



UNIVERZITET U NOVOM SADU
PRIRODNO MATEMATIČKI FAKULTET
DEPARTMAN ZA FIZIKU



Analiza uticaja promene prisustva miona na nivo fonske aktivnosti u gama spektrometrijskim merenjima

-diplomski rad-

MENTOR:

dr *Nikola Jovančević*

KANDIDAT:

Tamara Milanović

Novi Sad, septembar 2017

Sadržaj

Uvod	4
1 Kosmičko zračenje	6
1.1 Primarno kosmičko zračenje	6
1.2 Sekundarno kosmičko zračenje	9
2 Mioni i materija	11
2.1 Interakcija miona sa materijom	13
2.1.1 Gubici energije ionizacijom i ekscitacijom	13
2.1.2 Gubici zakočnim zračenjem	14
2.1.3 Gubici stvaranjem parova	15
2.1.4 Zahvat miona	15
3 Scintilacioni detektori	17
3.1 Organski scintilatori	18
3.1.1 Plastični scintilatori	19
3.2 Neorganski scintilatori	20
3.3 Fotomultiplikatori	21
4 Germanijumski detektor HPGe	23
4.1 Poluprovodnički detektori	23
4.2 HPGe detektor	25
5 Interakcija neutrona sa HPGe detektorom	27
5.1 Neutronske interakcije sa materijom	28
5.1.1 Zahvat neutrona	28
5.1.2 Elastično rasejanje neutrona	29
5.1.3 Neelastično rasejanje neutrona	29
5.2 Interakcija neutrona sa germanijumskim detektorom	30
5.2.1 Zahvat neutrona	31
5.2.2 Neelastično rasejanje	32
6 Eksperimentalni rad	34
6.1 Merenje prisustva miona	34
6.2 Niskofonska gama spektrometrijska merenja	35
7 Rezultati	37
7.1 Određivanje prisustva miona	37
7.1.1 Vertikalni profil miona	37

7.1.2	Horizontalni profil miona	39
7.2	Fonski gama spektar meren pomoću HPGe detektora	39
8	Diskusija	43
8.1	Promena odbroja sa debljinom betonske zaštite	43
8.2	Odnos promene miona i detektovanih neutrona	43
8.3	Fitovanje fonskog spektra kako bi se dobio mionski pik	45
9	Zaključak	46
	Bibliografija	47

Uvod

Fon (pozadinsko zračenje) je zračenje koje je stalno prisutno u okolini i teško da možemo da se zaštитimo od njegovog uticaja. Fon može da potiče od raznih izvora, kako prirodnih tako i veštačkih poput reaktora ili nuklearnih proba. Glavni prirosni izvor fona je kosmičko zračenje. Ovo zračenje nije opasno, ali je nepoželjno prilikom preciznih merenja u nuklearnoj fizici. Fon u detektoru može da potiče i od interakcija koje se odvijaju u samom detektoru itd. Pri merenju niskih aktivnosti naročito je važno ukloniti komponente zračenja koje potiču od nekih fonskih izvora. 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 preciznjim merenjima niske aktivnosti kao i za spuštanjem na što niži nivo detekcije.

Najvažniji i najteži deo tehnike merenja niskih aktivnosti je potiskivanje doprinosa kosmičkog zračenja fonu. Ova komponenta se može smanjiti do beznačajnog nivoa smeštanjem mernog sistema duboko pod zemlju, gde je intenzitet kosmičkih zraka smanjen za nekoliko redova veličine. Iz ekonomskih razloga, takvih podzemno smeštenih laboratorijskih zgrada ima malo, pa smo najviše zainteresovani za sisteme koji rade na površini, čiju spoljašnju zaštitu čine samo tavanice i zidovi zgrade, kao i za plitko ukopane laboratorijske zgrade koje imaju apsorbujući sloj od nekoliko metara stene ili zemlje [6].

U ovom radu su mereni fonski spektri pomoću scintilacionog detektora na različitim spratovima zgrade Departmana za fiziku u Novom Sadu. Konkretno, analiziran je doprinos miona fonu i atenuacija miona prolaskom kroz različite debljine barijera, koje su predstavljale zapravo betonske ploče između spratova. Na Departmanu se nalazi laboratorijska zgrada za gama spektrometriju. Danas se ona nalazi u prizemlju zgrade, dok se nekada nalazila van zgrade i samim tim imala je manje barijera za mione u smislu betonskih ploča. U ovom radu upoređeni su mionski odbroji dobijeni u sadašnjoj laboratorijskoj zgradi i na mestu nekadašnje laboratorijske zgrade, ovi podaci su upoređeni radi uvida u stopu atenuacije miona pri ovakvoj vrsti zaštite (beton), a u cilju boljeg projektovanja i izgradnje laboratorijske zgrade za niskofonsku gama spektrometriju. Takođe su spektri mereni i na drugim mestima u zgradama kako bi se dobili bolji podaci o samoj ulozi betonskih ploča i zidova u atenuaciji.

Pored merenja fona pomoću scintilatora, meren je i fonski spektar germanijumskog detektora (HPGe). Mioni su glavna komponentna kosmičkog zračenja na nivou mera i daju bitan doprinos odbroju fonskog zračenja i prilikom interakcije sa detektorom i okolnim materijalima. Tom prilikom pre svega može doći do produkcije neutrona, koji

mogu interagovati sa detektorom i okolnim materijalima.

Snimljeni su i analizirani fonski spektri dobijeni pomoću germanijumskog detektora, i to sa dve različite zaštite, gvozdenom i olovnom. Merenja su trajala nekoliko nedelja zbog malog preseka za reakciju te stoga i malog broja događaja tokom vremena.

Na fonskom spektru germanijumskog detektora uočene su linije koje potiču od reakcija neutrona nastalih od miona. Neke od tih linija su izdvojene i analizirane u ovom radu i intenzitet istih linija sa različitim detektora i drugačijom zaštitom je upoređen međusobno i neki ključni podaci su ovde navedeni.

Izložene su i mogućnosti za dalju analizu ovih spektara zarad detaljnijih proračuna o interakciji miona sa nekim zaštitama detektora korišćenim u gama sprektrometriji.

Glava 1

Kosmičko zračenje

Kosmički zraci su čestice visoke energije koje se kreću brzinama bliskim brzini svetlosti. Kosmički zraci su bitan deo Kosmosa, njihovo poreklo je povezano sa nastankom zvezda i njihovim životom, eksplozijama supernova i procesima u međuzvezdanoj materiji. Ovakvo zračenje koje je poreklom iz Vaside naziva se *primarno kosmičko zračenje*, a zračenje koje nastaje kao posledica interakcije primarnog kosmičkog zračenja sa međuzvezdanom materijom ili sa česticama u Zemljinoj atmosferi naziva se *sekundarno kosmičko zračenje*. 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 niskofonskim gama spektroskopskim sistemima. Pojava fona je posledica interakcije kosmičkog zračenja sa materijalima iz okruženja samog detektora i sa detektorom samim. Dalja produkcija radionuklida i stvaranje sekundarnog kosmičkog zračenja takođe doprinosi ovoj komponenti fona. Primarno kosmičko zračenje čine najviše protoni (90%), alfa čestice (9%) i teža jezgra. Ovo zračenje bombarduje gornje slojeve atmosfere, a fluks iznosi 1000 cestica kosmičkog zračenja 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, neutriona, protona, pozitrona, fotona, miona, piona, neutrina i kosmogenih radionuklida. Fluks kosmičkih zraka zavisi od geomagnetne širine kao i od Sunčeve aktivnosti.

1.1 Primarno kosmičko zračenje

Primarno kosmičko zračenje se sastoji uglavnom od jezgara lakih atoma, alfa čestica i protona na nižim energijama a takođe i nekih težih jezgara. Primarni kosmički zraci su stabile čestice i jezgra koja su ubrzana nekim astrofizičkim procesima i čiji je period života veći od 10^6 godina.

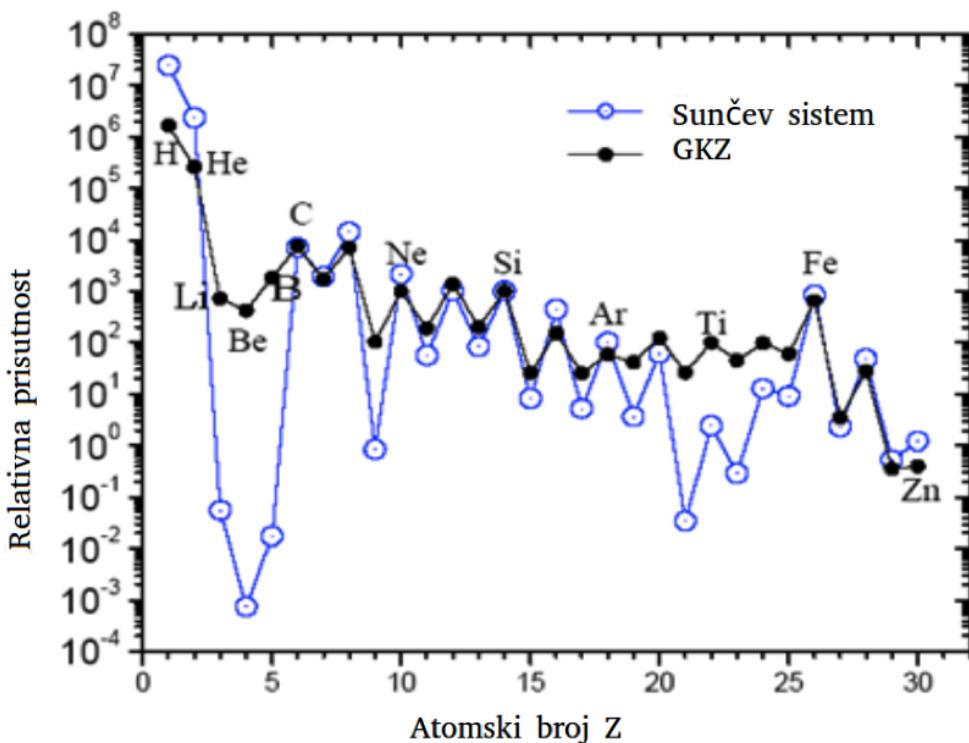
Na osnovu posmatranja je utvrđena izotropnost kosmičkih zraka koji dolaze do Zemljine atmosfere sa energijama manjim od 10^{14} eV. Predpostavlja se da je ova izotropnost posledica dejstva galaktičkog magnetnog polja, a ne ravnomerne raspodele izvora kosmičkog zračenja. Pod dejstvom magnetnog polja galaksije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

10 GeV. Magnetno polje Zemlje utiče na kosmičke zrake sa energijama manjim od 1 GeV 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:

- nanelektrisanih 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. Kosmičko zračenje dolazi izvan Sunčevog sistema izuzev čestica koje se proizvode i ubrzavaju u Sunčevim erupcijama. Hemijski sastav kosmičkih zraka je vrlo sličan sastavu Sunčevog sistema (Slika). Primećuje se da su jezgra sa parnim brojem nukleona zastupljenija u odnosu na ostala,



Slika 1.1: Kompozicija elemenata galaktičkog kosmičkog zračenja (GKZ) i Sunčevog sistema[8]

što je posledica njihove veće stabilnosti. Na slici se mogu uočiti dve bitne razlike u prisutnosti određenih elemenata u galaktičkom kosmičkom zračenju i solarnom sistemu.

Prvo, jezgra sa atomskim brojem većim od 1 su u odnosu na protone mnogo više prisutna u kosmičkom zračenju nego u Sunčevom sistemu. Ova činjenica nije u potpunosti objašnjena, ali može biti povezana sa tim da se vodonik relativno teško ionizuje što utiče na procese njegovog ubrzavanja.

Druga bitna razlika u prisutnosti elemenata u GKZ i Sunčevom sistemu sastoji se u nekoliko redova većem prisustvu dve grupe elemenata, jedne koju čine Li, Be i B i druge u koju spadaju Sc, Ti, V, Cr i Mn. Ovi elementi se ne javljaju kao produkti nukleosinteze u zvezdama, ali mogu nastati u interakcijama kosmičkog zračenja

sa interstelarnim gasom. Tako da ove razlike potiču od toga što kosmički zraci na putu do Zemlje interaguju sa među zvezdanom materijom.

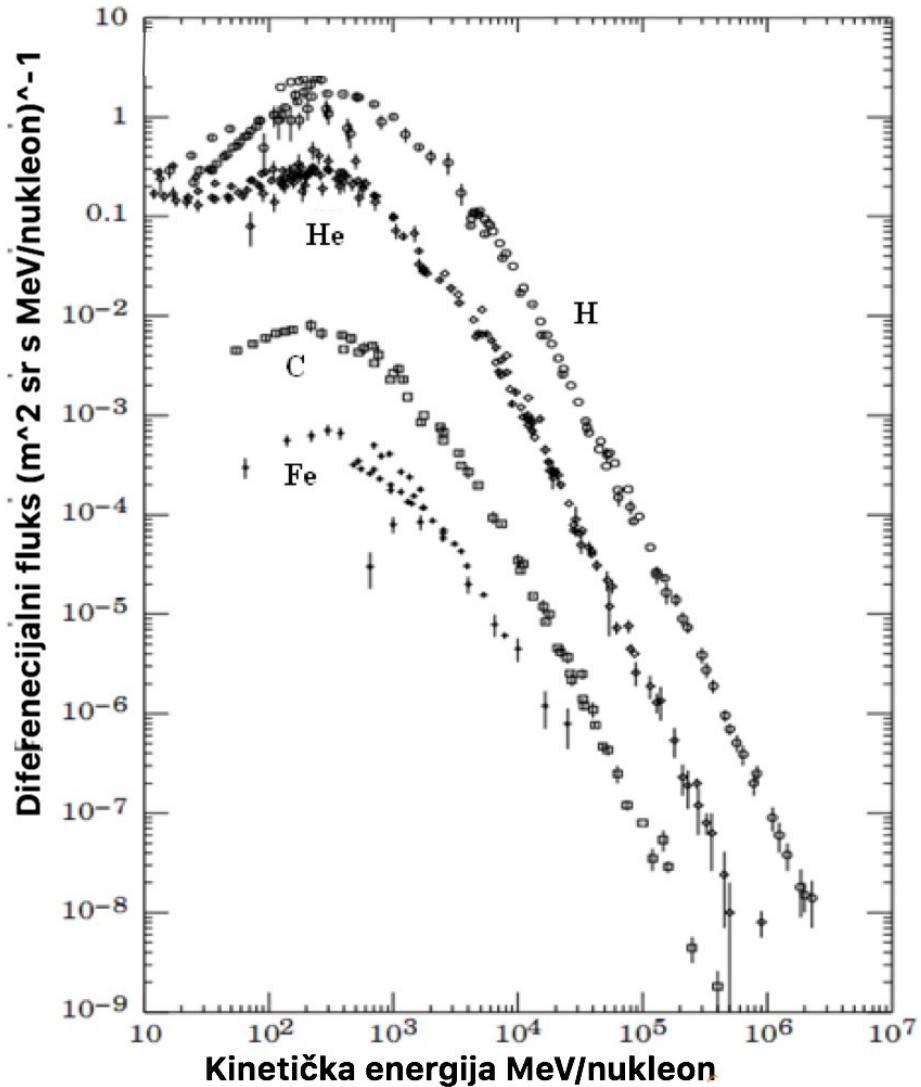
Na prostiranje kosmičkog zračenja do površine Zemlje utiču elektromagnetna polja Sunca i Zemlje. Sunce svojom aktivnošću utiče na sastav kosmičkog zračenja koje dolazi do Zemlje, solarni vetrovi koji su generisani plazmom sa Sunca, usporavaju i isključuju iz snopa kosmičkog zračenja nanelektrisane čestice nižih energija. Čestice kosmičkog zračenja nižih energija podležu i uticaju geomagnetskog polja Zemlje. Zbog ovih efekata intenzitet svih komponenti kosmičkog zračenja zavisi od lokacije na površini Zemlje i trenutka vremena u kojem se vrši posmatranje.

Na osnovu energije i sastava, primarno kosmičko zračenje se može podeliti na:

- Solarno kosmičko zračenje - sa energijama od 10 do 10^9 eV, potiču iz eruptivnih pojava na Suncu i sastoje se iz elektrona, protona i teških jona.
- Anomalno kosmičko zračenje - 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.

Na slici je predstavljen spektar glavnih komponenti zračenja koje stižu do Zemljine atmosfere.

Do gornje površine Zemljine atmosfere dolaze i elektroni, pozitroni i antiprotoni. Njihov broj brže opada sa porastom energije nego što je to slučaj sa protonima i jezgrima težih elemenata.



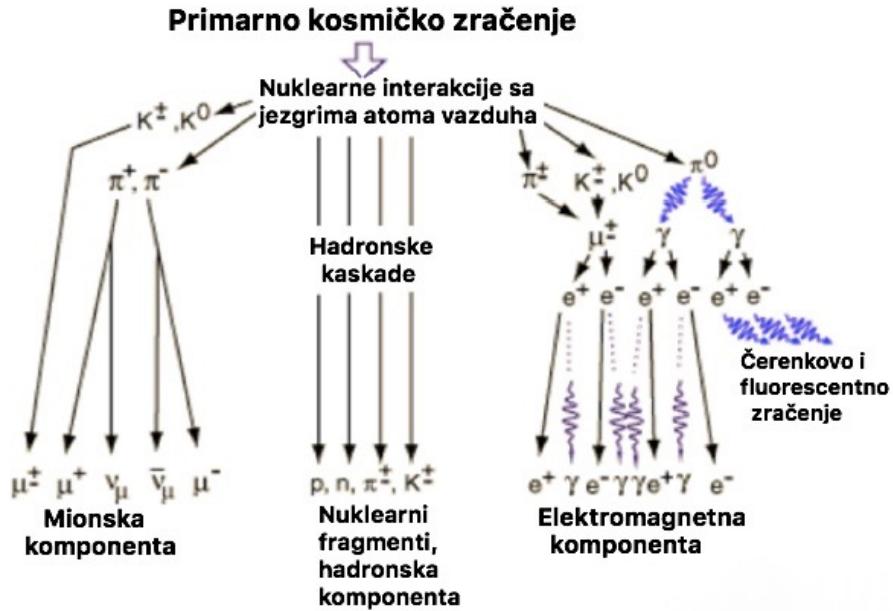
Slika 1.2: Diferencijalni fluks glavnih komponenti kosmičkog zračenja[8]

1.2 Sekundarno kosmičko zračenje

Primarni kosmički zraci koji stižu do gornje površine Zemljine atmosfere 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 1.1:

- meka ili elektromagnetska komponenta
- tvrda ili mionska komponenta
- hadronska komponenta

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 inicijalna



Slika 1.3: Komponente kaskada kosmičkog zračenja [8]

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 barijona i mezona. Oni nastaju pri takoj interakciji čestice primarnog kosmičkog zračenja sa elementima atmosfere. Najčešće se stvaraju 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.

Najbrojnije čestice kosmičkog zračenja koje dolaze do Zemlje su *protoni*. Visokenergetski protoni gube oko polovine svoje energije u sudarima sa jezgrima atmosferskog gasa. Ove interakcije protona se obično dešavaju na visini od 15 km. Nakon interakcije protona sa jezgrom emituju se novi protoni, neutroni ili pioni koji se prostiru uglavnom u pravcu upadnog protona, koji prouzrokuju nove sudare i izazivaju kaskade u kojima se sa istom verovatnoćom generišu tri vrste piona (neutralni $\tau = 2.6 * 10^{-8}s$, pozitivi i negativni pioni $\tau = 1.8 * 10^{-16}s$). Neutralni pion se nakon pređenih nekoliko μm raspada na dva visoko enegretska fotona. Naelektrisani pioni se raspadaju na mione i neutrine:

$$\begin{aligned}\pi^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \\ \pi^- &\rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu\end{aligned}$$

Mioni nastali raspadom piona primaju oko 80% energije piona i kreću se u približno istom pravcu. Više o mionima i njihovim interakcijama s materijom biće u narednom poglavljju.

Glava 2

Mioni i materija

Mioni su elementarne čestice, spadaju u grupu leptona, te ne učestvuju u jakoj interakciji, već u slaboj i elektromagnetnoj, te tako i interakcije miona sa materijom možemo posmatrati u odnosu na te dve osnovne interakcije. Spadaju u drugu generaciju po masi, imaju oko 207 puta veću masu od elektrona. Poseduje odgovarajuću antičesticu. Osnovne karakteristike miona se nalaze u tabeli:

Oznaka	μ
Masa	$105.658367(4) MeV/(c)^2$
Naelektrisanje	$-e$
Spin	$1/2$
Vreme života	$2.917 * (10)^{-6} s$

Tabela 2.1: Osnovne karakteristike miona

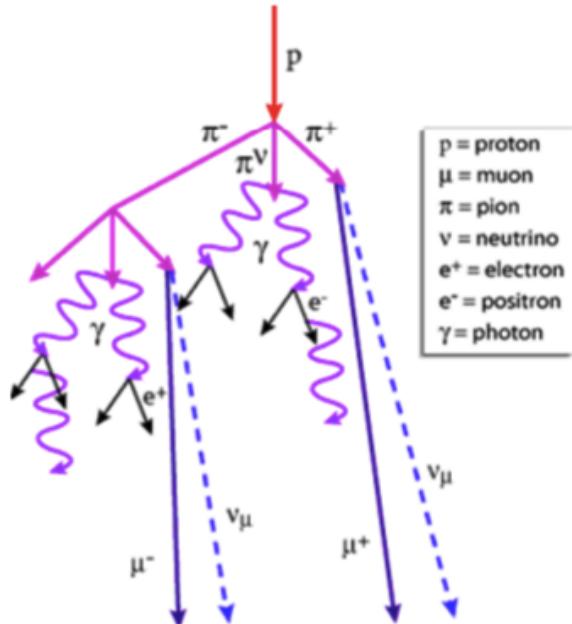
Mioni koji stižu do Zemljine površine su kreirani indirektno kao proizvodi sudara kosmičkog zračenja sa česticama u Zemljinoj atmosferi. Oko 10 000 miona stiže svakog minuta na kvadratni metar Zemljine površine; putujući relativističkim brzinama, mioni mogu prodreti na desetine metara u stene ili drugi materijal pre nego što skrenu ili budu apsorbovani u interakciji sa drugim atomima.

Kada se proton iz kosmičkog zračenja sudari sa jezgrima u gornjim slojevima atmosfere, stvaraju se *pioni*. Oni se raspadaju posle samo par metara u mione i mionske neutrine (slika 2.1). Mioni iz ovih visoko energetskih kosmičkih zraka se generalno kreću u istom smeru kao upadni proton i ponesu oko 80% energije piona, kreću se brzinom blizu brzine svetlosti. Iako njihovo vreme života, ako bismo isključili relativističke efekte, dozvolilo bi im da pređu razdaljinu od najviše 456 m (glezano sa Zemlje), dilatacija vremena dozvoljava mionima da prežive kretanje do Zemljine površine, jer gledano sa Zemljine površine, mioni imaju duže vreme života nego u njihovom sistemu reference. S druge strane, efekat kontrakcije dužine im dozvoljava ovo kretanje gledajući iz sistema miona. Uzimajući u obzir relativističku dilataciju vremena, njihov srednji život u laboratorijskom sistemu je : $\tau_\mu = 2.2 * 10^{-6} \frac{E}{m_\mu c^2}$, gde je E ukupna energija miona, a $m_\mu c^2$ njegova energija mirovanja. Veoma su prodorni, pošto je njihov presek

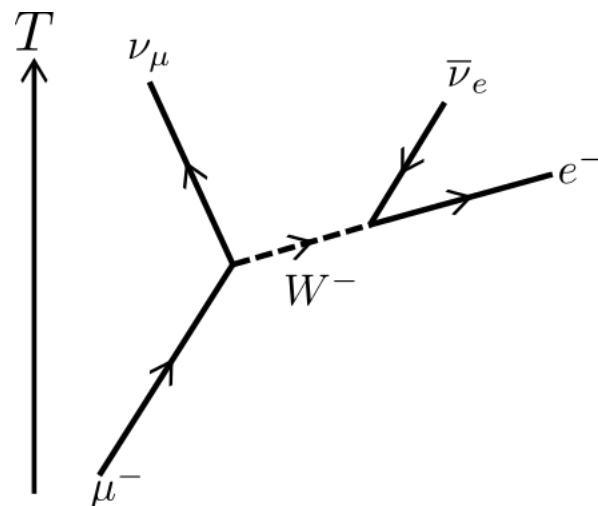
za interakciju sa jezgrima samo oko $10\mu b\text{arn}$. Oni gube energiju praktično samo putem elektromagnetne interakcije. Preovlađujući procesi su *jonizacija* i *ekscitacija*, ali takođe dolazi i do sudara sa *izbijanjem elektrona* i u manjoj meri do *zakočnog zarčenja* i *stvaranja parova*.

Mioni su nestabilne čestice i raspadaju se putem slabe interakcije. Pošto leptonski broj mora biti očuvan, jedan od neutrina koji nastaju mionskim raspadom mora biti mionskog tipa, a drugi antineutrino elektronskog tipa (antimion proizvodi odgovarajuće antičestice). Zbog očuvanja naelektrisanja jedan od produkata mionskog raspada je uvek elektron (pozitron u slučaju antimiona). Stoga, svi mioni se raspadaju na barem jedan elektron i dva neutrina. Ponekad, pored ovih neophodnih produkata, mogu se pojaviti još neke čestice koje imaju spin nula i nemaju nanelektrisanje (npr. može doći do stvaranja para fotona ili para elektron - pozitron). Dominantan mionski raspad (ponekad se zove Michel-ov raspad) je i najjednostavniji: mion se raspada na elektron, elektronski antineutrino i mionski neutrino. Antimion se raspada na odgovarajući način: na pozitron, elektronski neutrino i mionski antineutino. Formule ovih raspada su:

$$\begin{aligned}\mu^- &\rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \\ \mu^+ &\rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu\end{aligned}$$



Slika 2.1: Kreiranje miona u atmosferi



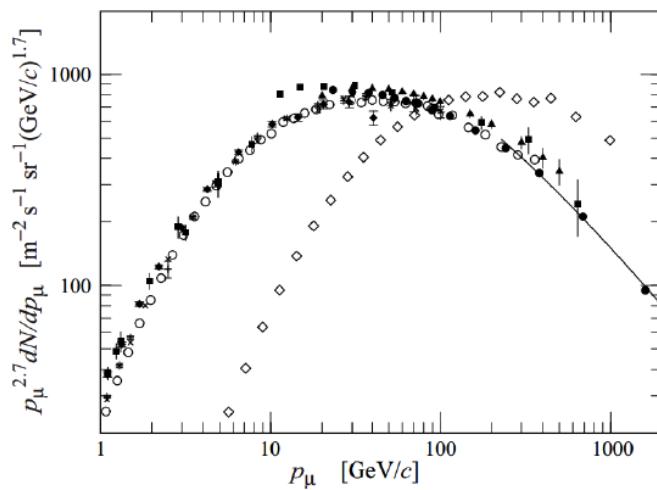
Slika 2.2: Fejnmanov dijagram najverovatnijeg mionskog raspada[11]

2.1 Interakcija miona sa materijom

Prolaskom kroz atmosferu na putu do površine Zemlje, mioni mogu izgubiti energiju Kulonovim rasejanjem, jonizacijom i Komptonovim rasejanjem. S obzirom na masu miona, glavni proces putem koga gube energiju je jonizacija. U proseku mioni gube 2 GeV-a na jonizaciju na svom putu od nastanla do nivoa mora. Kada dođu do površine, energetski spektar miona se može izraziti preko jednačine 2.1 i prikazati kao na slici 2.3 [5]:

$$\frac{dN_\mu}{dE_\mu * d\Omega} \approx 0.14(E_\mu)^{-2.7} [cm^2 ssr GeV]^{-1} \times \left[\frac{1}{1 + \frac{1.1E_\mu \cos(\theta)}{115 GeV}} + \frac{0.054}{1 + \frac{1.1E_\mu \cos(\theta)}{850 GeV}} \right] \quad (2.1)$$

Fluks kosmičih miona (sekundarni) zavisi od upadnog ulga, ugaona distribucija miona



Slika 2.3: Spektar miona na $\theta = 0^\circ$ i na $\theta = 75^\circ$ (prazni markeri). [5]

može se opisati zavisnošću oblika [8]:

$$I(\theta, hE) = I(0^\circ) \cos^{n(E, h)}(\theta) \quad (2.2)$$

gde je θ upadni ugao, h vertikalna razdaljina koju je mion prešao, E energija miona, a $n(E, h)$ empirijska konstanta. Na nivou mora $n \approx 2$. Ugaona distribucija miona se ponaša kao $\cos^2(\theta)$, [8].

2.1.1 Gubici energije jonizacijom i ekscitacijom

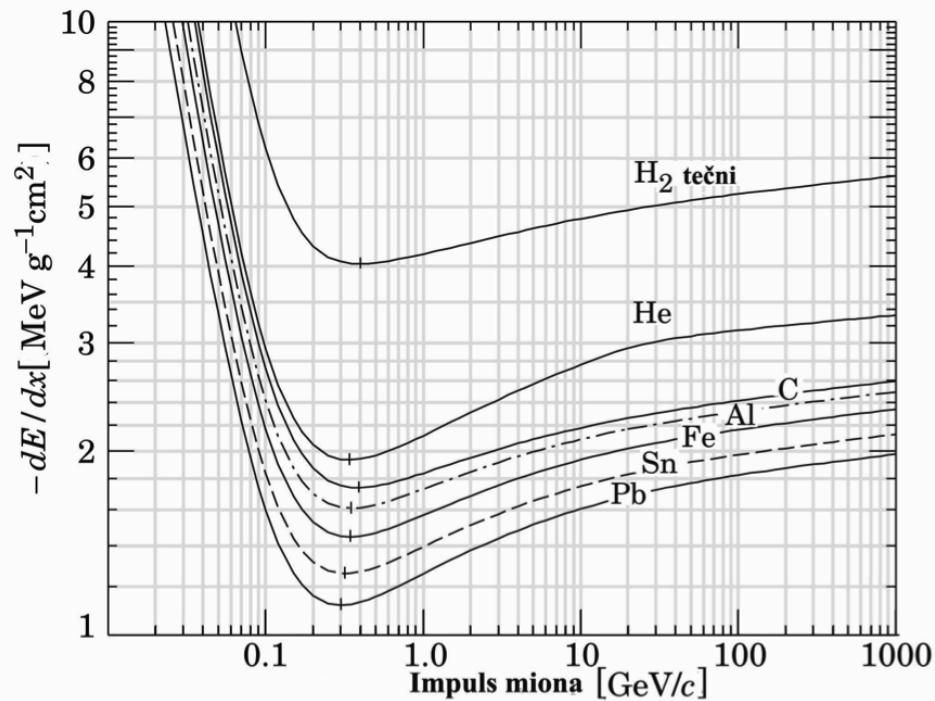
Brza naelektrisana čestica koja se kreće kroz neku sredinu stalno gubi energiju i skreće sa prvobitne putanje. Ovo se dešava usled dva tipa sudara:

1. Neelastični sudari sa elektronima iz atomskog omotača, dolazi do jonizacije ili ekscitacije atoma sredine, pobuđeni atom se spušta u niže energetsko stanje emitujući jedan ili više fotona. Ovakvi sudari su glavni uzrok gubitka energije naelektrisanih čestic.
2. Elastični sudari sa jezgrom. Ovakvi sudari su redi i često samo skrenu česticu sa putanje.

Jonizacioni gubici energije kroz sredinu mogu se, uključujući i relativističke efekte, izraziti preko *Bethe - Bloch - ove* formule [4] :

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a m_e r_e^2 c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\ln\left(\frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{max}}{I^2}\right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z} \right] \quad (2.3)$$

gde je: $r_e = e^2/m_e c^2 = 2.818 * 10^{-13} cm$ klasični radius elektrona; $N_e = N_A Z \rho / A$; $2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 = 0.1535 MeV g^{-1} cm^2$; I je glavni jonizacioni(ekscitacioni) potencijal materijala, $\approx 10 eV$ i zapravo ga je teško odrediti; $\beta = v/c$ upadne čestice; δ parametar koji opisuje polarizaciju materijalne sredine duž putanje naneletrisane čestice; W_{max} max kinetička energija predata elektronu u jednom sudaru $\simeq 2m_e c^2 (\beta \gamma)^2$, za $M \gg m_e$. Na slici 2.4 je prikazana zavisnost gubitaka energije putem ionizacije u zavisnosti od impulsa miona.



Slika 2.4: Srednji gubitak energije u različitim materijalima u zavisnosti od impulsa miona[8]

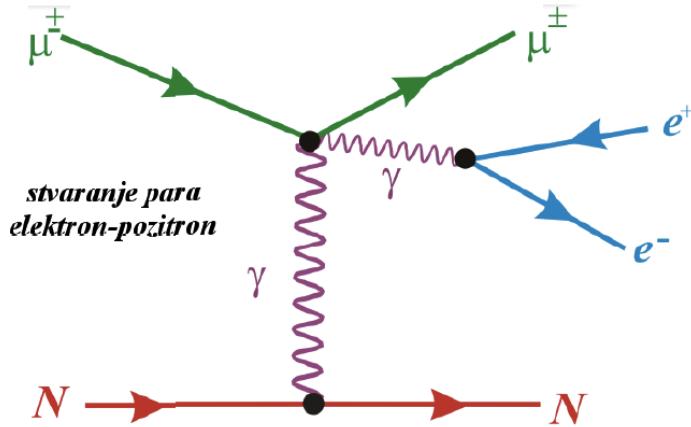
2.1.2 Gubici zakočnim zračenjem

Do zakočnog zračenja dolazi pri *neelastičnom* rasejanju na jezgru. Tada će čestica predati deo energije jezgru i ono se može pobuditi, dok će čestica biti skrenuta s putanjom. Ovaj proces se odigrava putem elektromagnetne interakcije. Za mione, ovaj proces je značajan na energijama $E > 0.5 TeV$. Efikasni presek za ovu reakciju $\sigma \approx Z^2 \alpha_{EM}^3 / m_\mu^2 c^4$, gde je Z atomski broj jezgra, a α konstanta fine strukture. Gubici energije na zakočno zračenje, po jedinici puta, će biti [4]:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{zz} \approx \frac{4N_a Z^2 \alpha_{EM}^3 (h/(2\pi)c)^2}{m_\mu^2 c^4} E \ln\left(\frac{183}{Z^{1/3}}\right) \quad (2.4)$$

2.1.3 Gubici stvaranjem parova

Pri neelastičnom rasejanju u polju jezgra usled kulanove interakcije, može da nastane virtuelni foton koji stvara par elektron - pozitron. Prag za ovu reakciju je $2m_e c^2 = 1.022 MeV$.



Slika 2.5: Fejnmanov dijagram koji prikazuje stvaranje para elektron - pozitron. Vreme teče s leva na desno[9]

Energijski gubici na ovaj proces su proporcionalni energiji upadne čestice, [9]:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ep} = \frac{Nm_e}{\pi Am_\mu} (\alpha Z r_e)^2 E \left(19.3 \ln\left(\frac{E}{m_\mu c^2} - 53.7\right) \right) \quad \text{za } E < 30 GeV \quad (2.5)$$

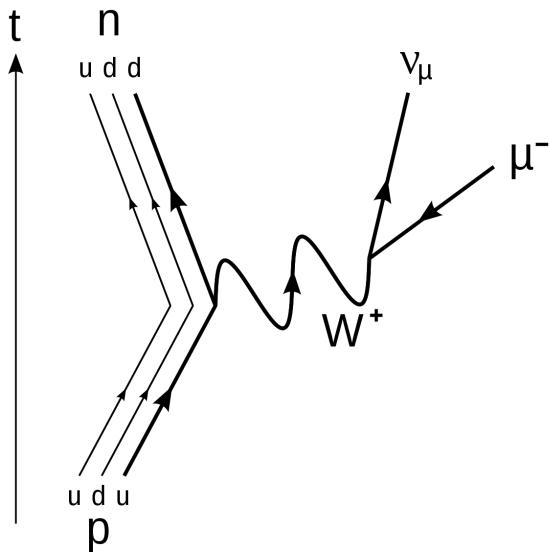
$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ep} \propto 1.6 * 10^{-6} * E MeV cm^2/g \quad \text{za } 0.5 TeV < E < 10 TeV \quad (2.6)$$

Ukupan gubitak energije pri prolasku nanelektrisane čestice kroz neku sredinu se dobija sumiranjem gubitaka kroz sve navedene procese:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{uk} = -\left(\frac{dE}{dx}\right)_{zz} - \left(\frac{dE}{dx}\right)_{ep} - \left(\frac{dE}{dx}\right)_j \quad (2.7)$$

2.1.4 Zahvat miona

Zaustavljeni negativni mioni upadaju u klopku atomskih orbita, koje su, zbog mnogo veće mase miona, mnogo bliže jezgru nego elektronske orbite. Tako nastaje takozvani **mionski atom**, kada se jedan elektron iz orbite zameni negativnim mionom. Kada se stvara npr. mionski atom vodonika, koji ima inače samo jedan elektron u orbiti, novonastali atom je mnogo manji nego tipičan atom vodonika. Međutim, na većim atomima koji imaju dosta elektrona, kada se samo jedan od njih zameni mionom, veličina atoma se skoro i ne menja, ali i u tom slučaju mionska orbitala je mnogo manja i bliže jezgru od elektronske. S obzirom da su mioni dosta blizu jezgra, može doći do interakcije sa protonima iz jezgra, putem slabe interakcije, kojom prilikom proton prelazi u neutron i emituje se mionski neutrino (slika 2.6). Ako govorimo o negativnom mionu, zbog Kulonove interakcije s jezgrom spuštaće se u najnižu orbitu. Pri prelazu miona između atomskih orbita dolazi do emisije karakterističnog X - zračenja. Ovo zračenje može da se koristi za određivanje poluprečnika jezgra, s obzirom da orbite mionskog



Slika 2.6: Mioni mogu da interaguju sa protonima putem slabe interakcije, kojom prilikom proton prelazi u neutron i nastaje mionski neutrino

atoma ponekad mogu biti i u okviru jezgra. Kada je mion u najnižoj orbiti i najbliže jezgru, počinju da deluju i druge sile. Mion može u ovom slučaju i da se raspade kao npr na slici. Raspad i zahvat protona su procesi koji konkurišu jedan drugom, raspad je verovatniji kod atoma sa malim atomskim brojem Z , dok zahvat preovlađuje u jezgrima visokog Z . Pri zahvatu otpušta se masa mirovanja miona i jezgro ostaje u visoko pobuđenom stanju. Ono se deekscituje emitovanjem jednog ili više neutrona, broj neutrona emitovanih po mionu zavisi od masenog broja jezgra i za olovu na primer iznosi 1.6.

Kada se pozitivni mion (antimion) zaustavi u materijalu on ne može da bude zahvaćen protonom ili jezgrom jer su oba pozitivno nanelektrisana. Umesto toga, on vezuje neki elektron i sa njim stvara *egzotični atom* poznat kao **mionijum** (hemski simbol Mu). Ovde se mion ponaša kao jezgro, može da se posmatra kao pseudo - izotop vodonika sa jednom devetinom mase protona. Vreme života mionijuma je $2.2 \mu s$, za to vreme on može da se ponaša kao neki izotopi vodonika i da ulazi u jedinjenja kao što su mionijum hlorid (MuCl) ili natrijum mionid (NaMu). S obzirom da je mion lepton (elementarna čestica), energetski nivoi mionijuma mogu se veoma precizno odrediti koristeći kvantnu hromodinamiku, za razliku od vodonika gde je preciznost ograničena zbog neodređenosti povezanih sa unutrašnjom strukturom protona. Iz ovog razloga, mionijum je idealan sistem za proučavanje vezanih stanja u kvantnoj hromodinamici i za istraživanja o fizici izvan standardnog modela.

Glava 3

Scintilacioni detektori

Detektori od čvrste materije su dosta efikasniji od gasnih zbog veće gustine i samim tim veće verovatnoće da dođe do apsorpcije. Da bismo napravili efikasan detektor od čvrste materije, potrebno je da zadovoljimo dva kriterijuma. Prvi je da materijal mora biti sposoban da podnese jaka električna polja, tako da se elektroni i joni mogu prikupiti i formirati signal i malo ili nimalo struje treba da protiče u odsustvu zračenja, kako bi pozadinski šum bio što manji. Drugi uslov je da elektroni trebaju lako biti uklonjeni iz atoma u velikom broju i da se elektroni i joni mogu lako kretati kroz materijal. Prvi kriterijum je zadovoljen kod izolatora, dok drugi nagoveštava upotrebu provodnika. Očigledan kompromis između ova dva bili bi *poluprovodnici*. Razmatraćemo i detektore od poluprovodničkih materijala. S obzirom da do šezdesetih godina prošlog veka nije bilo moguće napraviti dovoljno velike poluprovodničke materijale da bi bili korišćeni kao detektori zračenja, scintilacioni brojači su razvijeni pedesetih godina kao rešenje da bi ispunili potrebu za visoko efikasnim uređajima u nuklearnoj spektroskopiji.

Scintilatori su igrali važnu ulogu u razvoju moderne fizike. Posmatranje scintilacija na ekranu od cink sulfida (ZnS) je omogućilo Raderfordu da detektuje alfa čestice, taj događaj se može smatrati početkom moderne nuklearne fizike. ZnS ima sposobnost *luminescencije*, tj. može da emituje vidljivu svetlost ukoliko mu atomi bivaju pobuđeni ili ionizovani. Elektroni koji se formiraju u procesu jonizacije nisu isti koji formiraju izlazni signal. Posrednik između elektrona iz ionizovanih atoma i izlaznih elektrona je svetlost. Kompletan proces se ukratko sastoji od ovih procesa:

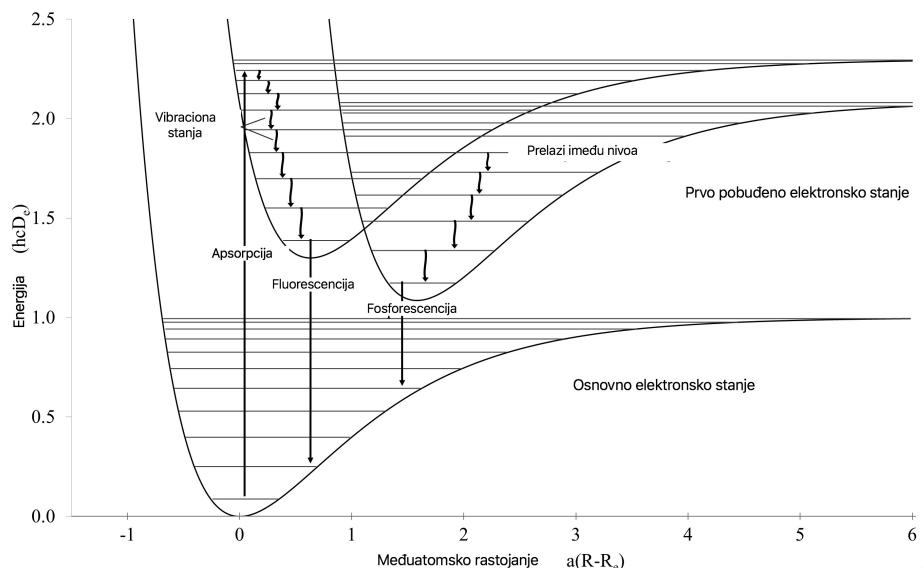
1. Upadno zračenje ulazi u detektor i trpi veliki broj interakcija koje rezultuju pobuđivanjem atoma
2. Pobuđena stanja su kratkoživeća i atom se spušta u niže stanje emitujući vidljivu svetlost
3. Svetlost udara o fotoosetljivu površinu oslobađajući barem jedan fotoelektron po fotonu
4. Ovi sekundarni elektroni se zatim umnožavaju, ubrzavaju i formiraju izlazni signal u fotomultiplikatoru.

Da bismo razumeli rad scintilatora, moramo se upoznati sa mehanizmima pomoću kojih će apsorbovana energija pobuđivati elektrone na viša energetska stanja. Postoje dva osnovna tipa scintilacionih detektora, od neorganske i od organske materije.

3.1 Organski scintilatori

U organskim scintilatorima (koji mogu biti tečni ili čvrsti), interakcije među molekulama su relativno slabe i možemo analizirati njihova svojstva smatrajući da molekuli poseduju diskretna energetska stanja.

Postoje dva načina na koja molekul može apsorbovati energiju: elektron se može ekscitovati na viši nivo i atomi u molekulu mogu međusobno vibrirati. Tipičan razmak između vibracionih energetskih nivoa je oko 0.1 eV, dok su energije ekscitacije elektrona reda nekoliko eV. Rezultujuća struktura može se prikazati kao na Slici 3.1. Ekscitovani elektroni su uglavnom oni koji su slabije vezani u materijali. U aromatičnim ugljovodonicima, poput onih koji imaju strukturu prstena kao benzen, tri od četiri valentna elektrona ugljenika su u hibridizovanim orbitalama, zvanim σ orbitale; ovi su jako lokalizovani između svakog ugljenika. Četvrti elektron, koji je u π orbitali, nije tako dobro lokalizovan i ne učestvuje u vezi tako jako kao σ elektroni. Ovi takozvani π elektroni su najviše odgovorni za scintilacioni proces.



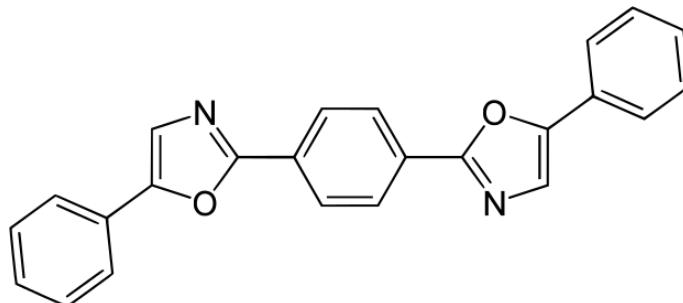
Slika 3.1: Raspodela energetskih stanja u organskim scintilatorima

Zračenje koje dođe do scintilatora interaguje sa mnogo molekula, gubeći po nekoliko eV sa svakom interakcijom pobuđujući molekule. Molekuli se mogu pobuditi u dosta različitim vibracionih stanja (takođe i elektronskim, ali radi jednostavnosti prikazano je na slici samo prvo pobudjeno elektronsko stanje). Ova stanja su kratkoživeća (reda veličine 1 ps) i molekul se spušta na najniže vibraciono stanje pobuđenog elektronskog stanja, koje se onda spušta (za oko 10 ns) na neko vibraciono stanje elektronskog osnovnog stanja. Ovi se takođe brzo spuštaju u osnovno vibraciono stanje.

Pod normalnim uslovima, na sobnoj temperaturi svi molekuli scintilatora su u najnižem vibracionom stanju elektronskog osnovnog stanja. Termalna energija kT na sobnoj temperaturi je 0.025 eV te prema Boltzmanovoj raspodeli $e^{-E/kT}$, malo je verovatno naći naseljene vibracione nivoe iznad elektronskog osnovnog stanja. Stoga samo jedan od mnogih fotona emitovanih pri prelazu ima šansu da bude apsorbovan.

Ovo predstavlja bitnu osobinu scintilatora: *oni moraju biti transparentni za sopstvenu svetlost*. Energija fotona koji se emituje prilikom prelaska molekula na osnovno elektronsko energetsko stanje može da bude manja od energije kojom je molekul pobuđen. To omogućava da opseg talasnih dužina svetlosti koja se emituje bude pomeren u odnosu na opseg talasnih dužina apsorbovane svetlosti, uz malo preklapanje. Emitovana svetlost ima veću talasnu dužinu od svetlosti koju jedan ovakav organski materijal apsorbuje. To znači da će svetlost emitovana nakon što ionizujuće zračenje pobudi molekule organskog scintilatora, uspeti da izbegne apsorpciju i izade iznoseći informaciju o interakciji koja se odigrala. Svi organski scintilatori su aromatična ugljovodonična jedinjenja koja sadrže strukture benzenovog prstena povezane na različite načine. U organske scintilatore spadaju:

- **Kristalni scintilatori:** antracen ($C_{14}H_{10}$), naftalin ($C_{10}H_8$), stilben ($C_{14}H_{12}$) itd. Veoma su otporni, ali su anizotropni (što može narušiti energetsku rezoluciju kada snop zračenja nije kolinisan) i ne mogu se lako praviti niti mogu biti veliki, stoga se i ne koriste često.
- **Tečni organski scintilatori:** Ovo su tečni rastvori jednog ili više organskih scintilatora u organskom rastvaraču. Tipični rastvorci su prahovi poput *p*-terfenil ($C_{18}H_{14}$), PBD ($C_{20}H_{14}N_2O$), butil PBD ($C_{24}H_{22}N_2O$), PPO ($C_{15}H_{11}NO$) i menjači talasne dužine poput POPOP ($C_{24}H_{16}N_2O$). Najšire korišćeni rastvarači su toluen, ksilen, benzen, fenilcikloheksan, trietilbenzen i dekalin.



Slika 3.2: Primer tečnog scintilatora POPOP ili 1,4-bis(5-fenilosazol-2-il) benzen[11]

3.1.1 Plastični scintilatori

Termin plastični scintilator se odnosi na scintilacioni materijal u kome je primarni fluorescentni emiter, zvani ***fluor***, suspendovan u **bazi**, čvrstoj polimernoj matrici. Dok se ova kombinacija obično ostvaruje putem rastvaranja fluora, ponekad je fluor direktno povezan sa polimerom (bazom), bilo kovalentnim ili koordinativnim vezama, kao u slučaju mnogih Li₆ plastičnih scintilatora. Polietilen naftalat vrši scintilacije sam po sebi, bez ikakvih aditiva i očekuje se da će zameniti postojeće plastične scintilatore zbog boljih kvaliteta i niže cene. Prednosti plastičnih scintilatora uključuju veliki intenzitet emitovane svetlosti i jak i brz izlazni signal, sa radnim vremenom oko 2 -4 ns, ali možda najveća prednost im je što se mogu praviti u skoro bilo kojem poželjnom obliku.

Kao baze najčešće se koriste aromatične plastike, polimeri sa aromatičnim prstenvimima među kojima su najistaknutiji **poliviniltoluen** i **polistiren**. Baza emituje

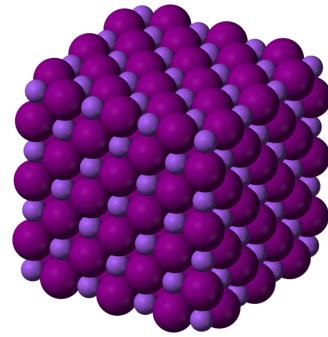
svetlost u prisustvu zračenja, slabo je propustljiva i zanemarljivo transparentna za sopstvenu svetlost te je neophodno da se u konstrukciji plastičnih scintilatora koriste i fluori. Pored aromatičnih plastika, najviše se kao baza koristi **polimetilmetakrilat** koji ima dve prednosti u odnosu na dosta drugih baza: visoku transparenciju za ultraljubičastu i vidljivu svetlost, povoljna mehanička svojstva i visoku izdržljivost u smislu krtosti. Nedostatak fluorescencije se u ovom slučaju nadoknađuje dodavanjem aromatičnih ko-rastvarača, obično je to naftalen.

Fluori, poznati i kao luminofori, apsorbuju scintilaciju baze i onda emituju svetlost veće talasne dužine, efektivno pretvarajući ultraljubičasto zračenje baze u mnogo lakše prenosivu vidljivu svetlost. Dalje povećanje se može postići dodavanjem još jednog fluora. Koriste se npr. : polifenil ugljovodonici, oksazol itd.

3.2 Neorganski scintilatori

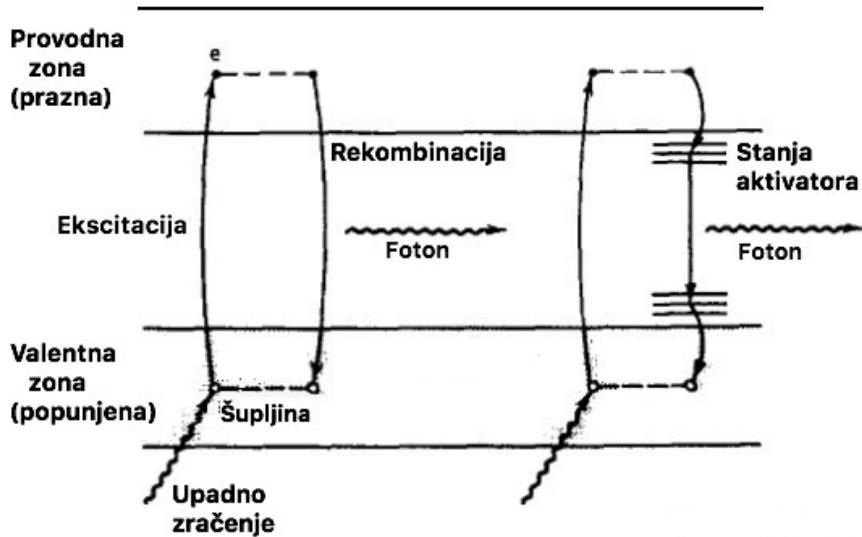
Od neorganskih scintilatora najviše su u upotrebi monokristali alkalnih halogenida, najviše NaI (natrijum jodid).

Neophodan je monokristal da bi obezbedio transparen-ciju; refleksija i apsorpcija na pljosnima kristala čini polikristalni scintilator beskorisnim. Kolektivna interakcija atoma u kristalu izaziva da se diskrenti energetski nivoi "razmažu" u niz energetskih zona. Dve najviše zone su valentna zona i provodna zona, Slika 3.4. U dielektriku kakav je NaI sva valentna stanja su popunjena, a stanja u provodnoj zoni prazna. Upadno zračenje može pobuditi elektron preko zabranjene zone (oko 4 eV) u provodnu zonu. Ipak, on gubi energiju emitujući foton i vraća se natrag u valentnu zonu. Zabranjena zona NaI je široka i emitovani foton bi bio daleko izvan opsega vidljive svetlosti, što otežava detekciju svetlosti. Sem toga, materijal će apsorbovati fotone pre nego što stignu do fotomultiplikatora. Da bismo povećali verovatnoću emisije fotona i smanjili samo-apsorpciju, male količine primesa se dodaju kristalu - takozvani **aktivatori**. Često se kao aktivator koristi talijum (Tl) i ovakvi detektori se nazivaju NaI(Tl). Aktivator obezbeđuje stanja unutar zabranjene zone i tada se emisija svetlosti odvija između stanja aktivatora. Osnovna stanja aktivatora su tek nešto iznad valentne zone, a pobuđena stanja su tek ispod provodne zone. Kada se stvori par elektron - šupljina, šupljina se može prebaciti u blisko stanje aktivatora. Elektroni iz provodne zone će težiti da pređu u pobuđena stanja aktivatora. Ovo znači da će energija fotona kada dođe do prelaza između ovih nivoa biti manja, veća talasna dužina, čak i u vidljivom delu spektra. To takođe znači da ta talasna dužina više neće odgovarati apsorpcionoj karakteristici scintilatora i manje svetlosti će biti izgubljeno. U slučaju NaI maksimum talasne dužine emitovane svetlosti je pomeren sa 303 nm u čistom NaI na 410 nm u NaI(Tl). Apsorpcija na ovoj energiji ne može se desiti u NaI(Tl) jer osnovna stanja aktivatora nisu naseljena i promena u talasnoj dužini od ultraljubičaste do vidljive daje bolje preklapanje sa maksimalnom osetljivošću u većini fotomultiplikatora. Vreme života pobuđenog stanja aktivatora je kratko (reda $0.1\mu s$), što znači da je i vreme trajanja izlaznog signala veoma kratko, što je osnovna prednost ovih detektora. Intenzitet svetlosti opada eksponencijalno sa vremenom. Ova direktna emisija se naziva limunescencija. Uko-



Slika 3.3: Kristalna rešetka NaI[11]

liko se prelaz odvija sa nekog zabranjenog nivoa, vreme života može biti mnogo duže, deekscitacija ovakvih nivoa naziva se fosforescencija.

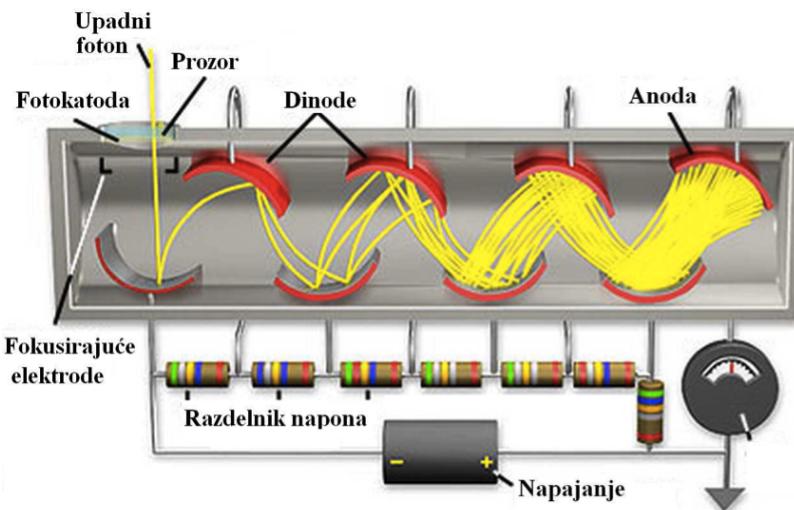


Slika 3.4: Energetske zone u kristalu scintilatora. Levo su prikazani procesi karakteristični za čist kristal poput NaI. Desno su prikazani procesi uz prisustvo aktivatora, poput Tl u NaI(Tl).[1]

Sem NaI, koriste se još LiI, CsI, CsF i KI od alkalnih halogenida. Koriste se i nealkalni kristali poput: BaF_2 , $CaF_2(Eu)$, $ZnS(Ag)$, $CaWO_4$, ... Mana neorganskih scintilatora je **higroskopnost**: kada su izloženi vodi (vodenoj pari) transparentan kristal postaje neproziran prah te moraju biti hermetički zatvoreni sa svih strana da se zaštite od vlage. $CsI(Tl)$ i BaF_2 su tek malo higroskopni i često im ne treba posebna zaštita. CsF , $NaI(Tl)$, $LaCl_3(Ce)$, $LaBr_3(Ce)$ su higroskopni dok npr. $CaF_2(Eu)$, BGO itd. to nisu. Od skoro su u upotrebi lantanijum hloridi poput $LaCl_3(Ce)$ ili $LaBr_3(Ce)$. Oba su veoma higroskopna, ali imaju odličan izlazni svetlosni signal i dobru energetsku rezoluciju, kratko vreme trajanja izlaznog signala (16 ns za razliku od 230 ns za NaI(Tl)), linearost i stabilan svetlosni signal za širok opseg temperatura.

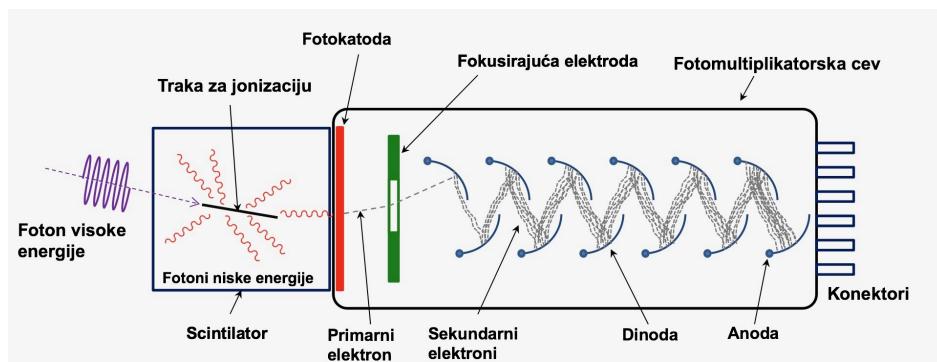
3.3 Fotomultiplikatori

Da bi se od nekog scintilacionog materijala napravio detektor, neophodno je svetlosne impulse koji se emituju prilikom prolaska zračenja kroz aktivnu zapreminu, pojačati i transformisati u signale koji se kasnije mogu lako obrađivati. Najjednostavniji način da se to uradi bi bio da se ti svetlosni impulsi transformišu u električne, to se može uraditi pomoću fotomultiplikatora prikazanog na slici. Fotomultiplikator je elektronska cev cilindričnog oblika na čijem se jednom kraju nalazi prozor transparentan za svetlost koju emituje scintilator. Ispod prozora se nalazi fotokatoda sačinjena od metala koji ima mali izlazni rad za emisiju elektrona. Svetlost koju scintilator emituje pada na fotokatodu i izbija iz nje elektrone. Oni putem električnog polja između elektroda bivaju



Slika 3.5: Šematski prikaz fotomultiplikatora[9]

ubrzani i usmereni ka prvoj od 10 do 20 dinoda koje su poređane od prozora ka suprotnom kraju fotomultiplikatora. Dinode su elektrode takođe napravljene od materijala sa malim izlaznim radom. Svaka od dinoda se nalazi na višem potencijalu od prethodne, što se postiže razdelnikom napona - nizom redno vezanih otpornika. Elektroni koji padnu na prvu dinodu ubrzani električnim poljem, poseduju dovoljnu energiju da sa njene površine izbiju od 3 do 10 novih elektrona. Ovi elektroni putem rastućeg električnog polja bivaju usmereni ka sledećoj dinodi odakle izbijaju nove elektrone. Proces se nastavlja do posljednje dinode pri čemu se ukupan broj elektrona umnožava čak 10^8 puta. Iza posljednje dinode se nalazi anoda koja ima najviši potencijal i konačno prikuplja sve elektrone. Scintilacioni detektor se može napraviti ostvarivanjem kontakta između scintilatora i prozora multiplikatora. Veza između fotomultiplikatora i scintilatora treba da bude izvedena na taj način da spoljašnja svetlost ne može da prodre do fotokatode, tako da signali koji se dobijaju na izlazu fotomultiplikatora potiču samo od svetlosti stvorene interakcijom zračenja sa kristalom.



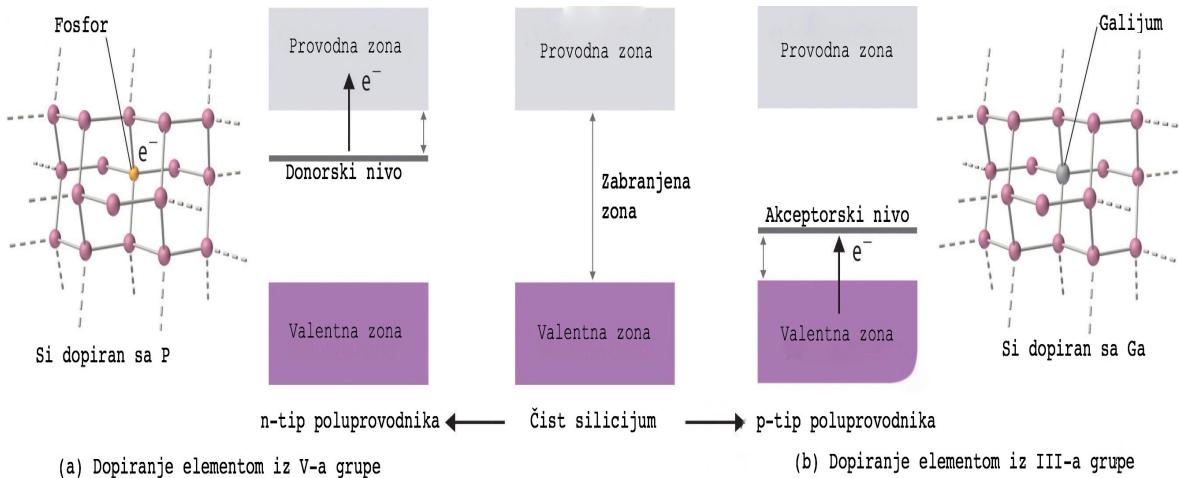
Slika 3.6: Šematski prikaz scintilacionog detektora

Glava 4

Germanijumski detektor HPGe

4.1 Poluprovodnički detektori

Poluprovodnici su materijali koji se po svojim provodnim karakteristikama nalaze između provodnika i izolatora. Najpoznatiji poluprovodnici su Si i Ge. Ova dva elementa na sobnoj temperaturi slabo provode struju, četvorovalentni su i povezani kovalentnim vezama. Tek jedan na svakih 10^9 elektrona na sobnoj temperaturi može da napusti vezu i slobodno se kreće između atoma. Za njega kažemo da je iz valentne zone prešao u provodnu. Ovakvi elektroni mogu da se usmeravaju električnim poljem i oni učestvuju u provodnosti materijala. Kada elektron napusti valentnu zonu iza njega

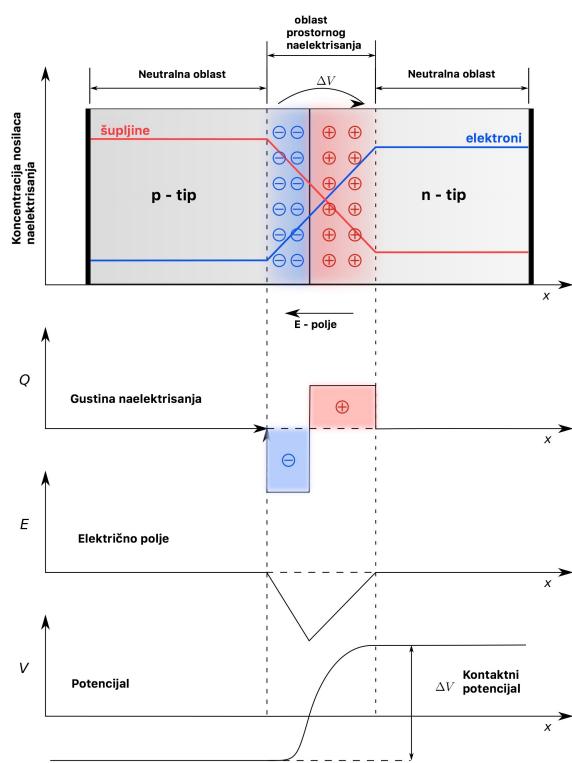


Slika 4.1: Zone u poluprovniku. Dodavanjem primesa u kristalnu rešetku poluprovdnika smanjuje se širina zabranjene zone i provodnost se drastično povećava

ostaje **šupljina**. Da bi jedan elektron prešao iz valentne zone u provodnu, potrebno mu je dovesti dovoljno energije da može da preskoči zabranjenu zonu, te energije su kod poluprovodnika reda veličine 1 eV.

Provodna svojstva poluprovodnika se znatno menjaju ukoliko im se dodaju primese. Ukoliko se u kristalnu rešetku poluprovonika implantira element sa jednim elektronom manje u odnosu na atome poluprovodnika (iz 3. grupe periodnog sistema, pošto Si u Ge spadaju u 4. grupu) dobićemo **poluprovodnik p-tipa**. Ovo znači da će jedna kovalentna veza ostati nepopunjena, te će svaki atom primese uneti po jednu šupljinu. Okolni elektroni se mogu pomerati da bi popunili tu šupljinu, čak iako im je energija

mnogo manja od potrebne da pređu u provodnu zonu, to efektivno dovodi do kretanja nanelektrisanja i provođenja struje. U interpretaciji koja se zasniva na postojanju zona možemo reći da je došlo do stvaranja **akceptorskog nivoa** koji se nalazi neposredno iznad valantnog nivoa. Ukoliko se pak poluprovodnik dopira elementima pete grupe, četiri elektrona primese bi učestvovala u kovalentnoj vezi dok bi peti bio slobodan od hemijskih veza. Ovako se dobija **poluprovodnik n-tipa**. Ovi elektroni primese su dosta slabije vezani i lako se mogu oslobođiti. Ovi elektroni čine **donorski nivo** koji se nalazi nešto ispod provodne zone na energetskoj skali (Slika 4.1).



Slika 4.2: Poluprovodnički detektor kao inverzno polarisan pn - spoj

vima ovog spoja postaviti elektrode da bi se ovako stvoreno nanelektrisanje pokupilo.

Opisani pn - spoj je obična poluprovodnička dioda. Ukoliko se na krajeve ovog spoja doveđe napon, i to takav da se p-tip poluprovodnika prikopča na negativni, a n-tip na pozitivni potencijal, kao na Slici 4.2, dobiće se inverzno polarisana dioda, kojoj je znatno povećana oblast prostornog nanelektrisanja. To diodu čini *neprovodnom*. Električno polje unutar ove oblasti je sada mnogo snažnije nego u slučaju kada potiče samo od kontaktne potencijala, bez izvora napona. Ako kroz oblast prostornog nanelektrisanja prolazi neko zračenje, elektroni i šupljine koji tom prilikom nastaju se mnogo efikasnije puke električnim poljem. Sakupljeno nanelektrisanje može da stvari naponski signal.

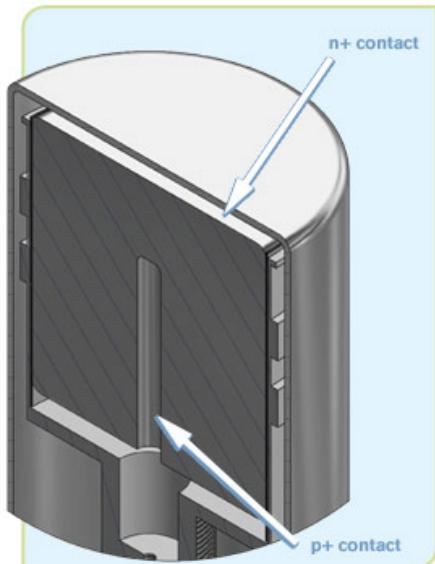
Prednost poluprovodničkih detektora se pre svega ogleda u tome što se prave od materije u čvrstom stanju, što čini detekciju zračenja efikasnijom zbog veće gustine i samim tim većeg broja mogućih interakcija. Dalje, za stvaranje jednog jonskog para u poluprovodničkom detektoru potrebno je znatno manje energije nego za stvaranje

Ako se spoje poluprovodnik n- i p-tipa, elektroni će iz n-tipa difundovati ka poluprovodniku p-tipa da bi tamo popunjavali šupljine, pri čemu će ostavljati šupljine za sobom te možemo reću da dolazi i do difuzije šupljina. Kao rezultat ovih difuzionih procesa, stvorice se višak negativnog nanelektrisanja u poluprovodniku p-tipa, dok će n-tip poluprovodnika usled odsustva negativnog nanelektrisanja biti pozitivno nanelektrisan u oblasti blizu spoja. Proces difuzije će trajati onoliko koliko je potrebno da se na spoju stvori električno polje dovoljno jako da spreči dalju difuziju nanelektrisanja. Na ovaj način se stvara *kontaktni potencijal*. Deo poluprovodnika oko spoja u kome se odvijaju pomenuti difuzioni procesi naziva se *oblast prostornog nanelektrisanja*. U ovoj oblasti postoji električno polje. U slučaju kada bi neko zračenje, prolazeći kroz oblast prostornog nanelektrisanja, vršilo ionizaciju - stvarali bi se elektroni i šupljine koje bi postojeće električno polje usmeravalo na suprotne strane. Dovoljno bi bilo samo na kraje-

jonskog para u gasnom ili scinitlacionom detektoru. To znači da će od dve identične čestice koje poseduju jednaku energiju, u slučaju da obe budu u potpunosti zaustavljene, čestica registrovana poluprovodničkim detektorm stvoriti znatno više nanelektrisanja od čestice zaustavljene u gasu. Količina nanelektrisanja koje stvori neka čestica (ili foton) do zaustavljanja u aktivnoj zapremini detektora direktno je proporcionalna njenoj energiji. Energijska rezolucija poluprovodničkih detektora je mnogo bolja nego kod drugih detektora. S obzirom da za stvaranje para elektron - šupljina nije potrebna visoka energija, na sobnoj temperaturi bi se pojavljivao visok šum niskih naponskih signala koji bi poticali od nanelektrisanja stvorenih i bez prisustva zračenja. Zbog toga se poluprovodnički kristal tokom rada hlađi do temperature tečnog azota.

4.2 HPGe detektor

HPGe - eng. *High Purity Germanium Detector*, tj. germanijumski detektor izuzetne čistoće.



Slika 4.3: Struktura koaksijalnog HPGe detektora

detektor, oblast prostornog nanelektrisanja može da se proširi po celoj oblasti p - poluprovodnika.

Svi tipovi germanijumskih detektora u suštini predstavljaju velike inverzno polarizovane diode. Da bi se germanijumska dioda povezala sa električnim kolom koje prihvata signale od detektora i obrađuje ih, neophodno je na diodu staviti odgovarajuće električne kontakte. Električni kontakti na kristalu mogu biti ostvareni tankim slojem driftovanog litijuma koji je n+ kontakt ili tankim slojem jonskog implantata (bor) koji je p+ kontakt. Debljine n+ i p+ kontakata su 0.5 mm i $0.3 \mu\text{m}$ respektivno. Zavisno od tipa poluprovodnika koji se upotrebljava (p ili n tip) primenjuju se i različiti kontakti. U slučaju poluprovodnika p tipa upotrebljava se tanak litijumom driftovan kontakt na spoljašnjoj površini kristala i tanak jonski implantantski

Kao što sam pomenula, dodavanje primesa u kristalnu rešetku poluprovodničkog materijala stvara dodatne energetske nivoje, ili neposredno iznad valentne zone ili tek ispod provodne zone. Posledica ovoga je smanjenje zabranjene zone, i kako provodnost zavisi od broja elektrona u provodnoj zoni, provodnost dopiranog materijala će biti veća. Sa veoma visokim koncentracijama primesa, i sa velikom provodnošću, poluprovodnik se označava kao p+ ili n+ poluprovodnik, zavisno od vrste prime. U praksi, prime se dodaju naparavanjem i difuzijom ili jonskom implantacijom. Da bi oblast prostornog nanelektrisanja bila jednakih debljin u p - tipu i u n- tipu poluprovodnika kada se oni spoje u pn spoj, koncentracija primesa treba da bude približno jednak u ova dva tipa poluprovodnika. Kada se na pn - spoj primeni inverzan napon, sloj prostornog nanelektrisanja može da se proširi i po celom materijalu. Na slici 5.3 je prikazan primer HPGe detektora gde je poluprovodnik p - tipa obložen sa slojem n+ i p+ poluprovodničima i kada se primeni inverzan napon na ovakav

kontakt u unutrašnjoj šupljini kristala koja služi za povezivanje sa elektrodom, dok se za poluprovodnike n tipa koriste obrnuti kontakti.

Na slici 4.3 je prikazan HPGe detektor koji je detektor p - tipa u središtu, p+ kontakt je s unutrašnje strane, a n+ kontakt sa spoljašnje strane. Danas je dostupno više tipova germanijumskih detektora od različitih proizvođača, a za merenja koja se u ovom radu analiziraju koristi se detektor proizvođača *CANBERRA*. Generalno, detektori su optimizovani za dobru osetljivost i rezoluciju niskih energija, dobru osetljivost za visoke energije, ili se postiže određeni kompromis u rezoluciji i osetljivosti i na visokim i na niskim energijama. Za konkretna merenja potrebno je izabrati oblik i veličinu detektora koja će dati najpovoljnije rezultate.

HPGe detektor se pravi od germanijuma izuzetne čistoće, kao što mu samo ime i kaže. Koncentracija primesa je oko $10^{10} \text{ atoma}/\text{m}^3$ i sa inverznom polarizacijom, obezbeđuje se da se oblast prostornog nanelektrisanja proširi kroz celokupnu zapreminu između elektroda i električno polje se uspostavi duž cele ove regije. Interakcije fotona sa ovom regijom proizvode nosioce nanelektrisanja koji se kreću ka elektrodama i na njima prikupljaju, nakon čega predpojačavač pretvara ovo nanelektrisanje u naponski signal koji je proporcionalan energiji koju zračenje ostavi u detektoru. Opseg energija u kojem radi je od 40 keV do >10 MeV, ima dobru energijsku rezoluciju i oštре pikove, odličnu vremensku rezoluciju, dobar opseg mernih energija. Obično uz njega ide i predpojačavač i neophodan je sistem za hlađenje. Detektor se tokom rada konstantno mora hladiti, može se odlagati a da se ne hlađi ali dugovremena stabilnost detektora se najbolje očuvava ako se održava hladnim. Radi termalne izolacije, detektor se smešta u hermetički zatvoreno kućište, često zajedno sa predpojačavačem da bi se i ključne elektronske komponente hladile, i sve zajedno se smesta u *kriostate* sa tečnim azotom koji obezbeđuju hlađenje.

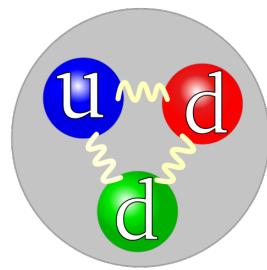


Slika 4.4: Predpojačavač za HPGe detektor. Za uske (levo) i zaobljene (desno) kriostate

Glava 5

Interakcija neutrona sa HPGe detektorom

Neutron je čestica koja ulazi u sastav atomskog jezgra. Slobodan neutron je nestabilan i vreme poluživota mu je $885.7(8)$ s. Ne poseduje nanelektrisanje, ali ima magnetni moment koji iznosi $-1.913042(5) \mu_N$, što ukazuje na to da u unutrašnjosti neutrona postoji neka raspodela pozitivnog i negativnog nanelektrisanja. Masa neutrona je $939.565560(51) \text{ Mev}/c^2$. Neutroni učestvuju u svim interakcijama, a pošto nisu nanelektrisani lako prodiru u polje atomskog jezgra. *Interakcija neutrona sa atomskim jezgrom* je dominatna prilikom ispitivanja prolaska neutrona kroz materiju. Interakcija neutrona sa elektronima se smatra zanemarljivom zbog velike razlike u masama. Neutroni mogu imati energije u širokom opsegu, što ih čini moćnim sredstvom za istraživanja u nuklearnoj fizici. Podela neutrona po energijama je prikazana u tabeli 5.1:



Slika 5.1: Neutron. Po standardnom modelu neutron se sastoji od tri kvarka.

Naziv	Opseg energije	Naziv	Opseg energije
ultra hladni	$< 2 \times 10^{-7} \text{ eV}$	rezonatni	(1-100) eV
veoma hladni	$(2 \times 10^{-7} - 5 \times 10^{-5}) \text{ eV}$	srednje energije	(1 - 500) keV
hladni	$(5 \times 10^{-5} - 0.025) \text{ eV}$	brzi	(0.5-10) MeV
termalni	oko 0.025 eV	veoma brzi	(10-200) MeV
epitermalni	$(0.025 - 1) \text{ eV}$	ultrabrzii	$> 200 \text{ MeV}$

Tabela 5.1: Klasifikacija neutrona po energiji

Pri niskofonskim gama spektroskopskim merenjima vrlo bitna komponenta fona je i ona koja potiče 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. Pored sekundarnih, postoje i tercijarni neutroni koji se stvaraju pri interakcijama kosmičkog zračenja (prvenstveno protona i miona) sa materijalima od kojih je izgrađeno detektorsko okruženje, pa čak i sam detektor.

Mioni su najzastupljenija komponenta kosmičkog zračenja koja dospeva 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 poglavlja.

Detaljno poznavanje karakteristika procesa u kojima učestvuju neutroni i interakcije sa materijalima niskofonskih detektora je veoma bitno zato što u ovom poglavlju biti reči o reakcijama neutrona i posebno interakcijama sa jezgrima germanijuma u HPGe detektoru.

5.1 Neutronske interakcije sa materijom

Kada neutron prolazi kroz neki materijal, može doći do rasejanja ili do apsorpcije neutrona. Apsorpcija neutrona obuhvata zahvat neutrona i fisiju. Procesi rasejanja mogu biti elastični i neelastični. Elastična rasejanja se mogu odvijati kao potencijalna 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.

Rezonatno 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 ni ulazilo u sastav samog jezgra.

5.1.1 Zahvat neutrona

Zahvat neutrona je proces u kome neutron u reakciji sa jezgrom biva apsorbovan od strane atomskog jezgra, pri čemu ostaje trajno vezan u jezgru. Nakon zahvata neutrona formira se složeno jezgro, koje se uglavnom nalazi u nekom od pobuđenih stanja u zavisnosti od energije koju je neutron predao jezgru. Energija pobude nastalog jezgra nakon zahvata je jednaka sumi vezivne energije neutrona i kinetičke energije neutrona. Složeno jezgro se može deekscitovati emisijom gama fotona ili emisijom pojedinih čestica (protoni, neutroni, alfa čestice). Proces zahvata neutrona je bitan u reaktorskoj fizici i u radiološkoj zaštiti. Verovatnoća raspada jezgra i način kako će

se to odvijati ne zavisi od toga kako je složeno jezgro nastalo. Zaštita od neutrona se pravi od materijala koji usporavaju neutrone i potom ih apsorbuju. Materijali koji imaju veliki presek za zahvat neutrona npr. bor, kadmijum i litijum.

5.1.2 Elastično rasejanje neutrona

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

$$n + {}^A X \rightarrow n + {}^A X \quad (5.1)$$

Tokom ovog procesa brzina i pravac kretanja neutrona se menjaju, a jezgro doživljava uzmak kao posledicu primanja određenog dela energije. U procesu elastičnog rasejanja ukupna kinetička energija se očuvava, 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 [7]:

$$\frac{E_{nf}}{E_{ni}} = \frac{A^2 + 1 + 2A \cos(\theta)}{(A + 1)^2} = \frac{1}{2}[1 + \alpha + (1 - \alpha) \cos(\theta)] \quad (5.2)$$

gde je A atomski broj, θ predstavlja ugao rasejanja u sistemu centra masa dok su energije neutrona merene u laboratorijskom sistemu, a $\alpha = \frac{(A-1)^2}{(A+1)^2}$. Ovom formulom se pogodno vrši procena gubitka energije neutrona prolaskom kroz neki materijal. Uočava se da se maksimalni gubici energije javljaju kada je $\theta = 0$ mada se to u realnosti retko dešava. Takođe se može zaključiti da neutron gubi više energije krećući se kroz materijal koji sadrži laka jezgra, jer tada pri sudaru zbog sličnije mase neutron će više energije predati lakom nego što bi predao teškom jezgru.

5.1.3 Neelastično rasejanje neutrona

Neelastično rasejanje neutrona je proces rasejanja na jezgru atoma nakon kojeg jezgro ostaje u nekom od svojih pobuđenih energijskih stanja. Pobuđeno jezgro se nakon toga raspada na osnovno stanje emisijom γ -fotona. Ukupna energija neutrona pre neelastičnog rasejanja je jednaka 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, te sledi da ovaj proces ima određeni *energijski prag*.

Primenom zakona održanja energije i impulsa za neelastično rasejanje se mogu dobiti jednostavne formule koje opisuju energiju koju poseduje neutron nakon neelastičnog rasejanja i ugao pod kojim se rasejao [7]:

$$\frac{E_{nf}}{E_{ni}} = \frac{\gamma^2 + 1 + 2\gamma \cos \theta}{(A + 1)^2} \quad (5.3)$$

$$\cos \psi = \frac{1 + \gamma \cos \theta}{\sqrt{\gamma^2 + 1 + 2\gamma \cos \theta}} \quad (5.4)$$

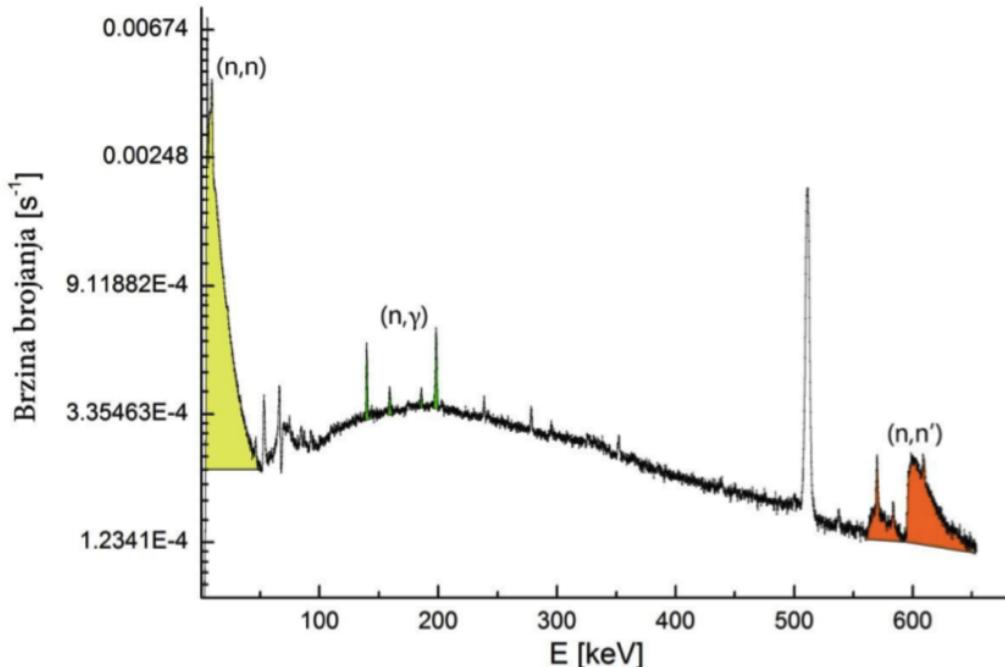
$$\gamma = A \sqrt{1 - \frac{(A + 1)}{A} \frac{Q}{E_{ni}}} \quad (5.5)$$

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 masa i Q je energija pobude jezgra. Minimalna energija koju neutron treba da poseduje da bi došlo do neelastičnog rasejanja iznosi:

$$E_0 = \frac{A+1}{A} Q \quad (5.6)$$

5.2 Interakcija neutrona sa germanijumskim detektrom

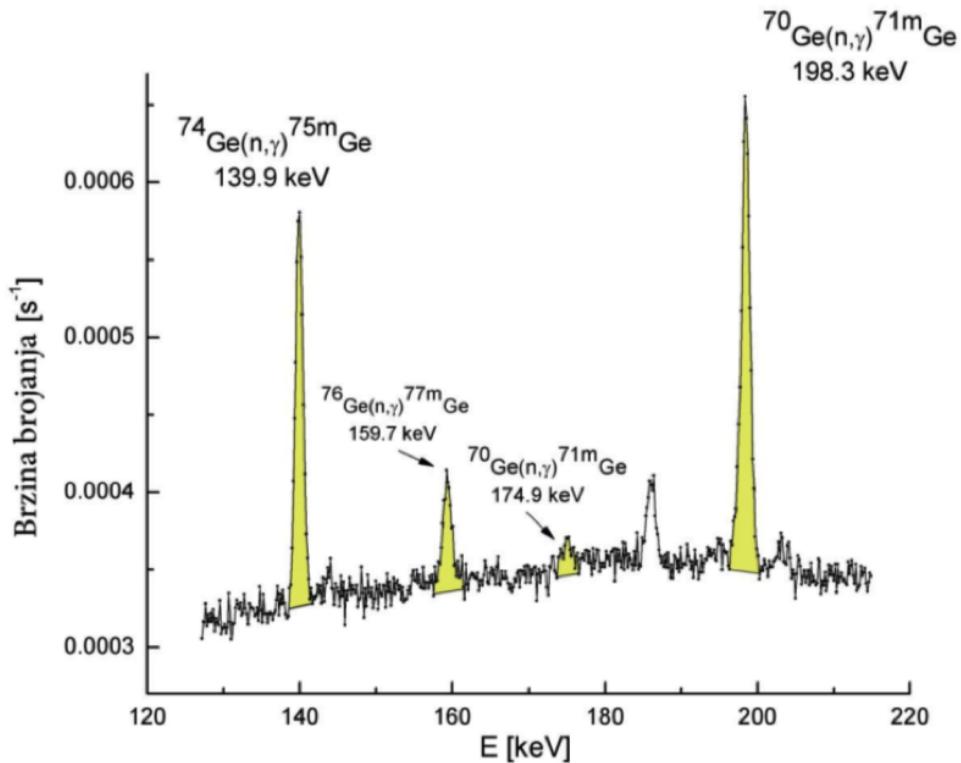
Kada su u pitanju interakcije neutrona sa jezgrima germanijuma mogući su procesi rasejanja i zahvata neutrona. Zahvat neutrona, elastično i neelastično rasejanje su označeni u različitim oblastima spektra snimljenog sa HPGe detektorom koji je prikazan na Slici 5.2. Pošto je priroda interakcije drugačija, 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 5.2: Deo fonskog spektra HPGe detektora sa izdvojenim oblastima koje karakterišu različite procese: (n, n) elastično rasejanje neutrona, (n, γ) zahvat neutrona i (n, n') neelastično rasejanje.[7]

5.2.1 Zahvat neutrona

U procesu zahvata neutrona dolazi do deekscitacije formiranog jezgra ili do njegovog raspada, pri čemu se emituje 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 pobuđenih jezgara, ili odgovaraju raspodu jezgara potomaka neutronskog zahvata. Na Slici 5.3 se jasno uočavaju najintenzivnije linije (n, γ) porekla koje odgovaraju energijama od 139.9 keV i 198.3 keV, a rezultat su raspoda 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 raspoda izomernih stanja ^{77m}Ge i ^{71m}Ge .

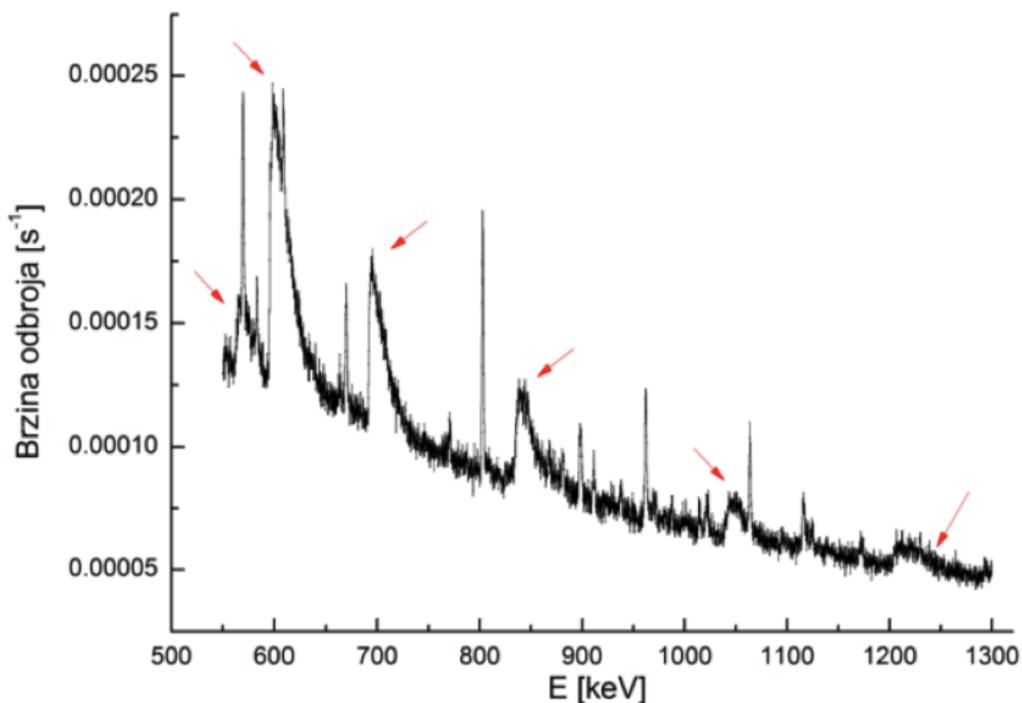


Slika 5.3: Niskoenergetski deo fonskog spektra sa označenim gama linijama koje potiču od raspoda izomernih stanja germanijuma.[7]

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.

5.2.2 Neelastično rasejanje

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 konverzionalni elektron. Sagledavanjem energetskog bilansa ovog procesa, određenu količinu energije dobije i jezgro germanijuma koje doživljava uzmak. Nakon deekscitacije jezgra, energija gama fotona (ili konverzionalnih 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 5.4). 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 5.6. Na Slici 5.4 su prikazane linije koje nastaju u procesu neelastičnog ra-



Slika 5.4: Deo fonskog spektra sa detektovanim linijama usled neelastičnog rasejanja neutrona.[7]

sejanja 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 5.2 [7] je predstavljena izotopska zastupljenost stabilnih izotopa germanijuma, a u Tabeli 5.3 [7] 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 5.2: Procentualni izotopski sastav germanijuma.[7]

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

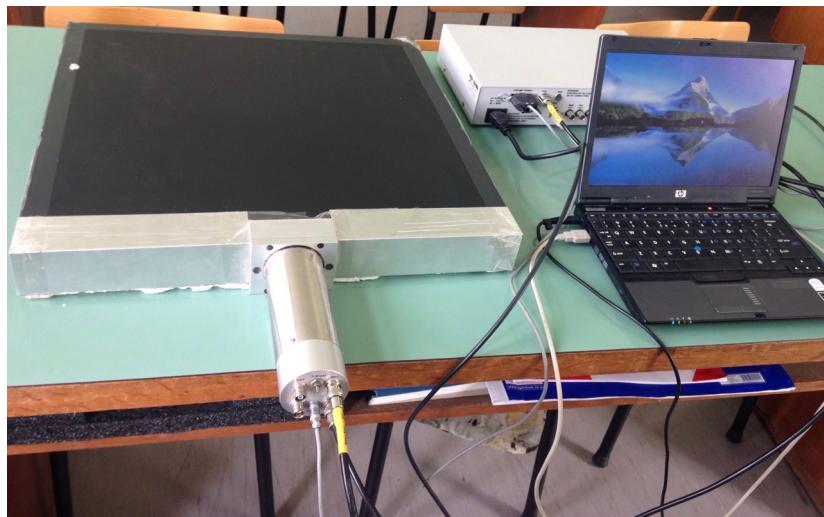
Tabela 5.3: Detektovane gama linije koje prate neelastično rasejanje.[7]

Glava 6

Eksperimentalni rad

6.1 Merenje prisustva miona

Merenja detekcije miona vršena su na Departmanu za fiziku, PMF, u Novom Sadu. Korišćen je plastični scintilacioni detektor dimenzija $50\text{cm} * 50\text{cm} * 5\text{cm}$. Proizvođač detektora je Sconix Holland BV, a tip detektora je R500*50 N 500/2P+VD 10-E2-X (Slika 6.1). Merenja su vršena na različitim spratovima, kako bi se ustanovio uticaj debljine betonskog pokrivača na intenzitet mionskog pika na fonskom spektru. Merenja su izvršena na četiri različita sprata na fakultetu, takođe na različitim udaljenostima od prozora kako bi se videla razlika u prisustvu vertikalne komponente i komponenti zračenja pod nekim uglom u odnosu na detektor. Dalje, vršeno je merenje i u laboratoriji za gama spektroskopiju na Departmanu za fiziku i takođe u prostoriji u kojoj se ta laboratorija nekada nalazila.



Slika 6.1: Merenje pomoću plastičnog scintilacionog detektora

Pre svega, mereno je na različitim spratovima na Departmanu za fiziku (Slika 6.2). Na svakom spratu smo merenje je trajalo po 1000 s. Razlike u broju detektovanih događaja bi trebale da se pojavljuju na različitim spratovima zbog različite debljine betonske ploče koja se nalazi iznad detektora, svaka ploča je debljine 20 cm okvirno. Na drugom spratu takođe je mereno na više lokacija, blizu prozora, u hodniku okruženom zidovima i na sredini prostorije okružene prozorima sa jedne strane, s ciljem da se

uporede dobijeni odbroji i uoči razlika u obliku mionskog pika koja potiče od vertikalnih zidova koji takođe predstavljaju prepreku mionskom fluksu. Detektor se sastoji



Slika 6.2: Departman za fiziku u Novom Sadu, gde su vršena merenja za ovaj rad. Zgrada se sastoji iz prizemlja i četiri sprata.

standardno od scintilatora i fotomultiplikatora, koji se povezuju na predpojačavač, diskriminator i na računar radi obrade podataka. Napon je održavan na 800 V.

6.2 Niskofonska gama spektrometrijska merenja

Gama spektrometrijska merenja su izvršena na Departmanu za fiziku, PMF, Novi Sad. Tokom merenja čije analize su uključene u ovaj rad, koristila su se sledeća dva detektora.

Prvi detektorski sistem se sastojao od HPGe detektora proizvođača Canberra. Detektor je koaksijalni n-tipa, sa U-tipom kriostatske konfiguracije. Relativna efikasnost ovoga detektora je 100% i aktivna zapremina mu je 380 cm^3 . Detektor je postavljen u kućište sa prednjim prozorom od karbon fibera visoke čistoće sa debljinom od 0.89 mm, što omogućava visoku efikasnost za detekciju zračenja energija i manjih od 20 keV. Detektor se nalazio u pasivnoj olovnoj zaštiti izrađenoj od olova (Canberra model 777B). Ukupna masa zaštite je 1633 kg. Debljina zaštite je 150 cm s tim što je 125 cm spoljašnjeg sloja zaštite izgrađeno od običnog niskoaktivnog olova, a unutrašnji sloj od 25 cm je od posebnog olova koje sadrži koncentraciju ^{210}Pb aktivnosti od 20 Bq/kg. Zaštita takođe sadrži i sloj bakra debljine 1.5 mm i kalaja debljine 1 mm.

Drugi detektorski sistem je HPGe detektor relativne efikasnosti 22.3% i zapremine 119cm^3 (Canberra model G.C.2525-7600). Detektor je bio smešten u gvozdenoj zaštiti zidova debljine 25 cm i mase od oko 20 tona. Zaštita je proizvedena od gvožđa izlivenog pre Drugog svetskog rata zbog čega ne sadrži radioaktivnu kontaminaciju prouzrokovana nuklearnim probama i havarijama na nuklearnim postrojenjima. Gvozdena zaštita je oblika kocke i ima korisnu zapreminu od oko 1m^3 što omogućava postavljanje u zaštitu detektor zajedno za Djuardovim sudom.

Merenja u ovom radu sa dva germanijumska sistema i detektorom za praćenje prisutva miona su vršena na dve lokacije. Na prvoj lokaciji debljina pokrovног sloja je bila od jedne betonske ploče debljine oko 20 cm dok je na drugoj lokaciji debljina pokrovног sloja bila četiri betonske ploče (oko 80 cm). Mogućnost za ova merenja se javila usled preseljenja Laboratorije za gama spektroskopiju na Departmanu za fiziku



Slika 6.3: HPGe detektor u olovnoj zaštiti



Slika 6.4: HPGe detektor u gvozdenoj zaštiti

u Novom Sadu. Na ovaj način je bilo moguće izvršiti analizu promene prisustva miona u dva različita okruženja i takođe analizirati promene u snimljenim gama spektrima.

Za potrebnu analizu su izvršena snimanja vremenski dugih fonskih spektara sa vremenom merenja od 252237 s do 2473816 s. Takođe na obe lokacije su vršena merenja i sa scintilacionim detektorom pri čemu su vremena merenja bila oko 2 h. To vreme merenja je bilo dovoljno da prikupljen broj događaja bude zadovoljavajući za statističku analizu podataka.

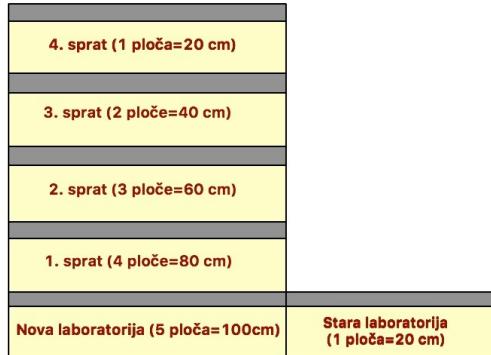
Glava 7

Rezultati

7.1 Određivanje prisustva miona

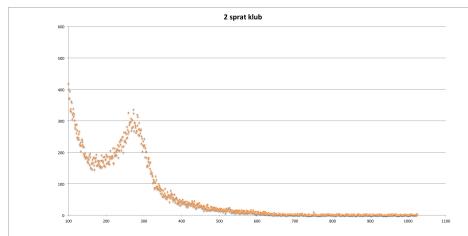
7.1.1 Vertikalni profil miona

Vertikalni profil podrazumeva vertikalnu promenu odbroja mionskog spektra. Na Slici 7.1 je prikazana orijentaciona šema mesta merenja. Sa svakim spratom očekuje se da će broj registrovanih miona da opadne zbog zaustavljanja u betonu, putem procesa koji su pominjani u Glavi 2.



Slika 7.1: Šema zgrade u kojoj smo merili atenuaciju miona prolaskom kroz betonske ploče.

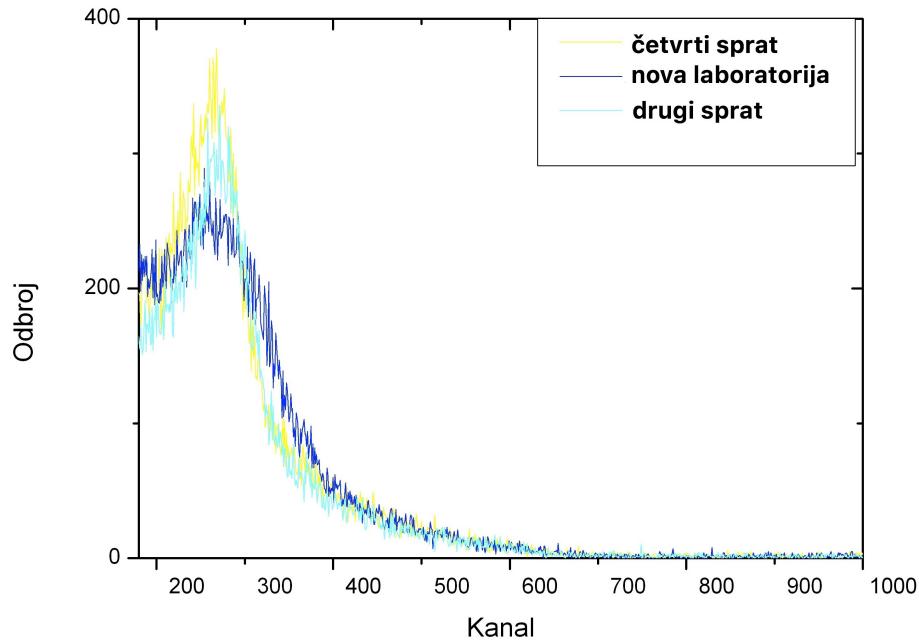
Snimanjem pomoću scintilacionog detektora dobijali smo spektre oblika kao na Slici 7.2.



Slika 7.2: Oblik fonskog spektra, mionski pik

Analiza ovakvog spektra sastojala se od merenja površine ispod mionskog pika, tj. računanja integrala (I u Tabeli 7.1). Rezultati su prikazani u Tabeli 7.1. U konačan

rezultat uneta je i popravka u odnosu na mrtvo vreme detektora(I^*R/L u Tabeli 7.1). Primeti se da površina mionskog pika opada sa povećanjem betonskog pokrivača. Na Slici 7.3 su prikazani upoređeni spektri mereni u prizemlju, četvrtom spratu i na drugom spratu. Četvrti sprat je zaštićen samo jednom pločom betona te je njegov pik najintenzivniji. S obzirom kako drugi sprat ima više zaštite pik je manjeg intenziteta,a u novoj laboratoriji, koja se nalazi u prizemlju sa najviše zaštite iznad sebe, tamo je pik očekivano najslabiji.



Slika 7.3: Promena vertikalne komponente miona, spektri.

Lokacija merenja	Integral, (I)	$\sigma(I)$	Real time, (R) [s]	Live time, (L) [s]	I^*R/L
4. sprat	4.460×10^4	211.19	1420.7	1000	$6335(21) \times 10$
3. sprat	4.173×10^4	204.28	1468.74	1000	$6130(20) \times 10$
2. sprat	3.961×10^4	199.02	1439.21	1000	$5700(20) \times 10$
1. sprat	3.854×10^4	196.32	1389.44	1000	$5355(20) \times 10$
stara la- boratorijska	4.337×10^4	208.25	1542.23	1000	$6689(21) \times 10$
nova la- boratorijska	3.701×10^4	192.38	1416.88	1000	$5244(19) \times 10$

Tabela 7.1: Promena površine ispod mionskog pika u odnosu na debljinu betonskog pokrivača.

7.1.2 Horizontalni profil miona

Mioni takođe mogu da se atenuiraju kada prolaze kroz vertikalne zidove. Radi analize promene odbroja miona u odnosu na broj zidova koji okružuju prostoriju, meren je fonski spektar na drugom spratu, gde je debljina betonskih ploča svuda ista, i to u blizini prozora, u hodniku okruženom zidovima i u prostoriji okruženoj delimično prozorima, a delimično zidovima (klub). Rezultati su prikazani u Tabeli 7.2.

Lokacija merenja	Integral,(I)	$\sigma(I)$	Real time, (R) [s]	Live time, (L) [s]	I^*R/L
2. sprat prozor	$4.108 * 10^4$	202.68	1434.19	1000	$5892(20)*10$
2. sprat zid	$3.996 * 10^4$	199.9	1499.91	1000	$5994(20)*10$
2. sprat klub	$3.961 * 10^4$	199.02	1439.21	1000	$5700(20)*10$
2. sprat hodnik	$3.762 * 10^4$	193.96	1393.09	1000	$5241(19)*10$

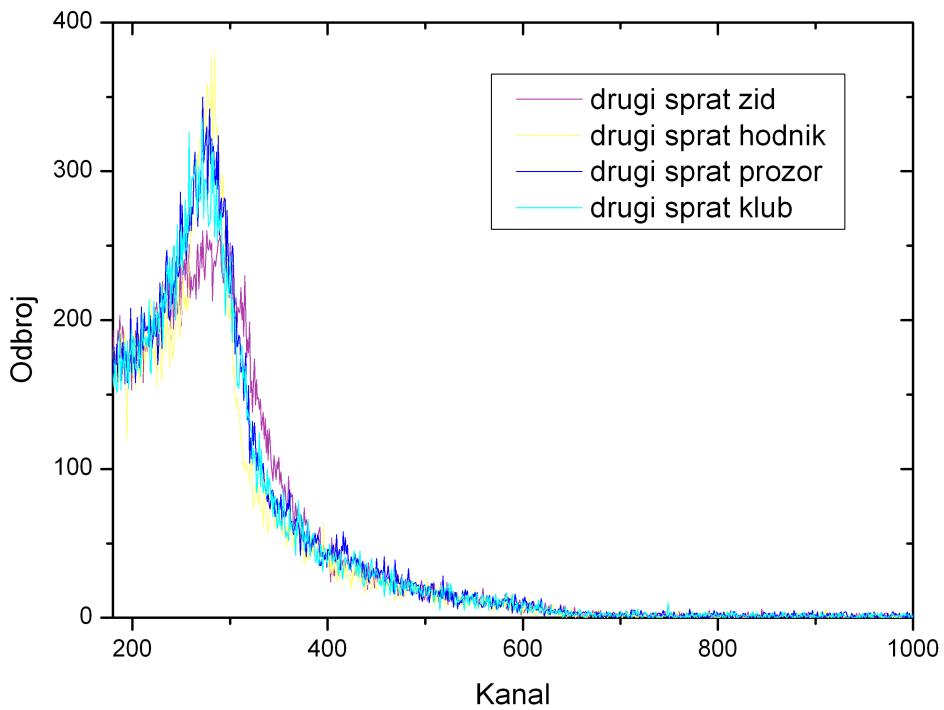
Tabela 7.2: Promena površine ispod mionskog pika u odnosu na debljinu betonskog pokrivača.

U hodniku je detektor bio sa svih strana okružen zidovima te je tako tamo odbroj (tj. površina ispod pika) najmanji. Najveći odbroj je zabeležen u blizini prozora gde nema betonske zaštite i mioni u tom delu lako prodiru do detektora. Na ostale dve lokacije gde je samo jedna bliže zidu (U Tabeli 7.2 označene kao klub i zid) zabeležena je neznatna razlika u odbrojima. Na Slici 7.4 su prikazani odbroji u detektoru za različie lokacije merenja.

Može se primetiti da broj miona opada na mestima koja okružuje više vertikalnih zidova. Tamno plavom bojom je npr. označen broj miona u blizini prozora, svetlo plavom na sredini prostorije, a ljubičastom ista prostorija samo u delu gde je detektor bio okružen samo zidovima. Vidi se da vrh mionskog pika redom opada.

7.2 Fonski gama spektar meren pomoću HPGe detektora

Svi snimljeni gama spektri sa germanijumskim detektorima su analizirani pri čemu je posebna pažnja posvećena analizi broja detektovanih gama kvanata koji se javljaju usled interakcija neutrona sa germanijumom. Posebno su zanimljiva dva gama pik. Prvi od njih je sa energijom od 139.9 keV i prati zahvat neutrona na izotopu germanijuma ^{74}Ge ($^{74}Ge(n, \gamma)^{75m}Ge$). Ovaj gama pik se standardno koristi za određivanje

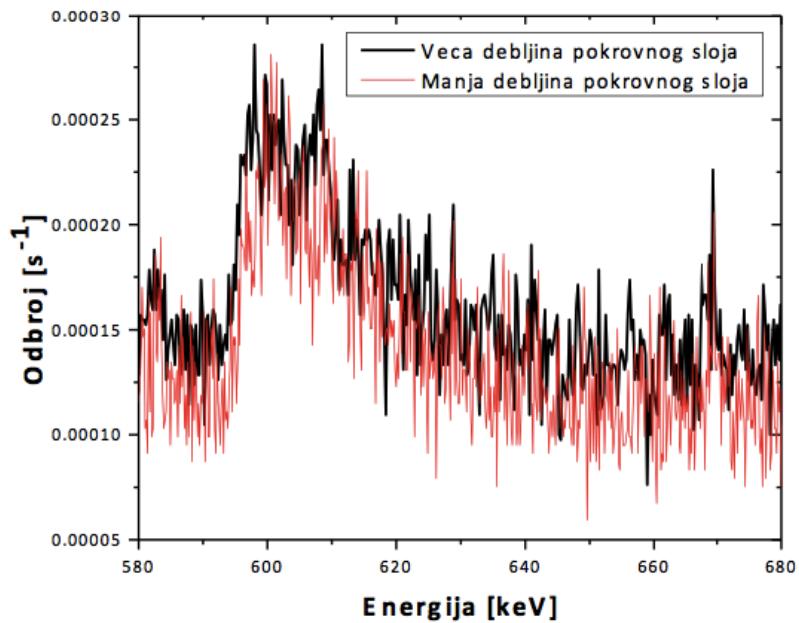


Slika 7.4: Promena horizontalne komponente miona

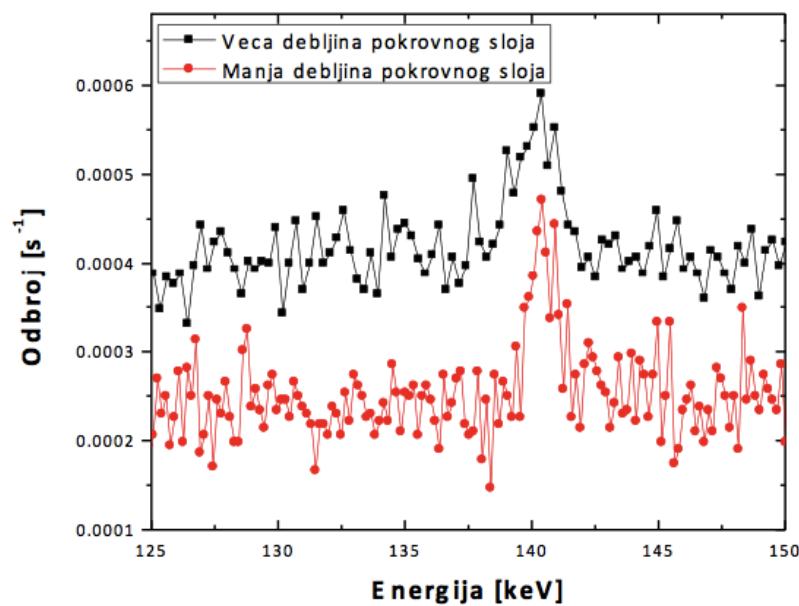
prisustva sporih neutrona u niskofonskim spektrometrijskim sistemima sa Ge detektorema. Na Slici 7.6 su prikazani delovi snimljenih spektara sa uočljivim pikom energije od 139.9 keV.

Drugi gama pik čiji je intenzitet analiziran, prikazan je na Slici 7.5, ima energiju od 691 keV i detektuje se usled neelastičnog rasejanja neutrona na izotopu germanijuma ^{72}Ge ($^{72}\text{Ge}(n, n')^{72}\text{Ge}$). Ovaj gama pik se standarno koristi kao indikator prisustva brzih neutrona u samom germanijumskom detektoru. Intenziteti ovih pikova su određeni i upoređeni su njihovi odnosi za oba HPGe detektora na dve merne lokacije. Rezultati su prikazani na Slici 7.8.

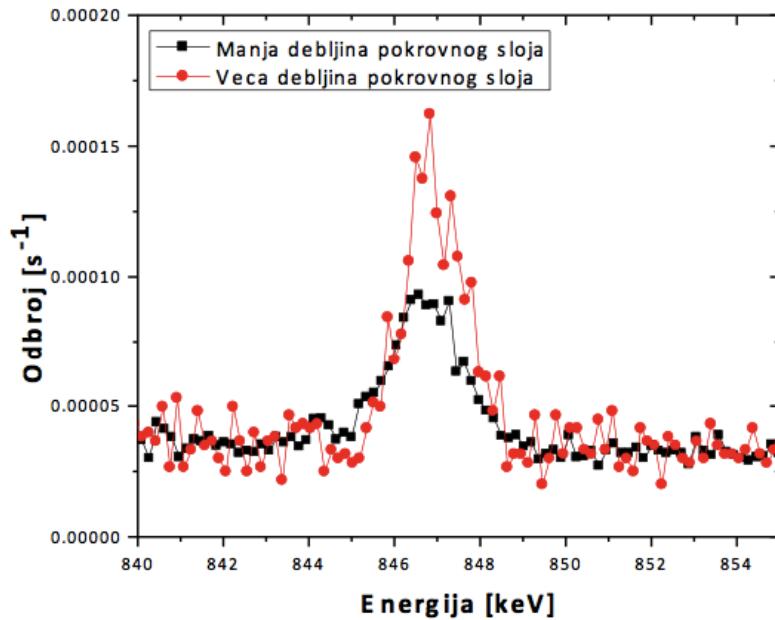
Za analizu prisustva brzih neutrona u gvozdenoj zaštiti posebno može poslu ziti gama pik energije od 846.8 keV koji prati reakciju $^{56}\text{Fe}(n, n')^{56}\text{Fe}$. Zbog toga su i intenziteti ovoga pika analizirani i predstavljeni na Slici 7.8, dok je deo spektra koji sadrži ovaj pik prikazan na slici 7.7.



Slika 7.5: Deo snimljenih spektara sa HPGe detektorom u olovnoj zaštiti sa uočljivim gama pikom od 691 keV koji prati reakciju $^{72}\text{Ge}(n, n')^{72}\text{Ge}$.



Slika 7.6: Deo snimljenih spektara sa HPGe detektorom u olovnoj zaštiti sa uočljivim gama pikom od 139 keV koji prati reakciju $^{74}\text{Ge}(n, \gamma)^{75m}\text{Ge}$.



Slika 7.7: Deo snimljenih spektara sa HPGe detektorom u gvozdenoj zaštiti sa uočljivim gama pikom od 846.8 keV koji prati reakciju $^{56}\text{Fe}(n, n')^{56}\text{Fe}$.

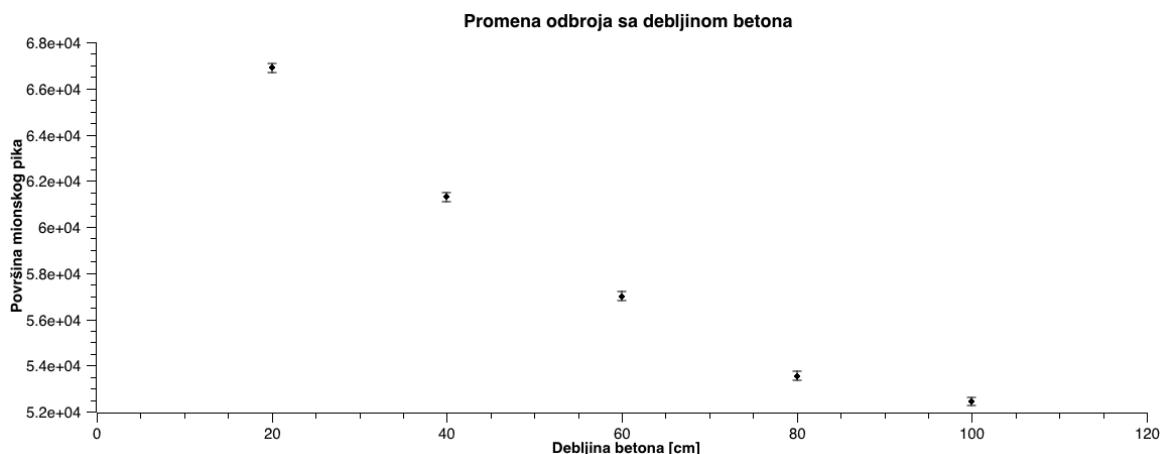
	Pozicija 1	Pozicija 2	I_1/I_2
	$I_1[\text{s}^{-1}]$	$I_2[\text{s}^{-1}]$	
Odbroj mionskih događaja	56.51(28)	46.63(23)	1.212(8)
139.9 keV $^{72}\text{Ge}(n,\gamma)^{73}\text{Ge}$ HPGe sa Pb zaštitom	0.00128(7)	0.00088(5)	1.47(11)
139.9 keV $^{72}\text{Ge}(n,\gamma)^{73}\text{Ge}$ HPGe sa Fe zaštitom	0.00134(5)	0.000618(16)	2.18(8)
691 keV $^{74}\text{Ge}(n,n')^{74}\text{Ge}$ HPGe sa Pb zaštitom	0.00463(14)	0.00338(9)	1.37(5)
691 keV $^{74}\text{Ge}(n,n')^{74}\text{Ge}$ HPGe sa Fe zaštitom	0.0008(1)	Nije detektovano	-
846.8 keV $^{56}\text{Fe}(n,n')^{56}\text{Fe}$	0.00119(4)	0.000710(17)	1.69(7)

Slika 7.8: Detektovani intenziteti i odnosi gama pikova koji potiču od neutronskih interakcija sa Ge detektorom i detektovani intenziteti mionskih događaja. Pozicija 1 - manja debljina pokrovnog sloja, Pozicija 2 - veća debljina pokrovnog sloja.

Glava 8

Diskusija

8.1 Promena odbroja sa debeljinom betonske zaštite



Slika 8.1: Promena odbroja sa debeljinom betonske ploče iznad detektora.

Na Slici 8.1 je prikazana promena odbroja sa debeljinom betona. Može se primetiti da broj odbroja sa povećanjem debeljine prepreke opada skoro pa linearno, ali ovo nije dovoljan broj tačaka da bi se ovde to odredilo. S obzirom da je atenuacija čestica u nekoj sredini eksponencijalna funkcija, može se takođe s pravom očekivati da i broj odbroja opada eksponencijalno. Takođe sa fonskih spektara prikazanih u Glavi 7, može se primetiti da se sa debeljinom ploče iznad detektora, takođe menja i oblik mionskog pika, to je posledica činjenice da nemaju svi mioni koji stižu do detektora iste energije te će i drugačije interagovati s materijalima i drugačija će biti atenuacija.

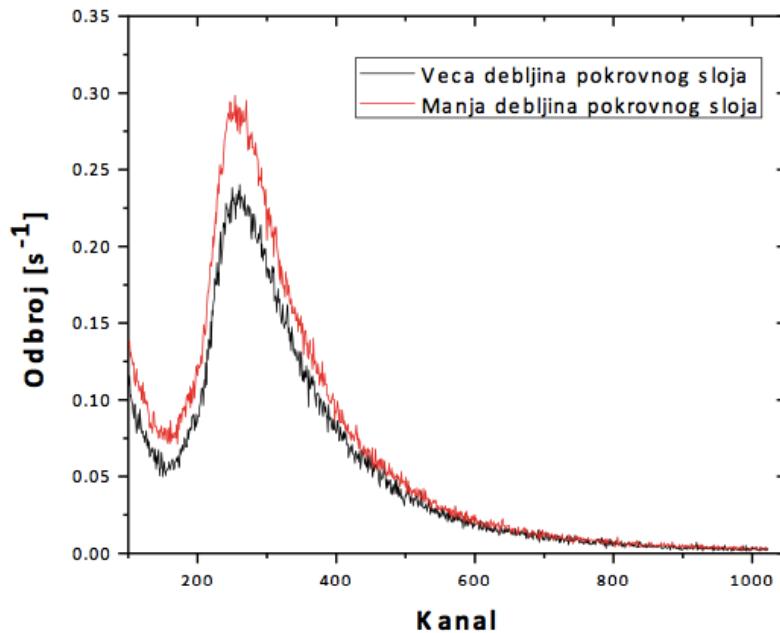
8.2 Odnos promene miona i detektovanih neutrona

Što se tiče dela merenim u laboratoriji za gama spektroskopiju na Departmanu za fiziku u Novom Sadu, u ovom radu analiziran je uticaj promene prisustva miona na fonske događaje generisane neutronskim reakcijama sa germanijumskim detektorima u olovnoj i gvozdenoj zaštiti.

Rezultati pokazuju da smanjenje broja miona prati i smanjenje broja detektovanih odbroja u gama pikovima koji potiču od neutronskih reakcija. To je posledica manje producije neutrona u materijalu zaštite detektora usled manjeg broja miona koji

stižu do detektora u slučaju veće debljine pokrovnog sloja. Međutim, smanjenje broja neutrona je različito za detektore sa olovnom i gvozdenom zaštitom. Uočava se da je promena broja neutrona mnogo manja u olovnoj nego u gvozdenoj zaštiti (Slika 7.8). Smanjenje broja sporih neutrona (poređenje intenziteta gama linije od 139.9 keV) je u olovu oko 47% dok je u gvožđu značajno veće, čak više od dva puta. Isti trend se zapaža i za brze neutrone (gama linija od 691 keV). Broj brzih neutrona procenjen na osnovu neutronskih interakcija sa Ge je za oko 40% veći u slučaju manje debljine pokrovnog sloja. U slučaju Ge detektora u gvozdenoj zaštiti gama pik od 691 keV nije detektovan i neophodno je izvršiti fonsko merenje sa većim periodom merenja da bi se mogao utvrditi intenzitet ovoga pika. Odnosi detektovanih intenziteta gama pika od 846 keV upućuju na smanjenje broja brzih neutrona od oko 70% u gvozdenoj zaštiti.

Takođe je upoređivan mionski pik u staroj i novoj laboratoriji. Određen je ukupan odbroj ispod mionskog pika i vrednosti za dva data merenja su upoređene, rezultati su prikazani na Slici 8.2 a takođe i u tabeli na Slici 7.8 u Glavi 7.

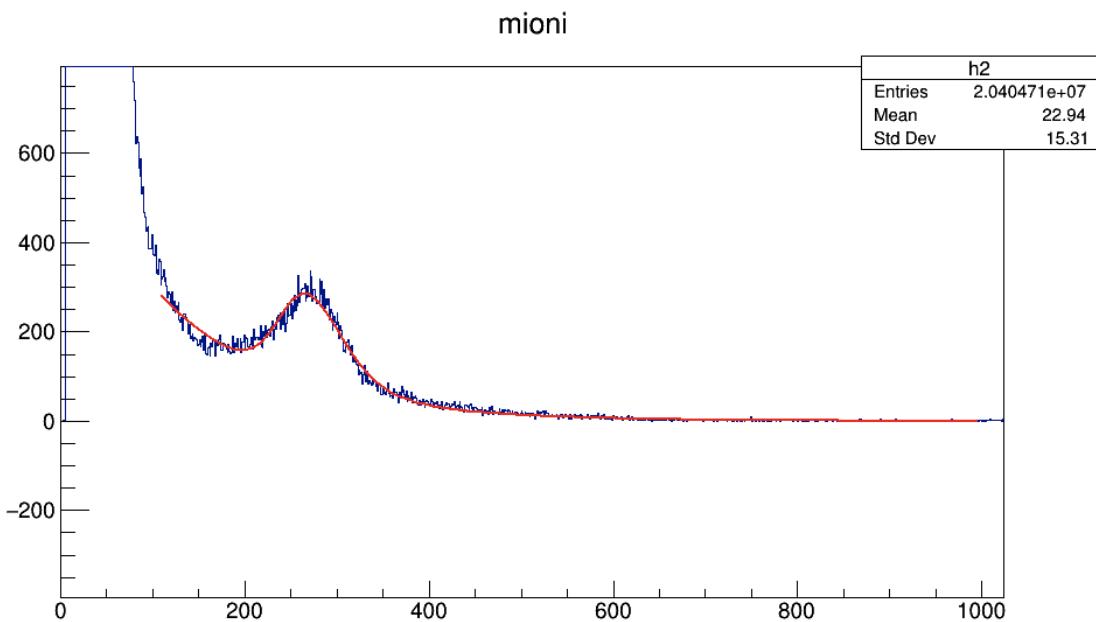


Slika 8.2: Snimljeni spektri sa scintilacionim detektorom na dve različite lokacije sa uočljivim pikom koji potiče od detekcije miona.

Ovde prikazani rezultati mogu biti osnova za dalju analizu uticaja promene mionskog fluksa na proizvodnju neutrona u različitim materijalima koji su prisutni u okruženju germanijumskih detektora tokom niskofonskih gama spektrosopskih merenja. Ova analiza takođe može pružiti i informacije značajne za buduće projektovanje i izgradnju niskofonskih laboratorijskih za gama spektrometriju.

8.3 Fitovanje fonskog spektra kako bi se dobio mionski pik

Detaljnija analiza rezultata merenja sa scintilacionim detektorom bi se mogla odrediti fitovanjem fonskog spektra u programu ROOT, te oduzimanjem dela koji potiče od miona, te na taj način doći do preciznijih podataka o količini detektovanih miona. Na Slici 8.3 je prikazan jedan od spektara sa drugog sprata na Departmanu.



Slika 8.3: Fitovanje fonskog spektra. Crvenom linijom je prikazana fit funkcija, a plavom odbroji u detektoru.

Pokušano je fitovanje fonskog spektra kombinovanjem eksponencijalne funkcije i landau funkcije. Čista eksponencijalna funkcija bi fitovala fonski deo na početku spektra, a landau plus eksponencijalna mionski pik. Delimično je uspešno fitovan mionski pik, ali bi fonski deo s početka trebalo pokušati isfitovati bolje uz pomoć i nekih drugih funkcija. To ostaje kao otvoreno pitanje za neke buduće rade.

Glava 9

Zaključak

Ovaj rad je inspirisan činjenicom da u laboratorijama za gama spektrometriju koje su nadzemne, fonsko zračenje, pogotovo ako se mere uzorci niske aktivnosti, može da znatan doprinos snimljenim spektrima. Ove komponente fona je neophodno prepoznati i što bolje otkloniti njihov doprinos. U laboratoriji na Prirodno-matematičkom fakultetu gde su vršena merenja, jedina spoljna zaštita je u obliku betonskih zidova i betonskih ploča iznad laboratorije s obzirom da se ona nalazi u prizemlju. Iz tog razloga, ovaj rad se bavi analizom uticaja tih betonskih ploča na intenzitet fona.

U ovom radu izneti su snimljeni fonski spektri pomoću dva različita detektora, plastičnog scintilacionog i poluprovodničkog germanijumskog detektora.

Scintilator je davao spekture sa izraženim pikom koji potiče od miona. Taj mionski pik korišćen je za analizu smanjenja fonskog zračenja kada se debljina zaštite iznad detektora povećava. Ovde su iznete samo osnovne analize i moglo se zaključiti da zaista debljina betona iznad detektora utiče na smanjenje fona, što može da se iskoristi kao osnova za buduće projektovanje laboratorija. Sa ovim spektrima se može dalje raditi i odrediti precizniji doprinos miona fonu. Monitoring mionskog fluksa sa scintilacionim detektorom je pokazao da je na lokaciji sa manjim pokrovnim slojem prisutan oko 20 % veći broj miona. Što je i očekivan rezultat usled veće atenuacije miona u većoj debljini materijala (Slika 7.8).

Germanijumski, HPGe detektor daje fonske spekture sa više pikova, ovde su iznete analize tri pika koja potiču od interakcije neutrona sa detektorom: gama pik od 691 keV koji potiče od reakcije rasejanja neutrona na atomima germanijuma $^{72}\text{Ge}(n, n')^{72}\text{Ge}$, gama pik od 139 keV koji prati reakciju zahvata neutrona na germanijumu $^{74}\text{Ge}(n, \gamma)^{75m}\text{Ge}$ i gama pika od 846.8 keV koji potiče od reakcije neutrona sa gvozdenom zaštitom detektora, tj. reakcije rasejanja neutrona na atomima gvožđa $^{56}\text{Fe}(n, n')^{56}\text{Fe}$. Prikazani se delovi spektra sa istaknutim ovim linijama i upoređene linije merene sa više pokrovног sloja i sa manje pokrovног sloja, gde se primeti da debljina betona iznad ovih detektora utiče na smanjenje intenziteta linija koje potiču od nepozeljnih interakcija fonskog zračenja sa detektorom i sa zaštitom detektora. Takođe su upoređeni spektri dobijeni sa detektorom u gvozdenoj i u olovnoj zaštiti, ispostavilo se da je promena broja neutrona mnogo manja u olovnoj nego u gvozdenoj zaštiti.

Bibliografija

- [1] K. S. Krane: *Introductory Nuclear Physics*, John Wiley & Sons, New York, 1988
- [2] Miodrag Krmar: *Uvod u nuklearnu fiziku*, Prirodno-matematički fakultet, Novi Sad, 2013
- [3] Gordon R. Gilmore: *Practical Gamma - ray Spectrometry*, John Wiley & Sons, New York, 2008
- [4] Sylvie Braibant, Giorgio Giacomelli: *Particles and Fundamental Interactions*, Springer Dordrecht Heidelberg, London New York, 2012
- [5] Chung Yau Elton Ho: *Cosmic Ray Muon Detection using NaI Detectors and Plastic Scintillators*, University of Virginia
- [6] J. Slivka, I. Bikit, M. Vesković, Lj. Čonkić: *Gama spektrometrija - specijalne metode i primene*, Prirodno - matematički fakultet, Novi Sad, 2000
- [7] B. Andelić: *Procena prisustva neutrona u niskofonskim germanijumskim sistemima bazirana na detekciji gama pika energije od 595.5 keV*, Master rad, Departman za fiziku, Prirodno- matematički fakultet, Novi Sad, 2015
- [8] N. Jovančević: *Analiza neutronima generisane aktivnosti u niskofonskim gama spektroskopskim sistemima*, Doktorska disertacija, Departman za fiziku, Prirodno - matematički fakultet, Novi Sad, 2010
- [9] A. Dimitrijevska: *Raspodela kosmičkih miona po brzinama*, Master rad, Departman za fiziku, Prirodno- matematički fakultet, Novi Sad, 2011
- [10] A. Dimitrijevska: *Vremenska spektroskopija nuklearnih reakcija kosmičkih miona*, Diplomski rad, Departman za fiziku, Prirodno- matematički fakultet, Novi Sad, 2011
- [11] <http://www.wikiwand.com>
- [12] <https://chem.libretexts.org>

Biografija



Tamara Milanović je rođena 24.11.1994. godine u Novom Sadu, Republika Srbija. Osnovnu školu je završila u Sremskoj Kamenici, a gimnaziju prirodno-matematički smer je završila 2013. godine u Novom Sadu. Iste 2013. godine je upisala studije Fizike na Prirodno-matematičkom fakultetu u Novom Sadu.

UNIVERZITET U NOVOM SADU
PRIRODNO - MATEMATIČKI FAKULTET
KLJUČNA DOKUMENTACIJSKA INFORMACIJA

Redni broj:

RBR

Identifikacioni broj:

IBR

Tip dokumentacije:

Monografska dokumentacija

TD

Tip zapisa:

Tekstualni štampani materijal

TZ

Vrsta rada:

Diplomski rad

VR

Autor:

Tamara Milanović

AU

Mentor:

Dr Nikola Jovančević

MN

Naslov rada:

Analiza uticaja promene prisustva miona na nivo fonske aktivnosti u gama spektrometrijskim merenjima

NR

Jezik publikacije:

srpski (latinica)

JP

Jezik izvoda:

srpski (latinica)/engleski

JI

Zemlja publikovanja:

Srbija

ZP

Uže geografsko područje:

Vojvodina

UGP

Godina:

2017

GO

Izdavač:

Autorski reprint

IZ

Mesto i adresa:

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

MA

Fizički opis rada:

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

FO

Naučna oblast:

Fizika

NO

Naučna disciplina:

Nuklearna fizika

ND

Ključne reči:

interakcije miona, interakcije neutrona,
germanijumski detektor, scintilacioni detektor, fon

KR

Čuva se:

Biblioteka departmana za fiziku,
PMF-a u Novom Sadu

ČU

Važna napomena:

nema

VN

Izvod:

Ovaj rad opisuje na koji način betonska zaštita u nadzemnim laboratorijama utiče na fon koji potiče od miona, kao i kako se u odnosu na promenu fluksa miona menja fonski spektar germanijumskog detektora

IZ

Datum prihvatanja teme od NN veća:

26.09.2017.

DP

Datum odbrane:

30.09.2017.

DO

Članovi komisije:

KO

Predsednik komisije:

Dr Dušan Mrđa, redovni profesor

Član:

Dr Petar Mali, docent

Član:

Dr Nikola Jovančević, mentor

UNIVERCITY OF NOVI SAD
FACULTY OF SCIENCE
KEY WORDS DOCUMENTATION

Accesion number:

ANO

Identification number:

INO

Document type:

Monograph type

DT

Type of record:

Printed text

TR

Content code:

Final paper

CC

Author:

Tamara Milanović

AU

Mentor:

Dr Nikola Jovančević

MN

Title:

Analysis of effects of muon flux change to the level of background activity in gamma spectrometry

TI

Language of text:

Serbian (latin)

LT

Language of abstract:

English

LA

Country of publication:

Republic of Serbia

CP

Locality of publication:

Vojvodina

LP

Publication year:

2017

PY

Publisher:

Author's reprint

PU

Publication place:

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

PP

Physical description:

()

PD

Scientific field:

Physics

SF

Scientific discipline:

Nuclear physics

SD

Key words:

muon interactions, neutron interactions,
germanium detector, scintillation detector,
background radiation

KW

Holding data:

Library of Department of Physics,
PMF in Novi Sad

HD

Note:

None

N

Abstract:

This paper presents the ways concrete shield affects background radiation flux in aboveground laboratories and the way change in muon flux affects background spectrum in germanium detectors

AB

Accepted by the Scientific Board: 26.09.2017.

ASB

Defended on: 30.09.2017.

DE

Thesis defend board:

DB

President: Dr Dušan Mrđa, Full Professor

Member: Dr Petar Mali, docent

Member: Dr Nikola Jovančević, Supervisor