



Univerzitet u Novom Sadu
Prirodno-matematički fakultet
Departman za Fiziku

Procena prisustva neutrona u niskofonskim germanijumskim spektrometrijskim sistemima bazirana na detekciji gama pika energije od 595.5 keV

Master rad

Kandidat:

Brankica Andđelić

Mentor:

Dr. Nikola Jovančević

Novi Sad, 8. oktobar 2015

Ovom prilikom želim da se zahvalim svom mentoru dr. Nikoli Jovančeviću na odvojenom vremenu, saradnji i svemu što sam naučila tokom izrade ovog master rada, a što će mi sasvim sigurno koristiti u budućnosti.

Profesoru dr. Miodragu Krmaru se zahvaljujem na interesantnoj i meni dragoj temi za master rad. Predavanja profesora Krmara su velikim delom uticala na moje dalje usmerenje. Hvala Vam na tome!

Takođe se zahvaljujem svim ostalim zaposlenim na Katedri za nuklearnu fiziku, kako za usvojeno znanje tako i za prijatnu atmosferu i pomoć u raznim prilikama.

Kolegama sa godine se zahvaljujem na saradnji ali i na nezaboravnim studentskim danima.

Ipak, najveću zahvalnost dugujem mojim najbližima koji su me podržavali iz dana u dan. Hvala!

Brankica Andelić, oktobar 2015.

Sadržaj

1 Uvod	4
2 Niskofonska gama spektroskopija	6
2.1 Poluprvodnički detektori	6
2.1.1 Germanijumski detektori	7
2.2 Izvori i komponente fonskog zračenja	8
2.2.1 Komponenta fona usled prirodne radioaktivnosti iz okruženja detektorskog sistema	8
2.2.2 Komponenta fona usled interakcije kosmičkog zračenja	12
2.2.3 Komponenta fona usled sopstvene radioaktivnosti detektora	18
2.2.4 Komponenta fona usled elektronike	19
2.3 Smanjivanje fona	20
3 Neutroni u niskofonskoj gama spektroskopiji	21
3.1 Neutroni generisani prirodnim radionuklidima prisutnim u detektorskem okruženju	22
3.2 Neutroni generisani kosmičkim zračnjem	23
3.2.1 Neutroni kao komponenta sekundarnog kosmičkog zračenja u atmosferi	23
3.2.2 Neutroni generisani zahvatom miona	24
3.2.3 Generisanje neutrona visokih energija	26
4 Neutronski procesi	29
4.1 Reakcije neutrona	30
4.1.1 Zahvat neutrona	31
4.2 Rasejanje neutrona	32
4.2.1 Elastično rasejanje	32
4.2.2 Neelastično rasejanje	33
4.3 Interakcije neutrona sa germanijumskim detektorom	34

5 Eksperimentalni deo	39
5.1 Eksperimentalna postavka	42
5.1.1 Mehanička postavka	42
5.1.2 Postavka elektronike	43
5.2 Merenje	44
5.3 Spektroskopski podaci	45
5.4 Model za fitovanje gama pikova indukovanih neutronskim reakcijama	49
6 Rezultati i diskusija	54
6.1 Rezultati dobijeni analizom spektara snimljenih bez prisustva kadmijuma	54
6.2 Rezultati dobijeni analizom spektara snimljenih u prisustvu kadmijuma	60
6.3 Poređenje intenziteta dobijenih na osnovu $Ge(n, \gamma)$ i $Ge(n, n')$ gama pikova	67
6.4 Procena parametara neutronskog spektra	69
7 Zакључак	74

Glava 1

Uvod

Merenje niskih aktivnosti je od izuzetnog značaja kako za proučavanja u oblasti nuklearne fizike, tako i u oblasti fizike elementarnih čestica, astrofizike, zaštite životne sredine ali u drugim oblastima. Iz široke primene razvila se i potreba za što preciznijim merenjem niske gama aktivnosti kao i za spuštanjem na što niži nivo detekcije [1].

Prilikom merenja niskih aktivnosti veliki napor se ulaže kako bi se rešio problem pozadinskog zračenja. Jednu od glavnih komponenata fonskog zračenja u gama spektroskopskim merenjima predstavljaju procesi generisani interakcijama neutrona. Oni potiču od prirodne radioaktivnosti radionuklida iz okruženja detektorskog sistema, kao i od kosmičkog zračenja. U eksperimentima koji za cilj imaju detekciju retkih nuklearnih događaja kao što je bezneutrinski beta raspod ili traganje za konstituentima tamne materije, detektovani događaji koji prate neutronske reakcije interferiraju sa događajima od interesa i na taj način onemogućavaju preciznu analizu [2, 3]. Međutim, neutroni se mogu identifikovati zahvaljujući gama aktivnosti koja se generiše usled interakcija sa materijalima detektorskog sistema. Upravo zbog ove činjenice je potpuno determinisanje gama aktivnosti generisane neutronima ključno u realizaciji niskofonskih gamaspektroskopskih merenja.

Naročito je bitno određivanje prisustva neutrona u germanijumskim spektroskopskim sistemima koji su našli veliku primenu u različite svrhe. Do sada je ustanovljena metoda za procenu prisustva sporih neutrona na osnovu detekcije gama pika energije 139.5 keV koji se javlja nakon zahvata neutrona na izotopu germanijuma ^{74}Ge . Prisustvo brzih neutrona se oređuje na osnovu intenziteta gama linije energije 691 keV koja nastaje usled neelastičnog rasjanja na izotopu germanijuma ^{72}Ge [3].

U ovom radu je prikazan način određivanja prisustva sporih i brzih neutrona u germanijumskim gama detektorskim sistemima baziran na detekciji gama pika energije 595.5 keV [4]. Gama fotoni ove energije mogu poticati

od dva procesa, deekscitacije pobuđenog jezgra ^{74}Ge nakon neelastičnog rasejanja neutrona i zahvata neutrona na jezgru izotopa germanijuma ^{73}Ge . Zbog toga gama pik energije 595.5 keV ima karakterističnu strukturu usled interferencije gama pika koji ima standardan gausovski oblik (prati zahvat neutrona) i karakteristične energetski asimeterične gama linije koja se detektuje usled neelasticnog rasejanja neutrona na jezgrima germanijuma.

Da bi se analizirala mogućnost određivanja prisustva neutrona u germanijumskim spektroskopskim sistemima korišćenjem gama pika energije 595.5 keV izvršena je serija snimanja gama spektara pri čemu je izvor neutrona ^{252}Cf bio postavljen u blizini detektora. Između izvora neutrona i detektora su sukcesivno postavljane različite debljine plastike kako bi detektor bio izložen različitom fluksu neutrona. Na taj način su analizirani inteziteti neutronima indukovanih gama pikova pri različitim uslovima merenja, a rezultati upućuju na mogućnost procene prisustva brzih i sporih neutrona u germanijumskim gama spektroskopskim sistemima analiziranjem samo jednog gama pika energije 595.5 keV.

Glava 2

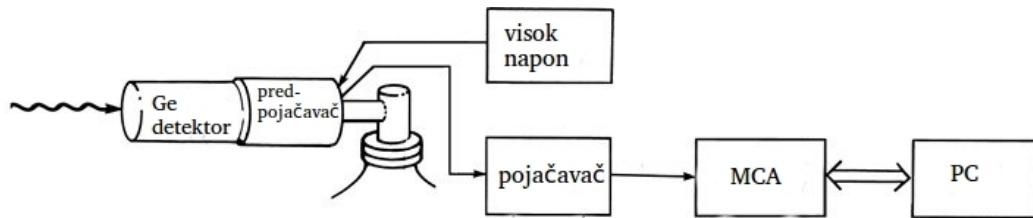
Niskofonska gama spektroskopija

Niskofonska gama spektroskopija je zasnovana uglavnom na primeni poluprovodničkih detektora. Oni predstavljaju najvažniji deo niskofonskih gama spektroskopskih sistema koji se koriste prilikom mnogih istraživanja u neakceleratorskoj fizici. Jedan od glavnih problema koji se javlja prilikom ovih merenja je redukcija pozadinskog zračenja, kao i izdvajanje detektovanih procesa koji su od interesa od ostalih registrovanih događaja koji mogu da budu generisani različitim procesima. U ovom poglavlju će biti opisani poluprovodnički detektori, zatim izvori fonskog zračenja kao i različite metode koje se koriste za redukciju nivoa fona.

2.1 Poluprvodnički detektori

Rad poluprovodničkih detektora se bazira na interakciji zračenja sa kristalom poluprovodnika. Poluprovodnici su ispunili dva uslova koja su bila neophodna da zadovolje detektori za medijumom u čvrstom stanju. Prvi uslov je da zračenje ima mogućnost lakog razdvajanja nanelektrisanja putem izbacivanja elektrona iz atoma, a drugi je da električno polje u koje se jedan takav materijal postavi ne pokreće nikakvo drugo nanelektrisanje osim onog koje je zračenje stvorilo. Efikasnost detekcije zračenja i velika rezolucija ih je učinila nenađmašnim u spektroskopiji.

Detekcija zračenja kod ovog tipa detektora je zasnovana na efektu ionizacije. Poluprovodnici su materijali koji se po svojim provodničkim osobinama nalaze između provodnika i izolatora. Ovu klasu materijala čine elementi IV grupe periodnog sistema elemenata, a najznačajniji od njih su silicijum ($Z_{Si} = 14$) i germanijum ($Z_{Ge} = 32$). Princip rada ovih detektora je isti kao i kod gasnih detektora. Zračenje se detektuje tako što se pomoću električnog polja prikupljaju nanelektrisanja koja nastaju nakon njegove interakcije



Slika 2.1: Blok šema detektorskog sistema sa germanijumskim detektorom.

sa materijalom detektora. Energija koja je potrebna da se stvori jedan par elektron-šupljina je oko deset puta manja nego u gasnim detektorima. Međutim, upravo zbog ove osobine je rad nekih poluprovodničkih detektora moguć samo na niskim temperaturama. Veliki redni broj poluprovodničkih elemenata i gustina osetljive zapremine daju veliku zaustavnu moć i povećavaju efikasnost detekcije.

Da bi se efekat jonizujućeg zračenja na poluprovodnički detektor mogao i izmeriti, potrebno je izvršiti konverziju prikupljenog nanelektrisanja u naponski signal, a to se odvija u predpojačavaču. Tipičan poluprovodnički detektorski sistem se sastoji detektora, izvora visokog napona, predpojčavača, analogno-digitalnog pretvarača i višekanalnog analizatora Slika 4.5. Karakteristike ovih komponenti mogu da se podešavaju u skladu sa performansama detektora koje se tiču određene procedure merenja.

2.1.1 Germanijumski detektori

Germanijumski detektori, kao što im i samo ime kaže, bazirani su na korišćenju kristala germanijuma. Germanijum se mnogo više koristi za detekciju gama zračenja jer je atomski broj germanijuma znatno veći ($Z_{Si} = 14$, $Z_{Ge} = 32$) pa samim tim i efikasni presek za fotoefekat kod germanijumskih detektora je 60 puta veći u odnosu na silicijumske.

HPGe detektori (*eng. High Purity Germanium*) su posebna vrsta poluprovodničkih detektora i izrađuju se od ultra čistog germanijuma. Tehnike za proizvodnju germanijuma izuzetno velike čistoće, sa koncentracijom pimesa svega 10^{10} atoma/cm³, razvijene su sedamdesetih godina prošlog veka [1]. Tako visok nivo čistoće koji se zahteva od ovih sistema u vezi je sa zonom prostornog nanelektrisanja, koja treba da bude što je moguće šira.

Pošto je energijski rascep između zona veoma mali, oko 0.7 eV, funkcionišanje germanijumskih detektora na sobnim temperaturama nije moguće jer bi došlo do indukcije struje curenja. Stoga se detektori moraju hladiti da bi se struja curenja smanjila do te mere da električni šum koji ona predstavlja

ne bi ometao energetsku rezoluciju detektora. Uobičajena temperatura na kojoj rade germanijumski detektori je 77 K, a postiže se hlađenjem detektora sa tečnim azotom. To se ostvaruje na taj način što se Djuarov sud u kom je rezervoar sa tečnim azotom drži u termalnom kontaktu sa detektorom.

HPGe detektori su svoju glavnu primenu našli u gama spektroskopiji. Oni omogućavaju i merenje zračenja sa energijama manjim od 10 keV, a pored toga nije neophodno da se drže na niskim temperaturama sve vreme nego samo tokom merenja kako bi se otklonio fon koji potiče od nanelektrisanja generisanog termalnim kretanjem. Današnji germanijumski detektori omogućavaju merenja sa visokom energetskom rezlucijom u opsegu od nekoliko keV pa do 10 MeV.

2.2 Izvori i komponente fonskog zračenja

Fon čine svi detektvani događaji koji nisu od interesa u datom merenju. Mnogi veliki projekti se oslanjaju na analizu pozadinskog zračenja, kako bi dobro poznavanje fona povezali sa rezultatima eksperimenta, i na taj način verifikovali ili demantovali teorijska predviđanja. Prema tome, prilikom obrade snimljenih spektara izuzetno je značajna analiza kojom se fonski događaji odvajaju od onih koji su od interesa.

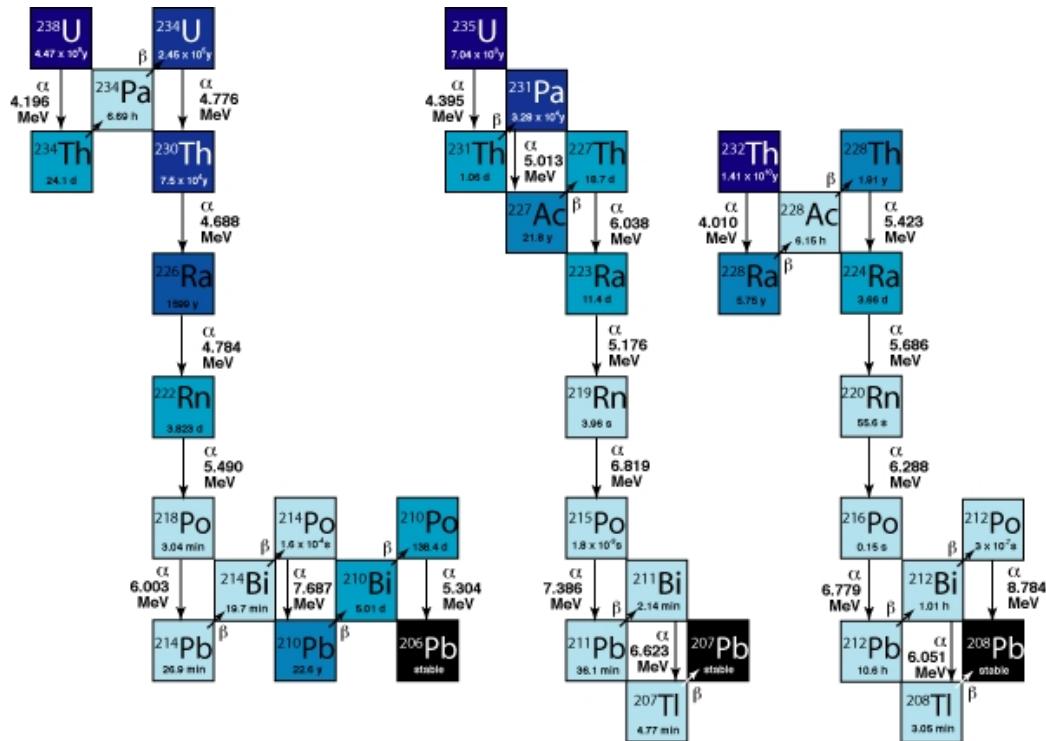
Izvori fona u niskofonskim gama spektroskopskim merenjima su [5]:

- prirodna radioaktivnost od radionuklida iz okruženja detektorskih sistema;
- aktivnost koja potiče od kosmičkog zračenja;
- aktivnost o radionuklida sadržanih u materijalima samog detektorskog sistema;
- elektronika.

2.2.1 Komponenta fona usled prirodne radioaktivnosti iz okruženja detektorskog sistema

Svi radionuklidi koji mogu da se nađu u životnoj sedini vode poreklo od:

- prirodne radioaktivnosti;
- kosmičkim zračenjem generisanih jezgara;
- veštačke radioaktivnosti.



Slika 2.2: Radioaktivni nizovi uranijuma i torijuma.

Prirodna radioaktivnost potiče od nestabilnih jezgara elemenata koji su bili prisutni prilikom formiranja Sunčevog sistema. Do sada su opstala samo ona jezgra čiji je period poluraspada veći od 10^8 godina, a među njima su najzastupljeniji ^{40}K , ^{235}U , ^{238}U i ^{232}Th . Koncentracija ovih radionuklida u stenama varira ali je često mnogo veća u primarnim stenama nego u sedimentima. Poslednja tri radionuklida svojim raspadom formiraju nova radioaktivna jezgra koja daljim raspadanjem stvaraju radioaktivne nizove kako je prikazano na Slici 2.2. Dugoživeći članovi iz sva tri radioaktivna niza su ^{234}U , ^{230}Th , ^{231}Pa i ^{226}Ra , a svi ostali su kratkoživeći.

Danas se izvan ova tri radioaktivna niza može pronaći ukupno 17 primordijalnih radionuklida sa dovoljno dugim periodom poluraspada i prikazani su u Tabeli 2.1. Njihovi potomci su stabilni i zato ne dolazi do formiranja nizova. U pogledu izloženosti ljudi zračenju najznačajniji su ^{40}K i ^{87}Rb .

Još jedan prirodni radionuklid kome se posvećuje dosta pažnje je plameniti gas radon. Radon se zbog hemijske inertnosti ne vezuje sa ostalim elementima, lako prodire kroz stene i tlo ka površini zemljišta, difuzijom kroz zidove i zaštitu dospeva do detektoru i tako proizvodi značajan fon u gama spektroskopiji. Prisutni su izotopi radona ^{222}Rn , ^{220}Rn i ^{119}Rn koji potiču iz

Radionuklid	Raspad	Poluživot (god.)	Elementalni udeo (%)	Radionuklid	Raspad	Poluživot (god.)	Elementalni udeo (%)
^{40}K	β^- EC β^+	$1.27 \cdot 10^9$	0.0117	^{50}V	β^- EC	$1.4 \cdot 10^{17}$	0.250
^{87}Rb	β^-	$4.88 \cdot 10^{10}$	27.84	^{113}Cd	β^-	$9.0 \cdot 10^{15}$	12.22
^{115}In	β^-	$4.4 \cdot 10^{14}$	95.71	^{123}Te	EC	$> 1.3 \cdot 10^{13}$	0.908
^{138}La	EC β^-	$1.05 \cdot 10^{11}$	0.090	^{114}Nd	α	$2.38 \cdot 10^{15}$	23.80
^{147}Sm	α	$1.06 \cdot 10^{11}$	15.0	^{148}Sm	α	$7.0 \cdot 10^{15}$	11.3
^{152}Gd	α	$1.1 \cdot 10^{14}$	0.20	^{176}Lu	β^-	$3.78 \cdot 10^{10}$	2.59
^{174}Hf	α	$2.0 \cdot 10^{15}$	0.162	^{180}Ta	EC β^+	$> 1.2 \cdot 10^{15}$	0.012
^{187}Re	β^-	$4.3 \cdot 10^{10}$	62.60	^{186}Os	α	$2.0 \cdot 10^{15}$	1.58
^{190}Pt	α	$6.5 \cdot 10^{11}$	0.01				

Tabela 2.1: Primordialni radionuklidi koji se i dalje mogu naći izolovani [5].

nizova ^{238}U , ^{232}Th i ^{235}U .

^{119}Rn ima vrlo kratko vreme poluživota koje iznosi 3.96 s i nema šansu da dosegne do viših slojeva zemljišta te stoga ne učestvuje kao komponenta fona. ^{220}Rn ima vreme poluživota 55.6 s i uspeva da difunduje do površine zemljišta, a zračenje njegovih potomaka, ^{212}Pb i ^{208}Tl , se primećuje u detektovanim spektrima. Najduže vreme poluživota ima ^{222}Rn , pa može da dospe na površinu zemljišta sa još većih dubina. Njegovi potomci ^{214}Pb i ^{214}Bi daju još značajniji doprinos zračenju fona od prethodnih. U životnom prostoru koncentracija radona može da varira od $0.1 - 200 \text{ Bq/m}^3$ [5].

Na nivo fona tokom gama spektroskopskih merenja utiče i veštačka radioaktivnost. Pod tim pojmom se podrazumeva bilo koja aktivnost koju je stvorio čovek (nuklearni reaktori, akceleratori, nuklearna medicina, testiranje nuklearnog oružja). Ovde su najznačajniji ^{137}Cs i ^{90}Sr .

Veće količine ^{137}Cs su dospele u životnu sredinu nakon akcidenta u Černobilu. S obzirom da ovi nuklidi mogu uticati na nivo fona u gama spektroskopskim merenjima, nakon pomenute nezgode bilo je potrebno pažljivo vršiti odabir materijala za izgradnju sistema upravo zbog moguće kontaminacije.

Dakle, gama zračenje iz okruženja je značajan izvor fona i potrebno ga je smanjiti, što se najčešće vrši korišćenjem masivne metalne zaštite. Takođe je bitno i analizirati linije koje su uočljive u fonskim gama spektrima, a potiču od radionuklida iz okruženja detektora. Najintenzivnije i one koje se standardno registruju su prikazane u Tabeli 2.2.

Energija [keV]	Radionuklid	Energija [keV]	Radionuklid
46.5	^{210}Pb	806.2	$^{214}\text{Bi} (^{226}\text{Ra})$
53.2	^{214}Pb	860.4	^{208}Tl
63.3	^{234}Th	911.3	$^{228}\text{Ac} (^{232}\text{Th})$
92.6	$^{234}\text{Th} (^{235}\text{U})$	934	$^{214}\text{Bi} (^{226}\text{Ra})$
144	^{235}U	964	$^{228}\text{Ac} (^{232}\text{Th})$
163.4	$^{234}\text{Th} (^{235}\text{U})$	1120	$^{214}\text{Bi} (^{226}\text{Ra})$
185.7	^{235}U	1155	$^{214}\text{Bi} (^{226}\text{Ra})$
186	^{226}Ra	1172	^{60}Co
238.6	$^{212}\text{Pb} (^{232}\text{Th})$	1280	$^{214}\text{Bi} (^{226}\text{Ra})$
241.9	$^{214}\text{Pb} (^{226}\text{Ra})$	1332	^{60}Co
277.4	$^{208}\text{Tl} (^{232}\text{Th})$	1377	$^{214}\text{Bi} (^{226}\text{Ra})$
295.2	$^{214}\text{Pb} (^{226}\text{Ra})$	1385	$^{214}\text{Bi} (^{226}\text{Ra})$
300.1	$^{212}\text{Pb} (^{232}\text{Th})$	1401	$^{214}\text{Bi} (^{226}\text{Ra})$
338.4	$^{228}\text{Ac} (^{232}\text{Th})$	1460	^{40}K
351.9	$^{214}\text{Pb} (^{226}\text{Ra})$	1509	$^{214}\text{Bi} (^{226}\text{Ra})$
463	$^{228}\text{Ac} (^{232}\text{Th})$	1538	$^{214}\text{Bi} (^{226}\text{Ra})$
511	anihilaciona radijacija	1660	$^{214}\text{Bi} (^{226}\text{Ra})$
583.4	$^{208}\text{Tl} (^{232}\text{Th})$	1729	$^{214}\text{Bi} (^{226}\text{Ra})$
609.3	$^{214}\text{Bi} (^{226}\text{Ra})$	1764	$^{214}\text{Bi} (^{226}\text{Ra})$
661.7	^{137}Cs	1847	$^{214}\text{Bi} (^{226}\text{Ra})$
665.5	$^{214}\text{Bi} (^{226}\text{Ra})$	2117	$^{214}\text{Bi} (^{226}\text{Ra})$

Tabela 2.2: Karakteristične fonske linije u gama spektru koje potiču od prirodne radioaktivnosti iz okruženja [5].

2.2.2 Komponenta fona usled interakcije kosmičkog zračenja

Kosmičko zračenje predstavlja značajnu komponentu fona u površinskim laboratorijama ali i onim na nekoj srednjoj dubini u zemlji. Eliminisanje ovog fona je jedan od težih zadataka kada je reč o merenjima niskih aktivnosti sa germanijumskim sistemima. Za rešenje problema neophodno je poznavanje osobina kosmičkog zračenja i analiza interakcija pri kojima se dobija gama aktivnost merljiva niskfonskim gama spektroskopskim sistemima.

Pojava fona je posledica interakcije kosmičkog zračenja sa materijalima iz okruženja samog detektra i sa detektorom samim. Dalja produkcija radionuklida i stvaranje sekundarnog kosmičkog zračenja takođe doprinosi ovoj komponenti fona.

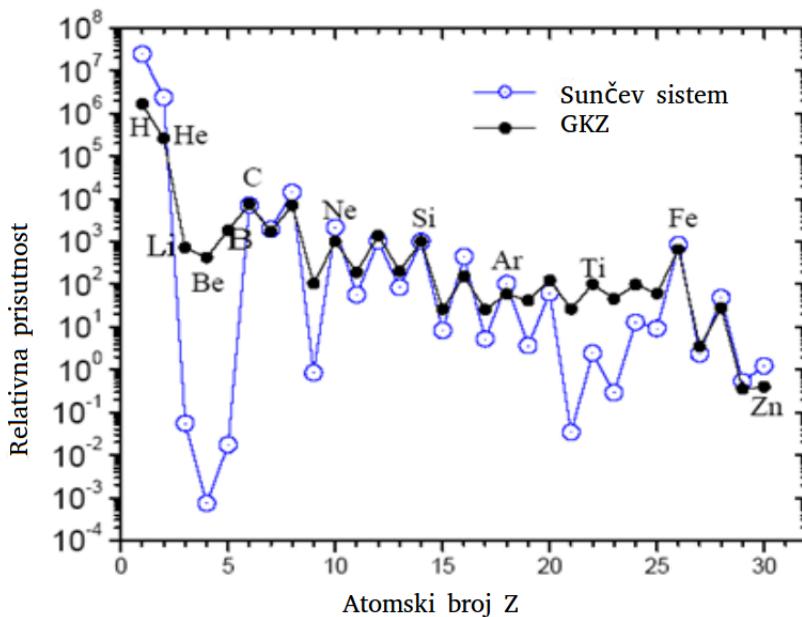
Kosmičko zračenje čine čestice koje do atmosfere stižu iz međuzvezdanog prostora i one čestice koje nastaju interakcijom prethodno pomenutih sa atomima koji su u sastavu atmosfere. Najvećim delom su relativističke, sa energijom koja je uporediva sa njihovom masom mirovanja, ili čak i većom. Mali deo čestica ima ultrarelativističke energije, čak do 10^{20} eV [6].

Kosmičko zračenje se sastoji od dve komponente, a to su primarno i sekundarno kosmičko zračenje. Primarno kosmičko zračenje čine najviše protoni (90%), alfa čestice (9%) i teža jezgra. Ovo zračenje bombarduje gornje slojeve atmosfere, a fluks iznosi 1000 čestica kosmičkog zračaja po metru kvadratnom u sekundi. Interakcijom primarnog kosmičkog zračenja sa atomima i molekulima atmosfere (O, N, Ar, Ne, Xe, Kr) nastaje sekundarno kosmičko zračenje. Ono se sastoji od elektrona, neutrina, protona, pozitrona, fotona, miona, piona, neutrina i kosmogenih radionuklida. Fluks kosmičkih zraka zavisi od geomagnetne širine kao i od Sunčeve aktivnosti.

Primarno kosmičko zračenje

Primarni kosmički zraci su stabile čestice i jezgra koja su ubrzana nekim astrofizičkim procesima i čiji je period života veći od 10^6 godina. One potiču izvan Sunčevog sistema, osim onih koje se proizvode i ubrzavaju u Sunčevim erupcijama.

Na osnovu posmatranja je utvrđena izotropnost kosmičkih zraka koji dolaze do Zemljine atmosfere sa energijama manjim od 10^{14} eV. Predpostavlja se da je ova izotropnost posledica dejstva galaktičkog magnetnog polja, a ne ravnomerne raspodele izvora kosmičkog zračenja. Pod dejstvom magnetnog polja galaksije kosmički zraci se kreću po spiralnim putanjama, a poluprečnik krivine je srazmeran energiji čestice. Na kretanje primarnih kosmičkih zraka utiče i magnetno polje Sunca. Solarni vjetar usporava i može da skrene na-



Slika 2.3: Kompozicija elemenata galaktičkog kosmičkog zračenja (GKZ) i Sunčevog sistema [5].

lektrisane čestice kosmičkih zraka sa energijama manjim od 10 GeV. Magnetsko polje Zemlje utiče na kosmičke zrake sa energijama manjim od 1GeV pa čestice teže prolaze kroz atmosferu oko ekvatora nego kod polova.

Poreklo kosmičkih zraka još uvek nije u potpunosti istraženo ali se za dobre kandidate smatraju aktivna galaktička jezgra, kvazari, pulsari, eksplozije super novih i slično. Primarni kosmički zraci se sastoje od:

- nalektrisanih čestica
- neutralnih čestica

Kada su u pitanju nanelektrisane čestice 98% čine atomska jezgra (86% protona, 11% jezgra helijuma i 1% težih jezgara) i 2% čine elektroni. Hemijski sastav kosmičkih zraka je vrlo sličan sastavu Sunčevog sistema Slika 2.3.

Primetno je da su jezgra sa magičnim brojem zastupljenija u odnosu na ostala. Takođe, sa slike se može zaključiti da su dve grupe jezgara više zastupljene u kosmičkim zracima nego u prirodi. U prvoj grupi su Li, Be i B, dok drugoj grupi pripadaju teža jezgra poput Sc, V, Cr, Mn i Ti. Ove razlike se objašnjavaju činjenicom da su kosmički zraci na svom putu, od nastanka do atmosfere Zemlje, prošli kroz međuzvezdanu materiju. Elementi koji su više

zastupljeni u kosmičkim zracima nastali su interakcijom primarnih kosmičkih zraka sa međuzvezdanom materijom.

Do sada, u primarnom kosmičkom zračenju nisu pronađena antijezgra. Neutrni, neutrini, antineutrini i fotonii čine manje od 1% kosmičkih zraka. Do Zemlje uglavnom dolaze Sunčevi elektronski neutrini.

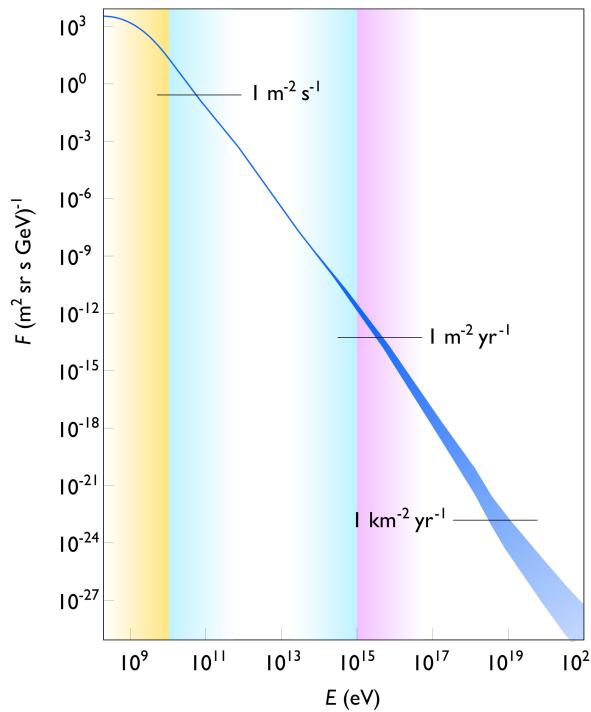
Na osnovu energije i sastava, primarni kosmički zraci se mogu podeliti na [6]:

- Solarni kosmički zraci - sa energijama od 10 do 10^9 eV, potiču iz erupтивnih pojava na Suncu i sastoje se od elektrona, protona i teških jona.
- Anomalni kosmički zraci - to su zraci sa energijama od oko 10^6 eV. Nastaju od neutralnih atoma međuzvezdane materije koji se ionizuju pod dejstvom UV zračenja Sunca. U svom sastavu imaju velike količine helijuma, kiseonika, neona i drugih hemijskih elemenata sa visokim ionizacionim potencijalom.
- Galaktički kosmički zraci - sa energijama od 10^9 do 10^{15} eV. Njihovo poreklo je daleko izvan Sunčevog sistema, ali uglavnom iz naše galaksije. Čine ih najvećim delom protoni, zatim jezgra helijuma i vrlo mali broj jezgara težih elemenata poput litijuma, berlijuma, bora i slično.
- Vangalaktički kosmički zraci - to su čestice sa vrlo visokim energijama, od 10^{15} do 10^{20} eV. Njihov fluks je vrlo mali, svega jedna čestica godišnje na jediničnu površinu Zemlje, što značajno otežava njihovo istraživanje, te se iz tog razloga vrlo malo zna o njihovom poreklu i sastavu.

Intenzitet kosmičkog zračenja opada sa porastom energije i to kao $E^{-\gamma}$, gde koefijent γ zavisi od energije. Spektar primarnog kosmičkog zračenja je prikazan na Slici 2.4 i Slici 2.5.

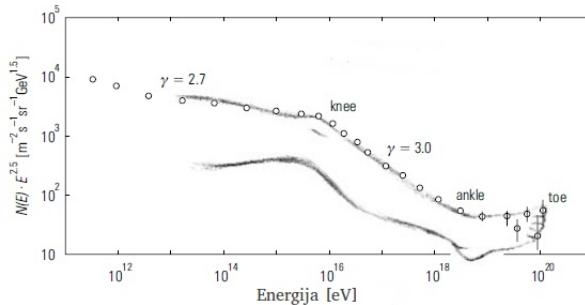
Iz spektra se može izdvojiti nekoliko regiona:

- $E < 10$ GeV pošto procesi na Suncu jako utiču na kosmičke zrake ovih energija, njihov fluks zavisi upravo od faze solarnog ciklusa.
- $10^9 < E < 10^{15}$ eV ovde fluks opada sa energijom po zakonu $E^{-2.68}$.
- $E \approx 10^{15}$ eV na ovoj energiji dolazi do promene koefijenta γ i taj deo spektra predstavlja koleno (*eng. knee*) koje je i dalje predmet istraživanja.
- $10^{15} < E < 10^{19}$ eV u ovoj oblasti fluks brže opada sa porastom energije pošto koeficijent γ uzima veću vrednost $E^{-3.15}$.



Slika 2.4: Fluks svih čestica zračenja.

- $E \approx 10^{19}$ eV ovde se opet menja nagib stepene funkcije i ova pojava je okarakterisana kao članak (*eng. ankle*), a objašnjava se prelaskom sa strme galaktičke na intergalaktičku komponentu zračenja.
- $E > 10^{19}$ eV i ovde fluks opada sa energijom po prethodno pomenutom zakonu ali tačna vrednost koeficijenta γ nije ustanovljena zbog malog broja podataka. Smatra se da koeficijent uzima vrednost $\gamma \approx 3$.



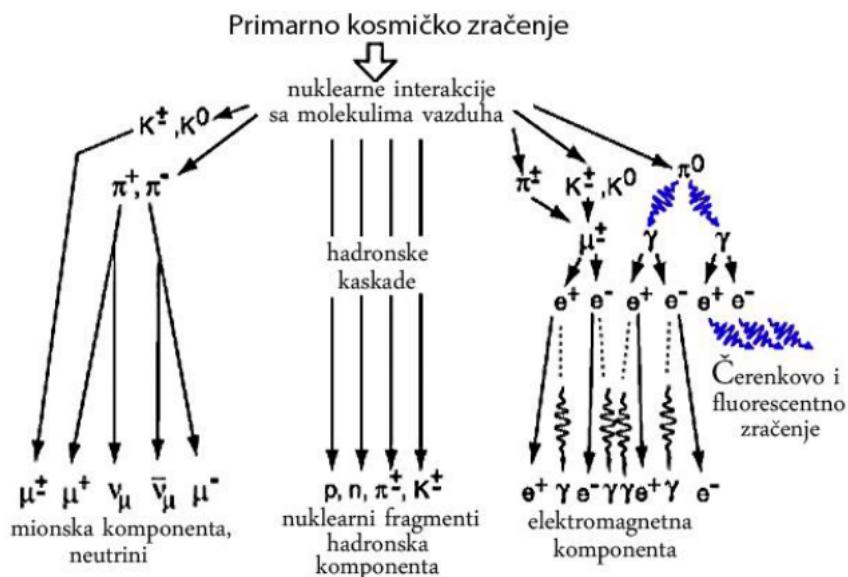
Slika 2.5: Različite strukture u okviru primarnog kosmičkog zračenja [6].

Sekundarno kosmičko zračenje

Primarni kosmički zraci interaguju sa molekulima i atomima atmosfere na visini od 15 do 20 km i u tom procesu dolazi do stvaranja sekundarnog kosmičkog zračenja. Čestice koje tako nastanu mogu da izazovu dalje reakcije i tako dolazi do stvaranja nove generacije čestica.

Sekundarni kosmički zraci koji nastaju na taj način mogu da se razlože na tri komponente kao što je pokazano na Slici 2.6:

- meka ili elektromagnetna komponenta
- tvrda ili mionska komponenta
- hadronska komponenta



Slika 2.6: Komponente kaskada kosmičkog zračenja.

Meku komponentu kosmičkog zračenja čine elektroni, pozitroni i fotoni. Ova komponenta se razvija Komptonovim rasejanjem, fotoefektom i stvaranjem parova. Procesi umnožavanja ovih čestica kreću da se odvijaju na vrlo velikim visinama gde se incijalna reakcija odigrala, a dešavaju se sve do nivoa zemlje.

Tvrdu komponentu čine mioni i upravo je ovo najprodornija komponenta kosmičkog zračenja. Mioni nastaju raspadom kaona i piona iz hadronske komponente, a energiju gube na ionizaciju prilikom prolaska kroz atmosferu.

Hadronska komponenta se sastoji od protona, neutrona i drugih bariona i mezona. Oni nastaju pri jakoj interakciji čestice primarnog kosmičkog zračenja sa elementima atmosfere. Najčešće nastaju π mezoni, a sa nešto manjom verovatnoćom se stvaraju i kaoni. Naelektrisani π mezoni mogu da stvaraju nove hadrone pa predstavljaju nuklearno aktivnu komponentu sekundarnog kosmičkog zračenja.

Radionuklidi generisani kosmičkim zračenjem

Kosmogeni radionuklidi nastaju pri interakcijama kosmičkog zračenja sa određenim jezgrima u stratosferi, u gornjim slojevima troposfere kao i u ostalim delovima atmosfere i u Zemljinoj kori.

Od svih radionuklida koji se generišu kosmičkim zračenjem, posebno su interesantni izotopi ^3H , ^{14}C , ^7Be i ^{22}Na i to zbog izloženosti ljudi radioaktivnosti. U Tabeli 2.3 je dat pregled nekih radionuklida koju su generisani kosmičkim zračenjem. Raspadom i deekscitacijom radionuklida generisanih

Radionuklid	Vreme poluraspada	Radionuklid	Vreme poluraspada
^3H	12.3 god	^{32}P	14.3 d
^7Be	53.3 d	^{33}P	25.3 d
^{10}Be	1.6×10^6 god	^{35}S	87.5 d
^{14}C	5730 god	^{38}S	2.8 h
^{22}Na	2.6 god	^{34m}Cl	32 min
^{24}Na	15 h	^{36}Cl	3×10^5 god
^{28}Mg	20.9 h	^{38}Cl	37.2 min
^{26}Al	7.4×10^5 god	^{39}Cl	55.6 min
^{31}Si	2.6	^{39}Ar	269 god
^{32}Si	172 god	^{81}Kr	2.3×10^5 god
^{129}I	1.6×10^7 god	^{85}Kr	10.7 god

Tabela 2.3: Radionuklidi generisani kosmičkim zračenjem [5].

interakcijom kosmičkog zračenja emituje se gama zračenje koje utiče na nivo fona prilikom gama spektroskopskih merenja. Za analizu fona pri ovim merenjima prvenstveno je bitna produkcija radionuklida kosmičkim zračenjem u samom detektru ili materijalu zaštite. Uticaj radionuklida koji se generišu interakcijom kosmičkog zračenja u atmosferi na fon prilikom gama spektroskopskih merenja je zanimarljiv.

Najveći uticaj na fonski odbroj imaju kratkoživeći radionuklidi koji mogu biti produkovani u materijalima uzorka, detektora i zaštite (kao npr. $^{56-58}\text{Co}$

i ^{60}Co). Najznačajniji mehanizmi aktivacije i produkcije radionuklida su interakcije sekundarnih neutrona i interakcije brzih i sporih miona.

2.2.3 Komponenta fona usled sopstvene radioaktivnosti detektora

Materijali od kojih je konstruisan detektorski sistem mogu da sadrže određene količine radioaktivnih izotopa, a neki od njih mogu da budu indukovani kosmičkim zračenjem. Da bi fon bio minimalan neophodan je pažljiv odabir čistih materijala posebno kada su u pitanju komercijalni detektori koji se koriste u gama spektroskopiji niskih aktivnosti.

Najčešće se za pasivnu zaštitu HPGe detektora koristi olovo. Naime, olovo se pokazalo kao dobar zaštitni materijal jer zbog velikog rednog broja i gustine dobro apsorbuje zračenje, a pored toga poseduje i povoljne mehaničke osobine. Međutim, problem sa olovom je taj što je novoproizvedeno oovo kontaminirano sa ^{210}Pb koje potiče iz uranovog radioaktivnog niza. Ovaj izotop olova ima period poluraspada od 22 godine i nakon 200 godina ostaje samo 0.2% od prvobitne aktivnosti. Doprinos ovog izotopa fonu nije značajan, s obzirom na to da emituje samo beta čestice energija 16.5 keV i 63 keV, i gama zračenje od 45 keV. Najveći uticaj na niskofonske detektore, a samim tim i na doprinos fonu, ima njegov potomak ^{210}Bi koji emituje visokoenergetsko beta zračenje sa maksimalnom energijom 1.161 MeV. Osim toga, ove čestice produkuju i karakteristično x-zračenje olova (72.8 keV, 75 keV, 84.9 keV i 87.4 keV), kao i zakočno zračenje čiji kontinuum ima maksimalnu vrednost na 170 keV [1]. Koncentracija ^{210}Pb se kreće u granicama od 0.001 do 2.5 kBq/kg. U niskofonske sisteme se postavlja unutrašnji sloj od starog Pb izvađenog iz brodskih olupina ili skinutog sa starih krovova, odnosno od specijalno proizvedenog niskofonskog olova čija aktivnost može biti 20 – 30 Bq/kg.

Osim olova, gvožđe je takođe materijal koji se koristi za izgradnju pasivne zaštite HPGe detektora. Ovde je problem što gvožđe proizvedeno posle 1952. godine može da bude kontaminirano veštački proizvedenim izotopima tokom upotrebe nuklearne tehnologije, naročito sa ^{60}Co koji je korišćen u proizvodnji čelika za kontrolu habanja peći. Takođe, gvožđe može da sadrži i ^{137}Cs koji je u atmosferu dospeo nakon akcidenta u Černobilju i tokom nuklearnih proba. Zato je potrebno da, ukoliko se gvožđe koristi kao zaštitni materijal, ono bude proizvedeno pre 1952. godine.

Materijal koji se zbog svoje sposobnosti za apsorpciju gama zračenja ranije koristio za zaštitu unutrašnjih slojeva niskofonskih sistema je živa. Ovaj materijal takođe ima veliki redni broj i gustinu, a moguća je njegova proi-

zvodnja bez radioaktivne kontaminacije. Međutim, ona mora da se smesti u sudove od olova ili gvožđa koji mogu da sadrže radionečistoće [1]. U noviye vreme, živa je izgubila na značaju zbog upotrebe bakra koji je mnogo praktičniji.

Radioaktivnost bakra može da se svede na najmanju moguću meru, pa se bakar koristi za izradu samih delova detektora i za unutrašnji sloj zaštite. Prilikom izrade niskofonskih gama spektroskopskih sistema materijal koji se takođe upotrebljava je aluminijum. Koncentracija radioaktivne kontaminacije aluminiujuma može biti od 1 do 10 Bq/kg i vodi poreklo uglavnom od urana i njegovih potomaka. Komponente koje se izgrađuju od aluminiujuma uglavnom se zamenjuju bakrom jer se on može proizvesti oslobođen radionečistoća.

Plastični materijali se koriste za izradu kontejnera za merenje uzoraka ili za izradu određenih komponenata detektorskog sistema. Testiranja su pokazala da se ovi materijali mogu proizvesti kao vrlo čisti sa gornjim granicama radioaktivne kontaminacije od 5 – 10 mBq/kg.

Ukoliko se merenja izvode u površinskim ili plitko ukopanim laboratorijskim, komponenta pozadinskog zračenja koja potiče od radionuklida prisutnih u materijalima detektorskih sistema najčešće daje zanemarljiv doprinos.

2.2.4 Komponenta fona usled elektronike

Funkcije svih elemenata detektorskog sistema: detektor, RC kolo koje sadrži poluprovodničku diodu kao i ostali delovi nuklearne instrumentacije (predpojačavač, linearni pojačavač, AC/DC konvertor i PC) može da bude ometeno radiofrekventnim signalima, transformatorima, akustičnim šumom i efektima mikrofonije. Do ovih smetnji dolazi usled mehaničkih vibracija zidova i plafona laboratorije, a one se očitavaju u signalima koje je na spektru teško razdvojiti od stvarnih signala događaja od interesa. Oblast u spektru koja je ugrožena ovim efektima obuhvata područje niskih energija, što može značajno otežati tumačenje rezultata nekih eksperimenata. Da bi se izbegli efekti radiofrekventnih signala neophodno je sve smestiti u Faradejev kavez. Sa druge strane, ove elektronske komponente takođe moraju biti testirane na nivo prisustva gama emitera u njima, naročito ako se nalaze u blizini detektora. Kontaminacija u njima potiče uglavnom od kalijuma i potomaka urana.

2.3 Smanjivanje fona

Fon u niskofonskim gama spektroskopskim merenjima potiče od zračenja radionuklida iz okruženja ali i od sekundarnog zračenja proizvedenog mionima iz kosmičkih zraka. Za smanjivanje njihovog fluksa značajan je pokriveni sloj. Većina površinskih laboratorijskih imaju samo pokriveni sloj koji im daje zgradu.

Najjednostavniji način smanjenja eksternog gama zračenja je prekrivanje cele površine laboratorijske slojem olova ili gvožđa, a pri gradnji se takođe mogu odabratи čisti materijali poput cementa. Spoljašnje gama zračenje se može smanjiti i postavljanjem detektoru u štit sa dovoljno debelim zidovima. Pravljenje glomaznog sistema se izbegava zbog postojanja optimuma debljine a to je 10 cm za Pb i 20 cm za Fe. Štit od olova se može praviti od spoljašnjih 5 cm bilo kakvog olova, ali unutrašnjih 5cm mora da bude izuzetno niskoaktivno [1].

Koncentracija radona Rn u laboratoriji se smanjuje dobrom ventilacijom i premazivanjem odgovarajućim bojama. Može i da se vrši presvlačenje poda, zidova i tavanice laboratorijske određenim materijalima.

Prethodno pomenute metode spadaju u pasivnu zaštitu, međutim moguće je da se vrši i aktivna zaštita. U tom slučaju se glavni detektor opkoli sistemom zaštitnih detektora. Čestica koja spolja upadne u sistem okida i glavni i zaštitni detektor, dok čestica iz uzorka okida samo glavni detektor. Glavni i zaštitni detektori se vežu antikoincidentno pa se signal od čestice koja je upala spolja ne registruje na kraju. Postoje i druge metode aktivne zaštite u kojima se detekcija dogadjaja od interesa zasniva na koincidencijama.

Glava 3

Neutroni u niskofonskoj gama spektroskopiji

Pri niskofonskim gama spektroskopskim merenjima vrlo bitna komponenta fona je i ona koja poiće od neutrona, a kako se radi o nepoželjnoj komponenti neophodno je njeno eliminisanje raznim metodama. Ovi neutroni nastaju usled aktivnosti radionuklida iz okruženja i kosmičkog zračenja.

Neutroni koji potiču od prirodnih radionuklida dobijaju se fisijom urana ili torijuma, ali i u reakcijama tipa (α, n) . Na ovaj način dolazi do generisanja neutrona sa energijama od nekoliko MeV.

Ukoliko se neutroni generišu zahvaljujući sekundarnom kosmičkom zračenju onda postoji nekoliko različitih mehanizama putem kojih dolazi do njihove produkcije. Interakcijom primarnog kosmičkog zračenja sa atomima atmosfere dolazi do stvaranja čestica sekundarnog zračenja, a među njima su i neutroni. Pred sekundarnih, postoje i tercijarni neutroni koji se stvaraju pri interakcijama kosmičkog zračenja (prvenstveno protona i miona) sa matrijalima od kojih je izgrađeno detektrske okruženje, pa čak i sam detektor.

Mioni su najzastupljenija komponenta kosmičkog zračenja koja dopseva do Zemlje i imaju veliki uticaj na merenja u površinskim i plitko ukopanim laboratorijama. Izuzetno su značajni procesi putem kojih mioni generišu neutrone i o njima će biti više reči u okviru ovog poglavljja.

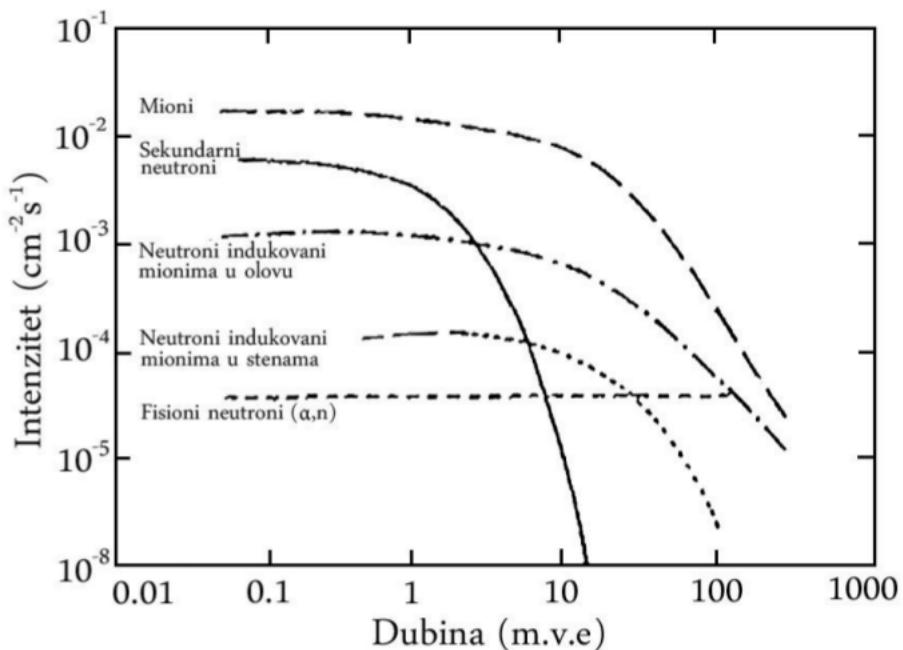
Prema tome, u nastavku će biti objašnjeni procesi koji dovode do prisustva neutrona u niskofonskim gama spektroskopskim sistemima. Mehanizam produkcije ovih neutrona je bitan upravo zbog tačnog utvrđivanja energijskog spektra i ukupnog fluksa neutrona u detektorskom sistemu.

3.1 Neutroni generisani prirodnim radionuklidima prisutnim u detektorskem okruženju

Neutroni u okruženju niskofonskih gama detektorskih sistema mogu poticati i od aktivnosti prirodnih radionuklida prisutnih u stenama i tlu. Neutroni mogu da nastanu spontanom fisijom urana i (α, n) reakcijama u materijalima prisutnim u okolini detektor-a. Spektar neutrona nastalih spontanom fisijom urana može se opisati standardnim fisionim spektrom [5]:

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{E}{1.29}} \quad (3.1)$$

Spektar reakcija tipa (α, n) je dominantniji s obzirom na činjenicu da efikasni presek za te reakcije zavisi od vrste materijala. Raspadom urana, torijuma i njihovih potomaka generišu se alfa čestice koje mogu interagovati sa lakin jezgrima kao što su ${}^9\text{Be}$, ${}^{17}\text{O}$, ${}^{23}\text{Na}$, ${}^{25}\text{Mg}$, ${}^{27}\text{Al}$ i ${}^{29}\text{S}$, pri čemu dolazi do emisije neutrona.



Slika 3.1: Fluks sekundarnog kosmičkog zračenja i neutrona produkovanih mionima i prirodnom radioaktivnošću na različitim dubinama [7].

Producija neutrona aktivnošću prirodnih radionuklida iz stena je zanemarljiva u površinskim i plitko ukopanim laboratorijama jer tamo dominiraju načini generisanja neutrona interakcijama kosmičkog zračenja. Neutroni iz

spontane fisije urana i (α, n) reakcija postaju dominantni na dubinama od 50m vodenog ekvivalenta gde je fluks kosmičkog zračenja mnogo manji nego na nivou mora.

Poređenje vrednosti flukseva neutrona generisanih interakcijama kosmičkog zračenja, spontanom fisijom urana i (α, n) reakcijama dobijeno putem Monte Karlo simulacija predstavljeno je na Slici 3.1.

Može se primetiti da broj neutrona koji su generisani aktivnošću radionuklida iz okruženja ostaje nepromenjen sa porastom dobine, dok broj neutrona indukovanih kosmičkim zračenjem opada na većim dubinama.

3.2 Neutroni generisani kosmičkim zračnjem

Pri interakcijama kosmičkog zračenja dolazi do generisanja sekundarnih i tercijalnih neutrona. Kao što je već napomenuto, sekundarni neutroni nastaju pri interakciji primarnog kosmičkog zračenja sa atomima atmosfere. Tercijalni neutroni potiču od interakcija sekundarnog kosmičkog zračenja sa materijalima iz detektorskog okruženja ili sa detektorom samim. Rezultati studija pokazuju da tercijalni neutroni čine dominantnu komponentu neutronskog fluksa u površinskim i plitko ukopanim laboratorijama.

3.2.1 Neutroni kao komponenta sekundarnog kosmičkog zračenja u atmosferi

Kao što je opisano u drugom poglavlju, primarno kosmičko zračenje interaguje sa atomima od kojih se sastoji atmosfera i tom prilikom dolazi do promene sastava kosmičkog zračenja. Pri interakcijama primarnog kosmičkog zračenja u atmosferi dolazi i do nastanka neutrona. Neutroni prvenstveno potiču od procesa pokrenutih interakcijama protona, a svaki primarni proton generiše u proseku oko 20 sekundarnih neutrona [6].

Postoje dva moguća načina produkcije neutrona u atmosferi: evaporacija i izbijanje neutrona iz atomskih jezgara interakcijama čestica kosmičkog zračenja. Od ukupnog broja neutrona koji stižu do Zemljine površine oko 80% su evaporacioni, a ostalih 20% su izbijeni neutroni.

Odnos broja neutrona prema broju protona se povećava od gornjih slojeva atmosfere pa do tla. U gornjim slojevima atmosfere ovaj odnos je 22, a na nivou mora je 38, a to je posledica toga što neutroni ne gube energiju jonizacijom pa je i srednji slobodni put neutrona duži od srednjeg slobodnog puta protona.

Neutroni se usporavaju elastičnim i neelastičnim sudarima sa jezgrima koja čine atmosferu. Ovo se dešava sve do trenutka dok im kinetička ene-

rgija ne postane dovoljno niska da budu potpuno zahvaćeni od strane jezgara atoma u atmosferi. Energijski opseg neutrona na nivou mora proteže se od termalnih energija pa sve do energija od 1 GeV. Energije veće od 10 MeV ima nešto više od 10% neutrona [6].

3.2.2 Neutroni generisani zahvatom miona

Prilikom interakcije primarnog kosmičkog zračenja sa atomima u višim slojevima atmosfere dolazi do produkije π mezona (π^+ i π^-). Oni se vrlo brzo raspadnu u letu zbog izuzetno kratkog vremena života ($\tau = 1.8 \cdot 10^{-16} s$), pa samo mali broj njih stigne do nivoa mora. Prilikom raspada piona dolazi do emisije miona i mionskog neutrina:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (3.2)$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (3.3)$$

Mioni su elementarne čestice koje se odlikuju istim osobinama kao elektroni, s tim da im je masa mirovanja oko 207 puta veća od mase mirovanja elektrona. Kretanje nastavljaju na isti način kao i preci pioni od kojih nakon raspada preuzmu oko 80% energije. Usled niskog efikasnog preseka za zahvat miona (oko $10\mu b$) i relativno dugog vremena života, veoma lako stižu do Zemljine površine, a mogu dospeti i do većih dubina ispod površine. Mechanizmi putem kojih mioni gube energiju su ekscitacija i ionizacija. U nešto manjoj meri se dešavaju čeoni sudari sa elektronima, zakočno zračenje i proizvodnja parova. Prema tome, prilikom prolaska kroz neki medijum mioni gube energiju slično kao i elektroni.

Veliki broj miona u vazduhu doživljava raspad do elektrona, koji preuzimaju oko trećinu kinetičke energije miona, a ostatak odnose neutrini. Na visini od oko 10 km formirano je već oko 90% od ukupnog broja miona [7]. Premda veliki broj miona doživljava raspad u atmosferi, jedna frakcija ipak uspeva da stigne do nivoa mora. Negativni mioni se zaustavljaju tako što bivaju zahvaćeni atomima i tom prilikom dolazi do emisije karakterističnog x-zračenja.

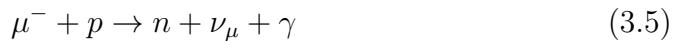
$$\mu^- + p \rightarrow n + \nu_\mu \quad (3.4)$$

Pošto je masa miona mnogo veća od mase elektrona, u poređenju sa udaljenosću orbita elektrona od jezgra, mionske su mnogo bliže, pa su i energije mionskih x-zraka veće od elektronskih.

Verovatnoća odvijanja mionskog raspada veća je u materijalima koji se odlikuju manjim atomskim brojem, dok je zahvat miona verovatniji u slučaju jezgra sa većim Z .

Nakon zahvata oslobođa se energija mirovanja miona koja iznosi 106 MeV, pa jezgro ostaje u pobuđenom stanju, a vrednosti energija pobude su u opsegu od 10 MeV pa do 20 MeV. Shodno prosečnoj vezivnoj energiji neutrona od 8 MeV, jezgro će se energije pobude oslobođiti emisijom jednog ili više neutrona.

Pored standardnog zahvata miona, može se odvijati i radijativni zahvat miona koji se od prethodnog razlikuje samo po emitovanom gama kvantu:



Prilikom zahvata miona dolazi do emisije gama kvanta jedino ukoliko energija pobude nije dovoljna da bi se odigrala emisija čestice. Međutim, standardni zahvat je dominantan mehanizam kreiranja neutrona, a broj emitovanih neutrona upućuje na veoma značajne raspodele jezgra u pobuđenom stanju. Zahvat miona predstavlja semi-leptonsku reakciju za čije dešavanje je odgovorna nanelektrisana struja slabe interakcije. Upravo se proučavanjima mionskog raspada mogu dobiti značajne informacije o suštinskim osobinama slabe interakcije [5].

Za niskofonska gama spektroskopska merenja u podzemnim laboratorijskim doprinos miona generisanju neutrona je za oko tri reda veličine manji od doprinosa prirodne radioaktivnosti. Međutim, neutroni predstavljaju veoma značajnu komponentu fonskog zračenja, bilo da su nastali interakcijama miona ili usled prirodne radioaktivnosti. Tako je fluks neutrona indukovanih mionima neminovna oblast istraživanja u eksperimentima koji imaju za cilj dostizanje značajnih osetljivosti na WIMP-ove (*eng. Weakly Interacting Massive Particle*) ili niskoenergetske flukse neutrina, za šta postoji više razloga:

- energijski spektar ovih neutrona obuhvata energije do reda veličine nekoliko GeV, a brzi neutroni mogu preći velike udaljenosti od mesta mionske interakcije, te time pristizati do detektora sa različitih rastojanja;
- brzi neutroni mogu predati značajne porcije energije jezgrima sa kojima interaguju, tako da su kinetičke energije uzmaka jezgra opservabilne čak i za detektore tamne materije; nasuprot njima neutroni nastali u reakcijama tipa (α, n) ne predaju dovoljno energije jezgrima, tako da su uzmaci jezgra ispod praga detekcije;
- detektori mogu da imaju zaštitu izgrađenu od materijala sa velikim procentom atoma vodonika da bi prodiranje neutrona koji potiču iz okolnih stena bilo smanjeno. Međutim, često ovakvi sistemi sadrže dodatni

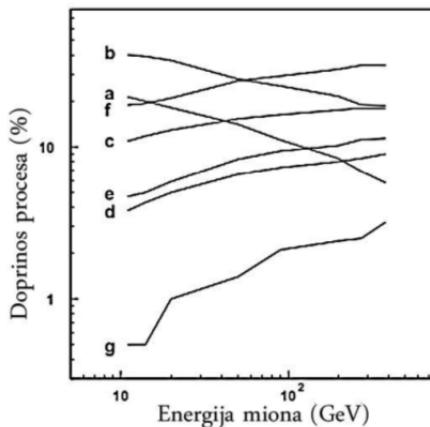
termalni apsorber neutrona sačinjen od materijala koji predstavljaju metu za kosmičke mione. Prema tome, fluks neutrona indukovanih kosmičkim mionima nije tako jednostavno suzbiti. Jedino rešenje sastoji se u dodavanju aktivnog veta sistema zaštite koji odbija sve događaje izazvane nailazećim mionima.

3.2.3 Generisanje neutrona visokih energija

Postoji veliki broj podzemnih laboratorija u kojima se vrše eksperimenti vezani za detekciju tamne materije, oscilacije neutrina i traganje za raspadom protona. Pri ovim merenjima značajnu komponentu pozadinskog zračenja predstavljaju upravo visokoenergetski neutroni koji nastaju interakcijama kosmičkog zračenja.

Mioni prodiru duboko u Zemljinu koru i mogu da generišu neutrone putem više procesa u kojima učestvuju. Glavni mehanizmi produkcije sekundarnih neutrona pri mionskim interakcijama u podzemnim laboratorijama su:

- mionima indukovane spalacione reakcije
- hadronske kaskade indukovane mionima preko fotonuklearnih reakcija
- elektromagnetne kaskade inicirane mionima
- elastično rasejanje miona na neutronima vezanim u jezgru



Slika 3.2: Izvori visokoenergetskih neutrona: a) direktne mionske spalacije; b) realne fotonuklearne dezintegracije; c) spalaciona reakcija neutrona; d) spalaciona reakcija protona; e) π^+ spalacije; f) π^- spalacije; g) druge reakcije.

Neutroni mogu nastati i nakon što mioni dožive zaustavljanje i zahvat, pri čemu se formiraju izotopi u pobuđenom stanju, koji nakon toga emituju jedan ili više neutrona. Proces je opisan u prethodnom poglavlju i zbog visokih vrednosti energija koje poseduju mioni na većim dubinama zanemarljiv je u podzemnim laboratorijama. Na Slici 3.2 je dat prikaz mehanizma generisanja visokoenergetskih neutrona putem mionskih interakcija [5]. Rezultat je dobijen korišćenjem Monte Karlo simulacija.

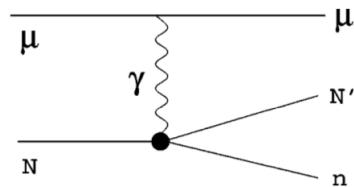
Spalacije mionima započinju kada energija dostigne vrednost između 5 i 10 MeV, a efikasni presek za njihovo odvijanje dostiže maksimalnu vrednost za energije iz intervala od 30 do 70 MeV. Za energije veće od 1 GeV verovatnoća za odvijanje ovih reakcija postaje konstantna. Za mione energija većih od 1GeV odvijaju se fotonuklearne reakcije pri kojima nastaju pioni, a one vode ka generisanju hadronskih kaskada za energije veće od 10 GeV. Fotonuklearne reakcije izmenom virtuelnih fotona počinju da se odigravaju ukoliko je transfer energije u interakciji između jezgara i miona manji od 0.3 GeV.

Na Slici 3.3 je prikazan Fajmanov dijagram koji opisuje mionski spalacioni proces produkcije neutrona sa uočljivim virtuelnim fotonom. Efikasni presek za interakciju miona i jezgra dat je relacijom:

$$\sigma_{\mu-N} = \int \frac{N_\gamma(\nu) \sigma_{\gamma-N}^{virt}(\nu)}{\nu} d\nu \quad (3.6)$$

gde je $\nu = E - E'$, a E i E' su energije upadnog i finalnog miona, dok se veličinom $N(\nu)$ opisuje energijski spektar virtuelnog fotona. U teorijskim proračunima se eksplicitan izraz za raspodelu miona po energijama dobija uz korištenje Vajsceker-Vilijams aproksimacije u kojoj prolaz nanelektrisane čestice kroz materijal izaziva efekte identične prolasku kvazirealnih fotona.

U navedenoj aproksimaciji se predpostavlja da je efikasni presek za interakciju jezgra i fotona isti za realne i virtuelne fotone. Zbog ove predpostavke se izmereni $\sigma_{\gamma-N}$ presek može koristiti za računanje efikasnog preseka za interakciju miona i jezgra. Međutim, za mione niskih energija se nailazi na poteškoće jer se virtuelan i realan foton više ne mogu positovetiti, što dovodi

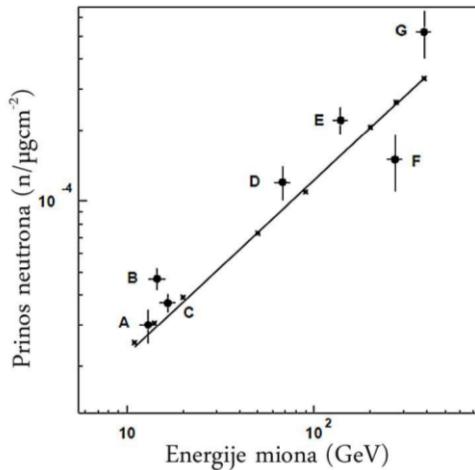


Slika 3.3: Fajnmanov dijagram procesa spalacije neutrona.

do prestanka važenja Vajsceker-Vilijamsove aproksimacije. Osim toga, interakcija virtuelnog fotona sada predstavlja kolektivni efekat ekscitacije jezgra (Gigantska Dipolna Rezonanca-GDR) umesto jedinstvenog karaktera foton-nukleon interakcije. Radi pojednostavljenja već komplikovane teorije, uvodi se pretpostavka da je broj neutrona generisanih interakcijama niskoenergetskih miona mali u poređenju sa brojem neutrona koji potiču od interakcija sa niskoenergetskim fotonima zakočnog zračenja, pa predstavlja mali udeo ukupnog neutronskog prinosa [7].

Analitički proračuni koji se oslanjaju na iznešene pretpostavke ne mogu biti sprovedeni bez poteškoća. Prilikom razmatranja generisanja sekundarnih elektrona, rezultati se ne smatraju naročito pouzdanim. U plitko ukopanim podzemnim laboratorijama gde su efekti hadronskih kaskada mali, ovi proračuni daju i kvantitativno dobra predviđanja, ali za pouzdano modelovanje hadronskih kaskada koriste se Monte Karlo simulacije.

Sa povećanjem dubine dolazi do apsorpcije miona, što rezultuje povećanjem njihove srednje energije. Eksperimentalno je takođe potvrđeno da prinos neutrona zavisi od dubine, odnosno od njihove srednje energije. Slika 3.4 predstavlja rezultat jednog takvog merenja, pri čemu je izvršena i simulacija prinosa neutrona na različitim dubinama, ili ekvivalentno, za različite energije miona [5]. Kao što se i da zapaziti, proizvodnja miona na većim dubinama zaista raste, ali fluks kosmičkih miona opada, tako da dolazi do smanjenja ukupnog broja generisanih neutrona. Zbog toga je ovaj mehanizam produkcije neutrona zanemarljiv na velikim dubinama.



Slika 3.4: Prinos neutrona generisanih interakcijama neutrona kao funkcija energije miona. Zvezdicama su predstavljeni rezultati simulacije dok su eksperimentalno dobijeni rezultati obeleženi slovnim oznakama [5].

Glava 4

Neutronske procese

Postojanje neutrona predviđao je Rutherford 1922. godine svojim planetarnim modelom atoma, a nedugo zatim 1932. godine Čedvik je izveo seriju eksperimenata koji su doveli do otkrića neutrona. Masa neutrona iznosi $939.565560(51)$ MeV/c², a njegov magnetni moment je $-1.913042(5)\mu_N$. Iako se radi o elektroneutralnoj čestici, postojanje magnetnog momenta ukazuje na to da u unutrašnjosti neutrona postoji neka raspodela pozitivnog i negativnog nanelektrisanja. Slobodan neutron je nestabilna čestica sa vremenom života $885.7(8)s$.

Neutroni učestvuju u svim interakcijama, a pošto nisu nanelektrisani lako prodiru u polje atomskog jezgra. Interakcija neutrona sa atomskim jezgrom ističe se kao dominantna prilikom ispitivanja prolaska neutrona kroz materiju. Interakcija neutrona sa elektronima se smatra zanemarljivom upravo zbog malog efikasnog preseka za odvijanje reakcija neutron-elektron i zbog velike razlike u masama između elektrona i neutrna. Širok opseg energija koje neutroni mogu da imaju čini ih veoma moćnim sredstvom za istraživanja u nuklearnoj fizici, ali takođe i u drugim oblastima fizike. Podela neutrona po energijama prikazana je u Tabeli 4.1.

Naziv	Opseg energije	Naziv	Opseg energije
ultra hladni	$< 2 \times 10^{-7}$ eV	rezonantni	(1-100) eV
veoma hladni	$(2 \times 10^{-7} - 5 \times 10^{-5})$ eV	srednje energije	(1-500) keV
hladni	$(5 \times 10^{-5} - 0,025)$ eV	brzi	(0,5-10) MeV
termalni	oko 0,025 eV	veoma brzi	(10-200) MeV
epitermalni	(0,025-1) eV	ultrabrzii	>200 MeV

Tabela 4.1: Klasifikacija neutrona po energiji.

Detaljno poznavanje karakteristika procesa u kojima učestvuju neutroni je izuzetno bitno prilikom analize gama aktivnosti koju oni mogu produkovati interakcijama sa materijalima niskofonskih gama detektorskih sistema. Prema tome, u ovom poglavlju će biti reči o reakcijama neutrona i njihovim interakcijama sa jezgrima germanijuma.

4.1 Reakcije neutrona

Neutronske reakcije se mogu podeliti na procese apsorpcije i rasejanja neutrona. Apsorpcija neutrona obuhvata zahvat neutrona i fisiju. Procesi rasejanja obuhvataju elastična i neelastična rasejanja neutrona. Elastična rasejanja se mogu odvijati kao potencijalna rasejanja i rezonantna rasejanja.

Potencijalno rasejanje odgovara jedinstvenoj difuziji talasa koji se pripisuje neutronu zbog postojanja potencijalnog polja neutrona. Ovde treba imati u vidu da se podrazumeva talasno-čestični dualizam kao obeležje kvantno-mehaničke prirode sistema. Reakcija potencijalnog rasejanja neutrona se odvija na svim energijama, a red veličine efikasnog preseka koji je kara-

Interakcija bez formiranja složenog jezgra		
Potencijalno elastično rasejanje	$n + A \rightarrow n + A$	uvek moguća
Interakcije koje se odvijaju uz formiranje složenog jezgra		
Elastično rezonantno rasejanje	$n + A \rightarrow n + A$	uvek moguća
Neelastično rezonantno rasejanje	$n + A \rightarrow n + A^*$	prag za reakciju: energija
	$A^* \rightarrow A + \gamma$	prvog pobuđenog nivoa A
		Prag za reakciju: energija
Reakcija tipa (n, 2n)	$n + A \rightarrow n + n + (A - 1)$	potrebna da se n ukloni iz A
Radijativni zahvat neutrona	$n + A \rightarrow \gamma + (A + 1)$	uvek moguća
Reakcija neutrona i nanelektrisane čestice	$n + A \rightarrow p + B$	Prag za reakciju može postojati, ali nije uvek
	$n + A \rightarrow \alpha + C$	slučaj
Fisija	$n + A \rightarrow PF_1 + PF_2 + \text{neutroni}$	Prag za reakciju postoji za jezgra sa neparnim N

Tabela 4.2: Prikaz najvažnijih reakcija neutrona.

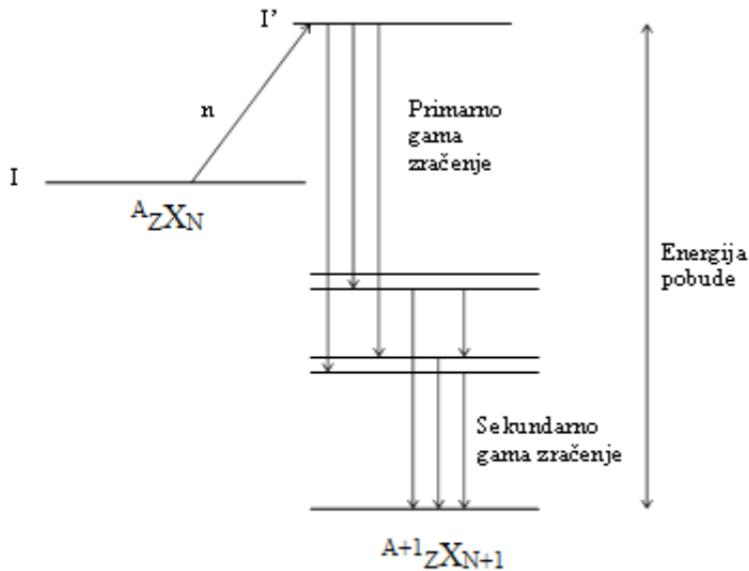
kteriše iznosi nekoliko barna [8].

Rezonantno rasejanje podrazumeva apsorpciju upadnog neutrona, formiranje složenog jezgra i ponovnu emisiju neutrona. U klasičnoj reprezentaciji se pojam rezonantnog rasejanja može predstaviti kao onaj u kom se iz složenog jezgra izbacuje neutron, dok u potencijalnom rasejanju neutron napušta potencijalno polje jezgra, jer nije ulazio u sastav samog jezgra. Efikasni presek rezonantnog rasejanja može imati različite vrednosti koje se brzo menjaju upravo zbog rezonatne prirode procesa. U Tabeli 4.2 je dat pregled reakcija u kojima mogu učestvovati neutroni a koje su bitne u analizi gama aktivnosti generisane neutronima.

4.1.1 Zahvat neutrona

Zahvat neutrona je proces u kojem neutron u reakciji sa neutronom biva apsorbovan od strane atomskog jezgra, pri čemu ostaje trajno vezan u jezgru. Nakon zahvata neutrona od strane jezgra formira se složeno jezgro koje se uglavnom nalazi u nekom od pobuđenih stanja u zavisnosti od energije koju je neutron predao jezgru (Slika 4.1).

Energija pobude nastalog jezgra nakon zahvata je jednaka sumi vezivne energije neutrona i kinetičke energije neutrona. Složeno jezgro se može de-ekscitovati emisijom gama fotona ili emisijom pojedinih čestica (protoni, ne-



Slika 4.1: Zahvat neutrona niske energije uz emisiju gama kvanta.

utroni, alfa čestice). Bitno je napomenuti da proces raspada ili deekscitacije složenog jezgra ne zavisi od načina na koji je formirano složeno jezgro, tj. složeno jezgro ne pamti mehanizam na koji je nastalo i proces nastajanja složenog jezgra nema uticaja na verovatnoće raspada jezgra putem određenih kanala.

Proces zahvata neutrona je bitan u reaktorskoj fizici i u radiološkoj zaštiti. Zaštita od neutrona se konstruiše od materijala koji usporavaju neutrone i potom ih apsorbuju. Materijali karakteristični po tome što imaju veliki presek za zahvat neutrona su boron, kadmijum i gadolinijum.

4.2 Rasejanje neutrona

Prilikom razmatranja rasejanja neutrona treba napraviti razliku između potencijalnog rasejanja i "realnih" reakcija. Potencijalno rasejanje se odvija putem interakcije neutrona sa poljem jezgra i pri tome nema direktnog kontakta između neutrona i jezgra. Sa druge strane realne reakcije se odvijaju na taj način što neutron prodire u jezgro i ove reakcije se mogu opisati (u zavisnosti od energije reakcije) ili preko formiranja složenog jezgra ili putem direktnih nuklearnih reakcija.

4.2.1 Elastično rasejanje

Elastično rasejanje neutrona predstavlja proces interakcije neutrona i jezgra atoma, prilikom kojeg ne dolazi do promene strukture jezgra-mete:

$$n + {}^A X \rightarrow n + {}^A X \quad (4.1)$$

Tokom ovog procesa brzina i pravac kretanja neutrona se menjaju, a jezgro-met je doživljava uzmak kao posledicu primanja određenog dela energije. U procesu elastičnog rasejanja ukupna kinetička energija je očuvana, samo je deo energije neutrona prenet na jezgro.

Prilikom razmatranja kinematike elastičnog rasejanja neutrona polazi se od zakona održanja energije i impulsa, te se jednostavno nalazi odnos energija neutrona nakon E_{nf} i pre E_{ni} rasejanja [8]:

$$\frac{E_{nf}}{E_{ni}} = \frac{A^2 + 1 + 2A\cos\theta}{(A + 1)^2} = \frac{1}{2}[1 + \alpha + (1 - \alpha)\cos\theta] \quad (4.2)$$

gde je A atomski broj, θ predstavlja ugao rasejanja u sistemu centru masa dok su energije neutrona merene u laboratorijskom sistemu, a $\alpha = \frac{(A-1)^2}{(A+1)^2}$. Prethodnom formulom se pogodno vrši procena gubitka energije neutrona

prolaskom kroz neki materijal. Ovo je od suštinske važnosti za fiziku nuklearnih reaktora gde fenomen tzv. moderacije, odnosno usporavanja neutrona, predstavlja problem koji zahteva što bolja tehnička rešenja. Uočava se da se maksimalni gubici energije javljaju pri čeonim sudsarima ($\theta = 0$), mada se to u realnosti retko dešava. Takođe se da zaključiti da neutron gubi više energije krećući se kroz materijal koji sadrži laka jezgra.

4.2.2 Neelastično rasejanje

Neelastično rasejanje neutrona je proces rasejanja neutrona na jezgru atoma nakon kojeg jezgro ostaje u nekom od svojih pobuđenih energijskih stanja. Pobuđeno jezgro se nakon toga raspada na osnovno stanje emisijom gama fotona. Ukupna energija neutrona pre neelastičnog rasejanja jednaka je sumi kinetičke energije neutrona nakon rasejanja, energije uzmaka jezgra i energije pobuđenog stanja.

Proces neelastičnog rasejanja je moguć ako je energija upadnog neutrona veća od energije prvog pobuđenog stanja jezgra. Neutron mora da ima dovoljnu energiju da pobudi jezgro sa kojim interaguje. Iz ovog proizilazi da ovaj proces ima određeni energijski prag.

Primenom zakona održanja energije i momenta impulsa za neelastično rasejanje se mogu dobiti jednostavne formule koje opisuju energiju koju poseduje neutron nakon neelastičnog rasejanja i ugao pod kojim se posle interakcije za jezgrom [8]:

$$\frac{E_{nf}}{E_{ni}} = \frac{\gamma^2 + 1 + 2\gamma\cos\theta}{(A+1)^2} \quad (4.3)$$

$$\cos\psi = \frac{1 + \gamma\cos\theta}{\sqrt{\gamma^2 + 1 + 2\gamma\cos\theta}} \quad (4.4)$$

$$\gamma = A \sqrt{1 - \frac{(A+1)}{A} \frac{Q}{E_{ni}}} \quad (4.5)$$

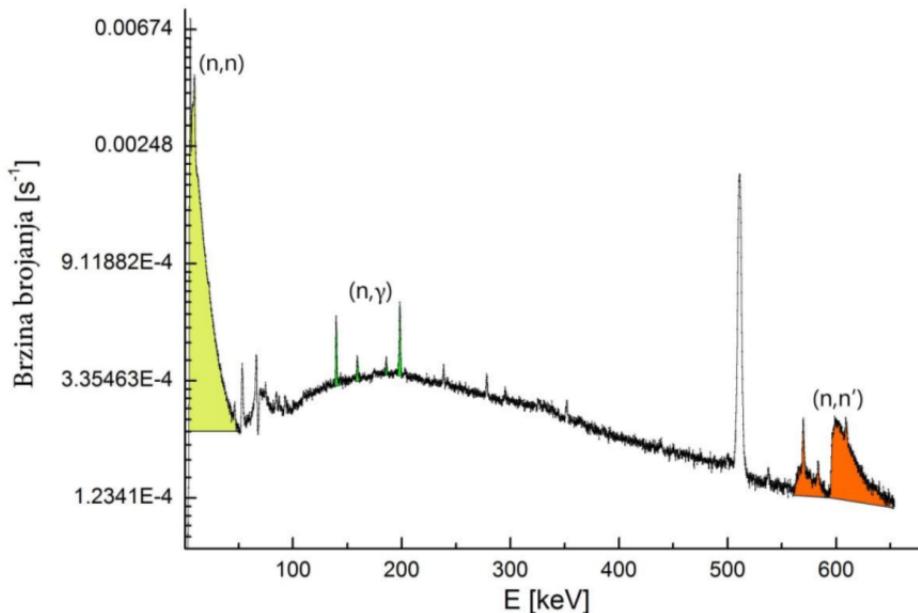
gde su E_{ni} i E_{nf} energije neutrona pre i posle neelastičnog rasejanja, A je atomski broj jezgra mete, ψ je ugao pod kojim se izvrši rasejanje u laboratorijskom sistemu, θ je ugao rasejanja u sistemu centra mase i Q je energija pobude jezgra mete. Minimalna energija koju treba da poseduje neutron da bi proces neelastičnog rasejanja bio moguć iznosi:

$$E_0 = \frac{A+1}{A} Q \quad (4.6)$$

4.3 Interakcije neutrona sa germanijumskim detektorom

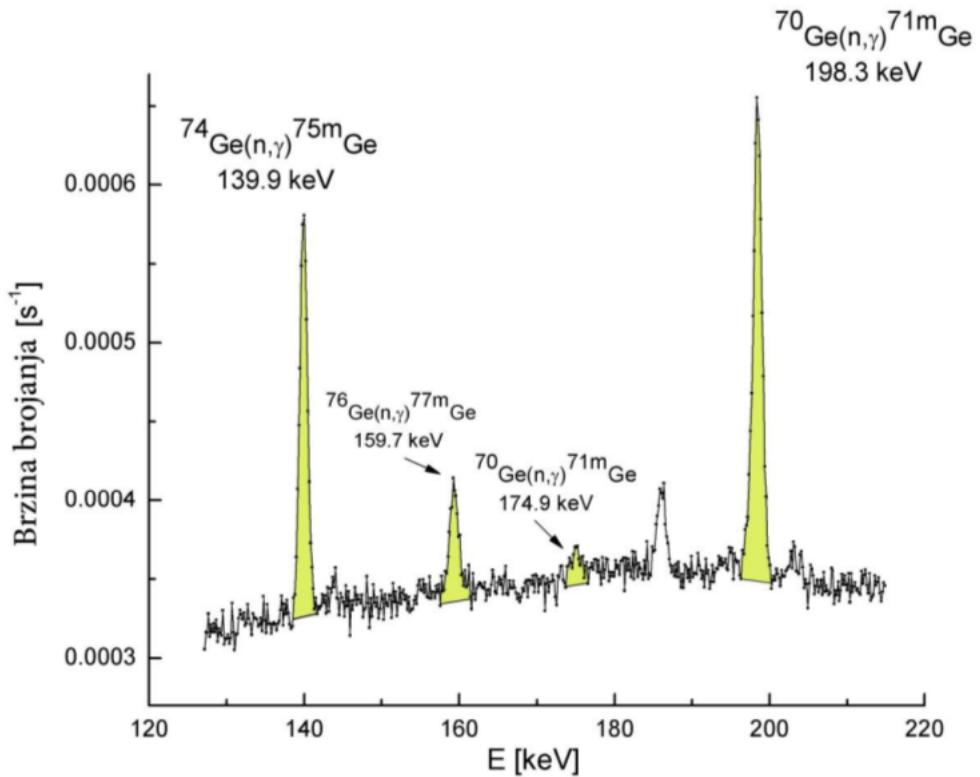
Kada su u pitanju interakcije neutrona sa jezgrima germanijuma mogući su procesi rasejanja i zahvata neutrona. Zahvat neutrona, elastično i neelastično rasejanje su označeni u različitim oblastima spektra snimljenog sa HPGe detektorom koji je prikazan na Slici 4.2. Pošto je priroda interakcije drugačija, načini na koje se manifestuju ovi procesi u spektru se razlikuju.

Proces elastičnog rasejanja neutrona doprinosi povećanju nivoa fona u gama spektroskopskim merenjima i to na niskim energijama. U ovom procesu ne dolazi do pobuđivanja jezgra niti do emisije gama fotona, već se transfer energije neutrona ogleda u vidu energije uzmaka jezgra. S obzirom da je u ovom slučaju germanijumski detektor bio izložen neutronima nastalim usled interakcije kosmičkog zračenja sa olovom od koga je sačinjena zaštita, energija neutrona ne prelazi nekoliko MeV-a. Analizom se može pokazati da jezgra germanijuma, koja imaju masu oko 70 puta veću od mase neutrona, mogu dobiti energiju i do 100 keV. Zbog toga se uočava povećanje odbroja u niskoenergetskom delu fonskog spektra.



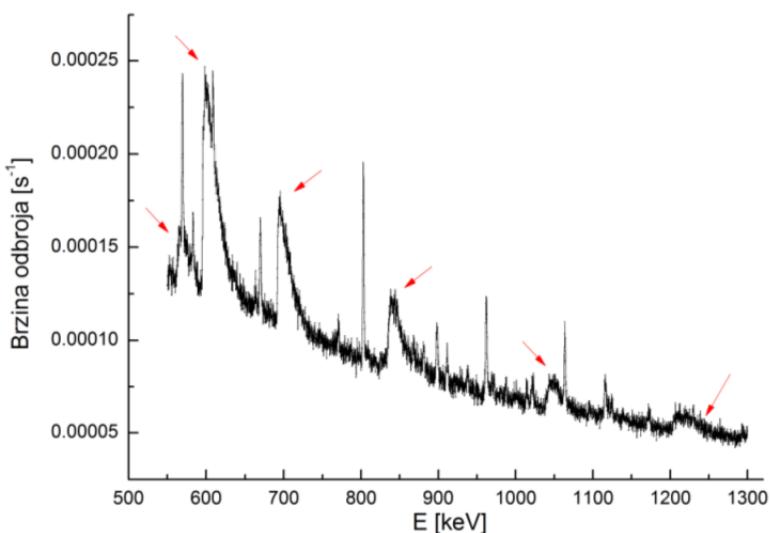
Slika 4.2: Deo fonskog spektra HPGe detektora sa izdvojenim oblastima koje karakterišu procese: (n, n) elastično rasejanje neutrona; (n, γ) zahvat neutrona i (n, n') neelastično rasejanje [7].

U procesu zahvata neutrona dolazi do deekscitacije formiranog jezgra ili do njegovog raspada, pri cemu se emitiše gama zračenje ili dolazi do konverzije elektrona. Za niskofonska gama spektroskopska merenja je pomenuti proces od naročitog značaja ukoliko se odvija u samoj aktivnoj zapremini detektora. U slučaju HPGe detektora u snimljenim spektrima se uočava izvestan broj standardnih spektroskopskih linija koje potiču od interakcija zahvata neutrona na jezgrima germanijuma u aktivnoj zapremni detektora. Shodno prirodi procesa, ove linije mogu da budu promptne, u slučaju deekscitacije pobudenih jezgara, ili odgovaraju raspodu jezgara potomaka neutronskog zahvata. Na Slici 4.3 se jasno uočavaju najintenzivnije linije (n, γ) porekla koje odgovaraju energijama od 139.9 keV i 198.3 keV, a rezultat su raspada izomernih stanja ^{75m}Ge i ^{71m}Ge , nastalih nakon neutronskog zahvata na ^{74}Ge i ^{70}Ge , redom. Osim pomenutih, u spektru se mogu primetiti i linije na energijama od 159.7 keV i 174.9 keV koje potiču od raspada izomernih stanja ^{77m}Ge i ^{71m}Ge .



Slika 4.3: Niskoenergetski deo fonskog spektra sa označenim gama linijama koje potiču od raspada izomernih stanja germanijuma [7].

Zahvat neutrona je proces u kome učestvuju neutroni niskih energija. Tom prilikom novonastalo jezgro biva pobuđeno do energija jednakih energiji veze neutrona i prelazi na osnovno stanje emisijom gama zračenja. U tom procesu samo jezgro germanijuma ne dobija kinetičku energiju, tako da će prevashodno biti detektovani fotoni određenih energija, karakterističnih za stvoreni izotop germanijuma. Detektovane gama linije u spektru imaju prepoznatljiv oblik Gausovske distribucije (Slika 4.3).



Slika 4.4: Deo fonskog spektra sa detektovanim linijama usled neelastičnog rasejanja neutrona.

Neutroni koji učestvuju u procesu neelastičnog rasejanja takođe mogu produkovati gama aktivnost interakcijama unutar aktivne zapremine detektora. U slučaju HPGe detektora, neutroni interaguju sa atomima germanijuma, pa dolazi do pobuđivanja jezgara germanijuma. Potom se ova jezgra deekscituju emitujući gama foton ili konverzionи elektron. Sagledavanjem energetskog bilansa ovog procesa, određenu količinu energije dobije i jezgro germanijuma koje dozivljava uzmak. Nakon deekscitacije jezgra, energija gama fotona (ili konverzionih elektrona) sumira se sa energijom uzmaka jezgra. U oba slučaja je od posebnog interesa situacija kada ove čestice svoju energiju ostavljaju u aktivnoj zapremini detektora i kada dolazi do stvaranja parova elektron-šupljina u detektoru. Generisani parovi elektrona i šupljina dovode do stvaranja naponskih signala koji se analiziraju po amplitudama. Do sabiranja energije gama fotona i energije uzmaka jezgra dolazi zbog istovremenog dešavanja procesa deekscitacije i detekcije u samom detektoru. Stoga se gama linije koje karakterišu neelastično rasejanje neutrona

na jezgrima germanijuma odlikuju specifičnom energetskom asimetrijom, sa dugačkim repom na višim energijama (Slika 4.4). Karakteristično za proces neelastičnog rasejanja je i to da se on odvija ukoliko neutroni imaju energije više od praga, kao što se vidi iz obrasca 4.6.

Na Slici 4.4 su prikazane linije koje nastaju u procesu neelastičnog rasejanja neutrona na jezgrima germanijuma, a mogu se detektovati u fonskom spektru. Poređenjem energija gama linija prisutnih u spektru sa klasifikovanim karakteristikama radioaktivnih izotopa zaključeno je da detektovane gama linije potiču od izotopa ^{70}Ge , ^{72}Ge , ^{74}Ge i ^{76}Ge . U Tabeli 4.3 je predstavljena izotopska zastupljenost stabilnih izotopa germanijuma, a u Tabeli 4.4 tačni iznosi energija odgovarajućih linija primećenih u fonskim spektrima, kao i reakcije koje su odgovorne za njihovu pojavu.

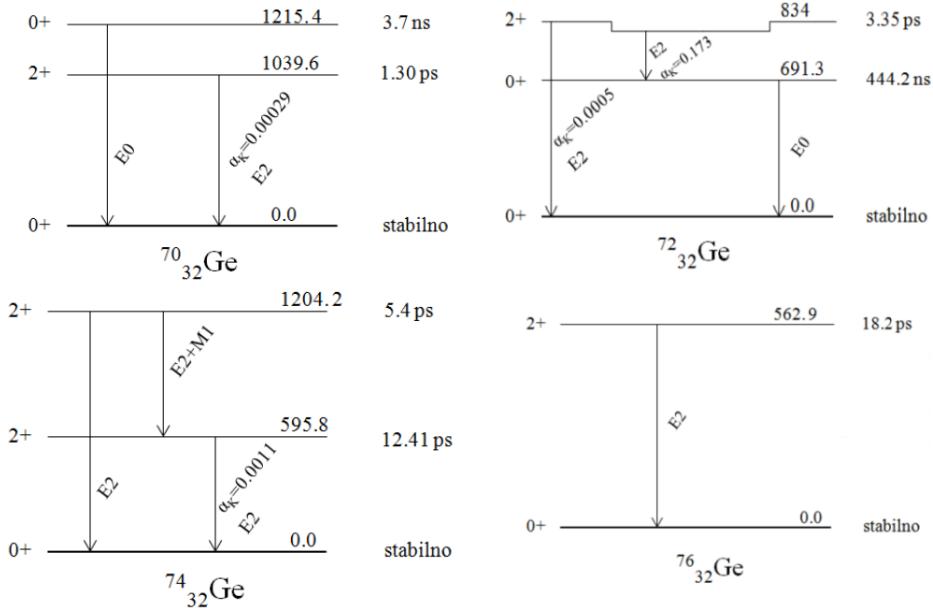
Izotop	Procentualna zastupljenost [%]
^{70}Ge	20.52
^{72}Ge	27.43
^{73}Ge	7.76
^{74}Ge	36.54
^{76}Ge	7.76

Tabela 4.3: Procentualni izotopski sastav germanijuma [7].

E [keV]	Reakcija
562.8	$^{76}\text{Ge}(\text{n}, \text{n}')^{76}\text{Ge}$
595.8	$^{74}\text{Ge}(\text{n}, \text{n}')^{74}\text{Ge}$
691.3	$^{72}\text{Ge}(\text{n}, \text{n}')^{72}\text{Ge}$
834	$^{72}\text{Ge}(\text{n}, \text{n}')^{72}\text{Ge}$
1039.6	$^{70}\text{Ge}(\text{n}, \text{n}')^{70}\text{Ge}$
1204.2+1215.4	$^{74}\text{Ge}(\text{n}, \text{n}')^{74}\text{Ge}$ + $^{70}\text{Ge}(\text{n}, \text{n}')^{70}\text{Ge}$

Tabela 4.4: Detektovane gama linije koje prate neelastično rasejanje.

Na Slici 4.5, dati su delovi šema raspada pobuđenih stanja izotopa ^{70}Ge , ^{72}Ge , ^{74}Ge i ^{76}Ge . Uz svaki energetski nivo navedena je energija u keV, vreme života, spin i parnost datog jezgra. Kako je već napomenuto, postoji izvesna verovatnoća da se jezgro viška energije oslobodi i emisijom konverzionog elektrona. Naime, prilikom prelaska jezgra sa višeg na niže energetsko stanje dešavaju se kratkotrajne promene električnog i magnetnog polja koje ne moraju nužno dovesti do emisije elektromagnetnog zračenja. Postoji verovatnoća da se energija pobude jezgra direktno predala nekom od orbitalnih elektrona, nakon čega on napušta atom. Ovaj proces se naziva internom konverzijom, dok su elektroni emitovani tim putem konverzionali elektroni. Procesi konverzije elektrona i emisije fotona konkurišu jedan drugom. Na šematskim prikazima su verovatnoće da dođe do emisije konverzionog elektrona iskazane pomoću konverzionog koeficijenta koji predstavlja odnos broja elektrona emitovanih sa određene ljudske i broja emitovanih gama fotona. Shodno tome kojoj ljudsci pripada elektron koji se emituje, definišu se parcijalni konverzionali koeficijenti α_K , α_L , α_M ... Totalni konverzionali koeficijent jednak je zbiru svih parcijalnih koeficijenata ili odnosu ukupnog broja emitovanih konverzionih elektrona i emitovanih gama fotona. Međutim, na slikama se uočava da su vrednosti koeficijenta α_K veoma male, a koeficijenti α_L , α_M ... još manji, tako da je njihov doprinos totalnom konverzionalom koeficijentu gotovo zanemarljiv u odnosu na α_K . Iz ovog razloga su na šematskim prikazima prelaza naznačene samo vrednosti za α_K .



Slika 4.5: Deo šeme energetskih nivoa izotopa ^{70}Ge , ^{72}Ge , ^{74}Ge i ^{76}Ge [7].

Glava 5

Eksperimentalni deo

Neutroni u interakcijama sa materijalima detektorskih sistema mogu pro-dukovati merljivu gama aktivnost putem procesa zahvata i rasejanja. Tokom različitih niskofonskih ili promptnih aktivacionih neutronske merenja detekcija ovih događaja predstavlja često neželjeno pozadinsko zračenje pošto detektovani događaji koji prate neutronske interakcije interferiraju sa događajima čija je detekcija od interesa u datom merenju.

Eliminacija pozadinskog zračenja indukovanih neutronima uz pomoć različitih aktivnih i pasivnih zaštita detektora nije u potpunosti moguća. Zbog toga je potrebno razviti metode koje će omogućiti tačno određivanje nivoa njihovog prisustva i na taj način dati mogućnost za procenu broja fonskih događaja nastalih u neutronske interakcijama. Za tu svrhu se mogu koristiti detektovani intenziteti gama pikova koji se u snimljenim spektrima javljaju usled neutronske interakcije sa jezgrima materijala detektora, u ovom slučaju germanijuma. Do sada su razvijene metode koje se zasnivaju na analizi detektovanih intenziteta gama pikova energije od 139.5 keV i 691 keV [2, 3].

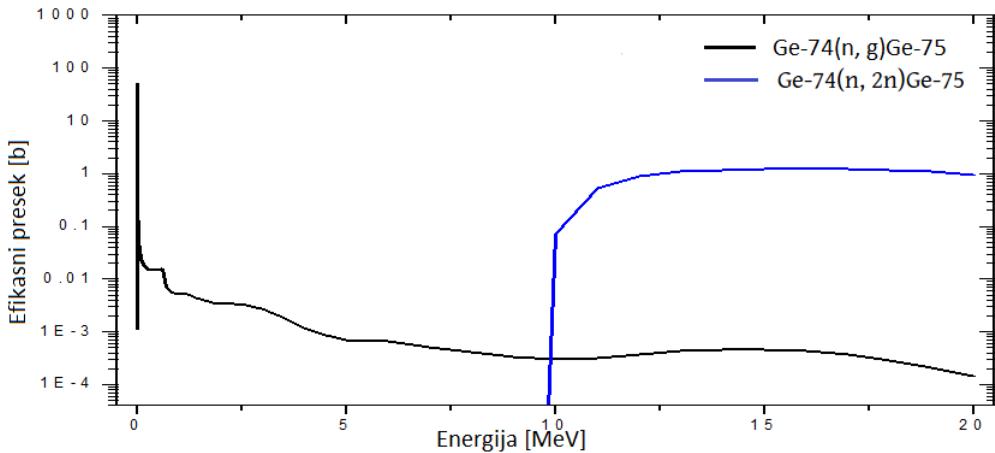
Gama pik energije 139.5 keV se javlja u snimljenim spektrima usled raspada izomernog stanja ^{75m}Ge nakon zahvata neutrona na jezgrima ^{74}Ge i koristi se za određivanje prisustva sporih neutrona pod kojima će se ovde podrazumevati neutroni sa energijama u termalnom i epitermalnom energijskom opsegu.

Gama kvant energije 691 keV se javlja nakon deeksitacije pobuđenog stanja ^{71}Ge prateći neelastično rasejanje neutrona na ovom izotopu germanijuma, pa zato detektovani kvanti ove energije upućuju na prisustvo brzih neutrona.

Međutim, rezultati prikazani u studijama [9] upućuju na to da pojavi gama pika energije 139 keV osim zahvata termalnih neutrona na ^{74}Ge dopri-nose i neki drugi procesi.

Na Slici 5.1 je prikazan efikasni presek za neutronske interakcije na izo-

topima germanijuma koje mogu dovesti do stvaranja izomera ^{75m}Ge [10]. Izotop ^{75m}Ge može da nastane zahvatom neutra od strane izotopa ^{74}Ge i ova reakcija je dominantna sve do energija nešto manjih od 10 MeV (Slika 5.1). Na energijama višim od 10 MeV dominantan postaje proces u kojem dolazi do zahvata neutra na jezgru ^{76}Ge , nakon čega se emituju dva neutra i nastaje ^{75m}Ge . Ove nuklearne reakcije prati emisija gama fotona energije 139 keV. Dakle, jasno se uočava da pojavi gama pika na energiji od 139 keV ne doprinose samo spori neutroni nego i brzi.

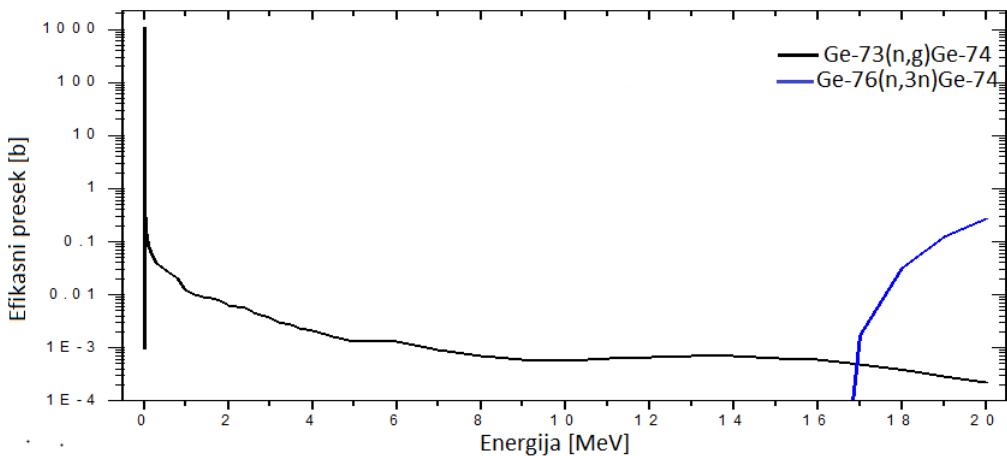


Slika 5.1: Efikasni presek za nastanak ^{75}Ge u reakcijama $^{73}\text{Ge}(n, \gamma)^{75m}\text{Ge}$ i $^{74}\text{Ge}(n, 2n)^{75m}\text{Ge}$ u zavisnosti od energije neutrona.

Takođe u istim studijama [9] je prikazano da se detektovani promptni gama pik energije od 595.5 keV nakon zahvata neutra na jezgru ^{73}Ge javlja jedino u slučaju značajnog prisustva termalnih neutra u detektorskom sistemu.

Na Slici 5.2 se mogu videti efikasni preseci za neutronske interakcije na izotopima germanijuma koje mogu dovesti do nastajanja izotopa ^{74}Ge . Sve do energije od 17 MeV dominantna je reakcija zahvata neutra od strane izotopa ^{73}Ge , a na višim energijama je veća verovatnoća za odvijanje reakcije $^{76}\text{Ge}(n, 3n)^{74}\text{Ge}$ [10]. Poređenjem efikasnih preseka predstavljenih na Slici 5.1 i Slici 5.2 jasno se uočava da je vreovatnoća za zahvat sporih neutra na jezgru ^{73}Ge približno deset puta veća nego u slučaju zahvata neutra na jezgru ^{74}Ge . Osim toga, doprinos brzih neutra intenzitetu gama linije od 595.5 keV je mnogo manje izražen nego u slučaju gama pika na energiji od 139 keV.

Prema tome, osnovni cilj ovog rada jeste analiza mogćnosti korišćenja gama pika energije 595.5 keV za određivanje prisustva sporih neutra. Me-



Slika 5.2: Efikasni presek za nastanak ^{74}Ge u reakcijama $^{73}\text{Ge}(n, \gamma)^{74}\text{Ge}$ i $^{76}\text{Ge}(n, 3n)^{74}\text{Ge}$ u zavisnosti od energije neutrona.

đutim, ova gama linija u snimljenim spektrima ima karakterističnu strukturu jer su za njen nastanak odgovorna dva neutronska procesa. Prvi je prethodno pomenuti proces zahvata neutrona $^{73}\text{Ge}(n, \gamma)^{74}\text{Ge}$, a drugi proces je neelastično rasejanje $^{74}\text{Ge}(n, n')^{74}\text{Ge}$. Stoga ovaj pik ima strukturu koja je nastala sumiranjem standardnog gausovskog pika nakon zahvata neutrona i karakterističnog energetski asimetričnog pika koji prati neelastično rasejanje neutrona na izotopu germanijuma ^{74}Ge . To je nametnulo neophodnost razvijanja procedure za dekonvoluciju intenziteta gama pikova koji potiču od zahvata neutrona i neelastičnog rasejanja. Treba napomenuti da je velika prednost ovog pristupa mogućnost da se jedan jedini gama pik energije od 595.5 keV koristi za procenu prisustva kako sporih, tako i brzih neutrona u germanijumskim spektroskopskim sistemima.

Da bi se proverilo da je ovo zaista i izvoljivo snimljeni su gama spektri u slučaju kada je u blizini HPGe detektora bio postavljen ^{252}Cf koji je izvor neutrona usled spontane fisije ovog elementa. Između izvora i detektora su sukcesivno postavljane ploče od PVC (polivinil hlorid) plastike različite debljine. Usled usporavanja neutrona u ovom materijalu detektor je bio izložen različitom fluksu neutrona.

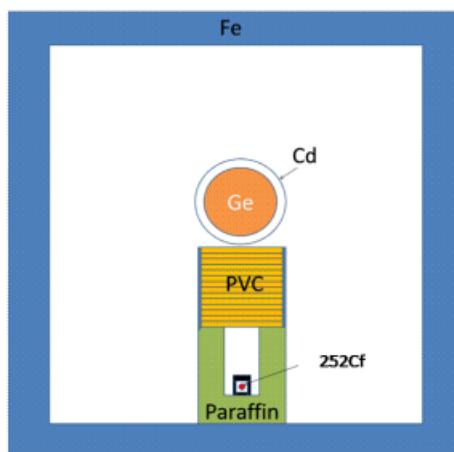
U okviru ove glave su opisani svi koraci koji su neophodni da bi se došlo do analize podataka, polazeći od eksperimentalne postavke, merenja i sakupljenih osnovnih spektroskopskih informacija. Na kraju ovog poglavlja je predstavljen model koji je korišćen za fitovanje gama pikova indukovanih neutronskim reakcijama.

5.1 Eksperimentalna postavka

Eksperiment je izvršen u Laboratoriji za gama spektroskopiju, Katedre za nuklearnu fiziku, u okviru Departmana za fiziku, Prirodno-matematičkog fakulteta u Novom Sadu. U ovom poglavlju će biti opisana mehanička postavka kao i elektronika koja je korišćena u cilju snimanja fonskih spektara.

5.1.1 Mehanička postavka

Mehanička postavka je prikazana je na Slici 5.3.



Slika 5.3: Šematski prikaz eksperimentalne postavke korišćene tokom merenja.

Korišćen je n-tip HPGe detektor relativne efikasnosti 22.3 % i aktivne zapremine 119 cm^3 . Proizvođač detektora je CANBERRA, a model je G.C.2520-7600. Detektor je bio smešten u gvozdenoj zaštiti zapremine 1 m^3 sa zidovima debljine 25 cm i mase od oko 20 t. Zaštita je napravljena od gvožđa izlivenog pre Drugog svetskog rata zbog čega ne sadrži radioaktivnu kontaminaciju prouzrokovanoj nuklearnim probama i havarijama na nuklearnim postrojenjima.

Kao izvor neutrona korišćen je izvor ^{252}Cf aktivnosti $4.5 \cdot 10^3 \frac{\text{neutrona}}{\text{s}}$ u 4π sr. Ovaj radionuklid se može raspasti putem dva kanala: alfa raspad (96.9 %) i spontana fisija (3.2 %). Prilikom svake spontane fisije emituje se 3.77 neutrona, a period poluraspada za ovaj kanal je $T_{\frac{1}{2}} = 2.645$ godina.

Izvor neutrona ^{252}Cf je bio postavljen u Marineli posudu obloženu slojem parafina sa svih strana osim u pravcu usmerenom ka detektoru. Izvor je potom prekriven gvozdenom pločicom debljine 8 mm. Uloga ovako postavljene

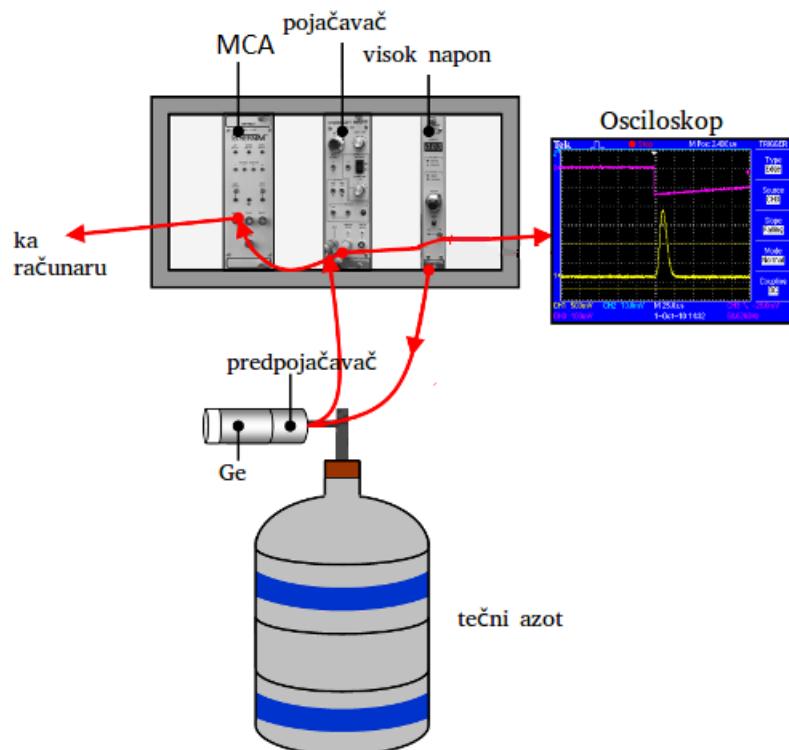
gvozdene pločice je da apsorbuje gama zračenje koje potiče od raspada fisijskih potomaka koji su se u međuvremenu nakupili u kalifornijumskom izvoru.

Između gvozdene pločice i detektora su postavljane različite debljine PVC plastike kao što je pokazano na Slici 5.3. PVC je korišten kako bi se neutroni usporili i termalizovali, te je tako detektor bio izložen različitom fluksu neutrona. Na taj način bilo je moguće pratiti intenzitete gama linija germanijuma indukovanih neutronima pri različitim uslovima.

Druga postavka u odnosu na prethodnu je imala još sloj kadmijuma Cd debljine 1mm postavljen oko kristala germanijumskog detektora. Kadmijum je dodat u cilju eliminisanja termalnih neutrona što je omogućilo analizu uticaja zasebno sporih i brzih neutrona na intenzitete određenih gama pikova.

5.1.2 Postavka elektronike

Nuklearna instrumentacija neophodna za izvođenje eksperimenta je prikazana na Slici 5.4.



Slika 5.4: Elektronika korišćena za realizaciju eksperimenta.

Korišćen je jednostavan sistem sastavljen od predpojačavača, pojačavača i višekanalnog analizatora. Germanijumski detektor je priključen na izvor visokog napona, a sa druge strane signal iz detektora se vodi do ulaza predpojačavača u cilju pojačavanja i oblikovanja signala. Ovde je vrlo značajno da se predpojačavač nalazi blizu detektora kako ne bi došlo do gubljenja dela signala u kablovima, pošto je amplituda signala na izlazu iz detektora relativno niska. Izlazni signal iz predpojačavača se dovodi kao ulazni signal na pojačavač kako bi se signal dodatno pojačao i oblikovao u formu pogodnu za dalje procesuiranje. Ovaj signal se šalje do višekanalnog analizatora koji sortira ulazne signale prema njihovoj visini i čuva odbroj za svaku visinu u višekanalnoj memoriji. U višekanalnom analizatoru se analogni signali pretvaraju u digitalne pomoću analogno-digitalnog konvertora ADC. U svakom trenutku signal može da se proveri pomoću osciloskopa i na taj način otkloni smetnje ili podesi odgovarajuća vrednost pojačanja, praga diskriminacije i slično. Signal sa višekanalnog analizatora se vodi ka računaru gde se snimaju spektri. Prilikom merenja za sakupljanje spektara korišćen je programski paket GENIE 2000.

5.2 Merenje

Prvi set podataka snimljen je bez plastike kao i sa različitim debljinama plastike: 7 mm, 14 mm, 26 mm, 45 mm, 68 mm i 93 mm.

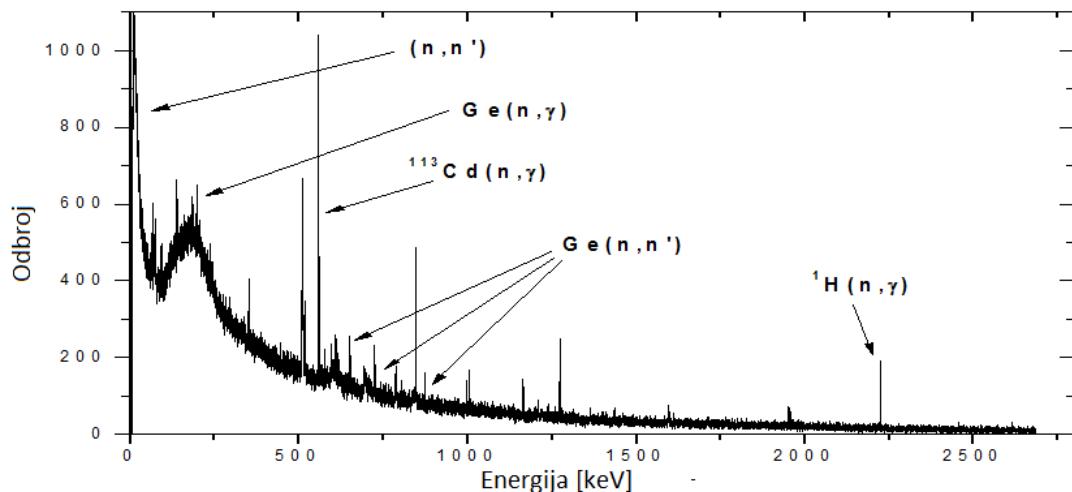
	Debljina plastike [mm]	Vreme merenja [s]
bez kadmijuma	0	151367
	7	157503
	14	160972
	26	158645
	45	141190
	68	161311
	93	145810
sa kadmijuom	0	169949
	7	148505
	14	163314
	26	166971
	45	177709
	68	151977
	93	157793

Tabela 5.1: Debljine PVC plastike postavljene između HPGe detektora i izvora neutrona kao i pojedina vremena merenja.

Drugi set podataka je snimljen nakon što je dodat sloj kadmijuma oko kristala germanijuma. Ovde je snimljen spektar bez plastike između izvora i detektora, kao i sa slojevima plastike jednakih debljinu kao u prethodnom slučaju. U Tabeli 5.1 su prikazani podaci o debljinu plasike i vremenu merenja za svaku debljinu. Zbog relativno niske aktivnosti kalifornijumskog izvora da bi se dobili statistički značajni rezultati, sva merenja su trajala oko dva dana.

5.3 Spektroskopski podaci

Za analizu gama linija koje se pojavljuju u spektru korišćen je programski paket ROOT. Na Slici 5.5 je prikazan jedan tipičan snimljen spektar.



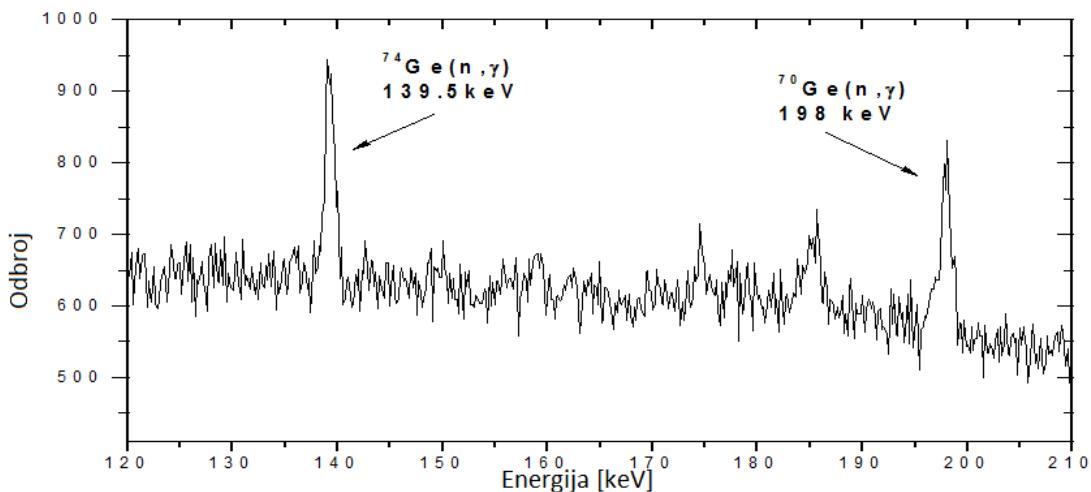
Slika 5.5: Gama spektar snimljen u slučaju kada je između izvora neutrona i detektora postavljen sloj od 68 mm PVC-a.

U niskoenergetskoj oblasti spektra se lako uočava doprinos elastičnog i neelastičnog rasejanja neutrona na jezgrima germanijuma. Takođe registrovani su i gama pikovi koji potiču od zahvata neutrona na izotopima germanijuma. U Tabeli 5.2 su predstavljene energije i reakcije od kojih potiču detektovani gama pikovi indukovani neutronima koji su bili od interesa u ovom radu.

Na Slici 5.6 je prikazan deo spektra sa vrlo dobro poznatim gama linijama energije 139.5 keV koja se javlja usled reakcije $^{74}Ge(n, \gamma)$ i gama linija na 198.7 keV koja je posledica reakcije $^{70}Ge(n, \gamma)$. Detektovane su i linije sa strukturu za koju je karakterističan rep u širokom energijskom opsegu. Jedna takva struktura je prikazana na Slici 5.7, a odgovara energiji od 691 keV i posledica je reakcije $^{72}Ge(n, n')$. Intenziteti linija 139.5 keV i 691 keV

Reakcija	Energija [keV]
$^{72}\text{Ge}(\text{n}, \gamma)$	66.7
$^{74}\text{Ge}(\text{n}, \gamma)$	139.5
$^{70}\text{Ge}(\text{n}, \gamma)$	174.9
$^{70}\text{Ge}(\text{n}, \gamma)$	198.7
$^{76}\text{Ge}(\text{n}, \gamma)$	562
$^{73}\text{Ge}(\text{n}, \gamma)$	595.5
$^{74}\text{Ge}(\text{n}, \text{n}')$	595.8
$^{72}\text{Ge}(\text{n}, \text{n}')$	691
$^{70}\text{Ge}(\text{n}, \text{n}')$	1039.6

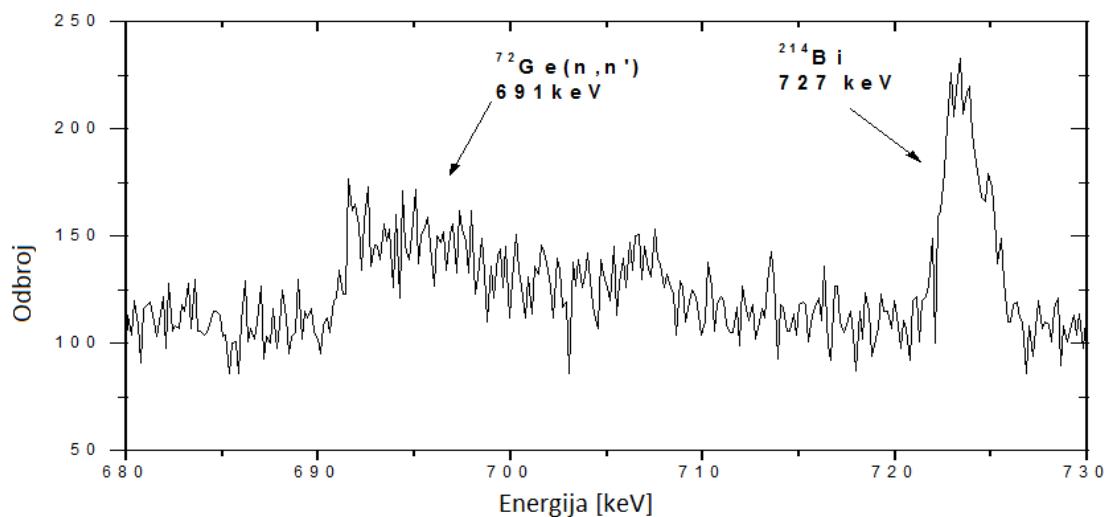
Tabela 5.2: Neutronima indukovane gama linije od interesa u ovom radu.



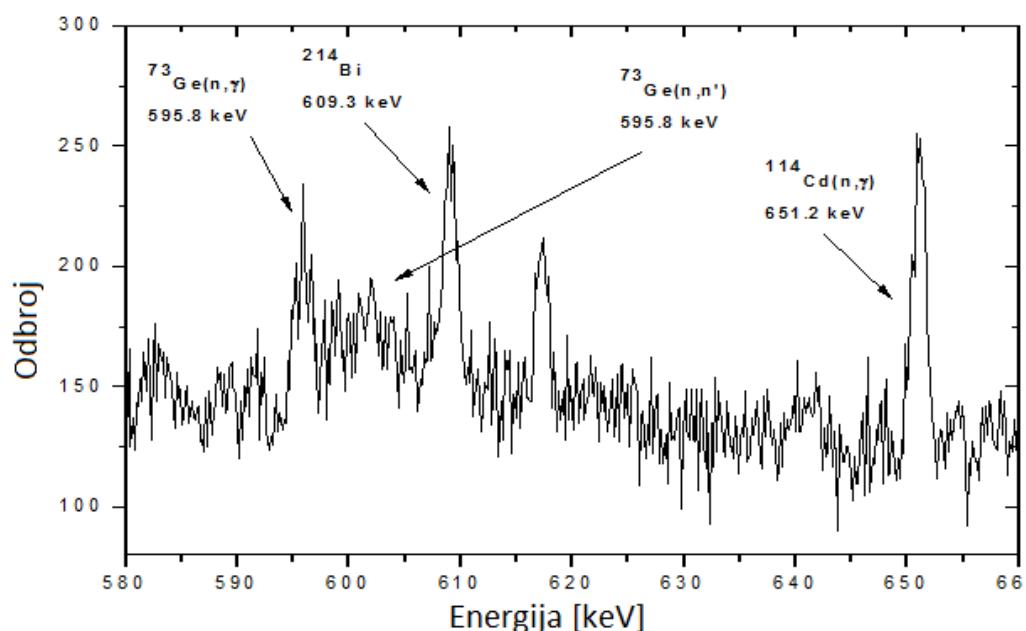
Slika 5.6: Niskoenergetski deo gama spektra sa gama pikovima energije 139.5 keV i 198.7 keV snimljen u slučaju kada je između izvora neutrona i detektora postavljen sloj od 68 mm PVC-a.

se za vreme gama spektroskopskih merenja koriste da bi se procenio fluks brzih i sporih neutrona [3, 9].

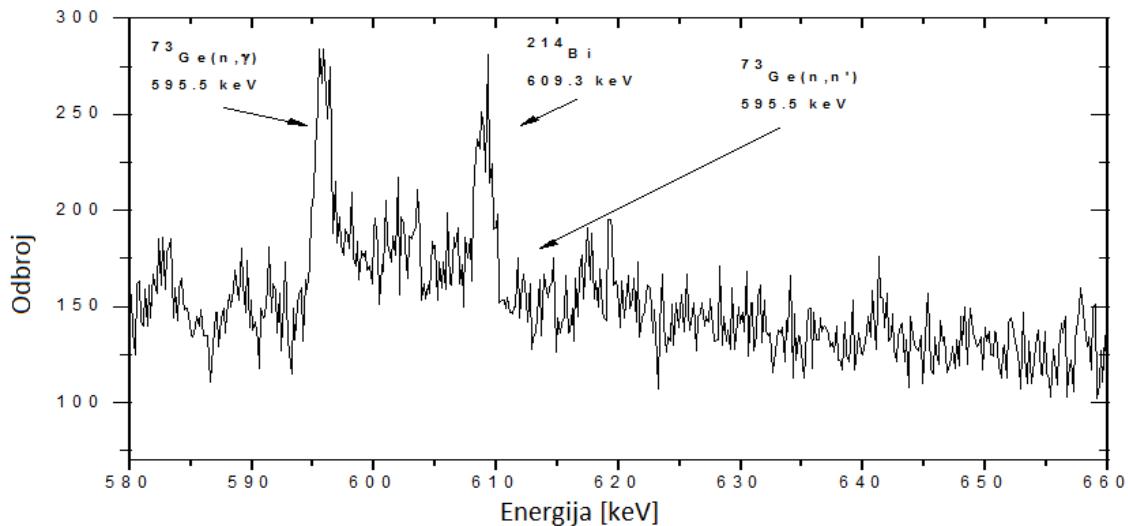
Za ovaj rad je od posebnog značaja struktura koja se javlja na energiji oko 595.8 keV. Ona je prikazana na Slici 5.8. Ovakva struktura je posledica doprinosa dva različita neutronska procesa koja dovode do stvaranja izotopa ^{74}Ge nakon čega se emitiše gama kvant energije 595.5 keV. Prvi proces je zahvat neutrona na jezgru ^{73}Ge i u spektru se uočava u formi pika Gausovskog oblika. Međutim, ovaj pik je sumiran sa pikom koji ima rep koji se proteže u širokom opsegu energija, a nastao je kao posledica neelastičnog



Slika 5.7: Deo gama spektra u oblasti energije 691 keV snimljen kada je 68 mm PVC-a bilo postavljeno između detektora i izvora neutrona.



Slika 5.8: Deo gama spektra u oblasti energije 595 keV snimljen u slučaju kada je oko detektora postavljen sloj kadmijuma Cd, a između izvora neutrona i detektora je 68 mm PVC-a.



Slika 5.9: Deo gama spektra u oblasti energije 595 keV snimljen u slučaju kada oko detektora nije postavljen sloj kadmijuma Cd, a između izvora neutrona i detektora je 68 mm PVC-a.

rasejanja neutrona na jezgru ^{74}Ge .

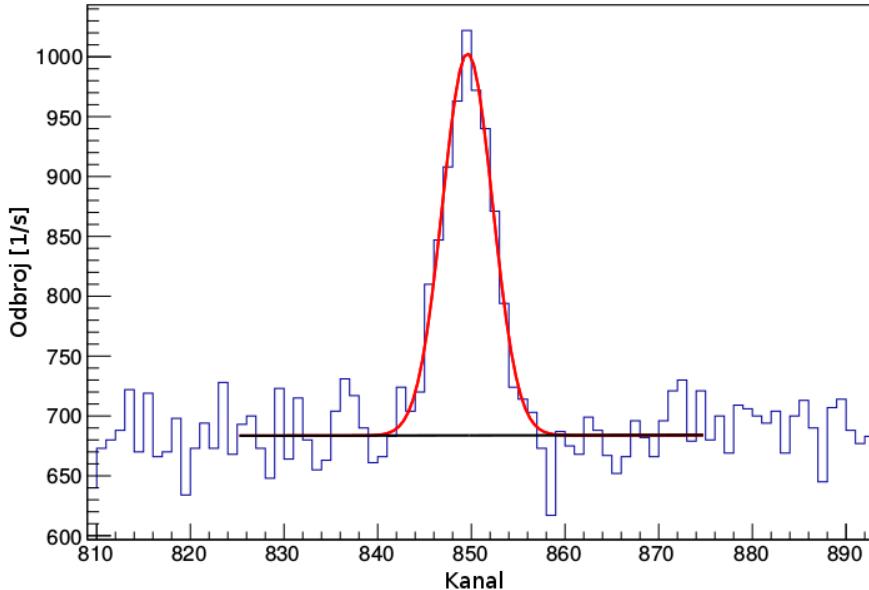
Zapaženo je da gama pik oblika Gausijana sa energijom 595.5 keV ima znatno niži intenzitet u slučaju kada je oko detektora prisutan sloj kadmijuma (Slika 5.8 i Slika 5.9). Pošto kadmijum apsorbuje spore neutrone ovaj rezultat upućuje na mogućnost korišćenja linije od 595.8 keV za procenu prisustva sporih neutrona u gama spektroskopskim sistemima. Takođe, ovaj pik postaje značajno uočljiviji u snimljenim spektrima u slučaju prisustva veće debljine PVC plastike (Slika 5.8 i Slika 5.9).

U spektrima snimljenim u konfiguraciji sa kadmijumom detektovane su gama linije sa energijom od 651.1 keV i 558.4 keV koje prate zahvat neutrona od strane izotopa kadmijuma ^{113}Cd . Pošto materijali iz okruženja sadrže vodonik detektovana je linija energije 2223 keV nastala reakcijom $^1\text{H}(n,\gamma)$. Ovi gama pikovi su poslužili pri analizi kao indikator prisustva sporih neutrona u detektorskem okruženju.

5.4 Model za fitovanje gama pikova indukovanih neutronskim reakcijama

Za obradu standardnih gama linija oblika gausijana nastalih zahvatom neutrona kao i za fitovanje nešto komplikovаниjih struktura nastalih usled rasejanja neutrona ili pak superpozicijom dva procesa, zahvata neutrona i neelastičnog rasejanja, korišćen je programski paket ROOT. ROOT predstavlja objektno-orientisano okruženje pisano u programskom jeziku C++, a razvijen je u CERN-u [11]. Ovo okruženje je vrlo korisno i moćno kada su u pitanju vizualizacija i analiza podataka.

Kalsične gama linije nastale zahvatom neutrona fitovane su uz pomoć funkcije koja je predstavljala zbir gausijana i linearne funkcije. Linearna funkcija je u ovom slučaju određivala nivo fona. Jedan takav gama pik sa energijom od 139.5 keV je prikazan na Slici 5.10, a na isti način su fitovane gama linije kadmijuma energije 558 keV i vodonika sa energijom 2223 keV. Na osnovu fita je određen detektovani intenzitet ovih gama pikova.



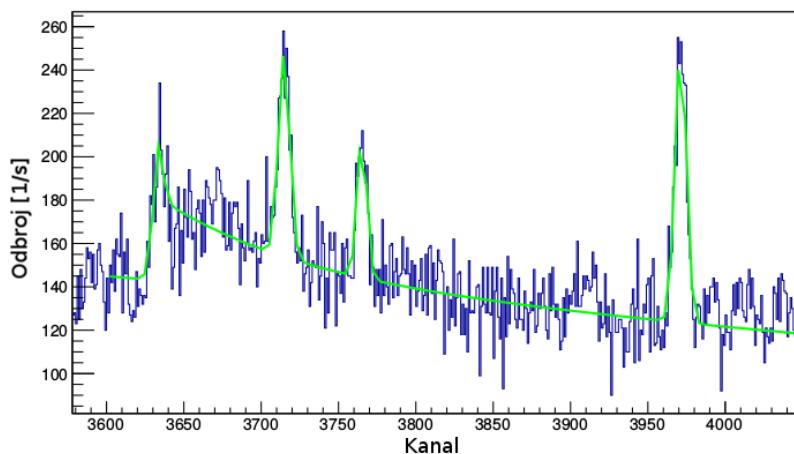
Slika 5.10: Gama linija energije 139 keV fitovana sa gausijanom i linearnom funkcijom fona.

Strukture u snimljenim spektrima koje potiču od neelastičnog rasejanja neutrna (n, n') i od interferencije neutronima indukovanih (n, n') i (n, γ) pikova, kao i fonskih gama linija, fitovani su korišćenjem sledeće funkcije [12,13]:

$$\begin{aligned}
 C(E) = & a_0 \cdot \text{Erfc} \left[-\frac{(E - E_0)}{\sigma_0} \right] \cdot \text{Exp} \left[-\frac{(E - E_0)}{\Delta} \right] \\
 & + \sum_{i=1}^n a_i \cdot \text{Exp} \left[-\frac{1}{2\sigma_i^2} (E - E_i)^2 \right] + F
 \end{aligned} \tag{5.1}$$

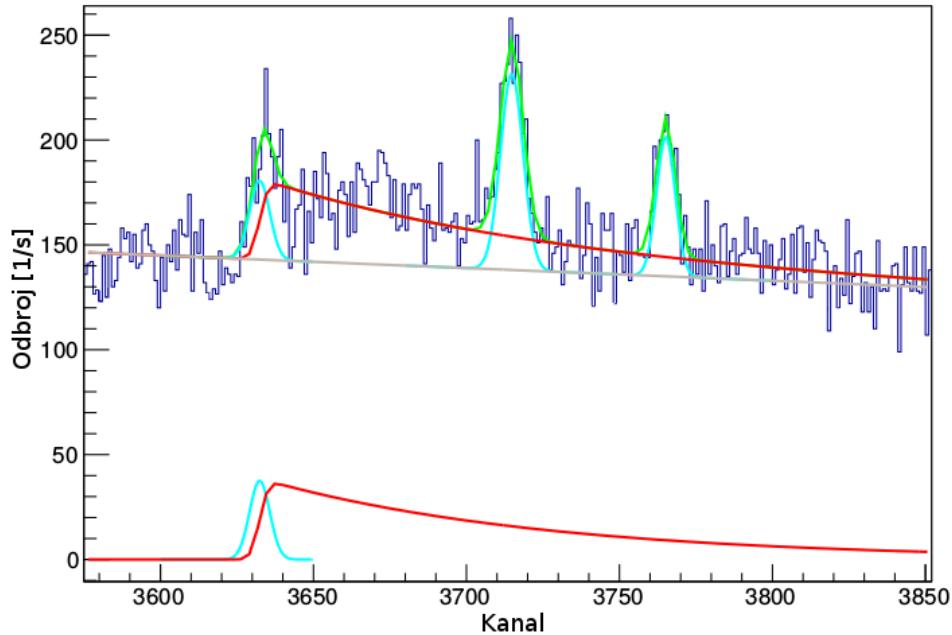
U gornjem izrazu, sa komplementarnom funkcijom greške Erfc se opisuje porast fronta (n, n') gama pikova, dok drugi član opisuje eksponencijalni rep linije. Funkcije pod sumom se odnose na karakteristične gausovske pikove koji interferiraju sa (n, n') linijama, a mogu poticati kako od (n, γ) reakcija tako i od fonskih događaja. Član F se odnosi na fonski kontinuum i za njega je uzeta linearna funkcija. Promenljivi parametri su $a_0, \sigma_0, \Delta, a_i, \sigma_i, E_0$ i E_i . U ovom slučaju parametri E_0 i E_i su podešeni tako da odgovaraju energiji pikova u posmatranoj oblasti spektra. Koeficijenti σ_0 i σ_i predstavljaju odstupanje od te vrednosti i podešeni su na energetsку rezoluciju detektora. Parametar Δ predstavlja nagib eksponencijalnog repa.

Pomoću ovog modela fitovane su strukture koje odgovaraju energiji 595.5 keV (Slika 5.11, Slika 5.12, Slika 5.13, Slika 5.14) i 691 keV (Slika 5.15 i Slika 5.16).



Slika 5.11: Gama spektar u oblasti linije 595.8 keV fitovan sa modelom (5.1). Spektar je snimljen u prisustvu sloja kadmijuma oko detektora i sa 68 mm PVC između detektora i izvora.

Takođe, moguće je fitovati i celi region u oblasti energija od 560 keV pa sve do 640 keV. Ova oblast je prikazana na Slici 5.11 i Slici 5.13. Poređenjem

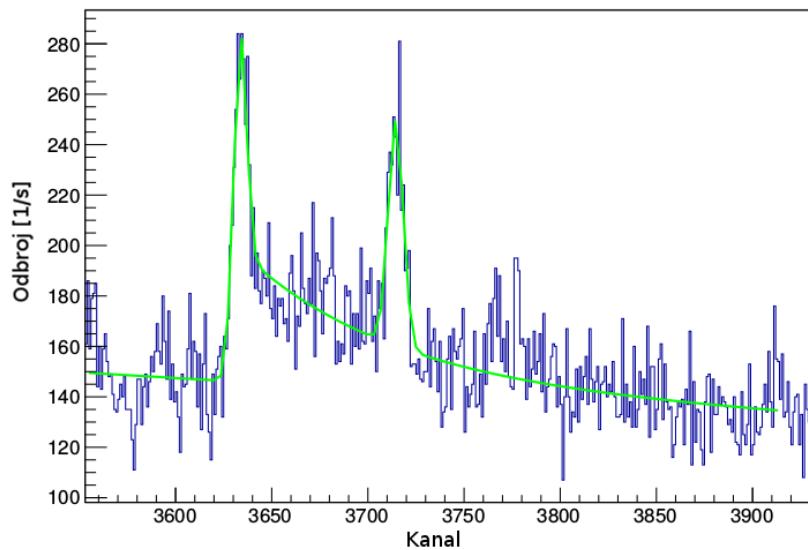


Slika 5.12: Gama spektar sa Slike 5.11. Totalna funkcija za fit (zeleni liniji) je suma svih gausijana (plave linije), prvog člana koji odgovara proizvodu eksponencijalne i erfc funkcije (crvena linija) i fona (siva linija).

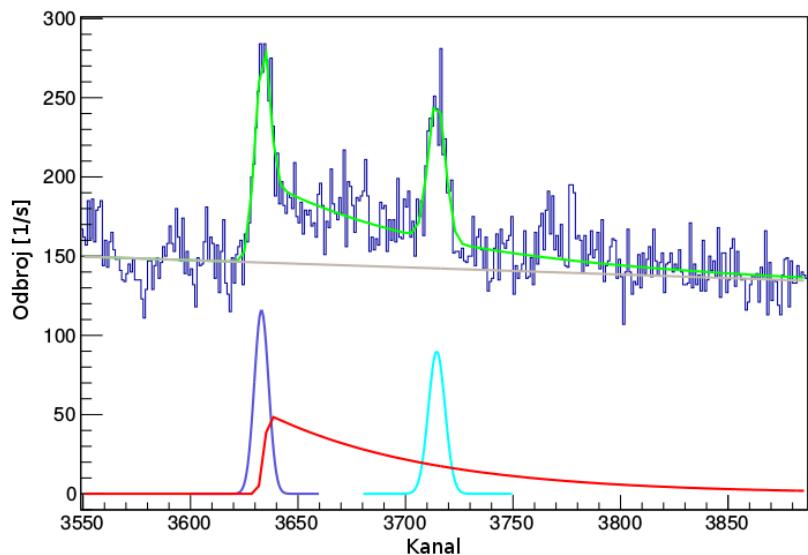
ove dve slike još jednom se uočava razlika u spektrima snimljenim u prisustvu sloja kadmijuma oko detektora i bez njega. U ovoj oblasti je vidljiva gama linija energije 651 keV koja nastaje zahvatom neutrona od strane izotopa ^{113}Cd . Takođe primento je i da je intenzitet gama linije koja prati zahvat neutrona od strane ^{73}Ge znatno niži u prisustvu kadmijuma.

Prilikom fitovanja u ROOTu, prvo je isfitovana gama linija energije 691 keV jer je bolje definisana. Parametri dobijeni fitovanjem ove linije su iskorišteni kao početni parametri za fitovanje gama pika energije 595.5 keV. Pored toga, u cilju smanjenja greške dobijene za fitovane parametre, izvršeno je porešavanje parametara tako da su im dodeljene određene vrednosti koje su bile fiksirane u modelu (5.1). Na taj način spektri su fitovani još jednom sa fiksiranim parametrima.

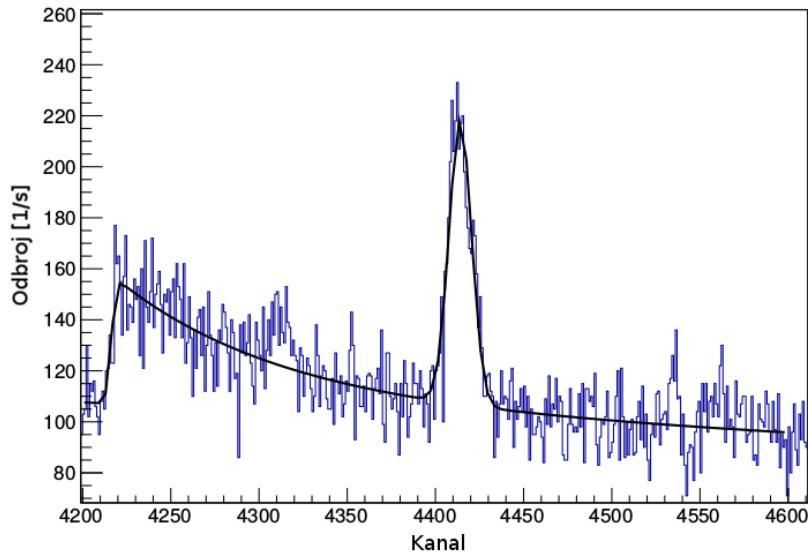
Dakle, svi snimljeni spektri su fitovani sa predstavljenim modelom, kako sa fiksiranim parametrima, tako i sa slobodnim parametrima dobijenim iz fita. Na osnovu rezultata fita određeni su intenziteti detektovanih neutronima indukovanih gama linija i izvršeno je njihovo poređenje prilikom različitih uslova merenja.



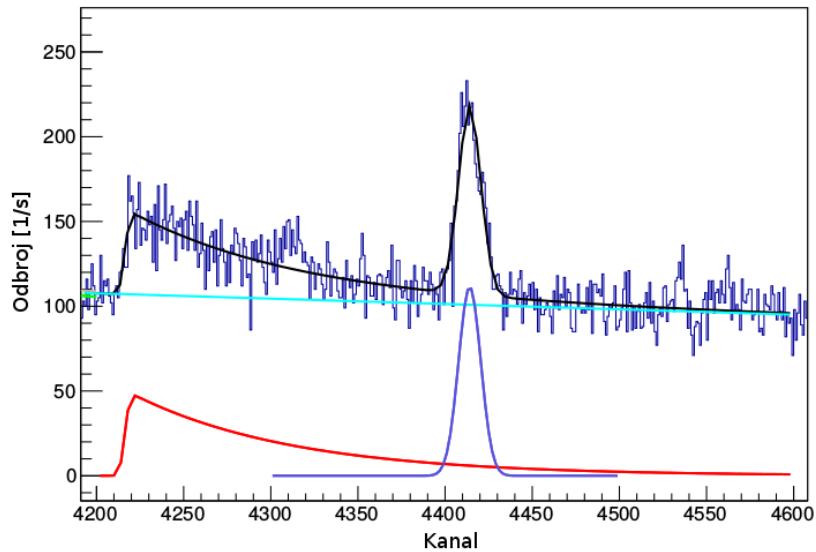
Slika 5.13: Gama spektar u oblasti linije 595.8 keV fitovan sa modelom (5.1). Spektar je snimljen sa bez kadmijuma i sa 68 mm PVC između detektora i izvora.



Slika 5.14: Gama spektar sa Slike 5.13. Totalna funkcija za fit (zelena linija) je suma svih gausijana (plave linije), prvog člana koji odgovara proizvodu eksponencijalne i erfc funkcije (crvena linija) i fona (siva linija).



Slika 5.15: Gama spektar u oblasti linije 691 keV fitovan sa modelom (5.1). Spektar je snimljen u prisustvu sloja kadmijuma oko detektora i sa 68 mm PVC između detektora i izvora.



Slika 5.16: Gama spektar sa Slike 5.15. Totalna funkcija za fit (crna linija) je suma gausijana (plave linija), prvog člana koji odgovara proizvodu eksponentijalne i erfc funkcije (crvena linija) i fona (tirkizno plava linija).

Glava 6

Rezultati i diskusija

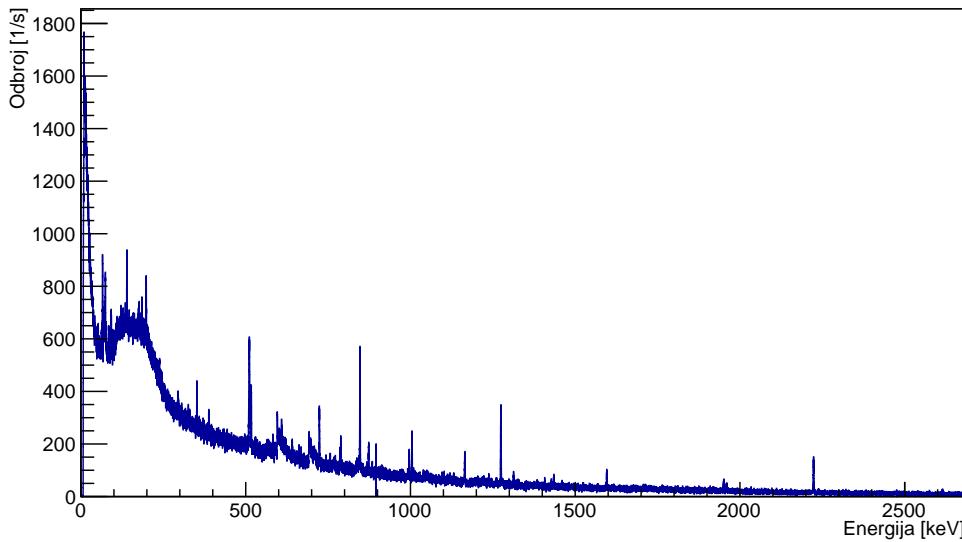
U prethodnoj glavi je opisan eksperimentalni deo rada. Snimljeni su spekttri sa različitim debljinama sloja plastike između detektora i izvora kao i bez plastike. Takođe, na potpuno isti način je snimljen i drugi set podataka nakon što je postavljen sloj kadmijuma debljine 1 mm oko germanijumskog kristala. Upotrebom kadmijuma se iz upadnog fluksa neutrona uklanja komponenta sporih neutrona, tako da je do detektora stizala uglavnom brza komponenta neutrona. Svi spekttri su analizirani pomoću modela za fitovanje (5.1) opisanog u prethodnom poglavlju (5.4). U ovoj glavi su predstavljeni i upoređeni rezultati dobijeni analizom oba seta podataka. Na osnovu dobijenih rezultata je izvršena procena parametara neutronskog spektra.

6.1 Rezultati dobijeni analizom spektara snimljenih bez prisustva kadmijuma

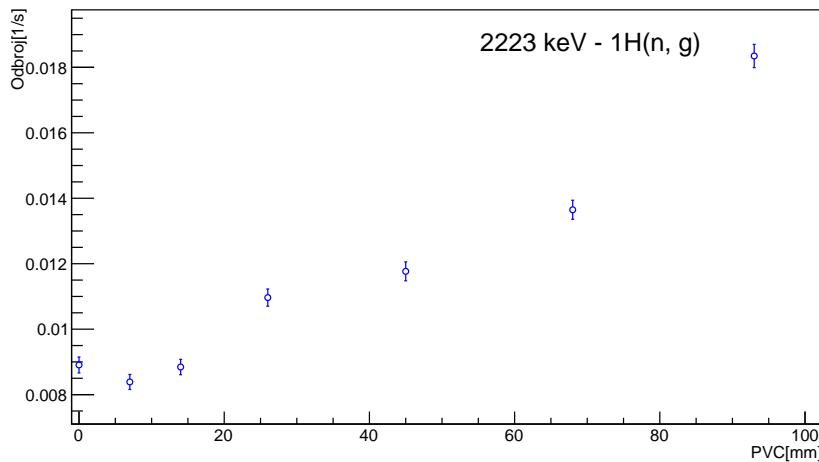
Izgled spektra snimljenog u konfiguraciji bez prisustva kadmijuma je prikazan na Slici 6.1. Iz ovog spektra analizirani su gama pikovi energije 139.5 keV za čiju je pojavu odgovorna reakcija $^{74}\text{Ge}(n, \gamma)^{75}\text{Ge}$, zatim pik 691 keV od naste reakcijom $^{72}\text{Ge}(n, n')^{72}$, gama pik energije 595.5 keV nastao superpozicijom reakcija $^{74}\text{Ge}(n, n')$ i $^{73}\text{Ge}(n, \gamma)^{74}\text{Ge}$ i gama pik energije 2223 keV nastao pri reakciji $^1\text{H}(n, \gamma)^2\text{H}$.

Kako u materijalu plastike dolazi do usporavanja i apsorpcije neutrona, analizirana je gama linija koja prati ovaj proces, a javlja se kao posledica zahvata neutrona na jezgru vodonika $^1\text{H}(n, \gamma)$ i ima energiju 2223 keV. Zavisnost intenziteta ove gama linije od debljine sloja plastike je prikazana na Slici 6.2 sa koje se uočava da intenzitet linije postaje sve jači kako se povećava broj vodonikovih jezgara od kojih je između ostalog sačinjena plastika.

Gama linija energije 139.5 keV nastaje pri reakciji $^{74}\text{Ge}(n, \gamma)^{75m}\text{Ge}$ i rela-



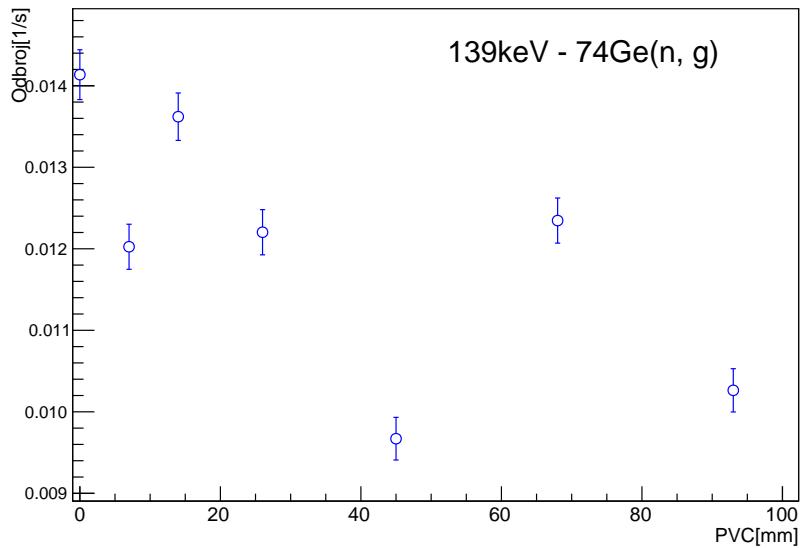
Slika 6.1: Izgled spektra snimljenog u konfiguraciji sa 26 mm PVC-a između izvora neutrona i detektora bez prisustva kadmijuma.



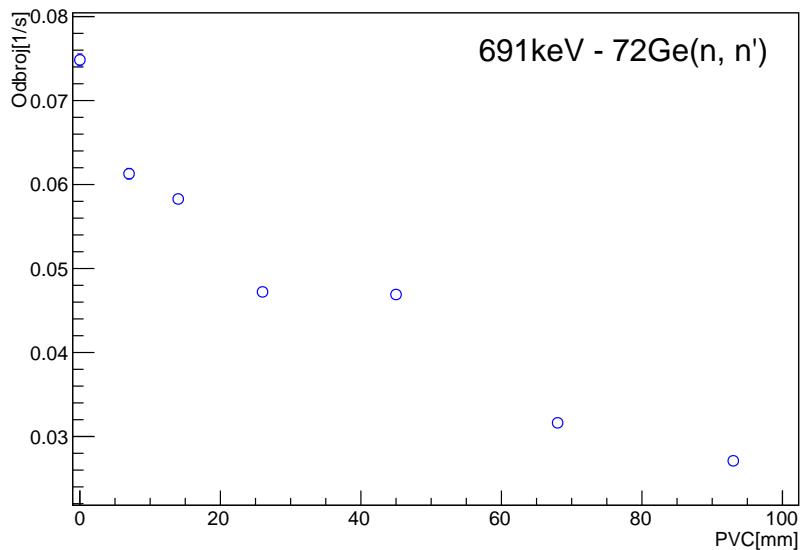
Slika 6.2: Intenzitet gama linije energije 2223 keV koja nastaje zahvatom neutrona od strane vodonika u plastici $^1H(n, \gamma)$.

tivno je slabog intenziteta. Na Slici 6.3 je prikazna zavisnost intenziteta ove gama linije u odnosu na debljinu sloja polivnog hlorida.

Sa grafikom se uočava da intenzitet ove gama linije lagano opada sa povećanjem debljine sloja plastike između izvora i detektora.

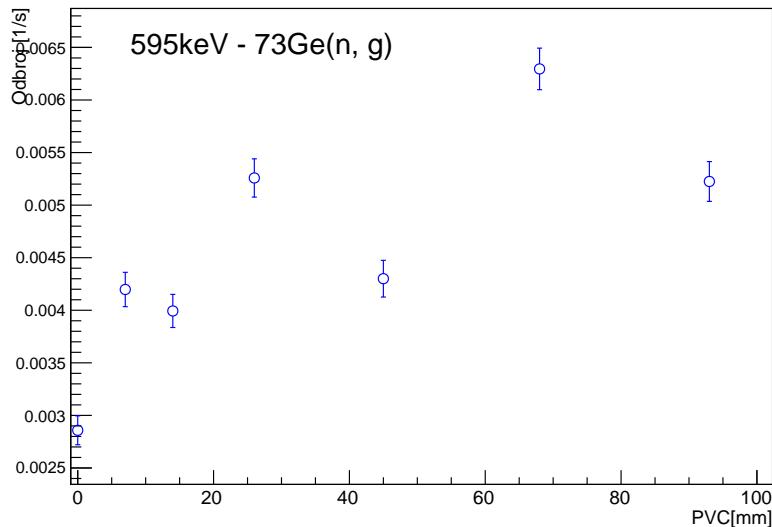


Slika 6.3: Zavisnost intenziteta gama linije energije 139.5 keV od debljine sloja PVC-a između izvora neutrona i detektora bez upotrebe kadmijuma.



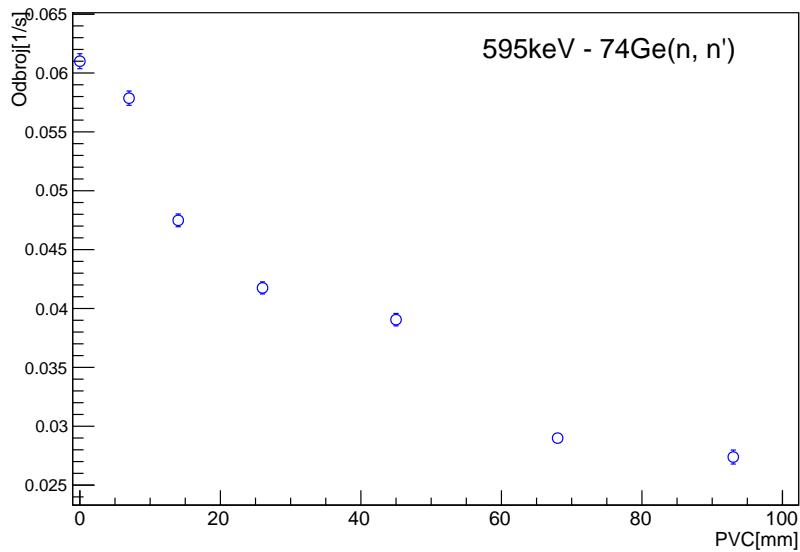
Slika 6.4: Zavisnost intenziteta gama linije energije 691 keV od debljine sloja PVC-a između izvora neutrona i detektora bez upotrebe kadmijuma.

Sa druge strane, intenzitet gama linije energije 691 keV koja nastaje usled neelastičnog rasejanja neutrona na izotopu germanijuma ^{72}Ge opada sa porastom debljine sloja plastike između izvora i detektora. Ova gama linija je mera prisustva brzih neutrona i sasvim je jasno da sa porastom debljine plastike dolazi do većeg usporavanja neutrona. Što je broj brzih neutrona manji to će i intenzitet ove gama linije biti slabiji, a to potvrđuje dobijena zavisnost prikazana na Slici 6.4.

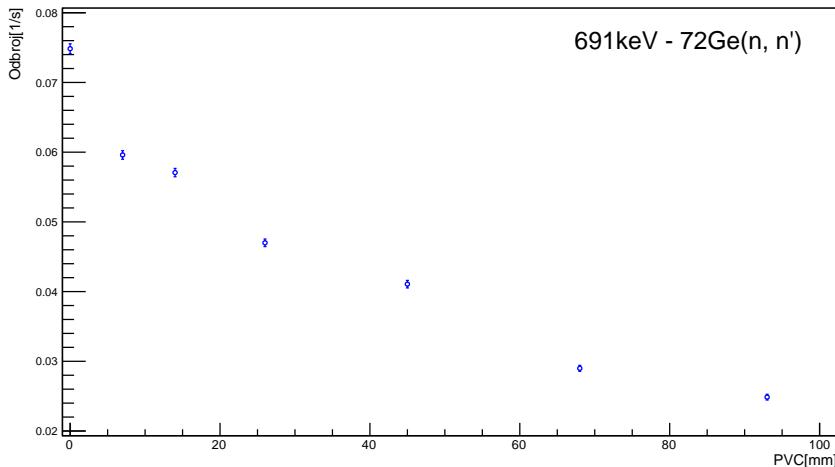


Slika 6.5: Zavisnost intenziteta gama linije energije 595.5 keV nastale u reakciji $^{73}\text{Ge}(n, \gamma)$ od debljine sloja plastike između izvora i detektora.

Još ranije je napomenuto da gama linija energije 595.5 keV nastaje usled neelastičnog rasejanja neutrona na izotopu germanijuma ^{74}Ge i zahvatom neutrona na jezgru germanijuma ^{73}Ge . Prema tome, intenzitet ove linije može da pruži informaciju kako o prisustvu sporih, tako i o prisustvu brzih neutrona u germanijumskim spektroskopskim sistemima. Da bi se došlo do tih informacija, sve gama linije su fitovane modelom (5.1) kako je prikazano na Slici 5.13. Jedino na taj način je bilo moguće razdvojiti doprinos brzih i sporih neutrona gama liniji energije 595.5 keV. Površina obuhvaćena gausijanom (površina ispod plave linije) daje meru prisustva sporih neutrona, dok je površina ispod crvene linije mera prisustva brzih neutrona. Grafička zavisnost intenziteta gama linija 595.5 keV produkovanih reakcijom $^{73}\text{Ge}(n, \gamma)$ od debljine sloja plastike između izvora i detektora je data na Slici 6.5. Primetno je da se sa povećanjem sloja plastike i površina obuhvaćena gausijanom, odnosno intenzitet sporih neutrona, lagano povećava.

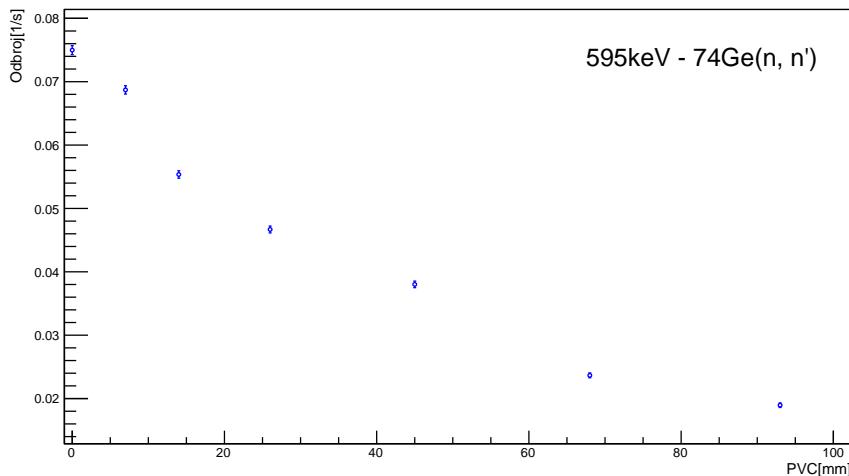


Slika 6.6: Intenziteti dobijeni fitovanjem gama linije energije 595.5 keV nastale u reakciji $^{74}\text{Ge}(n, n')$ u zavisnosti od debljine sloja plastike između izvora neutrona i detektora.



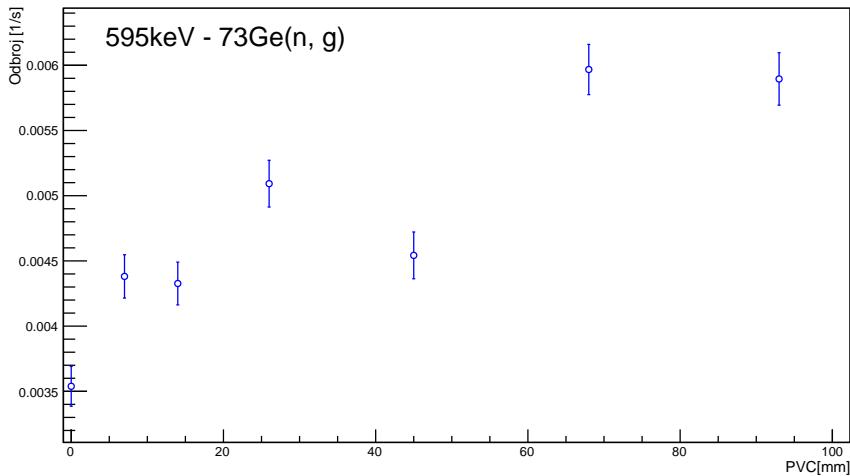
Slika 6.7: Intenziteti gama linije energije 691 keV u zavisnosti od debljine sloja PVC-a između izvora neutrona i detektora bez upotrebe kadmijuma. Intenziteti su dobijeni na osnovu fita u kojem su parametri fiksirani.

Intenzitet gama linije energije 595.5 keV, nastale usled reakcije $^{74}\text{Ge}(n, n')$ je dođen računajući površinu ispod repa prikazanog crvenom bojom na Slici 5.13. Sa povećanjem debljine sloja plastike između detektora i izvora intenzitet brzih neutrona opada, što je dobar pokazatelj za meru prisustva brzih neutrona.



Slika 6.8: Intenziteti dobijeni fitovanjem gama linije energije 595.5 keV nastale reakcijom $^{74}\text{Ge}(n, n')$ u zavisnosti od debljine sloja plastike između izvora neutrona i detektora. Intenziteti su dobijeni na osnovu fita u kojem su parametri fiksirani.

Primećeno je da intenziteti gama linija sa karakterističnom strukturu kojima odgovaraju energije 595 keV i 691 keV variraju u zavisnosti od toga kako se odaberu parametri fita i odbije fon. Prethodno predstavljeni rezultati su dobijeni korišćenjem slobodnih parametara koji se dobijaju iz fita. Korišćenjem fiksnih parametara dobijaju se rezultati koji pokazuju isti trend kao i u prethodnim slučajevima samo što se sada intenziteti pojedinih linija razlikuju. Zavisnost intenziteta gama linije od 691 keV od debljine plastike je prikazana na Slici 6.7, dok su intenziteti pikova 595.5 keV dobijeni iz površine repa ove gama linije grafički predstavljeni na Slici 6.8. Slika 6.9 pokazuje kako se menja intenzitet pika 595.5 keV dobijen na osnovu površine ispod gaussijana čiji su parametri takođe fiksirani.



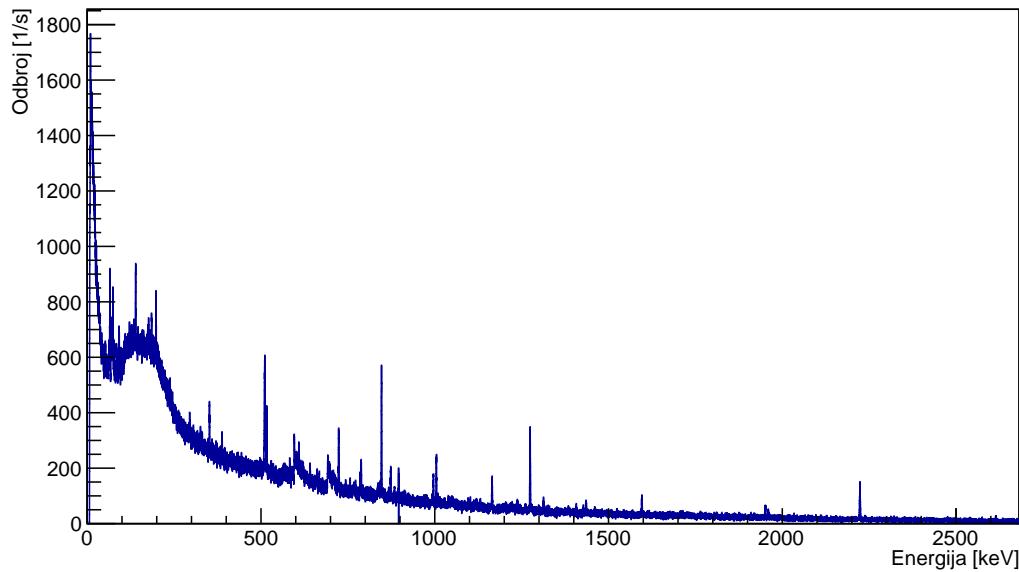
Slika 6.9: Intenziteti dobijeni fitovanjem gama linije energije 595.5 keV nastale reakcijom $^{73}\text{Ge}(n, \gamma)$ u zavisnosti od debljine sloja plastike između izvora i detektora. Intenziteti su dobijeni na osnovu fita u kojem su parametri fiksirani.

6.2 Rezultati dobijeni analizom spektara snimljenih u prisustvu kadmijuma

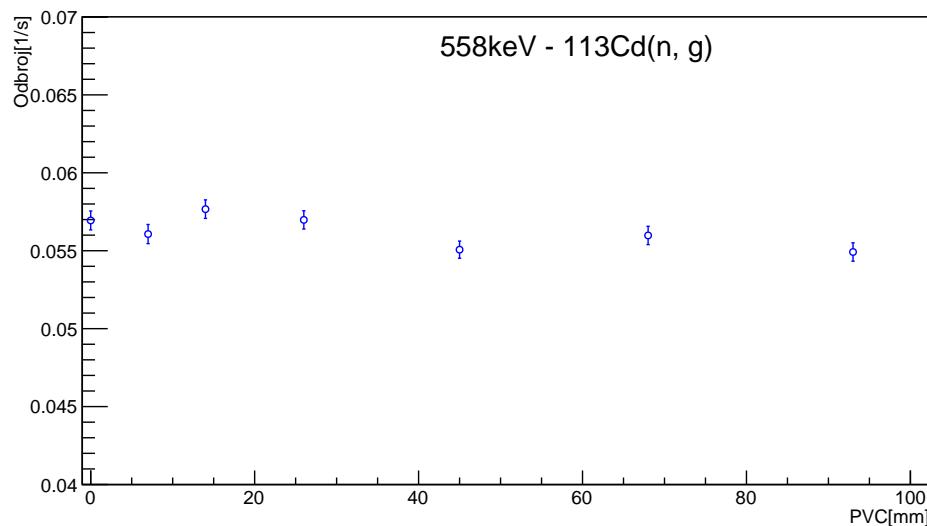
Nakon što je sloj kadmijuma postavljen oko germanijumskog detektora dobijeni su spektri u kojima se mogu identifikovati još i gama linije koje potiču usled prisustva kadmijuma (Slika 6.10).

Ove gama linije kadmijuma se javljaju na energijama 558.5 keV i 651.3 keV, a intenzitet prve je oko deset puta veći u odnosu na intenzitet druge linije, te je stoga samo prva linija analizirana. Detektovani intenziteti gama linije od 558 keV u zavisnosti od debljine sloja plastike su prikazani na Slici 6.11. Zapaža se da se intenzitet ove gama linije u okviru greške merenja ne menja značajno sa promenom debljine sloja PVC-a. S obzirom da je efikasni presek za reakciju $^{113}\text{Cd}(n, \gamma)$ oko 10^5 puta veći za termalne neutrone nego za neutrone viših energija, detektovani intenziteti ove gama linije pokazuju na koji način se menja broj termalnih neutrona u detektorskom sistemu.

Prema tome, približno konstantan intenzitet ove linije ukazuje i na konstantan fluks sporih neutrona koji može da se objasni istovremenim odvijanjem dva procesa u plivinil hloridu. Prvi je proces termalizacije brzih neutrona u sloju plastike, a drugi proces se odnosi na apsorpciju neutrona od strane atomskih jezgara vodonika. Pošto je fluks termalnih neutrona



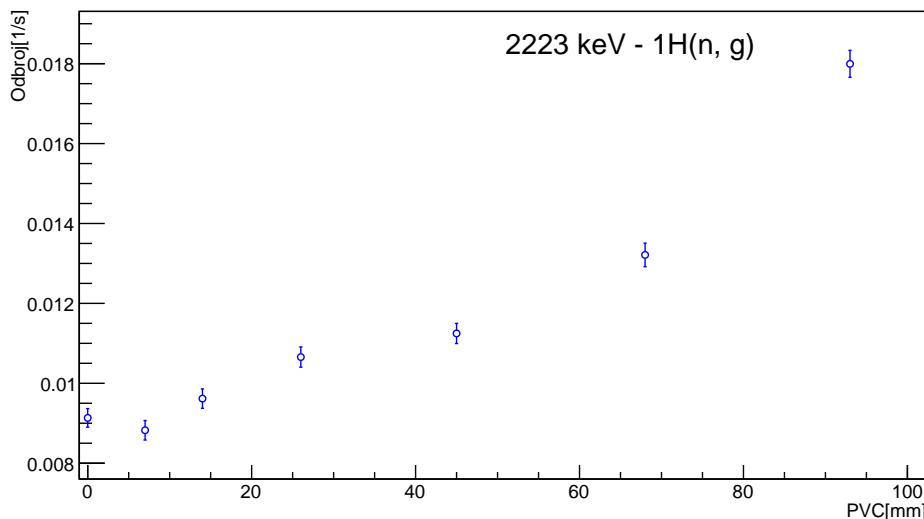
Slika 6.10: Izgled gama spektra snimljenog u konfiguraciji sa 26 mm PVC-a između izvora i detektora u prisustvu sloja kadmijuma.



Slika 6.11: Detektovani intenziteti gama linije energije 558.5 keV u zavisnosti od debljine plastike.

približno konstantan onda to upućuje na ravnotežu procesa apsorpcije i termalizacije.

Zavisnost intenziteta gama linije, koja nastaje usled apsorpcije neutrona od strane vodonika i odgovara energiji 2223 keV, od debljine sloja plastike predstavljena je na Slici 6.12. Sa povećanjem debljine sloja plastike raste i apsorpcija neutrona u materijalu plastike.



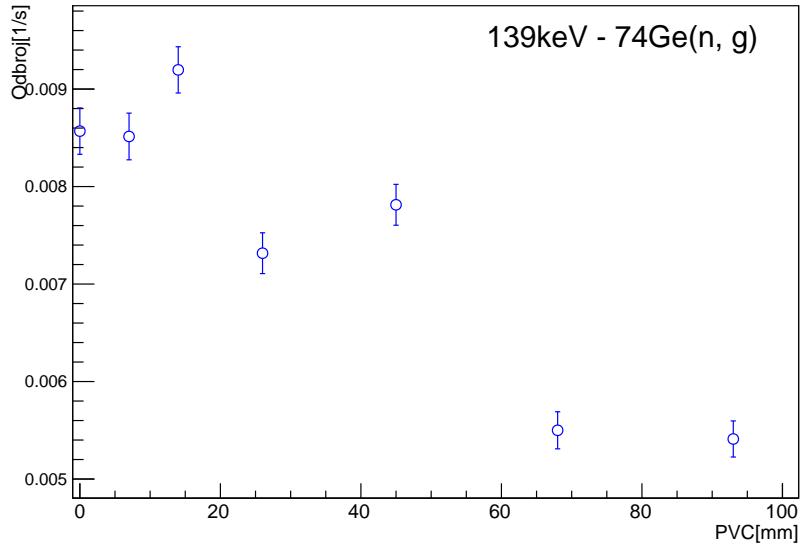
Slika 6.12: Intenzitet gama linije energije 2223 keV koja nastaje zahvatom neutrona od strane vodonika u plastici $^1H(n, \gamma)$ u prisustvu kadmijuma.

Na Slici 6.13 je dat grafički prikaz intenziteta gama linije energije 139 keV u zavisnosti od debljine plastike. Sa grafika se uočava da intenzitet linije opada sa povećanjem debljine plastike.

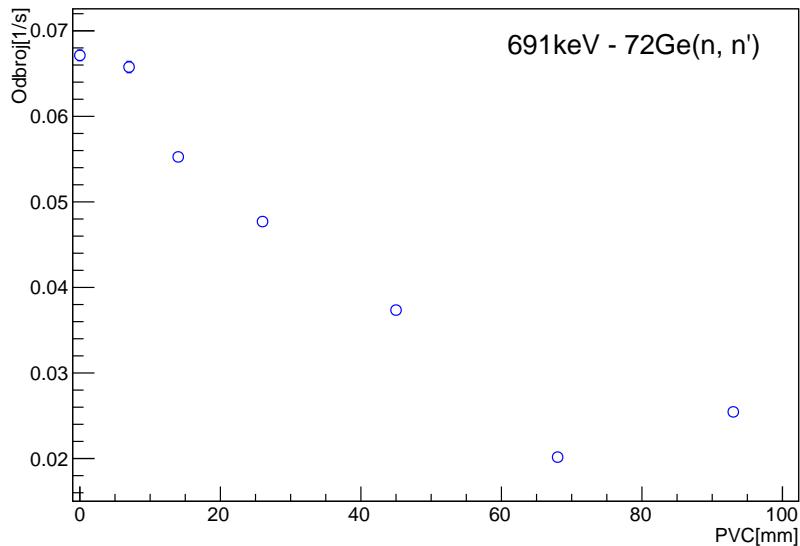
Intenzitet gama linije energije 691 keV u zavisnosti od debljine sloja PVC-a je grafički prikazan na Slici 6.14. Intenzitet linije opada sa porastom debljine sloja plastike.

Intenzitet brzih neutrona dobijen fitovanjem gama linije energije 595.5 keV opada sa povećanjem sloja plastike kao što je prikazano na Slici 6.15. Ovakav rezultat se može objasniti kao posledica usporavanja neutrona u materijalu plastike.

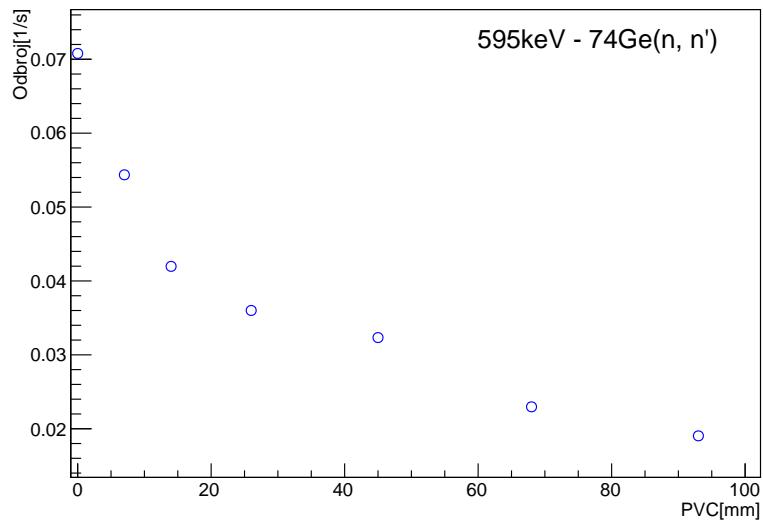
Sa druge strane, intenziteti gama linije 595.5 keV, nastale zahvatom neutrona na izotopu ^{73}Ge , za različite debljine plastike u okviru greške pokazuju približno iste vrednosti (Slika 6.16). Ovo se može objasniti konstantnim fluktuacijama termalnih neutrona usled ravnoteže procesa termalizacije i apsorpcije. Intenzitet sporih neutrona je znatno niži u odnosu na intenzitete dobijene u



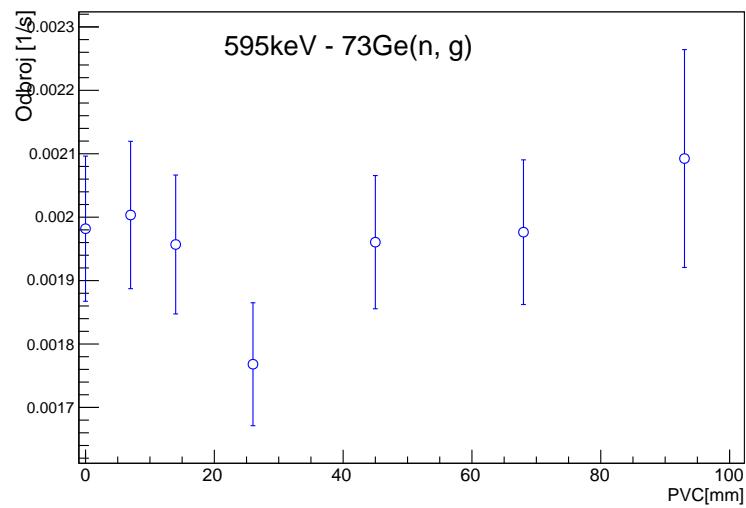
Slika 6.13: Zavisnost intenziteta gama linije energije 139.5 keV od debljine sloja PVC-a između izvora i detektora pri korišćenju kadmijuma.



Slika 6.14: Zavisnost intenziteta gama linije energije 691 keV od debljine sloja PVC-a između izvora i detektora pri korišćenju kadmijuma.



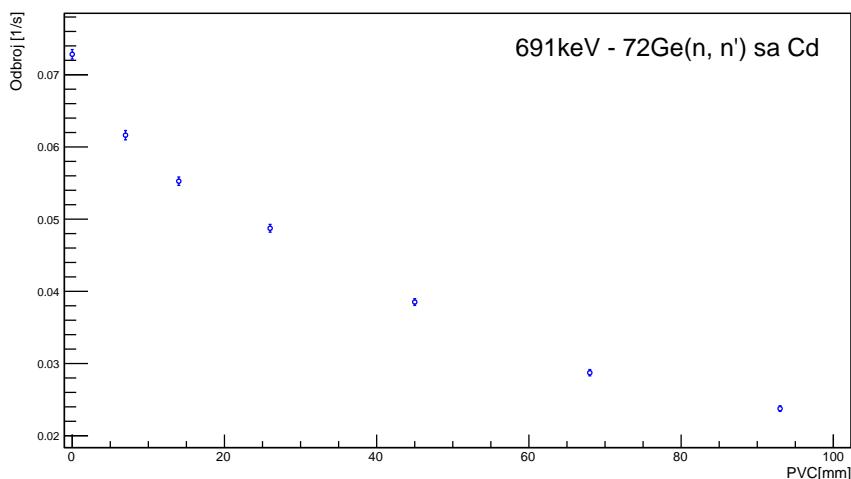
Slika 6.15: Intenziteti dobijeni fitovanjem gama linije energije 595.5 keV u zavisnosti od debljine sloja plastike između izvora i detektora u prisustvu kadmijuma.



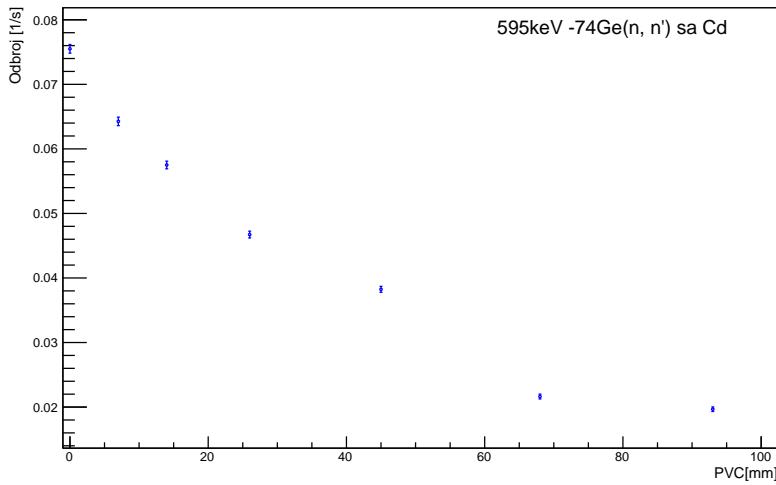
Slika 6.16: Intenziteti dobijeni fitovanjem gama linije energije 595.5 keV nastale zahvatom neutrona u zavisnosti od debljine sloja plastike između izvora i detektora u prisustvu kadmijuma.

odsustvu sloja kadmijuma jer u ovom sloju materijala dolazi do apsorpcije neutrona.

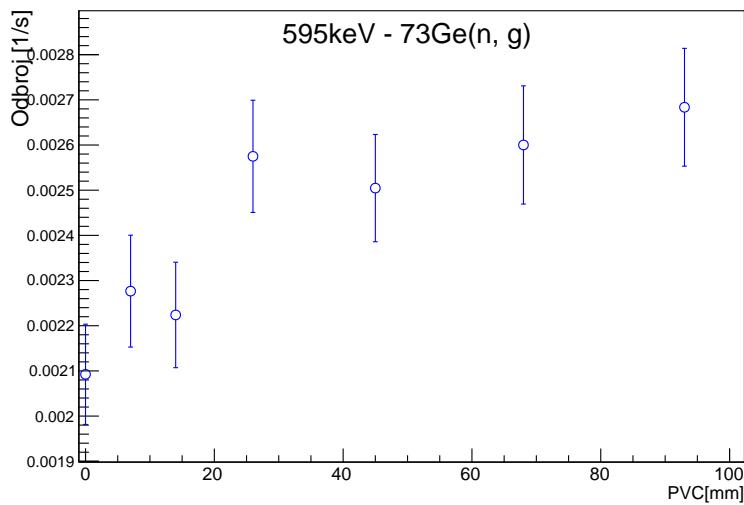
Kao i u prethodnom slučaju, gama linije sa energijom 595 keV i 691 keV su analizirane i nakon fitovanja sa ručno podešenim parametrima. Zavisnosti intenziteta brzih i sporih neutrona posmatrane u odnosu na debljinu plastike pokazuju isti trend kao i kada su korišćeni parametri dobijeni automatski (Slika 6.17, Slika 6.18 i Slika 6.19). Veće razlike u intenzitetima mogu se primeti pri analizi sporih neutrona na osnovu površine gausijana dobijenog iz fita korišćenjem automatski dobijenih i fiksiranih parametara. Međutim, u oba slučaja intenziteti, u okviru greške, pokazuju konstantnu vrednost.



Slika 6.17: Zavisnost intenziteta gama linije energije 691 keV od debljine sloja PVC između izvora i detektora pri korišćenju kadmijuma. Intenziteti su dobijeni na osnovu fita u kojem su parametri fiksirani.



Slika 6.18: Intenziteti dobijeni fitovanjem gama linije energije 595.5 keV u zavisnosti od debljine sloja plastike između izvora i detektora u prisustvu kadmijuma. Intenziteti su dobijeni na osnovu fita u kojem su parametri fiksirani.



Slika 6.19: Intenziteti dobijeni fitovanjem gama linije energije 595.5 keV nastale zahvatom neutrona u zavisnosti od debljine sloja plastike između izvora i detektora u prisustvu kadmijuma. Intenziteti su dobijeni na osnovu fita u kojem su parametri fiksirani.

6.3 Poređenje intenziteta dobijenih na osnovu $Ge(n, \gamma)$ i $Ge(n, n')$ gama pikova

U prethodnim poglavljima su predstavljeni intenziteti pojedinih gama linija, nastalih zahvatom neutrona i njegovim neelastičnim rasejanjem na datim jezgrima, u zavisnosti od debljine plastike. Pokazano je i kako se ovi intenziteti za spore i brze neutrone dobijene na osnovu gama pikova energije 595.5 keV i 691 keV razlikuju u zavisnosti od toga da li se u modelu za fitovanje (5.1) koriste fiksni ili slobodni parametri.

Različite debljine plastike su korišćene kako bi se neutroni usporili i na taj način posmatrao različit fluks neutrona. Pored termalizacije u materijalu plastike dolazi i do procesa apsorpcije neutrona. Prema tome, gama linija energije 2223 keV, koja nastaje nakon zahvata neutrona od strane vodonika, postaje sve intenzivnija sa povećanjem sloja plastike. Ponašanje ove linije je u potpunosti isto nezavisno od toga da li je kadmijum prisutan ili ne, a intenziteti u oba slučaja pokazuju vrlo slične vrednosti što se lako uočava sa Slike 6.12 i Slike 6.2.

Posmatrajući kadmijumovu liniju sa energijom 558 keV zapaža se da njen intenzitet u okviru greške merenja ostaje konstantan nezavisno od debljine sloja plastike i ova linija upućuje na to kako se menja broj termalnih neutrona u detektorskom okruženju.

Na Slici 6.3 i Slici 6.13 su prikazani detektovani intenziteti gama linije energije 139 keV u zavisnosti od debljine plastike izmedju detektoru i izvora neutrona. Jasno se uočava da dolazi do opadanja intenziteta ove linije sa porastom debljine PVC-a u oba slučaja. Intenziteti dobijeni za ovu liniju u prisustvu kadmijuma pokazuju znatno niže vrednosti jer je u sloju kadmijuma došlo do apsorpcije velikog dela sporih neutrona. Iako, opadajući trend sugerira na to da pored zahvata sporih neutrona ovoj liniji doprinosi i neki drugi proces. U slučaju kada je prisutan kadmijum intenzitet je manji za 30%.

Sa druge strane gama pik energije 595.5 keV nastao zahvatom neutrona na jezgru ^{74}Ge pokazuje suprotan trend (Slika 6.5 i Slika 6.9) u odnosu na liniju 139 keV. Zaključuje se da dve gama linije energija 139 keV i 595.5 keV koje nastaju zahvatom neutrona imaju drugačiji odziv pri istom neutronskom fluksu. Ova činjenica upućuje na to da gama piku energije 139 keV, osim zahvata termalnih i epitermalnih neutrona, doprinosi i zahvat brzih neutrona kako je i predpostavljeno analiziranjem efikasnih preseka na Slici 5.1. Naime, sa povećanjem debljine sloja plastike dolazi do termalizacije neutrona pa je na taj način smanjen broj brzih neutrona što utiče na intenzitet gama linije od 139 keV. Gama linija energije 595.5 keV je prema tome izuzetno osjetljivija

na prisustvo sporih neutrona.

Takođe, zanimljivo je da gama linija energije 595.5 keV, nastala usled zahvata neutrona, u prisustvu kadmijuma (Slika 6.16 i Slika 6.19) ne pokazuje značajnije promene pri povećanju debljine plastike. Sa grafika se uočava konstantan fluks termalnih neutrona koji je znatno niži nego u slučaju kada nije korišćen kadmijum. Ovo je posledica apsorpcije termalnih neutrona u sloju kadmijuma. Naime, gama pik energije 595.5 keV koji nastaje zahvatom neutrona nije jasno izražen u slučaju kada je prisutan kadmijum i njegov intenzitet je tada teško pouzdano odrediti jer je u superpoziciji sa pikom energije 595.5 keV koji nastaje neelastičnim rasejanjem. Stoga, kada je pik 595.5 keV jasno uočljiv onda je on mera prisustva značajnijeg broja termalnih neutrona.

Pored gama linija nastalih zahvatom neutrona, analizirane su i one koje su posledica rasejanja neutrona na jezgrima germanijuma. Predstavljeni su detektovani intenziteti linija sa energijama od 691 keV i 595.5 keV u zavisnosti od debljine PVC plastike korišćenjem slobodnih (Slike 6.4, 6.6, 6.14 i 6.15) i fiksnih (Slike 6.7, 6.8, 6.17 i 6.18) parametara. Uočava se da intenziteti ovih gama linija u oba slučaja prate isti trend, tj. opadaju sa povećanjem debljine PVC plastike. Dobijeni rezultat se može objasniti činjenicom da dodavanjem slojeva PVC-a usled termalizacije i apsorpcije neutrona u ovom materijalu sve manji broj brzih neutrona pogoda detektor te zbog toga dolazi i do smanjenja intenziteta ovih gama pikova koje prate interakcije brzih neutrona. Takođe poređenjem intenziteta ovih gama linija dobijenih u prisustvu kadmijuma ali i bez njegove upotrebe može se primetiti da nema nekih značajnijih promena, odnosno da termalni neutroni nemaju nikakav uticaj na ove gama linije. Stoga obe linije mogu da se koriste pri proceni prisustva brzih neutrona u germanijumskim spektroskopskim sistemima.

6.4 Procena parametara neutronskog spektra

Pored intenziteta gama linija nastalih neelastičnim rasejanjem brzih neutrona, posmatran je i njihov oblik. Oblik ovih pikova bi trebao da sugeriše na energetski spektar neutrona [12].

Energetski spektar neutrona koji se dobija usled spontane fisije ^{252}Cf ima maksimalnu vrednost na 0.7 MeV i proteže se sve do nekih 10 MeV. Ovaj spektar može da se aproksimira Maksvelovom distribucijom:

$$\frac{dN}{dE} \approx E^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{E}{T}} \quad (6.1)$$

gde je neutronska temperatura T oko 1.44 MeV [13].

U ovom slučaju za analizu je izabran parametar Δ pošto upravo ovaj parametar određuje nagib eksponencijalnog repa u slučaju posmatranih linija energije 595.5 keV i 691 keV [12]. Kako je eksponencijalni deo posledica uzmaka jezgra usled rasejanja neutrona, do promene ovog parametra dolazi usled promene temperature neutrona.

U Tabeli 6.1 su pokazani rezultati za parametar Δ dobijeni fitovanjem pomenutih linija iz spektara snimljenih bez prisustva kadmijuma. Vrednosti slobodnih parametara su prikazane sa greškom, a takođe je data i vrednost parametra koji je fiksiran.

PVC [mm]	595.5 keV			691 keV		
	slobodni [keV]	greska [keV]	fiksirani [keV]	slobodni [keV]	greska [keV]	fiksirani [keV]
0	14.8305	0.677275	18.61	18.8228	0.713986	18.83
7	17.6608	0.820165	19.41	16.8879	0.727159	18.28
14	15.9642	0.815878	19.11	19.3452	0.809577	18.61
26	17.9049	1.33738	18.61	17.1723	0.518808	17.96
45	16.634	0.987522	18.28	20.7143	2.23094	16.65
68	18.9132	1.71291	12.71	18.7499	2.25686	15.83
93	14.7995	1.19077	12.55	17.8752	1.00656	15.01

Tabela 6.1: Vrednosti parametra Δ , dobijene iz fita i uzete proizvoljno, koje su korišćene za fitovanje spektara snimljenih bez prisustva kadmijuma.

Parametri koji su bili fiksirani imaju sve manje vrednosti kako je sloj plastične veći što odgovara nižoj neutronskoj temperaturi. Fitovanjem dobijeni parametri ne pokazuju takvu pravilnost.

Tabela 6.2 sadrži informacije o vrednosti parametra Δ dobijenih iz spektara snimljenih u prisustvu kadmijuma. I ovde su prikazane vrednosti slobodnih kao i fiksiranih parametra koje su korišćene pri fitovanju.

PVC [mm]	595.5 keV			691 keV		
	slobodni [keV]	greska [keV]	fiksirani [keV]	slobodni [keV]	greska [keV]	fiksirani [keV]
0	17.2528	0.747458	15.43	16.0225	0.622702	14.88
7	17.8823	1.22217	15.43	16.902	0.707249	15.89
14	15.6954	0.874746	15.43	16.7318	0.730179	17.64
26	14.7408	0.891689	15.43	15.857	0.637047	15.74
45	14.534	1.39361	15.43	14.4141	1.31239	14.41
68	15.4316	0.951769	15.43	15.4316	1.7076	15.43
93	15.5471	2.28992	15.43	16.6647	1.94413	16.66

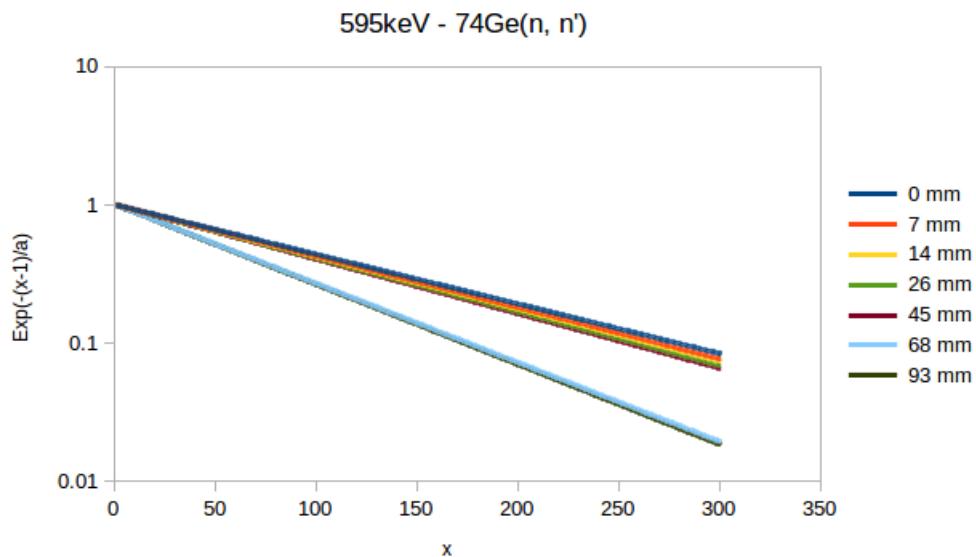
Tabela 6.2: Vrednosti parametra Δ , dobijene iz fita i uzete proizvoljno, koje su korišćene za fitovanje spektara snimljenih u prisustvu kadmijuma.

Kako su spektri snimljeni u prisustvu sloja kadmijuma bili dosta komplikovani za fitovanje (zbog kadmijumove linije koja se pojavljuje u regionu pika 595.5 keV) neka naročita pravilnost u promeni parametra nije primenjena. Pri fitovanju gama pika energije 595.5 keV sve vreme je korišćena ista vrednost parametra Δ izabrana za fiksni parametar.

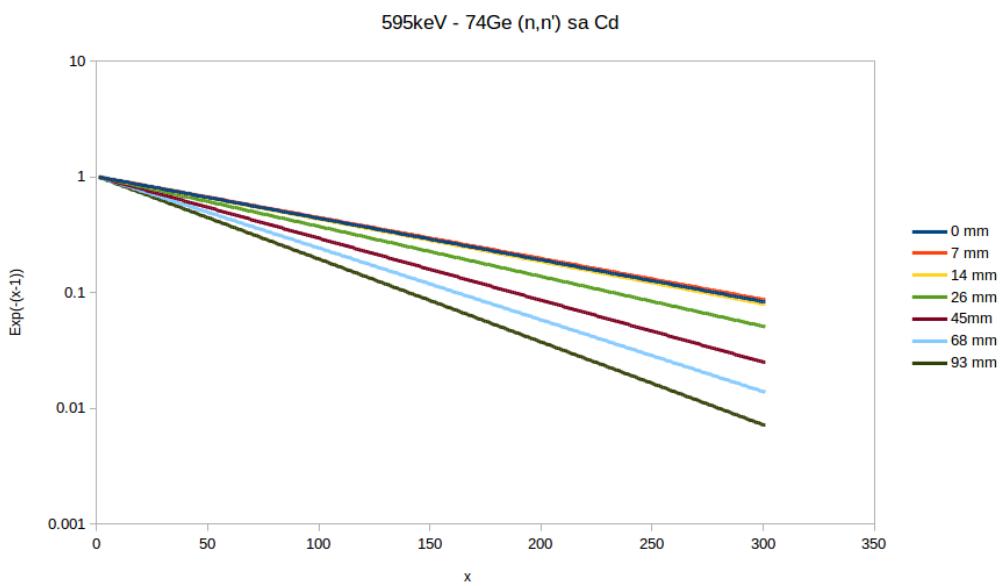
Najbolja saglasnost između oblika gama pikova energija 595.5 keV i 691 keV dobijena je korišćenjem fiksiranih parametara prikazanih u Tabeli 6.2 uz korekciju opsega integracije. Naime, rezultati istrazivanja predstavljenog u radu [12] pokazuju da na vrednost parametara utiče i širina oblasti u kojoj se vrši fitovanje. Tako je pokazano da pri automatskom određivanju parametra Δ u zavisnosti od opsega energija koji se uzima za fitovanje može da dođe do njegove promene za 20%.

Eksponencijalni rep gama pikova energija 595.5 keV i 691 keV, snimljenih bez sloja kadmijuma kao i sa njim, u zavisnosti od debljine plastike prikazani su na Slikama 6.20, 6.21, 6.22 i 6.23. Uočava se da sa porastom debljine sloja plastike dolazi do bržeg spuštanja repa eksponencijala. Ovaj rezultat ima smisla jer sa povećanjem debljine plastike dolazi do termalizacije tako da se neutronska temperatura smanjuje. Ipak, kada se koriste malo drugačiji parametri onda se ovakva pravilnost ne može tako jednostavno uočiti.

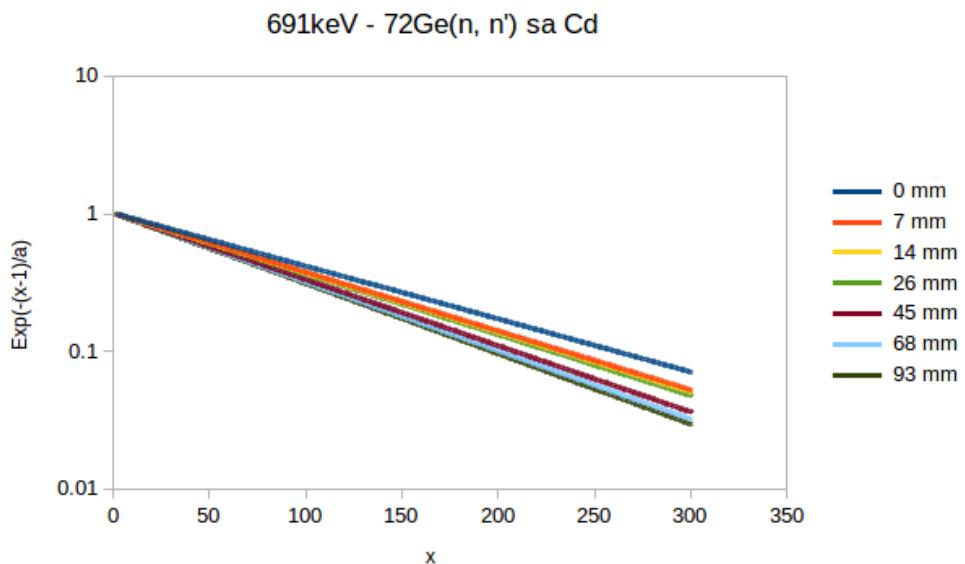
Ilustracije radi, Slika 6.24 pokazuje oblike linija, za sve korišćene debljine plastike, dobijene u slučaju gama pika energije 691 keV gde su spektri snimani u prisustvu kadmijuma.



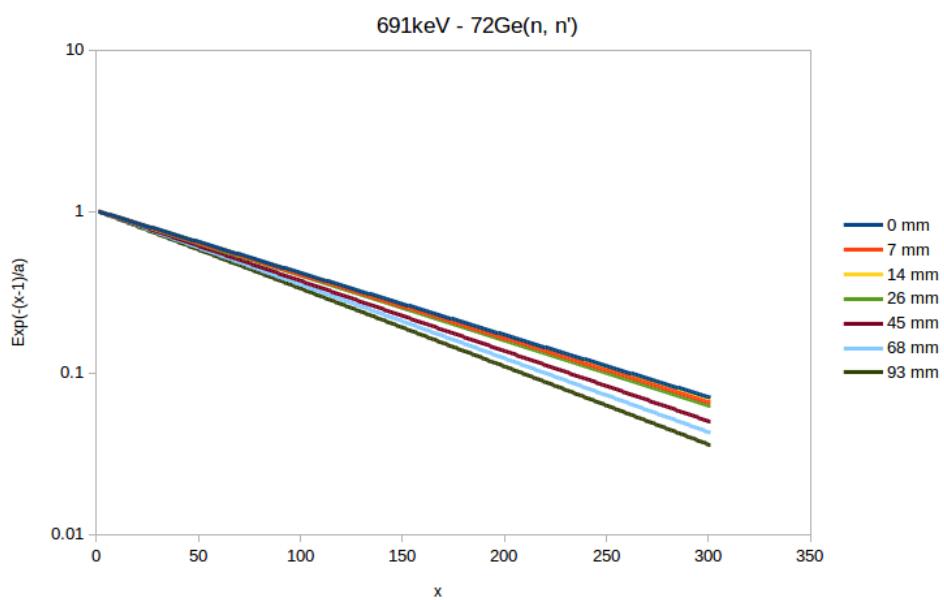
Slika 6.20: Eksponencijalni pad kod gama pikova energije 595.5 keV snimljenih bez prisustva kadmijuma.



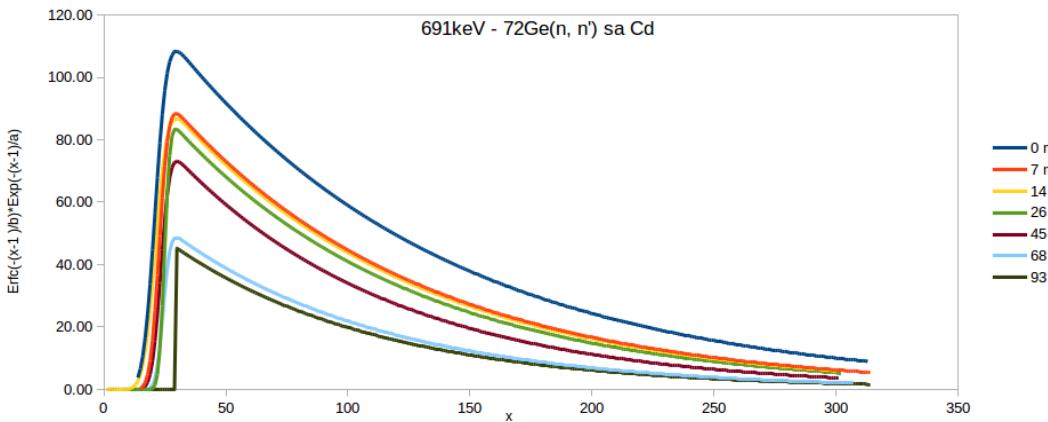
Slika 6.21: Eksponencijalni pad kod gama pikova energije 595.5 keV snimljenih u prisustvu kadmijuma.



Slika 6.22: Eksponencijalni pad kod gama pikova energije 691 keV snimljenih u prisustvu kadmijuma.



Slika 6.23: Eksponencijalni pad kod gama pikova energije 691 keV snimljenih bez prisustva kadmijuma.



Slika 6.24: Oblik gama linija energije 691 keV iz spektara snimljenih u prisustvu kadmijuma

Postoji više razloga za ovakva odstupanja. Fitovanje gama pikova je sve vreme otežano zbog velikog fona. U ovom slučaju oblik funkcije koja treba da odbije fon značajno utiče na rezultate fitovanja. Takođe, da bi se dobili precizniji rezultati potrebna je bolja statistika i bolje definisan oblik gama linija. Uočeno je i da parametri fita zavise od energijskog opsega u kojem se vrši fitovanje.

Međutim, i uz korišćenje rezultata dobijenih na ovaj način dobija se približno slična vrednost parametra Δ kao i u studijama [12]. U radu [13] je pokazano da se za parametar $\Delta = 15.4$ keV dobija da je neutronska temperatura 1.4 MeV. Direktno upoređivanje ovih vrednosti nije moguće pošto one zavise od nekih veličina poput karakteristika detektor-a i sličnih. Pošto su parametri dobijeni u ovom radu u približno istom opsegu veličine, zaključuje se da nema većih odstupanja od očekivane neutronske temperature koja treba da bude oko 1.44 MeV za kalifornijumski izvor korišten u ovom eksperimentu.

Glava 7

Zaključak

U radu je predstavljena analiza spektra HPGe detektora sa posebnim osvrtom na interakcije rasejanja i zahvata neutrona u njegovoj aktivnoj zaređenosti. Analizirane su i gama linije koje se javljaju usled zahvata neutrona od strane materijala koji su bili u detektorskom okruženju, a to su plastika (zahvat na jezgru vodonika 1H) i sloj kadmijuma debljine 1 mm oko germanijumskog kristala (zahvat neutrona na izotopu kadmijuma ^{113}Cd).

Na osnovu površina pikova u spektru izračunati su intenziteti detektovanih energijskih prelaza. U slučaju gama pika energije 595.5 keV bilo je neophodno razviti model za fitovanje pošto ovaj pik ima karakterističnu strukturu nastalu usled sumiranja standardnog gausovskog pika nakon zahvata neutrona na izotopu germanijuma ^{73}Ge i karakterističnog energetski asimetričnog pika koji prati neelastično rasejanje neutrona na izotopu germanijuma ^{74}Ge , kao i fonskih pikova.

Analizom intenziteta gama linija energija 139 keV ($^{74}Ge(n, \gamma)$), 691 keV ($^{72}Ge(n, n')$), 595.5 keV ($^{73}Ge(n, \gamma)$ i $^{74}Ge(n, n')$), 558 keV ($^{113}Cd(n, \gamma)$) i 2223 keV ($^1H(n, \gamma)$) u zavisnosti od debljine sloja plastike postavljenog između detektora i kalifornijumskog izvora zračenja, izvedeni su sledeći zaključci:

- Kako u materijalu plastike pored termalizacije dolazi i do zahvata neutrona od strane vodonika, analizirana je gama linija koja nastaje tom prilikom, a njena energija iznosi 2223 keV. Intenzitet ove gama linije pokazuje porast sa povećanjem debljine sloja plastike. Kao što je i očekivano, sa povećanjem količine plastike raste i apsorpcija neutrona u ovom materijalu.
- Nakon što je oko germanijumskog kristala postavljen sloj kadmijuma u fonskom spektru su uočene gama linije energije 558 keV i 651 keV koje nastaju nakon zahvata neutrona na jezgru ^{113}Cd . Pošto je linija od 558 keV znatno intenzivnija njenom analizom je pokazano da u

okviru greške intenzitet ostaje konstantan sa promenom debljine sloja plastike. Ovo sugerije na ravnotežu procesa apsorpcije i termalizacije u materijalu plastike, kao i na to da do detektorskog sistema stiže konstantan fluks termalnih neutrona.

- S obzirom da intenzitet gama linije energije 139 keV koja nastaje zahvatom neutrona na izotopu germanijuma ^{74}Ge pokazuje opadajući trend sa povećanjem debljine PVC plastike, ova činjenica upućuje da gama piku od 139 keV pored zahvata sporih neutrona doprinosi i zahvat brzih neutrona. Spektar neutrona kalifornijumskog izvora se proteže do od prilike 10 MeV pa razlike u intenzitetu nisu tako velike s obzirom da se u materijalu plastike vrši dodatno usporavanje. Korišćenjem isključivo brzih neutrona bi se moglo zaista proveriti koliko oni doprinose intenzitetu ovog pika kao i koliko je ova gama linija merodavna za procenu intenziteta sporih neutrona u germanijumskim gama spektroskopskim sistemima.
- Gama pik energije 691 keV se javlja nakon neelastičnog rasejanja brzih neutrona na izotopu germanijuma ^{72}Ge . Sa povećanjem debljine plastike dolazi do opadanja intenziteta ovog pika jer se neutroni usporavaju u materijalu plastike. Ova gama linija ne pokazuje razlike u intenzitetima dobijenim pri merenjima u prisustvu sloja kadmijuma oko detektora kao i bez njega, što znači da nastaje samo usled interakcije brzih neutrona i kao takva može da se koristi za procenu prisustva brzih neutrona.
- Potpuno isti trend pokazuje i gama pik energije 595.5 keV nastao nakon neelastičnog rasejanja brzih neutrona na jezgru germanijuma ^{74}Ge . Intenzitet opada sa povećanjem debljine sloja plastike jer u tom materijalu dolazi do apsorpcije i usporavanja neutrona, a razlike u intenzitetima u prisustvu sloja kadmijuma i bez njega nisu oučljive jer ova linija nastaje isključivo rasejanjem brzih neutrona.
- Za razliku od gama linije 139 keV koja pokazuje opadajući trend, gama linija energije 595.5 keV nastala usled zahvata sporih neutrona na jezgrima germanijuma ^{73}Ge pokazuje porast intenziteta sa povećanjem debljine sloja plastike. Zaključuje se da ova gama linija nastaje dominantno zahvatom termalnih neutrona i da je osetljivija na njihovo prisustvo u odnosu na gama liniju energije 139 keV. Ova linija ima isti trend promene kao i kadmijumova linija, a u prisustvu kadmijuma određivanje njenog intenziteta nije jednostavno jer nije toliko izražena

zbog superpozicije sa gama pikom energije 595.5 keV koji nastaje neelastičnim rasejanjem neutrona.

Takođe, primetno je da intenziteti linija variraju ukoliko se koriste malo drugačiji koeficijenti u modelu za fitovanje. Iako se dobija isto ponašanje intenziteta gama linija, za neke detaljnije analize potrebno je rešiti probleme koji su se javljali u ovom radu. Ovo se odnosi pre svega na nedovoljno poznavanje nivoa fona i preciznog oblika gama linija. Dodatni problem, posebno izražen u spektrima snimljenim kada je oko germanijumskog kristala postavljen sloj kadmijuma, predstavljaju slabi gama pikovi koji se javljaju u regionu u kom se fituje gama pik energije 595.5 keV. Verovatno je ovo glavni razlog zbog kog parametri fita jako zavise od opsega u kojem se vrši fitovanje. Uz optimalizaciju uslova merenja dobila bi se znatno bolja statistika što bi omogućilo znatno lakšu obradu spektara.

Ovi problemi su više došli do izražaja pri proceni parametara neutronskog spektra. Ipak, eksperiment i analiza rezultata predstavljena u ovom master radu je i dalje u saglasnosti sa studijama koje su se bavile analizom sličnog problema. U radu je pokazano da je neutronska temperatura dobijena iz parametra fita u saglasnosti sa neutronskom temperaturom koja odgovara kalifornijumskom izvoru a iznosi 1.3 MeV. Takođe, rezultati su pokazali saglasnost i sa istraživanjima objavljenim u studijama [2, 9, 12, 13].

Dakle, izvršena analiza upućuje na to da gama pik od 595.5 keV može biti deo standardne procedure za određivanje prisustva neutrona u niskofonskim germanijumskim spektrometrijskim sistemima. Dobijeni podaci pokazuju da ovaj pik nakon dekonvolucije (n,n') i (n,γ) gama linija može dati pouzdane informacije o interakcijama kako sporih tako i brzih neutrona. Pokazano je da fitovanje (n,n') daje mogućnost i za određivanje neutronske temperature. Dobijanje preciznijih rezultata bi moglo da bude deo budućih istraživanja u kojima bi trebalo pažnju posvetiti optimalizaciji uslova merenja, poboljšanju modela za fitovanje ali uključiti u analizu korišćenje simulacija.

Bibliografija

- [1] J. Slivka, I. Bikit, M. Vesković, Lj. Čonkić, *Gama spektroskopija (specijalne metode iprimene)*, Novi Sad, Prirodno-matematički fakultet, 2000.
- [2] G. Heusser *et al.* in *Physics Procedia A* **369**, (1996) 539.
- [3] G.P. Škoro *et al.* in *Nucl. Instrum. and Meth. in Phys. Res. A* **316**, (1992) 333.
- [4] N.Jovančević, B. Andelić, M. Krmar, D. Knežević in *ISINN*, Dubna, Rusija, 2015.
- [5] N. Jovančević, *Analiza neutronima generisane aktivnosti u niskofonskim gama spektroskopskim sistemima*, Doktorska disertacija, Departman za fiziku, Prirodno-matematički fakultet u Novom Sadu (2010).
- [6] Claus Grupen, *Astroparticle Physics*, University of Siegen, Department of Physics, Springer, (2005).
- [7] N. Lalović, *Doprinos elastičnog i neelastičnog rasejanja neutrona nisko-energetskom delu gama spektra HPGe detektora*, Master rad, Departman za fiziku, Prirodno-matematički fakultet u Novom Sadu (2012).
- [8] Jean-Louis Basdevant, James Rich, Michel Spiro, *Fundamentals in Nuclear Physics*, Springer, (2004).
- [9] J. Nikolov *et al.* in *Physics Procedia A* **59**, (2014) 71.
- [10] ENDF: Evaluated Nuclear Data File, <https://www-nds.iaea.org/exfor/endf.htm>
- [11] ROOT User's Guide, (2013)
- [12] E.Gete *et al.* in *Nucl. Instrum. and Meth. in Phys. Res. A* **388**, (1997) 212.

- [13] T.Siiskonen *et al.* in *Nucl. Instrum. and Meth. in Phys. Res. A* **540**, (2005) 403.
- [14] N. Jovančević *et al.* in *Physics Procedia* **00**, (2014).
- [15] <http://nucleardata.nuclear.lu.se/toi/>

Biografija



Brankica Andelić je rođena 29.08.1991. godine u Mrkonjić Gradu, Republika Srpska, Bosna i Hercegovina. Osnovnu školu i Gimnaziju opštег smera završava u Mrkonjić Gradu, a potom 2010. godine upisuje Fiziku na Departmanu za Fiziku, Prirodnomatematičkog fakulteta u Novom Sadu. Osnovne studije završava 2014. godine odbranivši diplomski rad na Katedri za nuklearnu fiziku pod nazivom "Moguća upotreba karakterističnog rendgenskog zračenja u fotoaktivacionoj analizi". Iste godine, na istom fakultetu, upisuje master studije nuklearne fizike i polaže sve ispite u roku. Kao master student učestvuje na "Summer Student Program at GSI 2015" u Darmstadtu, Nemačka.

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:	Brankica Andelić
AU	
Mentor:	Dr Nikola Jovančević
MN	
Naslov rada:	Procena prisustva neutrona u niskofonskim germanijumskim spektrometrijskim sistemima bazirana na detekciji gama pika energije 595.5 keV.
NR	srpski (latinica)
Jezik publikacije:	
JP	srpski (latinica) / engleski
Jezik izvoda:	
JI	
Zemlja publikovanja:	Srbija
ZP	
Uže geografsko područje:	Vojvodina
UGP	
Godina:	2015
GO	
Izdavač:	Autorski reprint

IZ

Mesto i adresa:

MA

Fizicki opis rada:

FO

Naučna oblast:

NO

Naučna disciplina:

ND

Ključne reči:

KR

Čuva se:

ČU

Važna napomena:

VN

Izvod:

IZ

Datum prihvatanja teme od NN veća:

DP

Datum odbrane:

DO

Članovi komisije:

KO

Predsednik komisije:

Član:

Član:

Prirodno-mateatički fakultet,

Trg Dositeja Obradovića 4, Novi Sad

(poglavlja/strana/citata/tabela/grafika/dodataka)

(3/38/9/0/12/2)

Fizika

Nuklearna fizika

gama spektroskopija, brzi i spori neutroni,
rasejanje neutrona, zahvat neutrona, neutronska
temperatura

Biblioteka departmana za fiziku,

PMF-a u Novom Sadu

nema

Ovaj rad opisuje na koji način je moguće
izvršiti procenu prisustva brzih i sporih neutrona
u niskofonskim germanijumskim spektroskopskim
sistemima analizom samo jednog gama pika
energije 595.5 keV.

University of Novi Sad
Faculty of Science

Key Words Documentation:

Accession number:

ANO

Identification number:

INO

Documentation type:

Monograph publication

DT

Type of record:

Textual printed material

TR

Content code:

Final paper

CC

Author:

Brankica Andelić

AU

Mentor:

Dr. Nikola Jovančević

MN

Title:

Estimation of neutron presence in the low-level background Ge-spectroscopy systems based on detection of 595 keV gamma peak.

Serbian (latin)

LT

Language of abstract:

English

JI

Country of publication:

Serbia

CP

Locality of publication:

Vojvodina

LP

Publication year:

2015

PY

Publisher:

Author's reprint

PU

Publication place:

Prirodno-mateatički fakultet,

PP

Trg Dositeja Obradovića 4, Novi Sad

Physical description:

(3/38/9/0/12/2)

PD

Scientific field:

Physics

SF

Scientific discipline:	Nuclear Physics
SD	
Key words:	gamma spectroscopy, fast neutrons, thermal and epithermal neutrons, neutron capture, inelastic neutron scattering, neutron energy spectrum
KW	
Holding data:	Library of Department of Physics
HD	PMF-a u Novom Sadu
Note:	none
N	
Abstract:	This paper presents a possibility for the estimation of neutron presence in the Ge-spectroscopy system during gamma measurements by a detected intensity of the gamma peak with energy of 595.8 keV.
AB	
Accepted by the Scientific Board:	
ASB	
Defended on:	
DE	
Thesis defend board:	
DB	
President:	Dr. Miodrag Krmar, Full Professor
Member:	Dr. Srđan Rakić, Full Professor
Member:	Dr. Nikola Jovančević, Supervisor