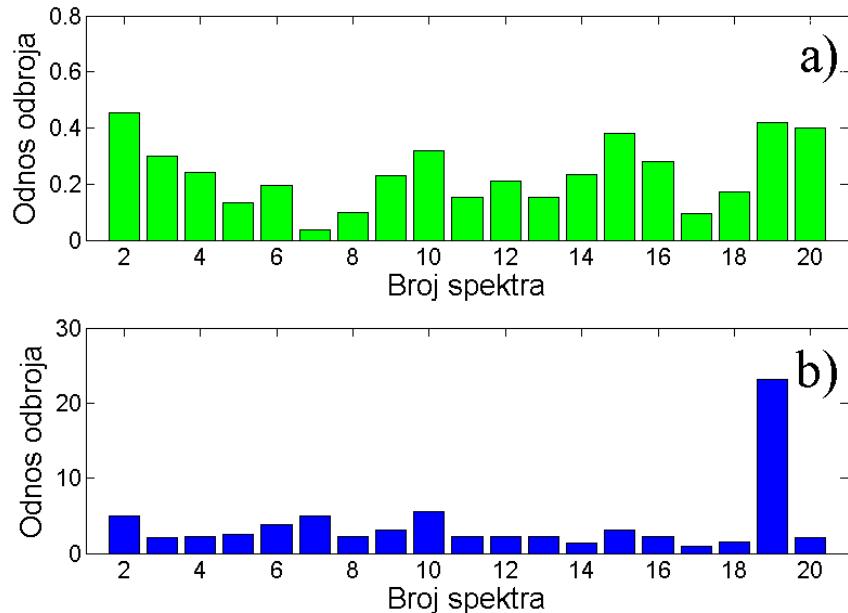
4.3.1 Odbroj i fon

Kao što je opisano u poglavlju 4.2, u spektrima koji su dobijeni u NaI(Tl) detektoru se javlja veliki fon. U softveru Aptec postoji mogućnost za ručno oduzimanje dela spaktra koji doprinosi nepoželjnom kontinuumu.



Slika 4.1: Izgled dela spektra sa gama linijom od 477.6 keV pre (a, c i e) i nakon oduzimanja fona (b, d i f).

Spektar fona je snimljen 417124 s, mnogo duže nego spektri uzoraka. Postupak oduzimanja fona je sledeći: prvo se otvori spektar fona i pomoću funkcije COMPARE se upoređuje sa spektrom uzorka; vremena merenja su različita što se odmah jasno vidi jer je intenzitet fona koji treba da se oduzme veća od spektra uzorka. Ovaj problem se rešava funkcijom NORMALIZE koji normira vremena, u ovom slučaju na vreme merenja fona, pa se mora iskoristiti funkcija EXCHANGE. Dakle, sada su spektri fona i uzorka normirani na vreme merenja spektra, ostalo je samo da se oduzme fon. To se radi naredbom STRIP. Na slici 4.1 su predstavljena tri spektra pre i posle oduzimanja fona. Jasno je da se u velikoj meri pojednostavljuje identifikacija određenih pikova ali se mora imati na umu da su ovim postupkom povećane i greške merenja (poglavlje 4.3.2).



Slika 4.2: Odnos odbroja u liniji totalne apsorpcije i u fonu u spektrima.

Odnos odbroja u piku i fonu koji se nalazi ispod njega je prikazan na grafiku 4.2. Jasno se vidi da je u originalnim spektrima (pre oduzimanja fona), ova vrednost ispod jedinice, što znači da fon ima veći intenzitet od pika. Najmanja vrednost se dobije kod spektra WMAHSRB59 (0.0359), a najveća kod WMAHTOP1 (0.4541). Dakle, i u najboljem slučaju je intenzitet fona dva puta veći od intenziteta pika. Nakon oduzimanja fona je odnos odbroja u piku i u fonu je skoro kod svih spektara znatno veći od jedinice. Najmanja vrednost ovog odnosa se dobije za WMAHSRB69 (1), dok je ova vrednost

najveća kod spektra WMAHSRB71 (23.12), to je jedini slučaj kada se nakon oduzimanja fona dobije tako veliki odnos odbroja u piku i u foni ispod njega.

4.3.2 Greške

Greške merenja predstavljaju važnu informaciju o pouzdanosti rezultata.

U opštem slučaju, greška odbroja N u kanalu i se određuje pomoću formule:

$$\sigma_{N_i} = \sqrt{N_i} \quad (4.5)$$

gde je σ_{N_i} greška u određivanju odbroja, a N_i broj događaja u kanalu i . Ukupan odbroj ispod nekog pika N se dobije kao:

$$N = N_1 + N_2 + \dots + N_n \quad (4.6)$$

gde su N_1 do N_n odbroji u kanalima koji sačinjavaju pik. Nesigurnost odbroja ispod pika se računa po sledećoj formuli:

$$\sigma_i = \sqrt{\sigma_{N_1}^2 + \sigma_{N_2}^2 + \dots + \sigma_{N_n}^2} = \sqrt{N} \quad (4.7)$$

gde je N ukupan odbroj ispod pika totalne apsorpcije.

Ovaj račun se primenjuje u slučaju (2), kada se obrađuju spektri pomoću Aptec programa. Prvo se identificiše pik, koji pripada izotopu ^{7}Be , očita se ukupan odbroj i primenom formule 4.7 se određuje greška odbroja.

U slučaju (3), spektar se dobije predhodnim oduzimanjem fona. Dakle, odbroj koji se u tom slučaju dobije je rezultat aritmetičke operacije. To se mora uzeti u obzir kada se određuje greška. Ako je N_i odbroj u nekom kanalu i , N_{iS} je odbroj u originalnom spektru, a N_{iF} predstavlja fon koji je oduzet. Tada se greška određuje kako sledi:

$$\sigma_{N_i} = \sqrt{\sigma_{N_{iS}}^2 + \sigma_{N_{iF}}^2} \quad (4.8)$$

Pošto je $\sigma_{N_i} = \sqrt{N_i}$, dobije se

$$\sigma_{N_i} = \sqrt{N_{iS} + N_{iF}} \quad (4.9)$$

Ukupan odbroj N je u ovom slučaju:

$$N = N_1 + N_2 + \dots + N_n = (N_{1S} - N_{1F}) + (N_{2S} - N_{2F}) + \dots + (N_{nS} - N_{nF}) \quad (4.10)$$

Greška se računa kao:

$$\sigma_N = \sqrt{\sigma_{N_1}^2 + \sigma_{N_2}^2 + \dots + \sigma_{N_n}^2} \quad (4.11)$$

$$\sigma_N = \sqrt{(N_{1S} + N_{1F}) + (N_{2S} + N_{2F}) + \dots + (N_{nS} + N_{nF})} \quad (4.12)$$

$$\sigma_N = \sqrt{(N_{1S} + N_{2S} + \dots + N_{nS}) + (N_{1F} + N_{2F} + \dots + N_{nF})} \quad (4.13)$$

$$\sigma_N = \sqrt{\sum_i N_{iS} + \sum_i N_{iF}} = \sqrt{\sigma_{NS}^2 + \sigma_{NF}^2} \quad (4.14)$$

gde je σ_{NS} greška ukupnog odbroja u originalnom spektru, a σ_{NF} je greška oduzetog fona, koja se mora uzeti u obzir. Greška se može još prikazati kao:

$$\sigma_N = \sqrt{N_S + N_F} \quad (4.15)$$

gde je N_S ukupan odbroj u originalnom spektru, a N_F odbroj u fonu koji je oduzet.

Na osnovu formule 4.15 se može zaključiti da se greška u određivanju ukupnog odbroja povećava ako se analizira spektar u kojoj je prethodno oduzet fon.

Mora se imati na umu da ovako dobijene vrednosti predstavljaju aktivnost u trenutku merenja A' . Aktivnost uzoraka u trenutku uzorkovanja A se računa po formuli:

$$A = A' e^{\frac{\ln 2}{T_{1/2}} t} \quad (4.16)$$

gde je A aktivnost uzorka u vreme uzorkovanja, A' aktivnost uzorka u trenutku merenja, $T_{1/2}$ predstavlja period poluraspada, a t vreme koje je proteklo između uzorkovanja i merenja.

Aktivnost uzoraka se računa pomoću formule 4.4. Nesigurnost se određuje preko izvoda, dakle računa se verovatna greška:

$$\sigma_{A'} = \sqrt{\left(\frac{\partial A'}{\partial T} \sigma_T\right)^2 + \left(\frac{\partial A'}{\partial m} \sigma_m\right)^2 + \left(\frac{\partial A'}{\partial \varepsilon} \sigma_\varepsilon\right)^2 + \left(\frac{\partial A'}{\partial p_\gamma} \sigma_{p_\gamma}\right)^2} \quad (4.17)$$

Doprinos članova koji su mnogo manji od najveće vrednosti koji se nalazi u formuli se može zanemariti, tako će u formuli 4.17 ostati samo izvod po m , ε i N . Konačna formula po kojoj se računa greška indirektno određene aktivnosti je:

$$\sigma_A = \sqrt{\left(\frac{1}{\varepsilon p_\gamma m T} \sigma_N\right)^2 + \left(\frac{-N}{\varepsilon^2 p_\gamma m T} \sigma_\varepsilon\right)^2 + \left(\frac{-N}{\varepsilon p_\gamma m^2 T} \sigma_m\right)^2} \quad (4.18)$$

Greška aktivnost A se takođe određuje kao verovatna greška. Međutim, doprinos ovih članova je jako mali, i može se smatrati da je greška za A jednak grešci za A' .

4.4 Greške aktivnosti

Prvo se razmatraju rezultati merenja na germanijumskom detektoru. Spekttri su analizirani u programu Genie-2000 i dobijeni rezultati sa greškama su prikazani u tabeli 4.5. Kao što je već rečeno, u ovom slučaju su greške merenja određene od strane programa.

Tabela 4.5: Aktivnosti dobijene na HPGe detektoru.

Naziv	Aktivnost [Bq/kg]	Greška	Greška [%]
LMAHTOP1	1290	80	6.20
LMAHTOP2	470	30	6.38
LMAHSRB56	910	130	14.29
LMAHSRB57	430	60	13.95
LMAHSRB58	480	70	14.58
LMAHSRB59	990	140	14.14
LMAHSRB60	260	40	15.38
LMAHSRB61	610	90	14.75
LMAHSRB62	890	130	14.61
LMAHSRB63	410	60	14.63
LMAHSRB64	600	90	15.00
LMAHSRB65	480	70	14.58
LMAHSRB66	640	90	14.06
LMAHSRB67	890	130	14.61
LMAHSRB68	950	140	14.74
LMAHSRB69	280	50	17.86
LMAHSRB70	510	80	15.69
LMAHSRB71	590	40	6.78
LMAHSRB72	423	28	6.62

Najveće aktivnost je izmerena kod uzorka LMAHTOP1, 1290 Bq/kg sa greškom od 6.20 % ova vrednost nesigurnosti aktivnosti je ujedno i najmanja od svih spektara koji su snimljeni na HPGe detektoru. Najmanja aktivnost se dobije kod uzorka LMAHSRB60, 260 Bq/kg sa greškom od 15.38 %. Najveća greška se dobije kod spektra LMAHSRB69, 17.86 %.

Kod analize spektara iz NaI(Tl) detektora oblika jame u Aptec programu, prvo se određuju greške odbroja a zatim koristeći dobijene vrednosti računa se nesigurnost aktivnosti kao što je opisano u poglavljiju 4.3.2.

Aktivnost i njihove greške dobijene merenjem uzoraka u NaI(Tl) detektoru oblika jame bez oduzimanja fona su prikazani u tabeli 4.6. Najveća

aktivnost ${}^7\text{Be}$ je dobijena kod spektra WMAHSRB59, 1465 Bq/kg sa nesigurnošću od 1.16 %. Kod spektara WMAHSRB67 i WMAHSRB68 su takođe dobijene velike aktivnosti koje iznose 1337 Bq/kg i 1330 Bq/kg. Najmanja aktivnost se dobije kod spektra WMAHSRB69, 367 Bq/kg sa greškom od 1.36 %. Najveća greška se javlja kod spektra WMAHSRB57 3.19 %, a najmanja kod WMAHSRB67 0.45 %.

Tabela 4.6: Aktivnost i greške za spektre snimljene na NaI(Tl) detektoru.

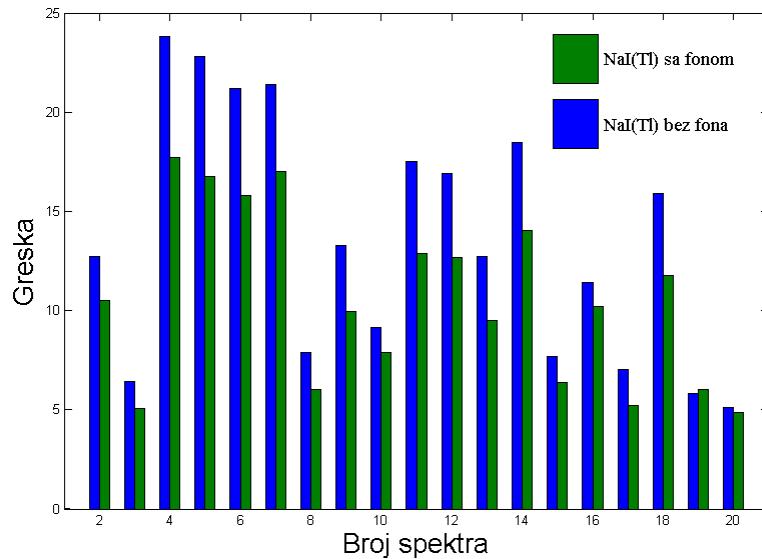
Naziv	Aktivnost	Greška	Greška [%]
WMAHTOP1	1130	10	0.88
WMAHTOP2	430	5	1.16
WMAHSRB56	797	17	2.13
WMAHSRB57	501	16	3.19
WMAHSRB58	872	16	1.83
WMAHSRB59	1465	17	1.16
WMAHSRB60	523	6	1.15
WMAHSRB61	876	10	1.14
WMAHSRB62	1191	8	0.67
WMAHSRB63	561	13	2.32
WMAHSRB64	802	13	1.62
WMAHSRB65	640	9	1.41
WMAHSRB66	860	14	1.63
WMAHSRB67	1337	6	0.45
WMAHSRB68	1330	10	0.75
WMAHSRB69	367	5	1.36
WMAHSRB70	662	12	1.81
WMAHSRB71	713	6	0.84
WMAHSRB72	594	4	0.67

Rezulati dobijeni trećom metodom, kada se prvo odbije fon iz snimljenih spektara su prikazani u tabeli 4.7. Najveća aktivnost se dobije kod spektra WMAHTOP1, 1344 Bq/kg sa nesigurnošću od 0.97 %, a najmanja u slučaju analize spektra WMAHSRB69, 329 Bq/kg sa greškom od 2.13 %. Najveća i najmanja greška se dobiju kod uzoraka WMAHSRB57 i WMAHSRB67 i iznose 4.99 % i 0.70 %, respektivno.

Kao posledica metode oduzimanja fona se povećava greška merenja, što se jasno vidi ako se uporede greške aktivnosti u tabelama 4.6 i 4.7. Dobijene vrednosti za nesigurnosti aktivnosti su grafički prikazani na slici 4.3. Odnos grešaka je u svim slučajevima približno jednaka 1.35.

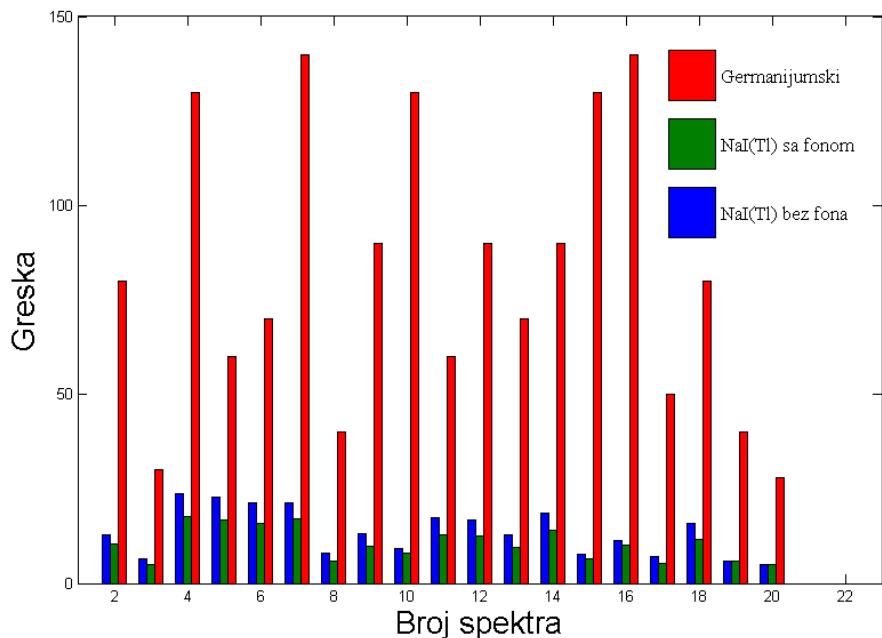
Tabela 4.7: Aktivnost i greške za spektre bez fona.

Naziv	Aktivnost	Greška	Greška [%]
WMAHTOP1	1344	13	0.97
WMAHTOP2	526	6	1.14
WMAHSRB56	1006	24	2.39
WMAHSRB57	461	23	4.99
WMAHSRB58	571	21	3.68
WMAHSRB59	1128	21	1.86
WMAHSRB60	330	8	2.42
WMAHSRB61	681	13	1.91
WMAHSRB62	1051	9	0.86
WMAHSRB63	418	18	4.31
WMAHSRB64	695	17	2.45
WMAHSRB65	557	13	2.33
WMAHSRB66	708	18	2.54
WMAHSRB67	1140	8	0.70
WMAHSRB68	1182	11	0.93
WMAHSRB69	329	7	2.13
WMAHSRB70	634	16	2.52
WMAHSRB71	575	6	1.04
WMAHSRB72	435	5	1.15



Slika 4.3: Upoređivanje grešaka dobijenih analizom spektara snimljenih na NaI(Tl) detektoru.

Kao što je opisano u poglavlju 3, scintilacioni detektori brže broje događaje od germanijumskih detektora. Dakle, očekuje se da greške merenja, koje su povezne sa brojem događaja ispod pika totalne apsorpcije (formula 4.5), budu veće kod germanijumskih detektora čak i u slučajevima kada je vreme merenja bilo duže. U NaI(Tl) detektoru oblika jame je najveća greška koja se dobije 3.19% u slučaju analize originalnih spektara, sa oduzimanjem fona najveća greška 4.99%, dok se u germanijumskom detektoru dobiju nesigurnosti i od 17.68%. Ovi rezultati su prikazani na slici 4.4



Slika 4.4: Greške merenja dobijeni primenom tri metode

4.5 Aktivnosti

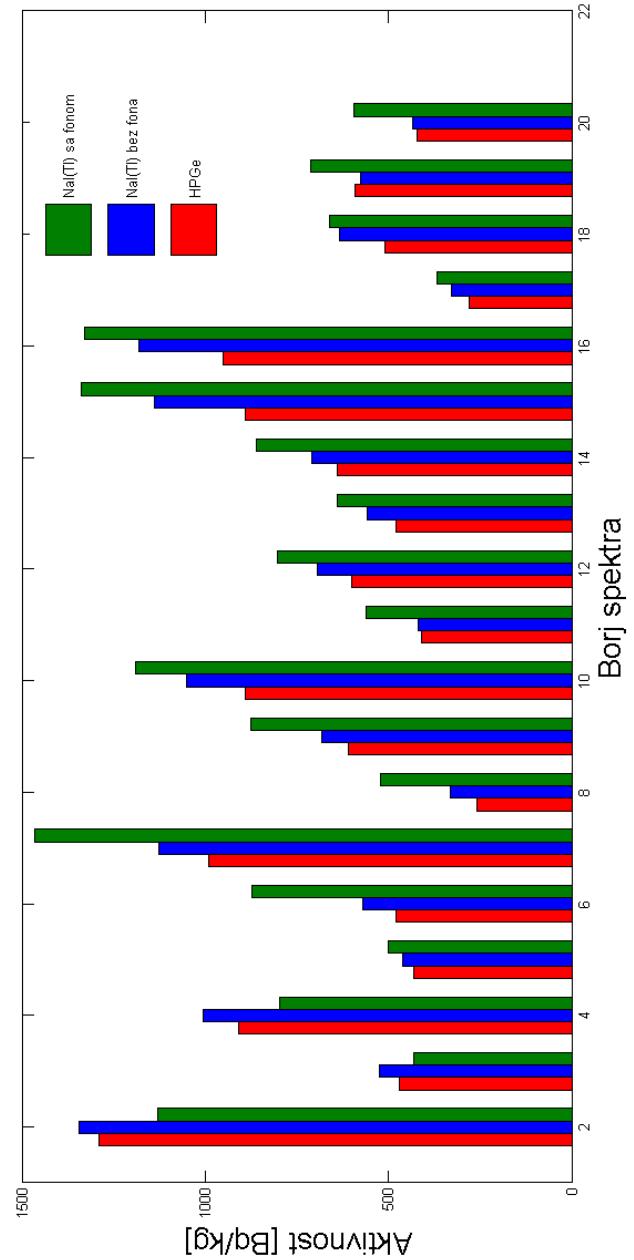
Aktivnosti uzorka su određene na tri različita načina, i jasno je da se ne mogu dobiti identični rezultati. U tabeli 4.8 su prikazane dobijene aktivnosti, a na slici 4.5 su ovi rezultati grafički predstavljeni. Vidi se da se oni ne razlikuju puno. Aktivnosti dobijene na germanijumskom detektoru su uvek manje od onih koji predstavljaju rezultate analize spektara iz NaI(Tl) detektora nakon oduzimanja fona. Aktivnosti u slučaju analize originalnih spektara dobijenih u NaI(Tl) detektoru su u prva tri slučaja manje od ostalih,

dok kod svih drugih spektara imaju veću vrednost.

Najveća razlika u dobijenim rezultatima na HPGe detektoru i u NaI(Tl) detektoru oblika jame bez oduzimanja fona se javlja kod spektara WMAH-SRB58, WMAHSRB59, WMAHSRB62, WMAHSRB67 i WMAHSRB68 i ona je veća od 300 Bq/kg. Na osnovu rezultata prikazanih u tabeli 4.8 se može zaključiti da se metodom oduzimanja fona smanjuje razlika između dobijenih rezultata. Međutim, potrebna je detaljna analiza dobijenih aktivnosti da bi se uverili u preciznost i pouzdanost metode oduzimanja fona.

Tabela 4.8: Aktivnosti dobijene analizom spektara snimljenih u HPGe detektoru i u NaI(Tl) detektoru oblika jame.

Naziv	A [Bq/kg] HPGe	A [Bq/kg] NaI(Tl)	A bez fona [Bq/kg]
WMAHTOP1	1290	1130	1344
WMAHTOP2	470	430	526
WMAHSRB56	910	797	1006
WMAHSRB57	430	501	461
WMAHSRB58	480	872	571
WMAHSRB59	990	1465	1128
WMAHSRB60	260	523	330
WMAHSRB61	610	876	681
WMAHSRB62	890	1191	1051
WMAHSRB63	410	561	418
WMAHSRB64	600	802	695
WMAHSRB65	480	640	557
WMAHSRB66	640	860	708
WMAHSRB67	890	1337	1140
WMAHSRB68	950	1330	1182
WMAHSRB69	280	367	329
WMAHSRB70	510	662	634
WMAHSRB71	590	713	575
WMAHSRB72	423	594	435



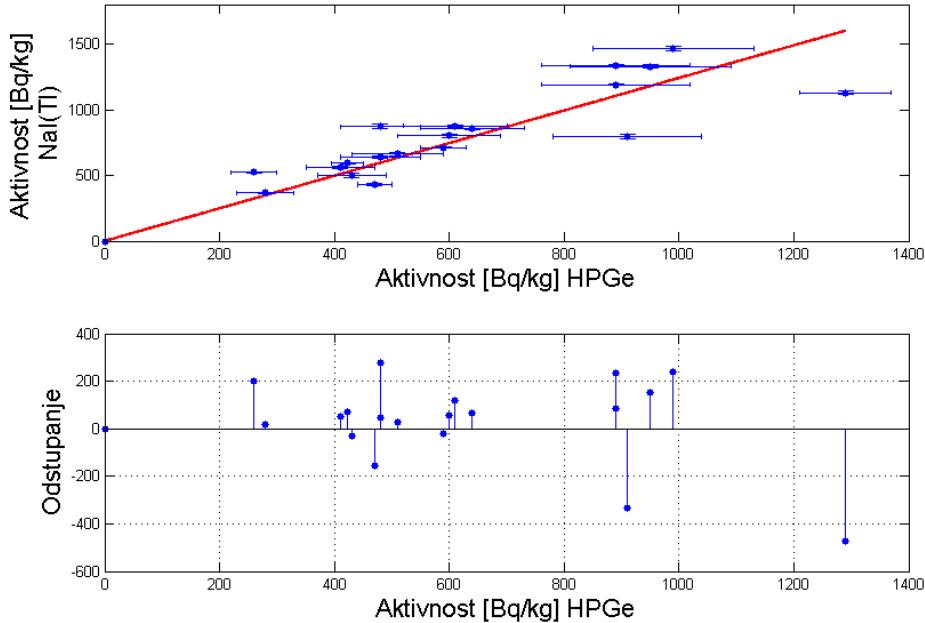
Slika 4.5: Aktivnosti dobijene na HPGe detektoru i u NaI(Tl) detektoru oblika jame sa i bez oduzimanja fona.

Ukoliko prihvativimo da su vrednosti koncentracija ^{7}Be dobijena merenjima na HPGe detektoru merodavne, kvalitet rezultata merenja na NaI detektoru možemo proceniti samo ukoliko ih poredimo sa rezultatima merenja na HPGe detektoru. Do koje su mere rezultati dobijeni na dva detektora korelirani može se videti na slikama 4.6 i 4.7. Na horizontalnoj osi su aktivnosti dobijene na germanijumskom detektoru dok su na vertikalnoj osi aktivnosti dobijene na NaI(Tl) detektoru. Korišćen je linearni fit oblika:

$$y = p_1 \cdot x \quad (4.19)$$

gde je y aktivnost dobijena na NaI(Tl) detektoru, x je aktivnost na germanijumskom detektoru.

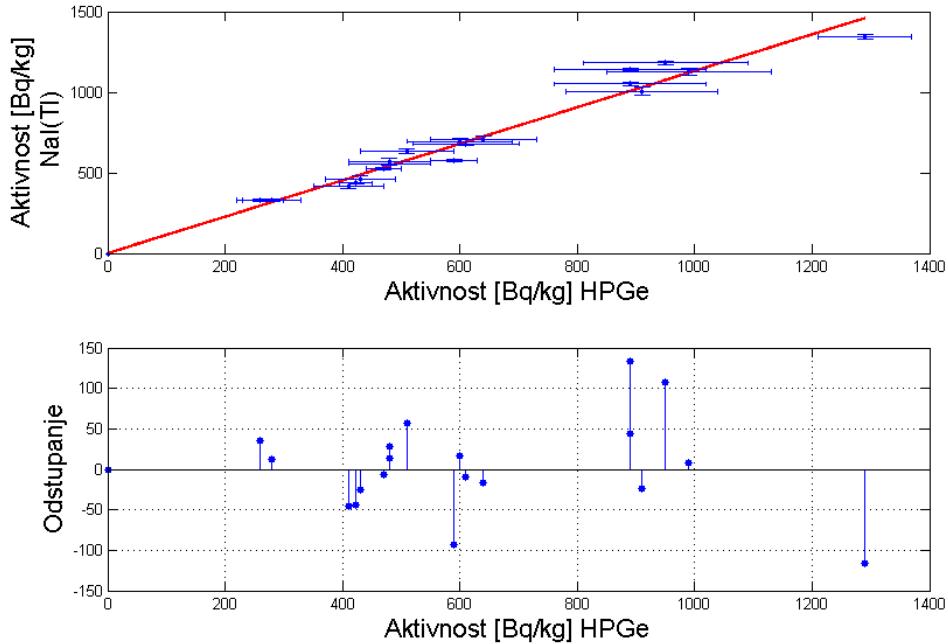
U slučaju originalnih spektara se za p_1 dobije 1.24 sa gornjom i donjom granicom 1.108 i 1.373, respektivno (slika 4.6). Veliko odstupanje se javlja kod spektara WMAHTOP1, WMAHSRB58, WMAHSRB59 i WMAHSRB67. Ova odstupanja su približno ± 200 Bq/kg i u jednom slučaju odstupanje prelazi 400 Bq/kg.



Slika 4.6: Korelacija vrednosti dobijenih na HPGe detektoru i u NaI(Tl) detektoru oblika jame bez oduzimanja fona.

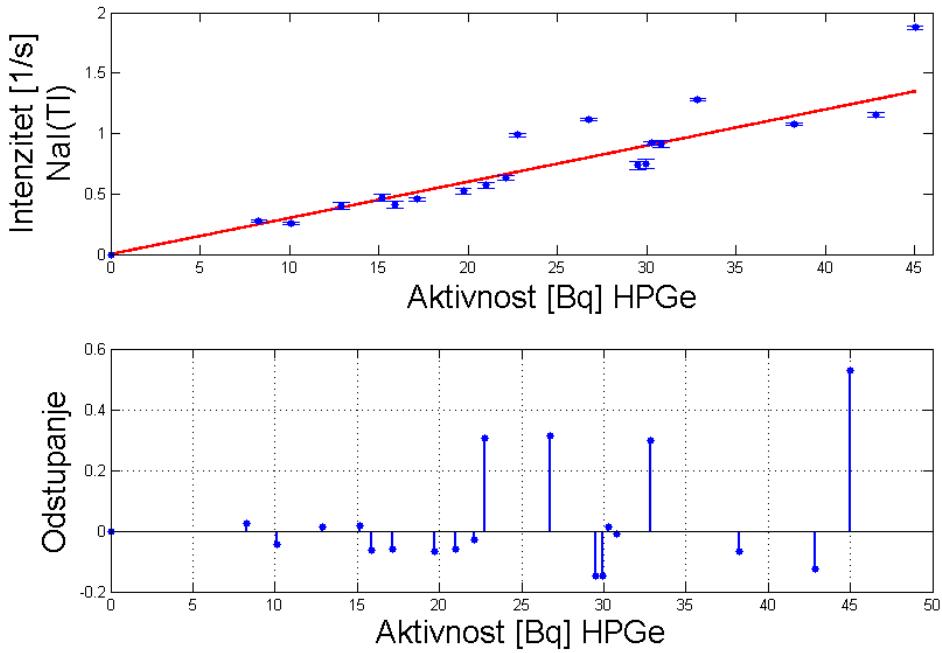
U slučaju spektara sa oduzetim fonom se za p_1 dobije 1.131 sa granicama 1.097 i 1.166 (slika 4.7). Tačke koje najviše odstupaju odgovaraju spektrima

WMAHTOP1, WMAHSRB68 i WMAHSRB67. Ova odstupanja su približno 100 Bq/kg.



Slika 4.7: Korelacija vrednosti dobijenih na HPGe detektoru i u NaI(Tl) detektoru oblika jame nakon oduzimanja fona.

Korisno je još fitovati intenzitet γ -linija dobijen metodom oduzimanja fona naspram aktivnosti dobijene u germanijumskom detektoru. Pošto su aktivnosti do sada bile izražene u jedinicama Bq/kg, prvo se dobijene vrednosti moraju pomnožiti sa masama uzoraka, pa ova veličina ne utiče na fitovanje. Intenzitet se dobije ako se odbroj podeli sa vremenom merenja. Dobijeni fit je prikazan na slici 4.8. Korišćen je linearni fit oblika 4.19. U ovom slučaju parametar $p1$ ima vrednost 0.02993 sa gornjom i donjom granicom 0.02713 i 0.03274. Najviše odstupaju tačke koje odgovaraju spektrima WMAHTOP1, WMAHTOP2, WMAHTOP71, WMAHTOP72.



Slika 4.8: Fitovanje - Intezitet u NaI(Tl) detektoru nakon oduzimanja fona i aktivnost u HPGe.

4.6 Diskusija dobijenih rezultata

Pod pretpostavkom da su vrednosti aktivnosti koje su dobijene na HPGe detektoru merodavne, određena je standardna devijacija rezultata dobijenih analizom spketara u NaI(Tl) detektoru oblika jame pre i posle odbijanja fona od ovih vrednosti. Korišćena je formula:

$$S = \sqrt{\frac{\sum_i (A_{iHPGe} - A_{iNaI(Tl)})^2}{n - 1}} \quad (4.20)$$

Standardna devijacija aktivnosti dobijene u NaI(Tl) detektoru oblika jame od vrednosti dobijene u HPGe detektoru je 259 Bq/kg pre oduzimanja fona, dok je posle oduzimanja fona 114 Bq/kg.

Rezultati fitovanja kao i dobijene stanadardne devijacije ukazuju na to da se u drugom slučaju, kada se od originalnog spektra snimljenog u NaI(Tl) detektoru oblika jame oduzme fon, dobije bolje slaganje rezultata sa onima koji su dobijeni na germanijumskom detektoru.

Spektri koji su istaknuti u poglavljju 4.5 su ovde detaljno analizirani, navedeni su podaci koje su moguću uzroci odsupanja od fitovane krive.

U slučaju spektara koji su snimljeni u NaI(Tl) detektoru, odstupanje od fita (znatno veće od 200 Bq/kg) se javlja kod WMAHTOP1, WMAHSRB58, WMAHSRB59 i WMAHSRB67.

- WMAHTOP1 ima najveću aktivnost od svih merenih uzoraka (1290 Bq/kg u germanijumskom detektoru). Vreme merenja je bilo dugačko (73554 s). Odnos odbroja u piku i u fonu ispod njega je najveći (0.4541), ali je i u ovom slučaju manji od 0.5
- Kod WMAHSRB58 se odstupanje od fitovane krive može pripisati velikom fonu. Ovaj spektra je najlepši primer koji pokazuje kako metoda oduzimanja fona doprinosi dobijenju tačnijih rezultata. Razlika u rezultatima dobijenim na HPGe detektoru i u NaI(Tl) detektoru oblika jame je 475 Bq/kg. Nakon oduzimanja fona se ova razlika smanjuje na 138 Bq/kg
- WMAHSRB59 ima veliku aktivnost (990 Bq/kg). Odnos odbroja ispod pika i u fonu je najmanji kod ovog spektra (0.0359) što ukazuje na prisustvo velikog fona ispod linije totalne apsorpcije ${}^7\text{Be}$
- Kod WMAHSRB67 je aktivnost ${}^7\text{Be}$ velika (890 Bq/kg), vreme merenja je dugačko (73422 s)

U slučaju primene metode određivanja aktivnosti uzoraka sa oduzimanjem fona se najveće odstupanje (oko 100 Bq/kg) od fitovane krive javlja kod spektara: WMAHTOP1, WMAHSRB67 i WMAHSRB68.

- Kod spektra WMAHTOP1 se i nakon oduzimanja fona javlja veliki fon (27800), i više ne spada u grupu spektara u kojima je odnos odbroja u piku i u fonu veliki
- U spektru WMAHSRB68 je izmerena velika aktivnost ${}^7\text{Be}$ (950 Bq/kg) i pik sedi na velikom fonu i nakon oduzimanja fona (13035)
- Kod uzorka WMAHSRB67 je izmerena velika aktivnost ${}^7\text{Be}$ (890 Bq/kg), vreme merenja je dugačko (73422 s) i javlja se veliki fon i nakon oduzimanja fona (26067)

Kod fitovanja odbroja ispod linije totalne apsorpcije i aktivnost uzorka u germanijumskom detektoru se najveće odstupanje javlja kod spektara WMAHTOP1, WMAHTOP2, WMAHSRB71 i WMAHSRB72. Prvi od navedenih spektara je već detaljno analiziran.

- Kod spektara WMAHTOP1 je vreme merenja bilo dugačko i javlja se veliki fon i nakon oduzimanja fona, kao što je već opisano
- Uzorak WMAHTOP2 je meren dugo (76057), i u spektru se javlja veliki fon (36393) i nakon oduzimanja fona
- Uzorak WMAHSRB71 je meren najduže (73554 s). Iako je odnos odbroja ispod pika i u fonu nakon oduzimanja fona najveća u ovom spektru (23.12) ostaje veliki fon ispod linije totalne apsorpcije (48206)
- Uzorak WMAHSRB72 ima malu aktivnost (423 Bq/kg). Vreme merenja je dugačko (76057 s) i javlja se veliki fon ispod pika ${}^7\text{Be}$ i nakon oduzimanja fona (38048)

Glava 5

Zaključak

U cilju dobijanja pouzdanih i reprezentativnih rezultata o aktivnosti ${}^7\text{Be}$ u mahovinama na nekoj teritoriji potrebno je prikupiti veći broj uzoraka, u kojima je aktivnost ${}^7\text{Be}$ relativno niska, obično reda veličine nekoliko stotina Bq/kg. Da bi se dobio statistički pouzdan rezultat vreme merenja od velike važnosti. Mase uzoraka su manje od 100 g, što znači da je aktivnost uzoraka tek nekoliko desetina Bq.

Germanijumski detektori su nenadmašni u gama spektrometriji, međutim ukoliko energijska rezolucija nije od prevashodnog značaja, NaI(Tl) detektori oblika jame se ipak pokazuju korisnjim zbog velike brzine brojanja i velike efikasnosti za detekciju gama fotona. Zahvaljujući ovim pogodnostima, za merenje uzorka u NaI(Tl) detektoru oblika jame je potrebno manje vremena nego na germanijumskom detektoru.

Osnovni problem kojeg smo imali je nedostatak kalibracionog izvora za ${}^7\text{Be}$. Mi smo dva uzorka kojima je aktivnost ${}^7\text{Be}$ određena na HPGe detektoru proglašili za standard. Oni su u HPGe detektoru određeni sa velikom greškom koju smo mi zanemarili.

Rezultati prikazani u ovom radu pokazuju da se NaI(Tl) detektor oblika jame može uspešno koristiti u određivanju aktivnosti ${}^7\text{Be}$ u mahovini. Velika efikasnost ovog detektora omogućuje da se, i u relativno kratkom intervalu vremena, dobiju rezultati kojima je statistička greška za red veličine manja nego kod merenja HPGe detektorom koja traju 15 puta duže.

Pokazano je da se metodom oduzimanja fona od spektara snimljenih u NaI(Tl) detektoru oblika jame može dobiti još bolje slaganje rezultata sa onim dobijenim na HPGe detektoru, što najbolje ilustruje smanjenje standardne devijacije.

Izgled nekih spektara pre i nakon oduzimanja fona je i grafički prikazan i jasno se vidi kako se oduzimanjem fona olakšava dalja analiza. Za sve spektre, sa i bez fona, su određeni odnosi odbroja u fonu i u piku totalne

apsorpcije. Kod svih originalnih spektara ovaj odnos je bio manji od 0.6, dok se nakon oduzimanja fona ovaj odnos kreće čak i do 20. Kao posledica ove metode se statistička greška skoro udvostručava, ali to je još uvek znatno manje od greške koja se dobija HPGe detektorima.

Glava 6

Biografija

Agota Kosoruš je rođena 20. avgusta 1991. godine u Zrenjaninu, Srbija. Osnovnu školu je pohađala u Novom Bečeju. Gimnaziju opštег smera je završila u Bečeju. Po završetku srednje škole 2010. godine upisala je studije fizike na Departmanu za fiziku Prirodnno-matematičkog fakulteta u Novom Sadu, gde je diplomirala 2014. godine, i iste godine je upisala master studije.

Bibliografija

- [1] T. K. Gaisser and T. Stanev, Phys. Lett. **B592**, 228 (2004), the Review of Particle Properties 2004.
- [2] M. Yoshimori *et al.*, Advances in Space Research **32**, 2691 (2003).
- [3] The Lund/ LBNL Nuclear Data Search, <http://nucleardata.nuclear.lu.se/toi/>.
- [4] M. Yoshimori, International Cosmic Ray Conference **1**, 669 (2008).
- [5] M. Yoshimori, Advances in Space Research **36**, 828 (2005).
- [6] J. Andrews, C. Hartin, and K. Buesseler, Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry **277**, 253 (2008).
- [7] Environmental Pollution .
- [8] M. Krmar, *Uvod u nuklearnu fiziku* (Univerzitet u Novom Sadu, Prirodno - matematički fakultet, Departman za fiziku, Novi Sad, 2013).
- [9] G. F. Knoll, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments* (Springer - Verlag, Berlin, Germany, 1987).
- [10] A. Khater, *Radiation Detection Methods in : Nollet, L. ans Poschl, M., Concentration of Radionuclides in Food and the environment: Prevetion and Human Healt* (Marcel Dekker Inc, New York, 2006).
- [11] S. Breur, Master thesis, University of Amsterdam, 2013.
- [12] ORTEC, Overview of Semiconductor Photon Detectors, Application note.
- [13] 2005-14 Saint-Gobain Ceramics and Plastics, Inc, [http://www.crystals.saint-gobain.com/uploadedFiles/SG-Crystals/Documents/NaI\(Tl\)%20Data%20Sheet.pdf](http://www.crystals.saint-gobain.com/uploadedFiles/SG-Crystals/Documents/NaI(Tl)%20Data%20Sheet.pdf).

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: Agota Kosoruš

AU

Mentor: Prof. dr Miodrag Krmar

MN

Naslov rada: Neke prednosti velikog NaI(Tl) detektora oblika jame u merenju niskih aktivnosti ^{7}Be u uzorcima biomonitora

NR

Jezik publikacije: srpski (latinica)

JP

Jezik izvoda: srpski/engleski

JI

Zemlja publikovanja: Srbija

ZP

Uže geografsko područje:

Vojvodina

UGP

Godina:

2014

GO

Izdavač:

Autorski reprint

IZ

Mesto i adresa:

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

MA

Fizički opis rada:

FO

Naučna oblast:

Fizika

NO

Naučna disciplina:

Nuklearna fizika

ND

Predmetna odrednica/ ključne reči:

gama spektroskopija, NaI(Tl) detektor oblika jame

PO

UDK

Čuva se:

Biblioteka departmana za fiziku, PMF-a u Novom Sadu

ČU

Važna napomena:

nema

VN

Izvod:

U ovom radu su prikazani rezultati ispitivanja primene NaI(Tl) detektora oblika jame u određivanju aktivnosti kosmogenog radionuklida ^{7}Be u

uzorcima mahovina. Uzorci su mereni u NaI(Tl) detektoru oblika jame zbog potrebe za dobrom statistikom i brzim merenjima za potrebe monitoringa ^{7}Be . Rezultati su upoređeni sa onima dobijenim na HPGe detektoru. Kod spektara snimljenih u NaI(Tl) detektoru oblika jame problem predstavlja veliki fon koji otežava njihovu analizu tako da je oduzimanju fona poklonjena posebna pažnja. Analiziran je uticaj oduzimanja fona na dobijene rezultate i na njihove greške. Pokazano je da su aktivnosti dobijene u NaI(Tl) detektoru oblika jame u dobroj saglasnosti sa aktivnostima dobijenim na HPGe detektoru uz zadovoljavajući nivo

IZ

eksperimentalne greške dobijenih rezultata.

Datum prihvatanja teme od NN veća:

DP

Datum odrane:

DO

Članovi komisije:

KO

Predsednik: Prof. dr Sonja Skuban

član: dr Nikola Jovančević

član: Prof. dr Miodrag Krmar

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: Agota Kosoruš

AU

Mentor/comentor:

MN

Title: Some advantages of well-type NaI(Tl) detector in measurements of low ^{7}Be activities in biomonitor samples

TI

Language of text: Serbian (Latin)

LT

Language of abstract: English

LA

Country of publication: Serbia

CP

Locality of publication: Vojvodina

LP

Publication year: 2014

PY

Publisher: Author's reprint

PU

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

PP

Physical description:

PD

Scientific field: Physics

SF

Scientific discipline: Nuclear physics

SD

Subject/ Key words: Gamma spectroscopy, well-type NaI(Tl) detector

SKW**UC**

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

HD

Note: none

N

Abstract:

AB

Possible application of big well-type NaI detector in measurement of activity of ^{7}Be in moss samples was investigated. Well-type NaI detector was chosen because short-time and statically well defined results are necessary in some monitoring involving large number of samples. Obtained results are compared with ones gained by the use of HPGe detector. Considering that unavoidable background radiation can make extraction of useful information from spectra much harder, special care was taken to background subtraction. Possible influence of background subtraction on results and experimental uncertainty was analyzed. It was shown that results obtained by NaI detector are in good agreement with HPGe results

with much lower statistical uncertainty.

Accepted by the Scientific Board:

ASB

Defended on:

DE

Thesis defend board:

DB

President: Prof. dr Sonja Skuban

Member: dr Nikola Jovančević

Member: Prof. dr Miodrag Krmar