



UNIVERZITET U NOVOM SADU
PRIRODNO-MATEMATIČKI FAKULTET
DEPARTMAN ZA FIZIKU



**DOPRINOS RASEJANJA NEUTRONA NISKOENERGETSKOM DELU
FONSKOG γ -SPEKTRA**

-DIPLOMSKI RAD-

Mentor:
Miodrag Krmar

Kandidat:
Aleksandar Gostojić

Novi Sad, 2010.

SADRŽAJ:

Uvod	2
1 Niskofonski HPGe detektorski sistemi	3
1.1 HPGe detektor	3
1.2 Fon	4
1.2.1 Komponente fona	4
1.2.2 Kosmičko zračenje	6
1.3 Uticaj fona na spektar	10
2 Mioni i neutroni	12
2.1 Kosmički mioni	13
2.1.1 Producija kosmičkih miona, kosmičkim zračenjem	13
2.1.2 Mionski fluks	15
2.1.3 Mionske interakcije	16
2.2 Stvaranje neutrona kosmičkim mionima	19
3 Interakcije neutrona	21
3.1 Dobijanje neutrona	21
3.2 Reakcije neutrona i jezgra	23
3.2.1. Rasejanje neutrona	23
3.2.2 Apsorpcija neutrona	24
4 Gama aktivnost prouzrokovana interakcijom neutrona sa detektorskim sistemom	26
4.1 Rasejanje neutrona	26
4.2 Zahvat neutrona	28
4.3 Mehanizam nastanka niskoenergetskog dela spektra	29
5 Eksperimentalni rad	33
5.1 Detektorski sistem	33
5.2 Merenje	34
Zaključak	46
Literatura	
Biografija	
Dokumentacija	

UVOD

Otkrićem radijacije, a kasnije otkrićem i raznih nuklearnih procesa, elementarnih čestica i interakcija, nuklearna spektroskopija i detekcija postaju sastavni deo nuklearne, fizike visokih energija, zaštite sredine i mnogih drugih naučnih disciplina. Napretkom i razvojem ovih grana došlo je do razvoja novih instrumenata, pa tako danas imamo mogućnosti da snimamo i one procese koji su ranije bili neprimetni. Detekcija retkih procesa je jedan od pravih primera. Ovaj vid spektrometrije praktično podrazumeva pre svega mogućnosti detekcije, samu detekciju i proučavanje procesa koji su vremenski retki ili veoma teški za detekciju. Potraga za tamnom materijom, egzotičnim procesim, itd. su samo neki od primera.

Postoje naravno problemi i prepreke. Kao i kod svih oblika spektroskopije dolazi do pojave smetnji odnosno šuma. Šum koji se javlja u snimljenim spektrima, naziva se fon i može poticati od raznih uzroka. Prirodna radioaktivnost, kontaminacija materijala ili kosmičko zračenje su samo neki od njih. Dakle, da bi mogli da vršimo korektna merenja potrebno je otkloniti ovaj šum i po mogućству stvoriti uslove isključivo za detekciju željenog događaja. Naravno u praksi je nemoguće u potpunosti eliminisati fon, ali ga je raznim metodama moguće smanjiti. Smanjenje dakle zahteva što bolje proučiti poreklo šuma. Upoznavanje uzroka šuma nam daje mogućnost da iako ne možemo u potpunosti da ga uklonimo, možemo međutim da ga prepoznamo u spektrima i isključimo iz eksperimentalnih rezultata. U površinskim ili podzemnim laboratorijama, jedan od najvećih doprinosa fonu potiče od kosmičkih zraka. Problem nastaje u interakciji ovih zraka (prevashodno miona) sa zaštitom detektora koja uklanja ostale komponente fona. Dakle na jednoj strani uklanjamo smetnje, ali stvaramo dodatne.

U ovom radu korišćen je HPGe detektorski sistem smešten u laboratoriji Instituta za fiziku u Novom Sadu. Snimanje je vršeno sa standardom olovnom zaštitom sa ili bez dodatih slojeva. Cilj je bio da damo objašnjenje porekla relativno velikog odbroja koji se registruje na početnom delu fonskog gama spektra, na energijama nižim od 100 keV. Pretpostavka je da na ovim energijama najveći doprinos kontinualnom delu spektra daju neutronski procesi. Neutroni nastali interakcijama kosmičkog zračenja (prevashodno miona) mogu se neelastično rasejati na jezgrima germanijuma, pri čemu dolazi do eksitacije i uzmaka jezgra germanijuma. Ovo se odigrava u aktivnoj zapremini detektora, zbog čega možemo smatrati da će uzmak jezgra uvek biti detektovan, dok gama foton emitovan deeksitacijom može izbeći detekciju. Ukoliko uzmak jezgra bude detektovan bez detekcije gama kvanta on može dati doprinos niskoenergetskom delu spektra u vidu relativno široke i kontinuirane distribucije koja se proteže u oblasti od nekoliko desetina keV-a.

Postoji veliki broj niskofonskih gama spektrometarskih uređaja kojima je namena detekcija događaja male verovatnoće. Dizajn ovih detekcionih sistema može biti veoma različit, sve u zavisnosti šta im je osnovna namena. Laboratorije mogu biti na površini ili duboko pod zemljom, konstruisane sa raznim oblicima pasivne ili aktivne zaštite, namenjene detekciji različitih vrsta nuklearnih ili čestičnih događaja, ali opšta karakteristika za sve njih je da ni na koji način ne mogu u potpunosti eliminisati interakcije miona i neutrona sa aktivnom zapreminom detektora. Iz tog razloga bi tačno poznavanje prirode početnog dela fonskog gama spektra bilo i više nego značajno za veliki broj niskofonskih sistema dizajniranih za praćenje događaja male verovatnoće.

1. NISKOFONSKI HPGe DETEKTORSKI SISTEMI

1.1 HPGe DETEKTOR

Poluprovodnički detektori su jedna od osnovnih grupa detektora u nuklearnoj fizici. Najviše su u upotrebi u γ -spektrometriji, gde su koriste već dugi niz godina, a u novije vreme pronalaze primenu i u fizici elementarnih čestica. Primer bi bio izučavanje tamne materije i detekcija WIMP-ova. Odlikuje ih velika energetska rezolucija, dobra linearnost kao i relativno brzo vreme odziva. Dodatna pogodnost je što se mogu proizvoditi u malim dimenzijama ili kao prenosivi detektori.

Osnovni princip rada ovih detektora zasniva se na principu rada ionizacionih komora. Naime poluprovodnički kristal odlikuje postojanje valentne i provodne zone, pri čemu se nepobuđeni elektroni nalaze u valentnoj zoni koja je odvojena od provodne zabranjenom zonom. Kada u poluprovodnik dospe čestica putem interakcije, ona može da pobudi, odnosno izazove prelaz elektrona iz valentne u provodnu zonu pri čemu iza elektrona ostaje nepopunjeno mesto. Ovo mesto je takozvana šupljina koja ima ulogu pozitivno nanelektrisane čestice. Vidimo dakle da ovde elektroni i šupljine imaju istu ulogu kao elektroni i joni u gasnim ionizacionim komorama. Kada se uspostavi električno polje ono će izazivati premeštanje, odnosno grupisanje pozitivnih i negativnih nanelektrisanja na odgovarajućim elektrodama, a količina ovog nanelektrisanja će biti proporcionalan energiji upadne (detektovane) čestice. Energija zabranjene zone može biti veoma mala za neke poluprovodnike pa je i energija potrebna za stvaranje para elektron-šupljina mala, npr. reda 3-4 eV. To znači da će čestica ili foton određene energije u poluprovodniku stvoriti znatno više nosioca nanelektrisanja nego u gasnom detektoru što kao konačnu posledicu ima veoma visoku energijsku rezoluciju poluprovodničkih detektora. Zbog malog iznosa energije potrebne za kreiranje slobodnih nosilaca nanelektrisanja poluprovodnički detektorima se mogu registrovati zračenja niskog intenziteta. Najrasprostranjeniji poluprovodnici su silicijumski i germanijumski, a detektori se prave na principu pn spoja.

HPGe detektor predstavlja detektor napravljen od veoma čistog germanijuma (High-Purity Germanium detector ili Hyperpure Germanium detector). Problem prvih germanijumskih detektora je bila veličina i nečistoće koje su ometale precizna merenja prilikom prikupljanja elektrona i šupljina. Danas je, međutim, ovaj problem rešen novim metodama proizvodnje i rasta kristala Ge. Jedan od najčešćih oblika ovih detektora jeste koaksijalni detektor koji može biti p ili n-tipa u zavisnosti od centralne elektrode, odnosno kontakta. Elektroda n tipa se dobija obogaćenjem germanijuma putem difuzije litijuma, dok se elektroda p tipa dobija obogaćenjem atomima bora. Dimenziije kristala germanijuma u detektoru su nekoliko centimetara i više, dok su dimenzije obogaćenih slojeva, koji ne učestvuju u aktivnoj detekciji reda mikrometara. Ovo predstavlja jednu prednost Ge detektora u odnosu na Si detektor, jer je debljina silicijuma reda milimetra. Nedostatak ovih detektora jeste potreba za niskim operativnim temperaturama, što zahteva poseban sistem za hlađenje, najčešće tečnim azotom. Potrebna je radna temperatura od oko 77 K što dalje zahteva dugo vreme hlađenja pre početka rada, kao i konstantno održavanje niske temperature za vreme rada detektora. Ovo je potrebno da bi se sprečilo termalno

pobuđivanje elektrona iz valentne zone, koji bi onda imali dovoljno energije da preskoče zabranjenu zonu. Hlađenje dakle omogućava da svi detektovani, pobuđeni elektroni potiču upravo od gama zraka koje merimo. Zbog viših temperatura bi moglo doći i do gubitaka litijuma iz detektor-a. Kad nisu u upotrebi HPGe detektori se mogu držati na sobnim temperaturama.

1.2 FON

Niskofonski sistem predstavlja detektorski sistem koji omogućava detekciju retkih događaja niskih intenziteta. Ovo se omogućava upravo smanjenjem pozadinskog i nepoželjnog zračenja, odnosno fona. Fon predstavlja sve vrste događaja (prirodne ili veštačke) koje detektor prikuplja, a koji nisu relevantni za merenje. Ovi događaji dakle smanjuju preciznost merenja kao i prag detekcije ili ga ometaju i potrebno ih je eliminisati. Osnovni principi za smanjenje fona jesu korišćenje raznih oblika zaštite. Najjednostavniji i široko primjenjeni način zaštite detektora od pozadinskog zračenje bi na primer bilo korišćenje štita od olova, bakra ili kalaja, kao i postavljanje detektora u zaštićene prostorije ili u podzemne prostorije.

1.2.1 Komponente fona

Osnovne komponente fona možemo podeliti u grupe i to su:

- 1) prirodna radioaktivnost koje potiče iz okoline u kojoj se nalazi detektor
- 2) radioaktivnost materijala od koga je izrađen detektor
- 3) radioaktivnost materijala od koga je napravljen štit
- 4) radon i njegovi potomci
- 5) kosmičko zračenje

1) Prirodnu radioaktivnost prevashodno čine članovi tri radioaktivna niza Th^{232} , U^{238} i U^{235} . Pored njih postoje i radioaktivni izotopi poput K^{40} , V^{50} , Rb^{87} koji predstavljaju dugoživeće izvore radioaktivnosti. Prirodna radioaktivnost predstavlja i najjači izvor fona, sa fluksom gama zračenja od oko 10 fotona/cm²s za energije veće od 50 keV na 1m nadmorske visine. Ovo predstavlja najveći deo fona za nezaštićene površinske laboratorije. Poređenja radi kosmičko zračenje je oko 1% intenziteta prirodnog. Kalijuma u Zemljinoj kori ima 2,4%, ima dva stabilna izotopa K^{39} (93,2581%) i K^{41} (6,7302%) i jedan radioaktivni izotop K^{40} (0,0117%) koji samo u 10,5% slučajeva emituje gama-kvant energije $E\gamma = 1460,8$ keV. Ovo je jedna od najčešće detektovanih linija u gama spektrima. Prosečna koncentracija K^{40} u gornjim slojevima kontinentalne kore je oko 850 Bq/kg dok je za Rb^{87} 100 bq/kg, Th^{232} 44 bq/kg i U^{238} 36 Bq/kg. Koncentracija u zemljištu je oko 2 puta manja, dok je najveća u granitu i pegmatitu. U prirodi se takođe retko održava sekularna

ravnoteža između pretka i potomka, jer nukleotidi mogu da migriraju i uzimaju učešće u raznim fizičkim i hemijskim procesima.

Pored ovoga u radioaktivnost okoline spada i veštački izazvana radioaktivnost, koja potiče od nuklearnih proba kao i havarija na nuklearnim elektranama. Nesreća u Černobilu je doprinela oslobođanju velikog broja radionukleaotida pre svega Cs¹³⁷ i Cs¹³⁴.

2) Fonska komponenta koja potiče od radioaktivnih supstanci u materijalima detektora predstavlja takođe važan problem za detektorske sisteme. Sistem može imati najbolju spoljnu zaštitu ali ako su materijali kontaminirani, merenja će biti loša. Izbor materijala je dakle veoma bitan u proizvodnji detektora. Glavni izotopi koje nalazimo u materijalima su oni iz prirode - Th²³², U²³⁸ i K⁴⁰. Prilikom proizvodnje materijala, za vreme raznih fizičkih i hemijskih procesa moguće je da dođe do obeščićenja materijala, stoga je veoma bitno kontrolisati svaku fazu proizvodnje. Moguće je međutim da u materijalu zaostanu nečistoće poput Pb²¹⁰, Ra²²⁶ ili T²²⁸. Važan faktor prilikom proizvodnje materijala predstavlja i redukcioni potencijal, odnosno potencijal da materijal prima elektrone i tako se redukuje. Materijali sa višim potencijalom se dakle bolje čiste prilikom elektrolize. Primer za ovo je bakar, koji se veoma dobro čisti od nečistoća poput kalijuma ili urana. Kontaminacija detektora zavisi dakle od upotrebljenih materijala, pa tako i od samog detektora. Najmanje kontaminirani su poluprovodnički detektori, jer oni prilikom proizvodnje poluprovodnika bivaju prečišćeni. Sam poluprovodnik ne može da funkcioniše ako ima nečistoća. Konačno zagađenja mogu poticati od elektronskih ili delova koji omogućavaju vakuum. Pa tako je naprimer pogodno koristiti aktivirani ugalj koji sadrži oko 1 Bq/kg Ra²³⁶ za razliku od nekih materijala koji mogu sadrzati i oko 100 Bq/kg radioaktivnih supstanci. Ipak za komercijalne HPGe detektore ova komponenta fona je veoma mala i praktično zanemarljiva.

3) Materijali pogodni za proizvodnju štita jesu oni sa velikim atomskim brojem Z. Prave se masivni štitovi, a moguća dodatna zaštita mogu biti antikoincidentni detektori. Veoma je bitno da materijali budu što čistiji i da sadrže što manje radioaktivnih nečistoća. Neki od najčešće korišćenih i najboljih pored volframa i tantala su:

Živa (Hg) predstavlja malo zagađen materijal u odnosu na ostale, ali ima nedostatak što je na sobnim temperaturama tečna. Dodatnim prečišćavanjem moguće joj je još više poboljšati čistoću.

Gvožđe (Fe) ima veliki presek za zahvat neutrona i proizvodnju radioaktivnih jezgara pod dejstvom kosmičkih zraka, u toku proizvodnje dolazi do kontaminacije sa Co⁶⁰. Ovo se može izbeći korišćenjem starog gvožđa koje može imati sadržaj nečistoća oko 1 Bq/kg.

Bakar (Cu) je malo kontaminiran i u toku proizvodnje je moguće dobiti veoma čist bakar, ali ima problem sa velikim presekom za zahvat neutrona. Takođe bakar može reagovati sa kosmičkim mionima pri čemu dolazi do dodatnog povećanja fona.

Oovo (Pb) je ipak najčešće upotrebljavani materijal. Ima dobre karakteristike poput malog preseka za zahvat neutrona, veliki redni broj. Međutim problem kod olova je velika kontaminacija. Ovo je pre svega posledica postojanja izotopa olova Pb²¹⁰. Ono je deo radioaktivnog niza urana. Stvara se u običnom olovu, ili dospeva u njega usled kontaminacije uranom, bilo prirodno, bilo prilikom proizvodnje. Usled proizvodnog procesa olova koristi se ugalj koji može sadržati velike količine urana, pa se stoga ovaj proces treba izbegavati i tako se od recimo 50 Bq/kg sa ugljem dobija olova sa samo 0.4 Bq/kg bez upotrebe uglja. Ostale nečistoće iz olova poput samog urana ili radijuma se mogu otkloniti

u toku proizvodnje. Samo Pb^{210} nije zapravo krivac za fon u spektru, pošto se njegovo gama i beta zračenje samoapsorbuje, već njegovi potomci Bi^{210} i Po^{210} . Bizmut emituje tvrdo beta zračenje koje može izazvati zakočno zračenje kao i X zrake. Koncentracija Pb^{210} u običnom olovu varira od 0.001 do 2.5 kBq/kg. Tako da je pored skupih redukcionih metoda, jedini način koristiti jako staro oovo.

4) Radon i njegovi potomci predstavljaju prirodnu radioaktivnost. Radon Rn^{222} i radon Rn^{220} potiču iz radioaktivnih nizova urana i torijuma. Radon je nezgodan zato što je u gasovitom stanju i može lako da se kreće. On je takođe inertan gas pa se teško vezuje. Prosečna kontaminacija radonom je 1-100 Bq/kg u prostorijama i okolini. Potomci Rn^{222} su Pb^{214} i Bi^{214} i oni predstavljaju veći problem od potomaka Rn^{220} - Pb^{212} i Tl^{208} , jer radon 220 ima vreme poluraspada od oko 55.6 sekundi.

1.2.2 Kosmičko zračenje

Kosmičko zračenje predstavlja fonsku komponentu koja je od najvećeg značaja za ovaj rad pa će zato biti izložena detaljnije.

Prve pretpostavke o kosmičkom zračenju potiču iz prve polovine 20. veka. Jedan od prvih naučnika koji ih je detektovao bio je Viktor Hes koji je još 1912. godine izveo let balonom i uz pomoć elektrometra primetio da se ionizujuće zračenje povećava u atmosferi. Kasnije je naravno ovo pripisano kosmičkim zracima, a preciznijim merenjima je utvrđeno da se maksimum zračenja nalazi na oko 22 km od površine zemlje, pa zatim opada do oko 60 km visine odakle nastaje konstantna vrednost. Kosmičko zračenje generalno delimo na primarno i sekundarno.

Primarno kosmičko zračenje čine pozitivno nanelektrisane čestice, odnosno jezgra elemenata, od protona kao jezgra vodonika do teških elemenata. Ovo zračenje može biti različitih energija ali generalno spada u visokoenergetsko zračenje sa energijama od nekoliko desetina MeV do čak 10^{16} MeV. Maksimalne energije ovih čestica prelaze maksimalne energije koje možemo proizvesti na Zemlji za nekoliko redova veličine. Primarno kosmičko zračenje ipak ne doseže do površine Zemlje, jer na svom putu interaguje sa atmosferom i time stvara sekundarno zračenje. Primera radi srednji slobodni put visokoenergetskih protona za interakciju sa jezgrom je oko 1/13 atmosfere, pa tako praktično nukleoni i teže čestice ne stižu do površine. Detekcija primarnog zračenja daje podatke o redu veliče energija kosmičkih čestica koje dospeju na Zemlju. Prvobitno su one detektovane Vilsonovom maglenom komorom, a zatim i uz pomoć električnog polja kojim im je zakretana putanja te se na taj način mogla dobiti i prva informacija o nanelektrisanju visokoenergetskih čestica kosmičkog zračenja. Tako se došlo do zaključka da kosmički zraci interaguju sa zemljinim magnetnim poljem, pa od njihove energije direktno zavisi i putanja u blizini Zemlje i u njenoj atmosferi. Naime postojanje magnetnih polova na Zemlji uslovljava postojanje magnetnih linija sile, pa ako se čestica kreće duž linije sile na nju neće delovati dodatna sila, ali ako bi se čestica kretala normalno na pravac ovih linija, na nju će delovati maksimalna Lorencova sila i doći će do skretanja putanje. Čestica manjih energija mogu toliko da skrenu da u potpunosti promaše Zemlju. Ove činjenice dovode do toga da

minimalna energija kosmičkog protona na polovima iznosi oko 2,5 GeV, dok na ekvatoru iznosi oko 15 GeV. Primarno kosmičko zračenje možemo podeliti po poreklu na intergalaktičko, galaktičko i solarno.

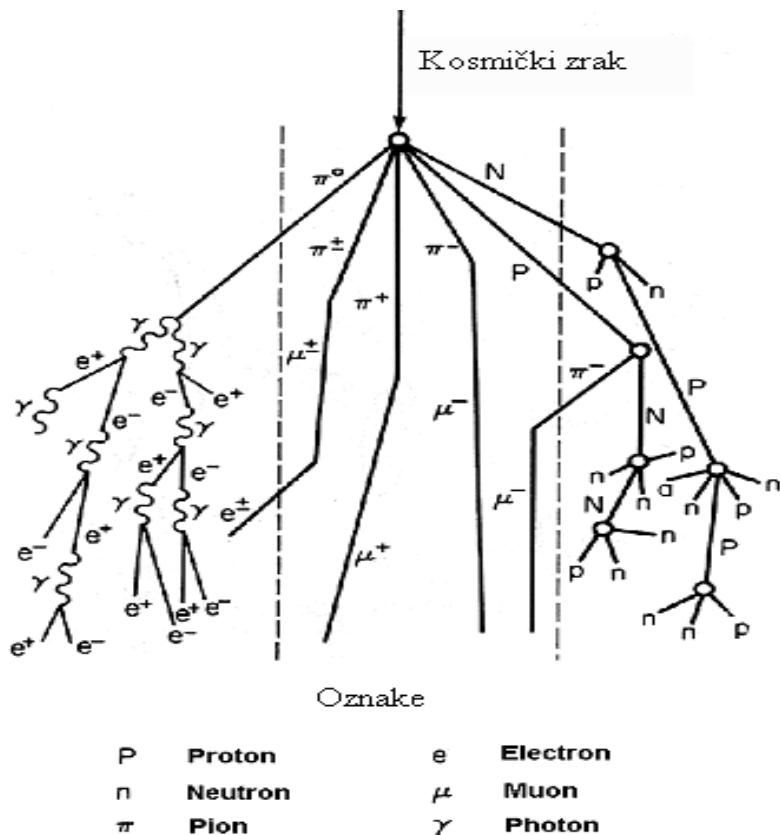
Intergalaktičko zračenje predstavlja onu komponentu primarnog zračenja koja ima najviše energije. Smatra se da čestice maksimalnih energija nastaju izvan naše galaksije. Problem sa proučavanjem ovog zračenja leži u tome da do nas dolazi jako mali broj ovih čestica jako visokih energija, naime samo u proseku 1 čestica po kvadratnom metru u toku godine. Pretpostavlja se da one nastaju određenim elektromagnetskim procesima, pri čemu možemo navesti i neke potencijalne izvore poput eksplozija gama zraka, aktivnih galaktičkih jezgara, galaktičkih sudara, raspada superteških čestica u ranoj vasiioni itd. Ove čestice su uglavnom visokoenergetski fotoni sa energijama preko 10^{15} GeV. Vredna pomena je i činjenica da su detektovane i čestice reda 10^{20} GeV i one se svrstavaju u posebnu grupu kosmičkih čestica sa ultra visokim energijama.

Galaktičko kosmičko zračenje, potiče naravno iz naše galaksije. Većinu ovog zračenja čine protoni (90%) i alfa čestice (8%), dok ostatak čine teža jezgra. Može se dakle primetiti da sastav kosmičkog zračenja odgovara donekle sastavu tj. odnosu elemenata u prirodi. Izuzeci su jedino neki lakši elementi poput litijuma, berilijuma ili bora. Kosmičko zračenje dakle čine ubrzana jezgra elemenata iz prirode, pa se tako odstupanje u koncentraciji lakših elemenata može tumačiti povećanim brojem raspada težih elemenata u kosmičkom zračenju usled interakcija sa međuzvezdanim gasom. Računom dolazimo do brojki da kosmički zraci mogu preći mnogo veći put od galaktičkog prečnika ($3 \cdot 10^{24}$ m) što može trajati oko $3 \cdot 10^8$ godina. Tako da je putanja kosmičkih zraka isprekidana usled interakcije sa magnetnim poljima raznih nebeskih tela. Kretanje je difuzno. Minimalna granica za energije galaktičkog primarnog zračenja nije poznata ali se maksimum smatra na oko 1016 GeV. Energetski spektar je relativno dobro poznat, osim na krajnje niskim i visokim energijama, a javlja se i uočljiv minimum na oko 20-30 MeV što odgovara maksimumu za interakciju sa međuzvezdanim gasom. Fluks kosmičkih zraka je oko $1 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, a gustina energije je oko $1,3 \text{ eV/cm}^3$ dok je na primer fluks zvezdanog zračenja oko $0,4 \text{ eV/cm}^3$, a energetski fluks međuzvezdanog gasa oko $0,6 \text{ eV/cm}^3$, pa i ovo pokazuje da kosmički zraci imaju veoma velike energije. Prilikom proučavanja kosmičkog zračenja važnu ulogu imaju i gama kvanti koji čine manje od 1% ovog zračenja, ali oni na svom putu mnogo manje interaguju pa nam daju informacije o pravcu izvora kosmičkog zračenja.

Solarno kosmičko zračenje, potiče od Sunčeve aktivnosti i veoma lako se detektuje i izdvaja iz ukupnog kosmičkog zračenja. Naime usled blizine Sunca moguće je i vizuelno pratiti promene koje nastaju na njemu, a 10-20 minuta kasnije je moguće i detektovati te promene. Moguće je pratiti i solarni ciklus od 11 godina, godišnje promene na Suncu pa i dnevne i noćne varijacije. Sunčev zračenje otprilike odgovara sastavu korone. Većinu čine protoni, zatim alfa čestice i malo elektroni. Primetan je nedostatak težih jezgara, ali zvezde ih proizvode u jako malom broju. Energije solarnog zračenja su mnogo manje od galaktičkog i iznose od nekoliko keV do 10^3 MeV, a zabeleženi maksimum je reda 10^4 MeV. Intenzitet zračenja zavisi od aktivnosti na Suncu odnosno eksplozija na površini. Fluks ovog zračenja je oko 20ak puta manji od galaktičkog, ali usled intenzivne aktivnosti za kratko vreme može naglo da poraste i do 1000 puta. Sam solarni ciklus može da varira u

intenzitetu, ali pored samostalnog on može da utiče i na intenzitet galaktičkog zračenja putem solarnih vetrova.

Sekundarno kosmičko zračenje nastaje, kao što je već rečeno interakcijom primarnog zračenja sa atomima u atmosferi. Po svom nastanku možemo ih podeliti na nuklearno aktivnu, tvrdnu i meku komponentu. Primarno kosmičko zračenje donekle vrši efekat lavine, jer jedna visoko energetska čestica pokrene niz reakcija i kreaciju većeg broja sekundarnih kosmičkih zraka. Nuklearno aktivna grupa sastoji se od hadrona. Protoni mogu da vrše nuklearne transformacije putem jake interakcije, a jezgra mogu da dožive raspad na nukleone. Proizvodi mogu biti u velikom broju pioni i kaoni (do 20%). Naelektrisani π mezoni i nukleoni su upravo nuklearno aktivne čestice, jer doprinose stvaranju novih hadrona. Protoni mogu da vrše nekoliko sudara, pri čemu izazivaju raspade jezgara, pre nego što im energija opadne ispod 100 MeV, nakon čega se zaustave ionizacijom. Neutroni takođe doživljavaju višestruke sudare, kao i pioni iznad energija od 200 GeV. Pioni se kasnije raspadaju na mezone i neutrina. Ukupan udeo nuklearno aktivnih supstanci u sekundarnom kosmičkom zračenju na nivou mora je veoma mali, oko 1%.



Slika 2.1: Interakcije kosmičkih zraka u atmosferi

Tvrda komponenta je sačinjena prvenstveno od miona koji usled velikih energija, malih radijacionih gubitaka i male verovatnoće za interakcije uspevaju da prođu duboko u

zemlju, jer slabo gube energiju. Mioni se raspadaju na elektron ili pozitron sa odgovarajućim neutrinima. Meku komponentu čine elektroni i fotonii. Primarni fotonii nastaju raspadom π^0 mezona. Oni zatim mogu da izvrše nastajanje para elektron pozitron u okolini jezgra. Dalje pozitronskim raspadom dobijamo novo gama zračenje, a elektron može da emituje zakočno zračenje. Sve ove elektromagnetne interakcije mogu da dovedu do stvaranja nove generacije čestica što dovodi do pojave lavina. Procenjuje se da jedan proton na visini od 20ak kilometara sa energijom od 10^8 MeV može da izazove stvaranje do 10^9 raznih čestica koje pokriju površinu od nekoliko kvadratnih kilometara.

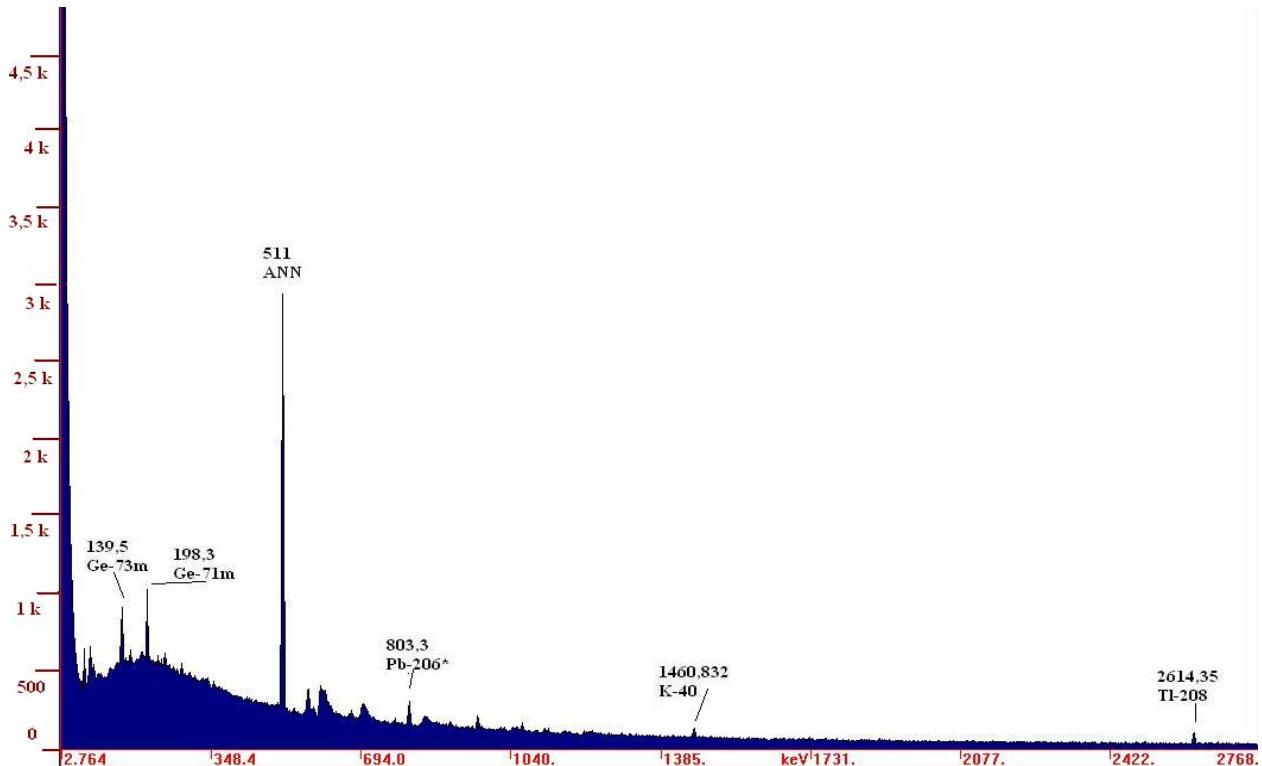
Kosmičko zračenje predstavlja najznačajniju komponentu fona u površinskim i laboratorijama na umerenim dubinama. Primarno kosmičko zračenje čine najviše protoni (90%), alfa čestice (9%) i teža jezgra. Ovo zračenje bombarduje gornje slojeve atmosfere, fluks mu je reda 1000 čestica/sec po m^2 i u interakciji sa atomima i molekulima atmosfere (O , N , Ar , Ne , Kr , Xe) stvaraju sekundarno kosmičko zračenje. Sekundarno kosmičko zračenje čine neutroni, protoni, elektroni, pozitroni, fotonii, mioni, pioni, neutrini, kao i kosmogeni radionukleotidi. Na nivou mora relativni intenziteti zračenja miona, neutrona, elektrona, protona i piona respektivno, odnose se kao:

$$1 : 0.34 : 0.24 : 0.009 : 0.0007$$

Fluks kosmičkih zraka zavisi od geomagnetne širine kao i Sunčeve aktivnosti.

1.3 UTICAJ FONA NA SPEKTAR

Doprinos fona snimljenom spektru se odražava postojanjem diskretnih linija ili povećanjem kontinualnog dela spektra. (Slika 1.3)



Slika 1.3: spektar snimljen detektorom relativne efikasnosti 100%, sa zaštitom

1) Linije koje se javljaju u fonskom spektru (snimljenom bez zaštite) potiču od prirodne radioaktivnosti. Članovi radioaktivnih nizova, kao i dugoživeći nukleotidi nakon raspada emituju gama zračenje. Nakon što se neko nestabilno jezgro raspalo emisijom alfa ili beta čestice, novonastalo jezgro najčešće ostaje u pobuđenom stanju. Ekscitovana jezgra vrše emisiju gama kvanata. Gama zračenje koje odgovara nekom određenom procesu (npr. deeksitacija) ima tačno određenu energiju i zato daje linije u spektru. Karakteristične linije za fonski spektar su npr. linije Pb^{214} , Pb^{212} , K^{40} , Bi^{214} , Tl^{208} i druge.

2) Kontinualni deo fonskog spektra potiče od:

Zakočnog zračenja elektrona nastalih beta raspadom. Veliki broj radionukleotida se raspada upravo na ovaj način. Prilikom beta raspada dobija se elektron, koji svoju energiju može gubiti zakočnim zračenjem. Samo zakočno zračenje je elektromagnetski proces oslobađanja energije elektrona prilikom negativnog ubrzanja. Praktično nastaje usporavanjem elektrona u polju nekog jezgra. Ovo je kontinualni proces, pa tako nema

konkretnu energiju već elektron može da izgubi različite vrednosti energije, koja dakle doprinosi povećanju kontinuma u fonskom spektru.

Interakcijom miona. Mioni ostavljaju veliki deo svoje energije kontinualnom delu spektra, preko raznih elektromagnetičnih procesa. Najveći deo svoje energije mioni gube putem ionizacije atoma sredine kroz koju se prostiru. Mionima stvorenji joni i elektroni mogu gubiti energiju ionizacijom, zakočnim zračenjem itd. Sam mion takođe može gubiti energiju zakočnim zračenjem.

Komptonskim rasejanjem gama fotona ili fotona zakočnog zračenja. Komptonovo rasejanje predstavlja proces interakcije upadnog fotona sa slobodnim ili slabo vezanim elektronom. Elektron i proton razmenjuju energiju u zavisnosti od energije upadnog fotona i upadnog ugla.

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

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

E_γ je energija upadnog fotona, a θ je upadni ugao. Maksimalna energija koju može primiti elektron se računa kao:

$$T_{e^-}^{\max} = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{1}{2} \frac{mc^2}{E_\gamma}}$$

Ova vrednost se naziva Komptonova ivica. Energija rasejanih fotona je tada uvek između energije upadnog fotona i minimalne vrednosti (koja je uvek manja od $mc^2/2=0,257$ MeV). Ukoliko se Komptonova interakcija odigra na nekom od elektrona u aktivnoj zapremini Ge detektora, samom detektoru će ostati jedan deo energije upadnog fotona. Kako foton u zavisnosti od ugla rasejanja može detektoru ostaviti energije od nulte pa sve do energije Komptonove ivice, jasno je da će ova interakcija dati svoga doprinosa kontinuiranom delu gama spektra.

2 MIONI I NEUTRONI

Štit zaustavlja većinu prirodne i veštački izazvane radioaktivnosti. Potrebno je ipak obratiti pažnju na materijal od kojih su napravljene prostorije i zgrada laboratorija u kojoj se nalazi detektor. Takođe samo okruženje, odnosno lokacija može imati uticaja na fon, pa je tako potrebno voditi računa o svim ovim parametrima prilikom izbora lokacije za detektor.

Najveći deo zračenja iz materijala koji okružuju detektor se može zaustaviti pogodnim izborom materijala detektora i štita. Za materijale koji se koriste u konstrukciji štita postoje razni proizvodni procesi koji drastično smanjuju kontaminaciju bakra, olova, kalaja... Većina prirodnih nukleotida kao i cezijum iz Černobila se očiste prilikom izvlačenja kristala detektora. Odatle dobijamo i čist sam detektor. Problem donekle predstavljaju materijali koji čine ostatak detektora poput držača i sl. Neki od dobrih materijala za proizvodnju ovih pratećih delova su bakar, aluminijum, prečišćeni aluminijum kao i izolacioni materijali poput teflona ili politetrafluoroetilena. Potrebno je takođe očistiti površine gotovih elemenata kiselinom, bazom ili elektropoliranjem.

Efikasan način za zaštitu od radona predstavlja ispiranje prostora oko detektora uz pomoć azota ili stvaranje vakuma koji se kasnije ispunjava nekim gasom koji ne sadrži radon, na primer azot ili stari vazduh. Poželjno je takođe izbegavati plastične materijale, jer oni privlače radon.

Jedino ostaje problematično kosmičko zračenje. Meka komponenta se veoma uspešno uklanja štitom detektora od teških metala. Tvrda komponenta je dakle problem, jer veoma lako prolazi kroz štit i time predstavlja najveću komponentu fona kosmičkih zraka. Zaštita od neutrona iz sekundarnog kosmičkog zračenja se donekle postiže ako se detektor nalazi u zgradbi, a još bolje ako je pod zemljom. Problem kod dubinskih laboratorijskih je međutim dodatno stvaranje neutrona u stenama koje doprinosi fonu.

Jedan vid zaštite od mionskog zračenja jeste upotreba antikosmičkih detektora. Odnosno detektorskih sistema koji okružuju osnovni detektor i služe za ranu detekciju miona, a ovako nastali događaji se sinhronizuju sa rezultatima glavnog detektora i automatski su izbačeni. Najefikasniji antikosmički detektori su plastični scintilacioni detektori ili veliki proporcionalni brojači koji se postavljaju izvan štita osnovnog detektora. Delimična zaštita od brzih neutrona nastalih u štitu, predstavlja sloj neutronskog štita koji se postavlja uz sam detektor ispod svih ostalih slojeva štita, ali on međutim znatno povećava dimenzije štita, jer mora biti debeo bar nekoliko desetina centimetara.

Jedina komponenta od koje nema adekvatne zaštite je dakle mionsko zračenje, odnosno neutroni koje ono stvara. Mioni nižih energija predstavljaju problem na površini, a mioni viših energija problem u dubinskim laboratorijskim.

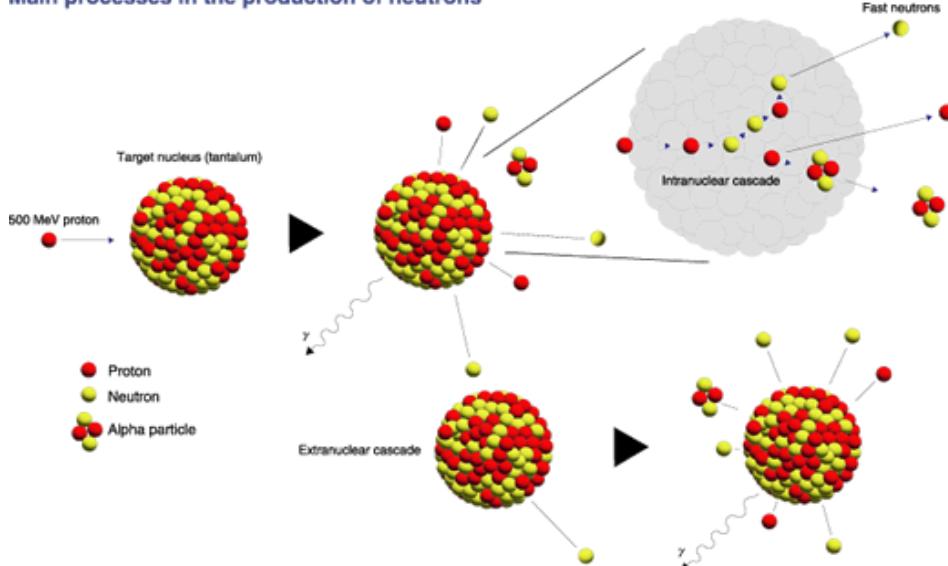
2.1 KOSMIČKI MIONI

Kosmički mioni predstavljaju mione nastale iz kosmičkog zračenja. Generalno mion μ predstavlja elementarnu česticu, koju zajedno sa elektronom e i tau τ (tauon) spada u leptone. Svakoj od ovih čestica odgovara određeni neutrino: elektronski ν_e , mionski ν_μ i tau ν_τ neutrino. Svi oni spadaju u leptone, koji predstavljaju jednu od osnovnih grupa čestica. Leptoni imaju spin $1/2$ pa su dakle fermioni, a interaguju slabom, elektromagnetnom i gravitacionom interakcijom. Mion ima negativni električni naboј jednak elektronu, ali ima masu oko $105,7 \text{ MeV}/c^2$ što je oko $206,8$ puta više od mase elektrona. Mioni slično interaguju kao i elektron pa se mogu donekle smatrati teškim elektronom. Postoji i antimion, odnosno antičestica koja odgovara mionu i koja se često naziva pozitivni mion μ^+ . Ona ima jednaku masu i spin, kao i nanelektrisanje ali je ono pozitivno. Mioni mogu da budu zahvaćeni od strane jezgra, pa tako mogu zameniti jedan ili više elektrona čime dobijamo egzotična jezgra. Većina miona na Zemlji potiče upravo od kosmičkih zraka, ali se na sličan način, hadronskim reakcijama mogu dobiti i eksperimentalno.

2.1.1 Producija kosmičkih miona kosmičkim zračenjem

Protoni koji potiču iz primarnog kosmičkog zračenja prolaze kroz atmosferu i ostavljaju svoju energiju u njoj stvarajući time sekundarno kosmičko zračenje, odnosno mione. Srednja dužina puta za interakciju energetskih protona u atmosferi je oko 80 g/cm^2 i gotovo ne zavisi od mase protona. Proton uglavnom interaguje sudarima sa atomima u atmosferi, odnosno njihovim jezgrima i u proseku gubi polovicu svoje energije po sudaru. Ovi sudari se uglavnom odigravaju između protona i atoma kiseonika i azota. Proton se sudara sa jezgrom atoma, odnosno sa jednim nukleonom, ovo dalje dovodi do višestrukih elastičnih i neelastičnih sudara, pri čemu se u jezgru stvaraju pioni. Ovaj proces se generalno naziva spalacija. Spalacija predstavlja proces u kome jedan objekat udara neku metu (drugi objekat) i pri tome izaziva izbacivanje većeg broja delova (novih objekata) iz pogodene mete (Slika 2.1.1). Pa tako i proton udarcem u atomske jezgre izaziva oslobođanje velikog broja protona, neutrona i π mezona. Ovo izbacivanje je uglavnom u pravcu upadno protona, a energije ovih čestica nastalih kosmičkim protonima su uglavnom između 200 i 500 MeV . Nakon ovih uzastopnih nuklearnih reakcija unutar jezgra, ono se doveđe u visokopobuđeno stanje, što dovodi do oslobođanje dodatnih protona i neutrona sa energijama do 10 MeV i maksimumom na oko 1 MeV .

Main processes in the production of neutrons



Slika 2.1.1: Šematski prikaz spalacionog procesa (udar protona u jezgro Ta)

Važan faktor za proizvodnju kosmičkih neutrona jeste i upadna energija protona. Naime za energije ispod 1 GeV produkti sudara sa jezgrima su uglavnom neutroni i protoni, međutim, za energije preko 1 GeV stvara se veći broj piona. Pioni i neutroni sa visokim energijama mogu da izazovu isti efekat kao i protoni prilikom sudara sa jezgrima, pa se ovako broj novih čestica dodatno uvećava. Srednji atenuacioni put za protone je oko 120 g/cm^2 , a za sudar 80 g/cm^2 vidimo da je debljina atmosfere jednaka oko 13 dužina za protonsku interakciju, pa tako nijedan od primarnih protona ne stiže do površine Zemlje, odnosno nivoa mora. Srednji put za interakciju predstavlja prosečan put koji čestica pređe između 2 interakcije, a srednji atenuacioni put predstavlja put koji čestica pređe pre nego joj se intenzitet smanji e puta. Srednji atenuacioni put l_a možemo povezati sa atenuacionim koeficijentom μ_a :

$$\mu_a = 1 / l_a$$

Srednja dužina puta za intrakciju odgovara geometrijskom preseku za interakciju σ_g :

$$\sigma_g = \pi \cdot (r_T + r_{CR})^2$$

gde su r_T i r_{CR} radijusi mete i čestice kosmičkog zračenja. Radijus mete može se izračunati:

$$r_T = r_0 \cdot A_T^{1/3}$$

gde je $r_0 = 1,37 \cdot 10^{-13}$ radius nukleona, a A_T je broj nukleona u meti.

Pioni dobijeni u sudarima se raspadaju i stvaraju mione. Naelektrisani pion se raspada na mion i neutrino:

$$\pi^+ = \mu^+ + v_\mu \quad (2,6 \cdot 10^{-8} \text{ s})$$

$$\pi^- = \mu^- + \overline{v_\mu} \quad (2,6 \cdot 10^{-8} \text{ s})$$

Dok se neutralni pion raspada na 2 gama kvanta i neutrino.

$$\pi^0 = 2\gamma + v \quad (1,8 \cdot 10^{-16} \text{ s})$$

Pioni dakle predstavljaju osnovne izvore miona, oni generalno slabo interaguju sa gasovitim atomima u atmosferi pa tako većina piona sa nabojem doživi slobodan raspad u atmosferi. Neutralni pioni imaju kratko vreme života pa dakle izazivaju masovno elektromagnetno zračenje, koje dalje vrši elektromagnetne interakcije, pa odavde potiče osnovni deo meke komponente sekundarnog kosmičkog zračenja.

2.1.2 Mionski fluks

Mioni predstavljaju veliki problem prilikom merenja retkih događaja, pa je potrebno poznavati što više detalja vezanih za mionsko zračenje. Generalno možemo reći da mionski fluks zavisi od većeg broja faktora:

- Nadmorske visine, jer sa porastom visine raste i mionski fluks. Bitno je i napomenuti da sa porastom dubine počevši od nivoa mora, fluks miona se smanjuje, ali se energija preostalih miona znatno povećava, odnosno prolaza samo mioni sa najvišim energijama. Atenuacija miona se može aproksimirati formulom:

$$\text{Error!} = \text{Error!}$$

Gde je $\Phi_{\mu 0}$ fluks na površini, odnosno na 0 m nadmorske visine, a Φ_μ fluks na nekoj dubini.

- Impulsa miona, najveći broj miona poseduje od 0,5 do 10 GeV/c i tu je fluks najintenzivniji.
- Mionskog naboja, odnosno odnos pozitivnih i negativnih miona, on zavisi naravno od procesa stvaranja miona, ali pošto u atmosferi preovladavaju pozitivni protoni, tako će preovladavati i pozitivni mioni, mada ovo zavisi i od ostalih procesa spelacije u jezgrima.
- Položaja, odnosno zavisnost od polarnih uglova q (ugao zenita) i f (azimutni ugao). Ako je q veće, fluks je manji, kao i koncentracija niskoenergetskih miona. Primera radi u opsegu od 40° - 60° geografske širine, mionski fluks je relativno konstantan i varira maksimalno 6%. Magnetno polje Zemlje dodatno iskrivljuje putanju miona, pa putanje pozitivnih i

negativnih miona zavise od smera kretanja, ako posmatramo pravac Istok-Zapad. Dakle različite putanje dovode do različite verovatnoće opstanaka miona, a odatle vidimo da azimutni ugao utiče na fluks miona.

- Vremena, odnosno jedanaestogodišnjeg solarnog ciklusa, varijacija u 27 dnevnom ciklusu, kao i prividnog zvezdanog kretanja, odnosno pojave da zvezde na nebu opisuju putanje usled rotacije Zemlje. Godišnja doba takođe utiču na fluks, jer je troposfera, mesto gde se odvija najveći broj interakcija koje stvaraju mione, leti na 15, a zimi na 9 km visine, pa je tako fluks leti manji za oko 7%. Dodatno postoje i lokalne varijacije u atmosferskom pritisku, što znači da ako je pritisak niži, mioni trpe manji otpor pa je tako njihov fluks viši.

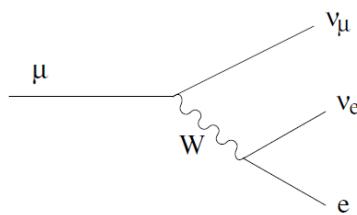
2.1.3 Mionske reakcije

Mioni ne mogu da reaguju jakom interakcijom, pa u materiji uglavnom interaguju elektromagnetnom interakcijom. Kosmički mioni generalno poseduju visoke energije, pa su kod njih interakcije raznovrsne i specifične.

Mionski raspad je poznati proces koji se odvija putem slabe interakcije. Do njega dolazi obično kada se mion zaustavi u nekom materijalu. Može doći do pojave dugog srednjeg života miona od oko $2,197 \mu\text{s}$, koji je izazvan relativističkom dilatacijom vremena za kosmičke mione. Pozitivni mion se raspada na pozitron, elektronski neutrino i mionski antineutrino, dok se negativni mion raspada na elektron, elektronski antineutrino i mionski neutrino.

$$\mu^+ = e^+ + \nu_e + \overline{\nu}_\mu$$

$$\mu^- = e^- + \overline{\nu}_e + \nu_\mu$$



Slika 2.2.2: Šematski prikaz raspada miona

Dodatno postoji šansa da se raspad odigra uz emisiju fotona, ali je verovatnoća za ovo oko $1,4 \pm 0,4\%$. Postoji i limit za impuls pozitrona, odnosno elektrona dat formulom:

$$p_0 = \frac{1}{2} Mc \text{ Error!} = 52,8 \text{ MeV/c}$$

Ostale moguće mionske reakcije su:

1) Jonizacija i produkcija delta elektrona. Sudarima sa elektronima u nekom atomu mioni mogu da im predaju dovoljnu energiju za eksitaciju ili jonizaciju. Ako je energija dovoljna jonizacija će dati slobodne elektrone. Ovi elektroni se nazivaju delta elektroni, ako imaju dovoljnu energiju da sudarom ionizuju neki drugi atom. Količina predane energije od strane miona jednom elektronu je krajnje proizvoljna, a maksimalna vrednost je:

$$T_{\max} = \text{Error!}$$

gde su m i M mase elektrona i miona respektivno. Ovo znači da na primer mion sa energijom od 10 GeV daje elektron maksimalne energije od 4,8 GeV. Dakle očigledno je da ovi elektroni imaju dovoljno energije da doprinesu stvaranju novih čestica. Diferencijalni presek za stvaranje delta elektrona mionskom interakcijom je:

$$\text{Error! Error! Error! Error!}$$

2) Stvaranje para elektron-pozitron. Kada se mion dovoljne energije nađe u blizini jezgra sa rednim brojem Z , on može da stvori par putem kvantno-elektrordinamičkog procesa 4. reda. Presek za ovu reakciju je:

$$\text{Error! Error! Error! Error! Error! Error!}$$

gde su:

$$v = \text{Error!} \quad \text{Error!}$$

σ je konstanta fine strukture, λ je Komptonova talasna dužina, a E^+ i E^- su energije pozitrona i elektrona. Postoji i granice za veličine v i ρ , odnosno za deo energije miona koji se preda paru:

$$\text{Error! Error! } v \text{ Error! } 1 - \text{Error! Error! Error! } Z^{1/3}$$

$$0 \leq \rho \leq \text{Error! Error!}$$

Postoji i ograničenje za početnu energiju miona, a to je da ona mora biti barem 2,04 MeV, odnosno $4mc^2$ da bi uopšte došlo do formiranja para.

3) Zakočno zračenje. Mion, iako je masivna čestica, može u Kulonovom polju jezgra da izazove zakočno zračenje. Ovi događaji su retki, ali su veoma intenzivni, pa mion može

izgubiti velike količine energije samo jednom ovakvom interakcijom. Ovaj proces može značajno doprineti srednjem energetskom gubitku kod visokoenergetskih miona. Primera radi mion sa energijom od 1000 GeV može da izgubi oko 3 MeV/gcm^2 u gvožđu. Tvrdi fotonii nastali ovim zračenjem izazivaju elektromagnetske lavinske procese u materijalu, što može rezultovati stvaranjem i do 10^5 čestica sa pojedinačnim energijama preko 50 keV.

4) Višestruko rasejanje. Ovaj proces predstavlja pojavu višestrukih elastičnih sudara miona sa Kulonovim poljem jezgra, kao i u manjoj meri sudara sa elektronskim poljem. Ovo dovodi do promene originalne putanje miona. Karakteristično je za mione malih energija, otprilike ispod 1 GeV, pa je bitan za period kada se mion približava minimumu svoje kinetičke energije.

5) Zahvat negativnog miona. Ako ne dođe do raspada miona, dođe do njegovog zahvata u materijalu. Pošto je mion negativno nanelektrisan, dolazi do privlačenja između miona i jezgra, pa ako se mion ne raspadne, biće zahvaćen na 1s stanje mionskog atoma. Zbog 207 puta veće mase od elektrona, postoji velika verovatnoća da se putanja miona u stanju 1s nađe unutar jezgra. Prilikom zahvata mion može da veći deo energije neutrona, dok ostatak energije ode neutrinu. Međutim, u teškom jezgru dolazi do predaje energije od 10 do 20 MeV usled postojanja impulsa protona i nuklearnih efekata. Energija veze miona u teškom jezgru može biti i visoka, na primer 10,66 MeV u olovu. Na osnovu eksperimentalnih podataka, moguće je izračunati broj zahvaćenih neutrona u nekim materijalima, pa imamo da je za Pb, Cd, Cu, Fe i Al to 97%, 96%, 93%, 90% i 63%. Ovo praktično znači da, pošto se oko 99% miona zaustavi u olovnoj zaštiti detektorskog sistema, svi mioni u detektoru bivaju zahvaćeni.

6) Nuklearne interakcije brzih miona. Ove reakcije se još nazivaju i fotonuklearne mionske reakcije. Moguće su kod miona visokih energija i odigravaju se između miona i nukleona posredstvom virtuelnog fotona. Totalni presek za interakciju sa 1 nukleonom je:

$$\sigma = 0,3 \text{Error!}$$

Za energije ispod 60 GeV smatra se konstantnim oko $0,3 \text{ } \mu\text{b/nukleon}$. Kao i kod zakočnog zračenja, ove reakcije su retke ali intenzivne, pa mogu doprineti ukupnom gubitku energije miona sa oko 5%.

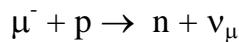
Potrebno je napomenuti da elektroni, pozitroni i fotonii, nastali mionskim interakcijama, mogu dalje vršiti sopstvene interakcije i dovoditi do: ionizacije, produkcije delta elektrona, zakočnog zračenja, anihilacije pozitrona, fotoelektričnog efekta, Komptonovog rasejanja, stvaranja para i Rajljevog rasejanja.

2.2 STVARANJE NEUTRONA KOSMIČKIM MIONIMA

Kosmički zraci mogu da izazovu stvaranje neutrona spalacijom protona i ovi neutroni su visokoenergetski i nazivaju se sekundarni neutroni, ali ovi neutroni ne doprinose fonu detektora u velikoj meri pošto uglavnom budu apsorbovani u atmosferi. Postoje dve osnovne mionske reakcije koje dovode do proizvodnje neutrona koji utiču na detektorski sistem. To su zahvat negativnog miona i nuklearne reakcije brzih miona.

Ako uračunamo činjenicu, da se skoro svi mioni koji prodru u materijal velikog rednog broja Z zahvate, tada vidimo da je ova pojava zapravo uzrok nastanka velikog broja neutrona u sistemu za detekciju. Primera radi fluks neutrona nastalih zahvatom je $1,1 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ za mionski fluks od $8 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Ova reakcija je dakle dominantna za dobijanje neutrona na površini i manjim dubinama.

Osnovna reakcija zahvata je:



zahvat dalje dovodi do stvaranja pobuđenog jezgra, koje se deeksituje tako što emituje neutrone. Emisija nanelektrisanih čestica je umanjena u teškim materijalima zbog Kulonove barijere, pa se tako u olovu prosečno osloboodi $1,64 \pm 0,16$ neutrona po jednom zahvaćenom mionu. Verovatnoće za multiplikaciju prilikom otpuštanja neutrona su 0,6% za nijedan neutron, 59,1% za 1 neutron, 23,6% za 2 neutrona, 5,1% za 3 neutrona i 12,4% za 4 neutrona. Energetski spektar neutrona se može predstaviti relacijom:

$$\text{Error!} \propto E^{5/11} e^{-E/\theta}$$

za oblast energije neutrona od 1 do 4 MeV. Efektivna nuklearna temperatura θ je 1,22 MeV. Deo spektra preko 4,5 MeV je eksponencijalna opadajuća funkcija:

$$\text{Error!} \propto e^{-E/E_d}$$

gde je $E_d = 8 \pm 1$ MeV. Deo između 5 i 20 MeV čini oko 10% spektra, dok za energije od 10 do 50 MeV vrednost E_d iznosi $8,6 \pm 1,2$ MeV.

Međutim još jedna vrsta mionskih interakcija može dovesti do stvaranja neutrona, to su nuklearne interakcije brzih miona. Ove reakcije mogu dovesti do spalacije jezgara sa kojim interaguju, pa tako i do oslobođanja velikog broja hadrona. Interakcija se odvija posredstvom virtuelnog fotona. Ove reakcije su dominantni izvor neutrona na velikim dubinama. Pa tako u stenama, koje okružuju ili se nalaze iznad detektora imamo produkciju neutrona ovim procesom. Primera radi faktor produkcije za neutrone u steni je:

$$r_n = 1,7 \cdot 10^{-3} \Phi_\mu$$

gde je Φ_μ mionski fluks. Ako uzmemo da je r gustina stene, a $k_n = 1,53 \cdot 10^{-1} \text{ m}^{-1}$ atenuacioni koeficijent za neutrone u steni stvorene prirodnom radioaktivnošću, možemo napisati izraz za neutronske fluks indukovane mionima:

$$\Phi_n = r_n \rho / k = 0,11 \rho \cdot \Phi_\mu$$

Potrebito je napomenuti da na višim dubinama u stenama preovladava produkcija neutrona putem prirodne radioaktivnosti. Dolazi do interakcije alfa čestice nastale alfa raspadima prirodnih nukleotida poput torijuma ili urana i jezgara lakih elemenata u stenama. Ove interakcije su tipa (α, n). Alfa čestice mogu reagovati sa Be^9 , O^{17} , Na^{23} , Mg^{25} , Al^{27} , Si^{29} . Jedan manji deo neutrona nastaje i spontanom fisijom urana. Primeri neutronske flukseva nastalih čisto prirodnom radioaktivnošću na dubini od 3400 metara vodenog ekvivalenta su 0,02, 0,013 i 0,026 neutrona/ m^2s za energije termalnih, neutrona sa 0,05 – 1 keV i neutrona sa energijama preko 2,5 MeV. Neutronski fluks se može proceniti na osnovu formule:

$$\Phi = r \cdot \delta / \mu$$

pri čemu je r – koeficijent produkcije neutrona, δ gustina stene, a μ koeficijent apsorpcije neutrona. Primer: tipična granitna stena koja sadrži 3,3 ppm urana i 12,9 ppm torijuma ima intenzitet neutrona nastalih (α, n) reakcijama, 19,5 po kubnom centimetru u toku 1 godine, a intenzitet neutrona od spontane fisije je oko $23,8 \text{ cm}^{-3}$ po godini. Ako je apsorpcioni koeficijent oko $1,53 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-2}$, a koeficijent produkcije je $7,6 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$, dobija se prosečni fluks za granit od $0,49 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-2}$.

3 INTERAKCIJE NEUTRONA

Neutron predstavlja jednu od osnovnih subatomskih čestica. On zajedno sa protonom i elektronom predstavlja i prve otkrivene čestice, naravno zahvaljujući tome što grade jezgra i atome svih poznatih elemenata. Neutron je doduše, otkriven nešto komplikovanije od protona i elektrona, 1932. godine, a predviđao ga je Rutherford 1920. godine. Relativno kasna detekcija neutrona je posledica električne neutralnosti neutrona. On je dakle nukleon, približno jednake mase kao i proton, što iznosi oko $m_n = 1,675 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$ ili oko $935,565 \text{ MeV/c}^2$. Neutron po standardnom modelu spada u hadrone, preciznije u barijone. Grade ga dakle 3 kvarka, a to su UDD odnosno 1 up i 2 down kvarka. On može da reaguje gravitacionom ili slabom interakcijom. Takođe, neutron spada u fermione i ima spin $\frac{1}{2}$. Neutroni i protoni daju atomima masu, odnosno određuju maseni broj, a sam broj neutrona u jezgru određuje nam o kom izotopu datog elementa se radi. Postoji i antičestica koja odgovara neutronu, a to je antineutron, on ima jednaku masu kao i neutron i takođe nema

električni naboј, a jedino se razlikuju po barijonskom broju, za neutron on je +1, a za antineutron -1.

Neutroni ne postoje slobodni u prirodi, pre svega zbog malog srednjeg vremena života od oko 880 sekundi ili oko 14-15 minuta. Realno, ovo vreme u atmosferi, ili na površini Zemlje je mnogo manje i iznosi oko 1 sekundu. Neutroni dakle interaguju sa okolnim atomima, ili se raspadaju putem beta raspada. Ovo je reakcija slabe interakcije i dešava se van jezgra.

$$n^0 = p^+ + e^- + \bar{\nu}_e$$

moguć je i obrnut proces, takozvani inverzni beta raspad:

$$p^+ + \nu_e = n^0 + e^+$$

unutar jezgra moguća je transformacija protona u neutron putem zahvata elektrona:

$$p^+ + e^- = n^0 + n_e$$

Moguć je i zahvat pozitrona koji bi reagovao sa slobodnim neutronom u jezgru, ali je ovaj proces redak, jer pozitron reaguje sa poljem jezgra ili se anihilira u sudaru sa elektronom.

3.1 DOBIJANJE NEUTRONA

Dobijanje slobodnih neutrona se vrši različitim procesima. Generalno možemo napraviti podelu na neutrone koji nastaju u prirodi i veštački stvorene neutrone.

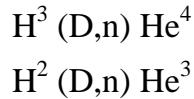
Neutroni u prirodi mogu nastati kao što je već pokazano kosmičkim zracima i to na više načina, pa tako razlikujemo primarne, sekunradne i tercijarne neutrone, u zavisnosti da li pripadaju primarnom kosmičkom zračenju, ili su nastali spalacijom protona u atmosferi ili mionskim interakcijama.

Sa druge strane neutroni u prirodi mogu postojati usled postojanja prirodne radioaktivnosti. Procesom neutronske emisije, koji se dešava za vreme neke nuklearne reakcije, dolazi do otpuštanja neutrona od strane jezgra koje sadrži višak. Neki primeri jezgara koja otpuštaju neutrone su helijum-5 koji otpušta neutrone za vreme alfa raspada ili berilijum-13, dok uran, plutonijum ili kalifornijum mogu da otpuštaju neutrone za vreme takozvane spontane fisije, vrste raspada jezgra karakteristične za elemente sa atomskim brojem preko 230.

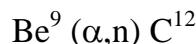
Veštački se neutroni mogu stvoriti na razne načine. Veliki izvori neutra su fisioni i fuzioni reaktori ili akceleratorima. Moguće je napraviti i manje izvore neutra uz pomoć raznih radioizotopa, jonskih akceleratora ili konfiniranjem plazme. Postoji naravno i neutronska bomba.

Neke reakcije kojima se neutroni mogu dobiti u akceleratoru su reakcije tipa:

1) $X (x,n) Z$, Ove reakcije predstavljaju zapravo reakcije sudara između nekog projektila x i jezgra X, pri čemu dolazi do oslobođanja neutrona i transformacije jezgra X u jezgro Z. Primeri za ovaj tip reakcija su:

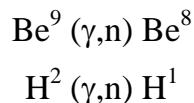


Ovde je projektil deuterijum D^2 . Posebno pogodna je reakcija:



jer energije alfa čestice potrebne za sudar su reda nekoliko MeV što odgovara energijama koje alfa čestice imaju posle prirodnog alfa raspada. Kao izvor alfa čestica mogu koristiti prirodni ili veštački radioaktivni izotopi. Primena ove reakcije u praksi je veoma jednostavna. Berilijum-9 je jedini prirodni izotop berilijuma, pa se njegov prah pomeša sa prahom alfa emitera i dobija se mala kapsula koja konstantno emituje neutrone. Energetski raspon nastalih neutrona je od 0 do 10 MeV.

2) $X (\gamma,n) Z$, Drugi tip reakcija za dobijanje neutrona su dakle sudari jezgara i gama kvanata. Pogodno je da korišćeni materijali imaju malu energiju veze neutrona. Primeri su:



Kao izvor gama kvanata možemo koristiti razne radioaktivne izotope koji gama raspadom daju gama kvante dovoljne energije, ili možemo koristiti akceleratore kao izvore gama zraka.

3.2 REAKCIJE NEUTRONA I JEZGRA

Neutron usled svoje električne neutralnosti lako prodiru do jezgra i reaguju sa njim. Tako da se u praksi sve reakcije neutrona svode na interakciju sa jezgrom. Nakon interakcije dobijamo složeno, pobuđeno jezgro. Neutron je uneo svoju kinetičku energiju u jezgro, pa se ono posle određenog vremena raspada i na osnovu vrste raspada možemo odrediti tip interakcije neutrona i jezgra. Generalno ove interakcije možemo podeliti u 2 grupe: rasejanje neutrona i apsorpcija neutrona.

3.2.1. Rasejanje neutrona

Rasejanje neutrona može biti elastično i neelastično. Elastično rasejanje dalje delimo na potencijalno rasejanje i rezonantno rasejanje.

Elastično rasejanje dakle možemo podeliti na dve vrste rasejanja, ali pošto su, energetski posmatrano, oba jednaki procesi, možemo posmatrati elastično rasejanje kao celinu. Presek za elastično rasejanje je dakle:

$$\sigma_{\text{el}} = \sigma_p + \sigma_r$$

Odnosno zbir preseka za potencijalno i preseka za rezonantno rasejanje. Potencijalno rasejanje predstavlja rasejanje neutrona, ne na jezgru već u oblastima polja jezgra, pri čemu dolazi do razmene energije između jezgra i neutrona, tako što neutron gubi jedan deo svoje kinetičke energije i time promeni svoju putanju. Presek za ovu reakciju je približno konstantan za niže energije neutrona. Rezonantno rasejanje podrazumeva interakciju neutrona sa samim jezgrom, nastanak složenog jezgra i njegov raspad, međutim ovde se raspadom oslobođa samo neutron različite energije od početne, a jezgro ostaje u prvobitnom stanju. Pa tako vidimo da oba ova procesa predstavljaju samo promenu kinetičke energije neutrona, dok se energija jezgra ne menja. Presek rezonantnog rasejanja za niže energije je takođe konstantan. Odstupanja nastaju u oblastima energija u kojima mogu da nastanu nuklearne rezonance, odnosno pobuđena stanja jezgra, gde presek uzima velike vrednosti. Pa tako možemo predstaviti ukupni presek za elastično rasejanje kao konstantan u oblastima nižih energija, i skokovit u oblastima rezonanci jezgra.

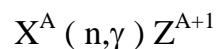
Neelastično rasejanje neutrona predstavlja takođe proces interakcije neutrona i jezgra pri kome se menja energija neutrona, ali se menja i energija jezgra. Interakcija neutrona stvori složeno jezgro, nakon čijeg raspada dobijamo neutron izmenjene energije, ali i jezgro izmenjene energije, odnosno pobuđeno jezgro. Pošto se ovde menja energija i projektila i mete onda je to neelastični sudar. Neutroni gube veći deo energije pri neelastičnom rasejanju nego pri elastičnim. Postoji još jedna bitna razlika, pošto neelastično rasejanje dalje podrazumeva promenu energije jezgra, a kako jezgro može menjati svoju energiju samo pobuđivanjem, onda je potrebno da neutron preda energiju koja odgovara razlici energetskih nivoa jezgra. Ovo znači da ne mogu svi neutroni da se neelastično raseju, već postoji prag minimalne kinetičke energije koju mora posedovati neutron. Ova energija naravno mora odgovarati energiji prvog eksitacionog nivoa jezgra. Pa tako presek za interakciju za neelastično rasejanje ima vrednost nula do neke energije E koja odgovara pobuđenom stanju jezgra, a zatim raste. Pobuđeno jezgro se deekscituje emisijom gama kvanata i vraća se u svoje osnovno stanje. Bitno je napomenuti da se neelastično rasejanje lakše odigrava kod teških elemenata, jer su njihovi energetski nivoi gusti ali i mnogo bliži osnovnom nivou, dok kod lakih elemenata rasejanje je moguće samo za neutrone visokih energija jer se njihovi energetski nivoi nalaze na višim energijama. Sada ukupan presek za rasejanje neutrona možemo napisati kao zbir preseka za elastično i neelastično rasejanje:

$$\sigma_p = \sigma_{\text{el}} + \sigma_n$$

3.2.2 Apsorpcija neutrona

Apsorpcija neutrona obuhvata sve one reakcije koje nisu neki vid rasejanja neutrona. Zajedničko za ove reakcije jeste, da neutron ne napušta jezgro nakon što uleti u njega, već se stvoreno složeno jezgro raspada na drugačiji način i daje druge čestice. Pa tako imamo nekoliko različitih procesa.

Radijativna apsorpcija ili zahvat neutrona predstavlja takvu interakciju neutrona i jezgra, kod koje neutron ostaje trajno u jezgru. On predaje jezgru svoju energiju, a novonastalo složeno jezgro se kasnije osloboda viška energije gama zračenjem. Zato se ovaj proces naziva radijativni ili n -gama proces. Obeležava se:

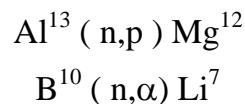


Presek za ovu reakciju ima konačnu vrednost za sva atomska jezgra, odnosno za sve energije neutrona, osim za jezgro He^4 . U oblastima nižih energija imamo izraz za zavisnost preseka od brzine neutrona:

$$\sigma(v) = k/v$$

gde je k konstanta. Kod viših energija javljaju se rezonantni skokovi za presek kao kod elastičnog rasejanja.

Postoje i takve reakcije kod kojih se nakon apsorpcije neutrona, a ako su ispunjeni energetski uslovi, složeno jezgro raspada emisijom protona ili alfa čestice. Ovo su dve zasebne reakcije ali jednakih mehanizama. Ove reakcije za teža jezgra zahtevaju dodatne energije, pa tako postoji prag za njihove preseke σ_{pr} i σ_α , dok za neka lakša npr. B i Li ovo nije slučaj. Reakcije predstavljamo oznakama (n,p) i (n,α), a primeri su:



Neutron može biti zahvaćen tako da nastalo složeno jezgro nakon toga doživi fisiju. Ova jezgra bi trebala spontano da se podele, ali se ovo ne dešava zbog postojanja električne barijere. Ako je međutim energija veze neutrona u jezgru manja od ove barijere i najsporiji neutroni mogu izazvati fisiju. Ovo je slučaj kod takozvanih fisibilnih jezgara kao što su uran-233, uran-235 i plutonijum-239. Presek za interakciju odgovara funkciji $\sigma_f \sim 1/v$. Kod nekih materijala kao što su uran-238 ili torijum-232 potrebno je uložiti dodatnu energiju da bi došlo do fisije, pa tako presek za ove reakcije ima prag. Izraz za ukupan presek apsorpcije neutrona je dakle zbir svih pojedinačnih preseka:

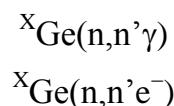
$$\sigma_a = \sigma_{\gamma} + \sigma_f + \sigma_{pr} + \sigma_{\alpha}$$

4 GAMA AKTIVNOST PROUZROKOVANA INTERAKCIJOM NEUTRONA SA DETEKTORSKIM SISTEMOM

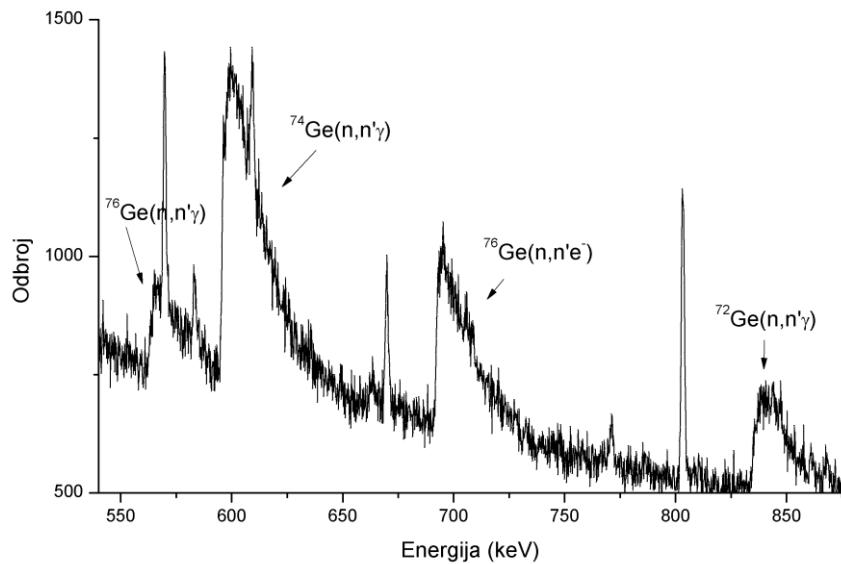
Opšte reakcije neutrona i materije date u prethodnom poglavlju, predstavljaju izvore raznih događaja koji se odražavaju na detektorski sistem, odnosno snimljeni spektar. Kada se govori o uticaju neutrona na gama spektar, onda su dva najvažnija procesa svakako neutronska rasejanje i zahvat neutrona.

4.1 RASEJANJE NEUTRONA

Od mogućih rasejanja neutrona, ovde je najvažnije neelastično rasejanje. Ovo rasejanje podrazumeva promenu energije neutrona prilikom njegove interakcije sa jezgrom. Neutroni mogu reagovati sa raznim jezgrima u detektorskem sistemu, bilo jezgrima zaštite, bilo samog detektora. Za analizu fonskih spektara najbitnije interakcije su upravo one koje se dešavaju između neutrona i raznih izotopa germanijuma u HPGe detektoru, odnosno preciznije neelastična rasejanja neutrona na jezgrima germanijuma. Ova interakcija se može predstaviti formulama:



gde X predstavlja broj neutrona koji nam služi za identifikaciju izotopa. Kao što se vidi neelastično rasejanje neutrona može imati 2 oblika, odnosno ishoda. Obe reakcije započinju jednako, a to je sudarom brzog neutrona sa jezgrom. Neutron preda energiju jezgru, pri čemu se jezgro pobudi i postane eksitovano. Jezgro se vraća u osnovno stanje emisijom gama kvanta ili emisijom konverzionalnih elektrona i ovo su upravo, formulama predstavljene reakcije. Sama interna konverzija predstavlja proces u kome se jezgro deeksituje tako što izbacuje elektron iz neke od bliskih ljudsaka, najčešće K ljudske. Do ovoga dolazi usled preklapanja talasne funkcije elektrona sa jezgrom, pa se stvaraju uslovi za interakciju putem virtuelnog gama kvanta. Ovako elektron dobija energiju i napušta atom, a jezgro se deeksituje. Svi ovi mehanizmi imaju uticaja na spektar. Prvo imamo energiju oslobođenog gama kvanta ili elektrona, a imamo i energiju uzmaka jezgra, odnosno energiju vraćanja jezgra u prvobitni položaj nakon rasejanja. Ove dve energije se preklapaju i daju karakterističnu liniju sa oštom ivicom i kontinualnim delom u obliku repa ka višim energijama (slika 4.1). Na oblik linije utiču 4 faktora: energija upadnog neutrona, verovatnoća za formiranje eksitovanog stanja jezgra kao funkcija energije neutrona, ukupna energija emitovane čestice koja ostaje u spektru i energija uzmaka jezgra. Pretpostavka je da neutron doživi jedno rasejanje, a da je verovatnoća za višestruko rasejanje jako mala.



Slika 4.1: Izgled gama linija u fonskom spektru nastalih rasejanjem neutrona na jezgrima germanijuma.

Izraz za energiju rasejanog neutrona možemo napisati kao:

$$E' = \text{Error!}E + \text{Error!} + 2\cos\theta\text{Error!}$$

gde je A maseni broj atoma, θ ugao rasejanja, a Q oslobođena energija koja je jednaka negativnoj energiji eksitovanog stanja atoma ($Q = -E_x$). Imamo i relaciju za energiju uzmaka jezgra:

$$E_R = E - E' - E_x$$

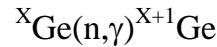
Verovatnoća za rasejanje se može dati presekom za interakciju:

$$Cs(E) = \text{Error!}$$

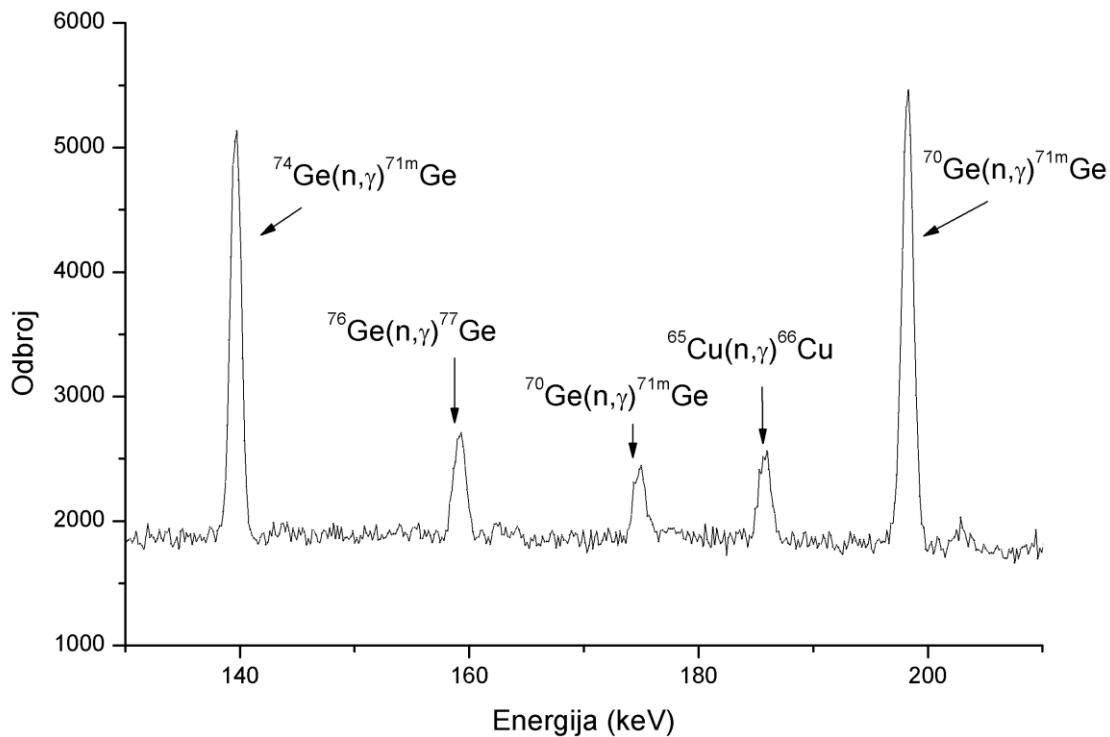
Kako je slobodni put neelastično rasejanih neutrona oko 70 cm, što prevazilazi dimenzije detektora, tako su i događaji rasejanja homogeno raspoređeni u zapremini detektora.

4.2 ZAHVAT NEUTRONA

Zahvat neutrona predstavlja reakciju u kojoj se spori neutron sudari sa jezgrom, preda mu svoju energiju i ostane u njemu. Složeno jezgro se zatim oslobođa energije emisijom gama kvanta. Ovaj proces je zaslužan za nastanak velikog broja linija u spektrima koje dobijamo detektorskim sistemima sa olovnom zaštitom. Za ovaj rad je najbitniji zahvat neutrona na jezgrima germanijuma, pa opštu formulu možemo napisati kao:



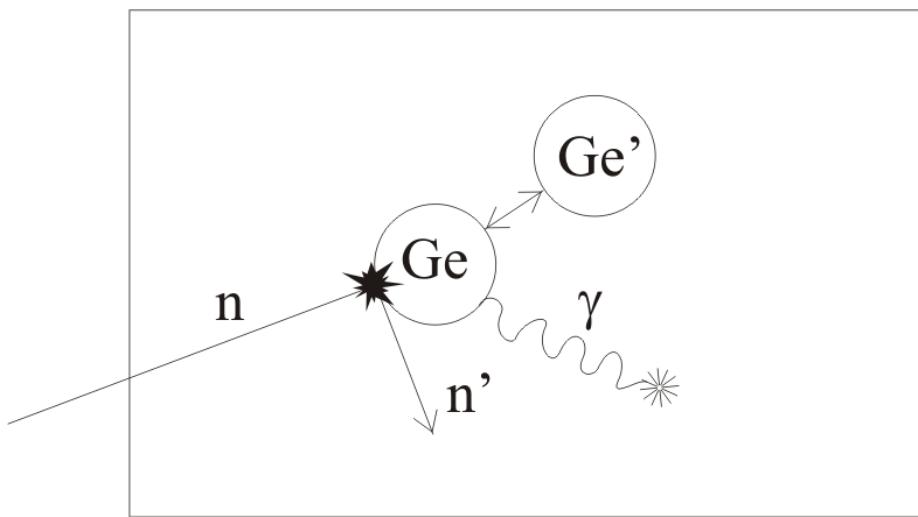
Novonastalo jezgro je zapravo u pobuđenom stanju i vraća se u osnovno stanje procesom emisije gama zračenja. Čest je slučaj da jezgro germanijuma ostane pobuđeno u nekom dugoživećem stanju, tako da do deescitacije dolazi putem izomernog prelaza. Ovaj proces praktično predstavlja otpuštanje konverzionog elektrona umesto gama kvanata što detekciju čini mnogo efikasnijom. Naime konverzionalni elektroni u potpunosti bivaju zaustavljeni u aktivnoj zapremini detektora, što sa fotonima često nije slučaj. Rezultat detekcije fotona ili konverzionog elektrona je uska gama linija u spektru. Ove linije su jasno vidljive u spektrima snimljenim HPGe detektorskim sistemom. Primer intenzivnih linija su linija na 139.9 keV i na 198.3 keV (slika 4.2). Takođe vidimo da spektru doprinose i linije nastale zahvatom neutrona od strane raznih elemenata (na slici Cu).



Slika 4.2: Karakteristične linije nastale zahvatom neutrona u fonskom spektru snimljenom sa olovnom zaštitom i parafinskim slojem.

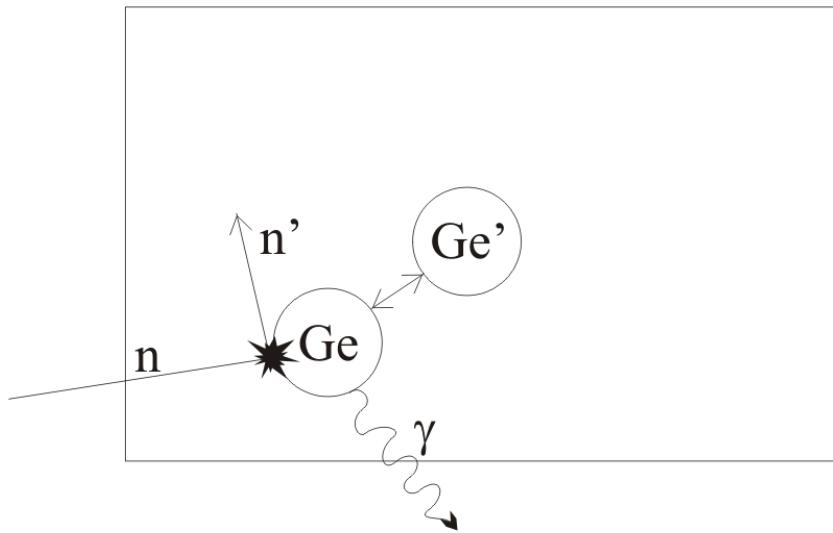
4.3 MEHANIZAM NASTANKA NISKOENERGETSKOG DELA SPEKTRA

U prethodnim odeljcima 4.1 i 4.2 smo videli uticaj zahvata neutrona i rasejanja neutrona na fonski spektar. Prva interakcija nam daje relativno simetrične istaknute linije, koje teorijski odgovaraju Gausovim raspodelama. Druga interakcija nam daje liniju sa oštom ivicom sa jedne i kontinualnim repom sa druge strane. Dakle zahvat neutrona uzrokuje emisiju gama kvanta određenih energija, dok rasejanje izaziva emisiju gama kvanta, ali javlja se i deo energije od uzmaka jezgra. Emitovani gama kuant se detektuje kao linija putem fotoefekta. Energija uzmaka, međutim nije diskretna tj. za različite energije neutrona kao i uglove rasejanja, jezgro prima različite vrednosti energije. Ove vrednosti predaje detektoru putem ionizacije kristalne rešetke Ge. Odatle imamo i razne vrednosti energija koje čine rep linije, a one se raspodele od najnižih ka najvišim dajući liniji karakterističan profil. (Slika 4.3.1a)



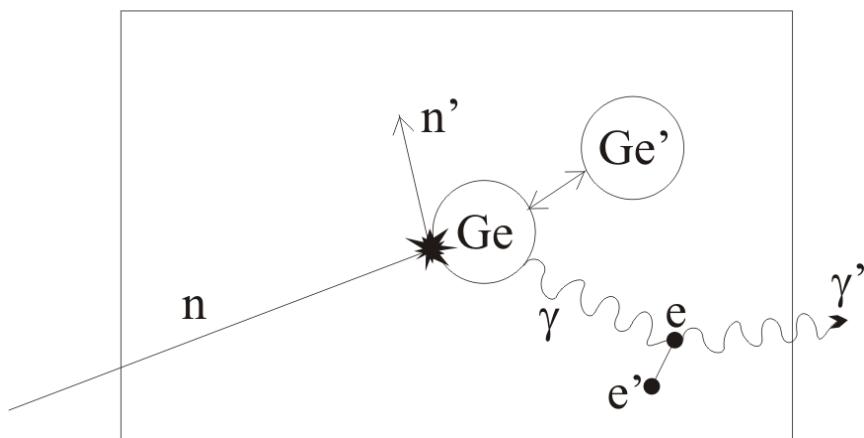
Slika 4.3.1a: Šematski prikaz rasejanja neutrona praćenog uzmakom jezgra i fotoefektom emitovanog gama kvanta

Ako se, međutim, jezgro germanijuma na kome se rasejava neutron nalazi blizu ivice samog detektorskog kristala, pretpostavka je da nakon rasejanja, nastali gama foton može da pobegne iz detektora. U ovom slučaju se dakle detektuje samo energija koju dobija jezgro u procesu rasejanja. Dakle detektor detektuje samo kontinualni deo karakteristične široke i asimetrične linije, a gama kuant diskretne vrednosti napušta kristal detektora i izbegava detekciju. (Slika 4.3.1b) Činjenica da je u jednom ovakovom procesu gama foton izbegao detekciju znači da će samo mali iznos energije uzmaka Ge jezgra biti detektovan. Kao rezultat toga, u fonskom spektru bi trebala da se dobije kontinuirana distribucija translirana ka nižim energijama tačno za iznos nedostajuće energije fotona. To znači da bi se na samom početku spektra trebala dobiti karakteristična kontinuirana distribucija koja potiče jedino od detekcije uzmaka Ge jezgra. Upravo je ideja da predata energija uzmaka jezgra doprinosi kontinualnom delu spektra, odnosno da predstavlja jedan od činilaca izrazito visokog kontinualnog dela samog početka spektra.



Slika 4.3.1b Šematski prikaz rasejanja neutra na germaniju s emisijom neregistrovanog gama kvanta.

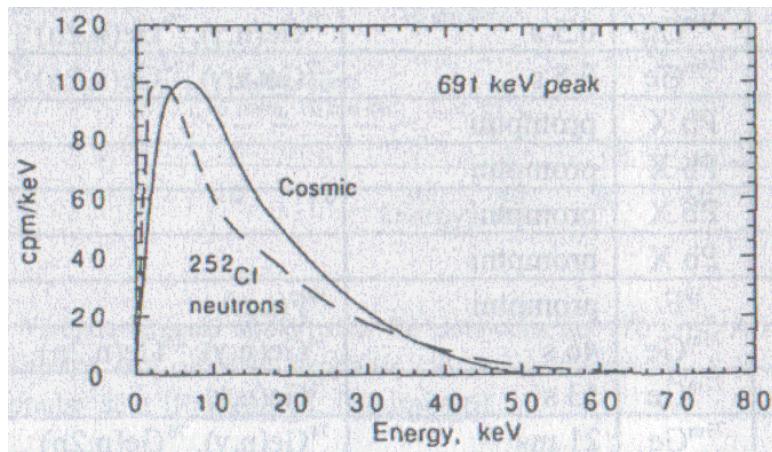
Pored ovoga postoji dodatni proces, putem koga se predaje energija kontinualnom delu spektra između samog njegovog početja i energije fotona emitovanog nakon neelastičnog rasejanja neutra. Ako nakon rasejanja neutra na jezgru germanijuma dođe do emisije gama kvanta iz pobuđenog jezgra, taj gama kvant može da doživi Komptonovo rasejanje. (Slika 4.3.1c) Prilikom Komptonovog rasejanja on predaje jedan deo svoje energije elektronu u nekom atomu, a njegova energija i putanja se menjaju. Ideja jeste da i ovi gama kvanti nakon Komptonovog rasejanja mogu da napuste detektor, odnosno kristal Ge i odnesu jedan deo energije sa sobom. Ovo će dalje prouzrokovati detekciju samo onog dela energije koju je gama kvant predao elektronu kao i energije uzmaka jezgra. Kako ta energija rasejanog fotona zavisi od početne energije gama kvanta i može uzimati različite vrednosti, detektoru će biti predate različite vrednosti energija. U slučaju jedne takve interakcije, energija koju je foton predao detektoru uvećana za energiju uzmaka Ge jezgra će imati kontinuiranu raspodelu i daće svoga doprinosa kontinualnom delu detektovanog gama spektra.



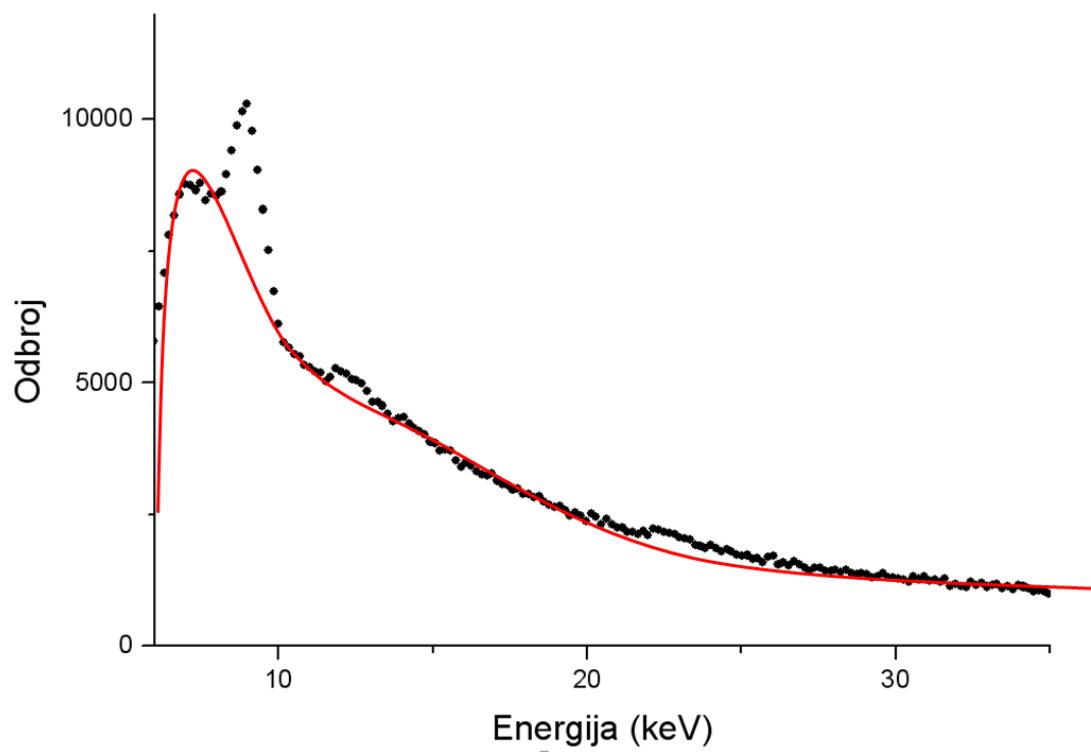
Slika 4.3.1c Šematski prikaz rasejanja neutra na Germaniju s Komptonovim rasejanjem.

Navedene teze dalje dokazujemo sledećim eksperimentom. Znamo da verovatnoća za detekciju gama kvanta, odnosno njegov beg iz kristala, zavisi od veličine kristala. Kako nismo u stanju da menjamo dimenzije detektora, a nismo bili u mogućnosti da vršimo merenja na više detektora različitih dimenzija, tada menjamo verovatnoću za detekciju gama kvanta pomoću smanjenja broja neutrona. Manje brzih neutrona, znači manje neutrona koji vrše rasejanje, a odatle i manje gama kvanata. Za smanjenje brzine, odnosno termalizaciju neutrona koristimo pored standardne olovne zaštite i različite materijale za koje prepostavljamo da u različitoj meri zaustavljaju, odnosno usporavaju neutrone. Mera interakcija brzih neutrona sa jezgrima Ge od lojeg je sačinjena aktivna zapremina su asimetrične linije prikazane na slici 4.1. U isto vreme, pretpostavka je da početni deo spektra takođe potiče od brzih neutrona koji su doživeli neelastično rasejanje, s tom razlikom da su fotoni emitovani tom prilikom izbegli detekciju. Pretpostavka da niskoenergetski deo spektra takođe potiče od brzih neutrona za sobom povlači posledicu da bi morala postojati neka korelacija između intenziteta asimetričnih gama linija i intenziteta zračenja detektovanog u niskoenergetskom delu spektra. Ako postoji neki odnos između intenziteta linija nastalih rasejanjem i intenziteta kontinualnog dela početka spektra, tada možemo zaključiti da upravo rasejanje neutrona doprinosi tom delu spektra. To bi konačno nedvosmisleno trerbalo da znači da niskoenergetski deo spektra nastao od neelastičnog rasejanja neutrona ali bez detekcije fotona koji prati ovaj proces.

Na Slici 4.3.2 dat je energetska raspodela uzmaka u jezgru germanijuma ^{72}Ge nakon neelastičnog rasejanja fisionih neutrona iz izvora Cf^{252} i kosmičkih neutrona na jezgrima ovog izotopa. Ako bi uzmak jezgra germanijuma bio detektovan bez detekcije gama fotona nastalog deekscitacijom jezgra Ge očekivali bi sličan oblik niskoenergetskog dela fonskog spektra detektovanog sa HPGe detektorom. Na Slici 4.3.3 prikazan je niskoenergetski deo snimljenog spektra sa HPGe detektorom kada je oko njega bio prisutan prazan Marineli sud. Na istoj slici je crvenom linijom obeležena moguća raspodela kontinuma fona koji bi poticao od uzmaka jezgara germanijuma, takođe zapaža i pik koji može poticati od fluorescencije germanijuma.



Slika 4.3.2: Prikaz približno maksvelovske raspodele energija dobijenih uzmakom jezgra prilikom rasejanja neutrona.
Neutroni potiču od kosmičkog zračenja (puna linija) i iz fisije atoma kalifornijuma (isprekidana linija)

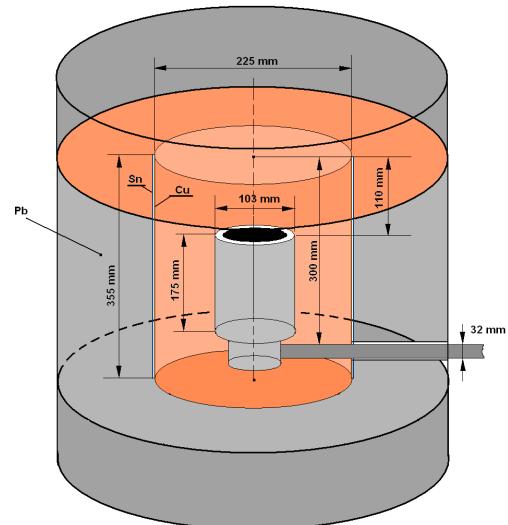


Slika 4.3.3 Prikaz početnog fonskog spektra. Crvena linija pokazuje raspodelu koja se slaže sa prethodnim rezultatima. Pik iznad potiče od flourescentne linije germanijuma.

5 EKSPERIMENTALNI RAD

5.1 DETEKTORSKI SISTEM

Korišćeni detektor je niskofonski germanijumski spektrometar velike zapremine. Detektor, proizvodača Kambera (Canberra) nalazi se u površinskoj laboratoriji Departmana za fiziku u Novom Sadu. Laboratorija u kojoj je detektor nalazi se na oko 75 m nadmorske visine, a detektor je u prizemnoj prostoriji čiji betonski zidovi debljine 15 cm predstavljaju primarnu zaštitu. Relativna efikasnost detektora je 100%, što odgovara istoj apsolutnoj efikasnosti 3''x3'' NaI(Tl) detektora, odnosno odgovara aktivnoj zapremini od oko 380 cm³. Prednji prozor detektora je debljine samo 0,89 mm i napravljen je od visoko-kompozitnih karbonskih materijala, što omogućava prolaz gotovo 85% fotona energija preko 15 keV i gotovo 100% prolaz za fotone energija preko 20 keV. Detektor je koaksijalnog tipa sa zatvorenim krajevima, dok je sistem za hlađenje (krio sistem) U-tipa.

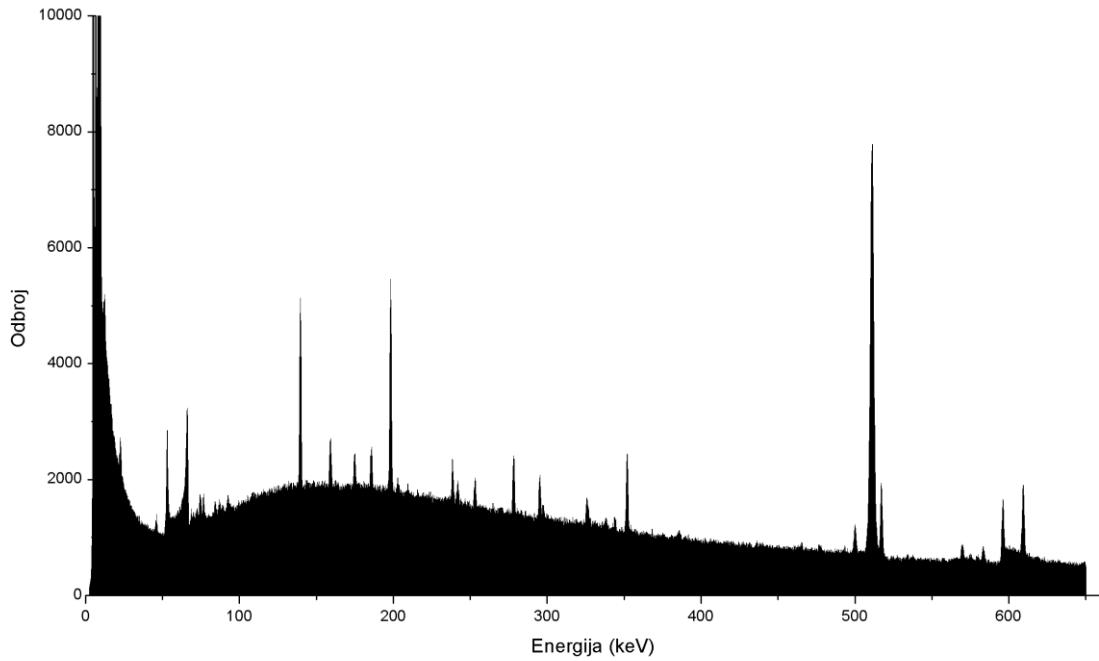


Štit detektora je napravljen od slojevitog olova. Spoljašnji sloj debljine 125 mm je napravljen od standardnog niskofonskog olova, dok je unutrašnji sloj napravljen od posebnog olova sa udelom Pb²¹⁰ od oko 20 Bq/kg. Ovaj pasivni štit ima unutrašnju postavu radi zaustavljanja X zraka iz K ljeske u oblastima energija od 75 do 85 keV. Postava je izrađena od 1 mm kalaja i 1,5 mm visokočistog bakra. Bakar takođe ima ulogu da zaustavlja X zrake is kalaja u oblasti od 25-28 keV. Štit takođe poseduje i sistem za ubrizgavanje gasa (koristi se azot) radi čišćenja detektora, odnosno izbacivanja radona i njegovih potomaka. Ukupna masa štita je 1633 kg.

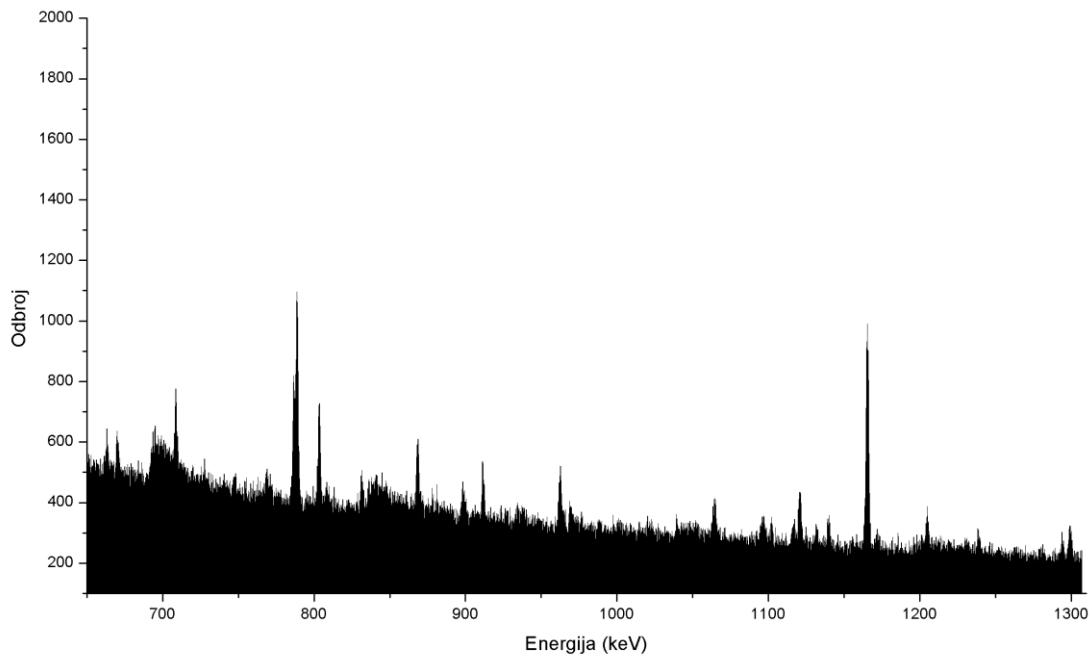
5.2 MERENJE

Izvrešeno je merenje ukupno 6 spektara sa različtom zaštitom:

- 1) Fonski spektar. Merenje je izvršeno sa olovnim štitom bez dodatne zaštite. Vreme merenja je 1602034 sekundi (18.54 dana). (Slike 5.2.1a i 5.2.1b)

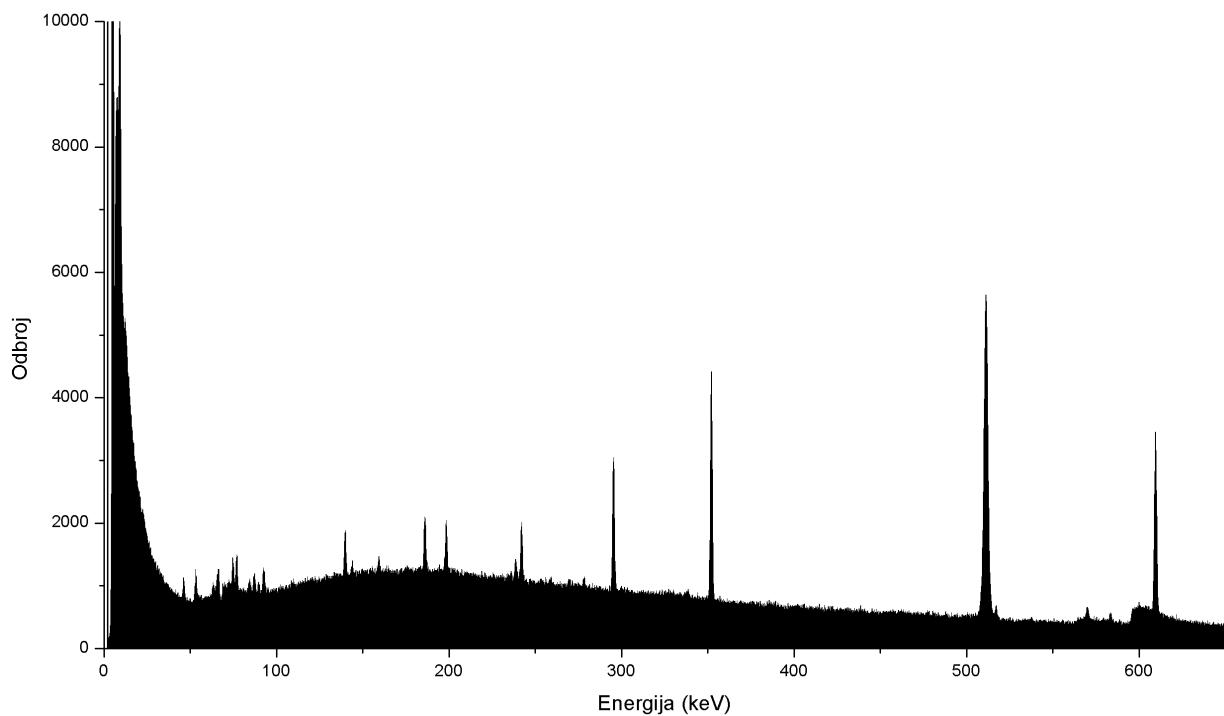


Slika 5.2.1a: Izgled fonskog spektra u energetskom intervalu od 0 do 650 keV

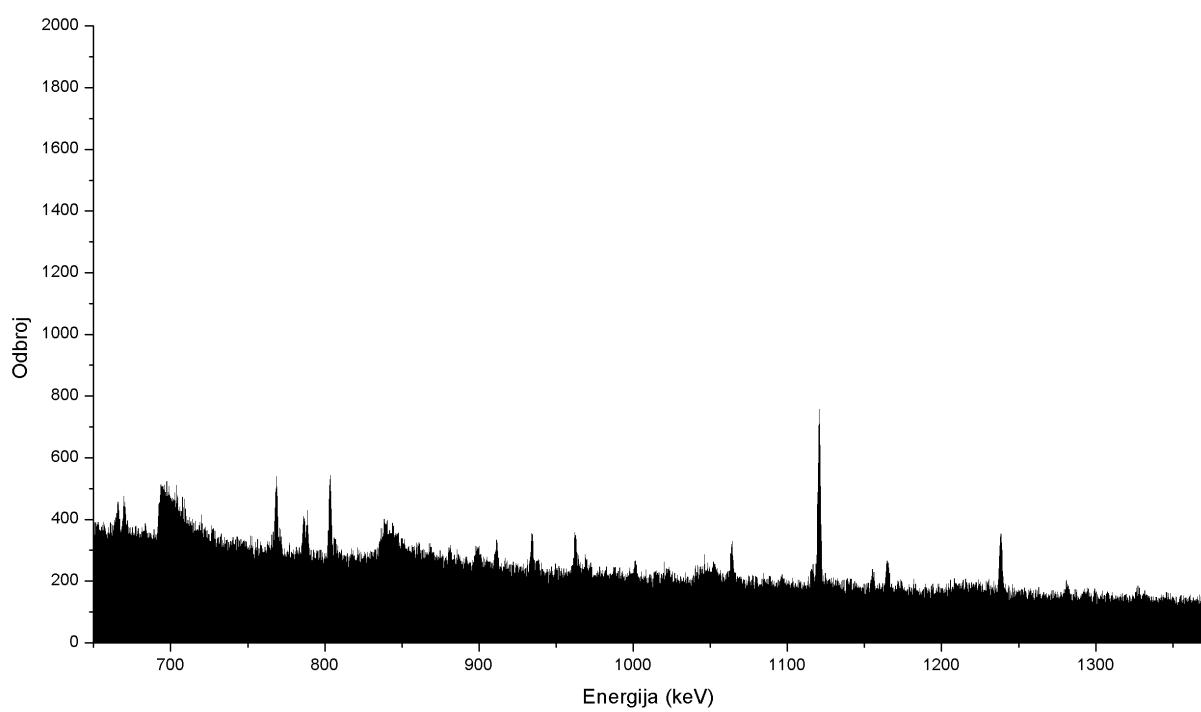


Slika 5.2.1b: Izgled fonskog spektra u energetskom intervalu od 650 do 1310 keV

2) Fonski spektar, sa dodatom plasitkom u štitu. Plastiku predstavlja prazan Marineli kontejner. Ukupna debljina plastike (standardni PVC), tj. ukupna debljina zidova Marineli kontejnera je 4 mm. Vreme merenja je 2917116 sekundi (33.76 dana). (Slike 5.2.2a i 5.2.2b)

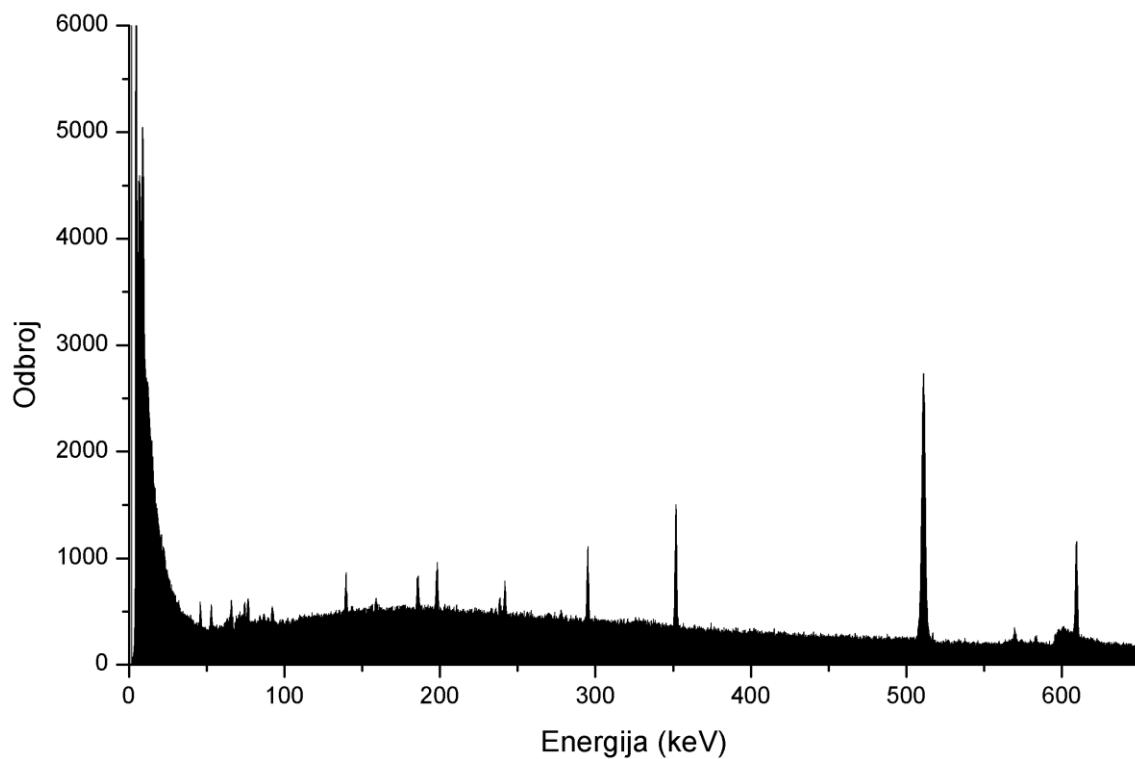


Slika 5.2.2a: Izgled fonskog spektra sa plastikom (4mm) u energetskom intervalu od 0 do 650 keV

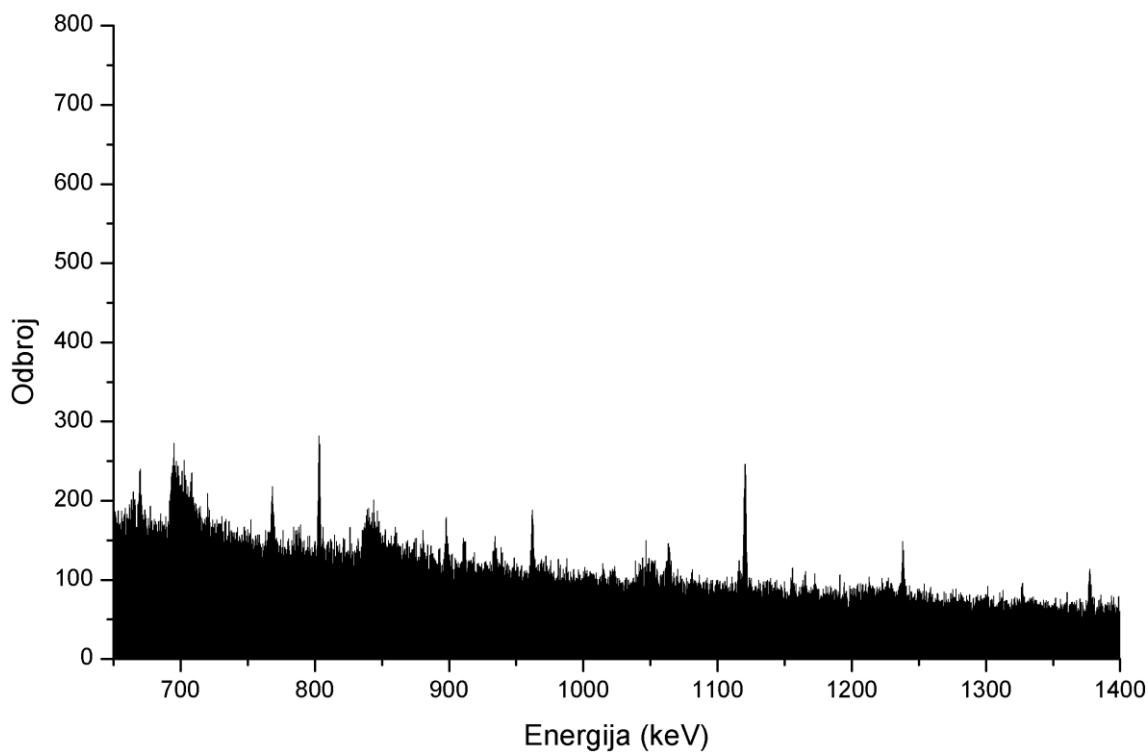


Slika 5.2.2b: Izgled fonskog spektra sa plastikom (4mm) u energetskom intervalu od 650 do 1360 keV

3) Fonski spektar, sa dodatom plasitkom u štitu. U ovom slučaju je upotrebljen unutrašnji deo praznog Marineli kontejnera tako da je debljina plastičnog omotača oko detektora 2 mm. Vreme merenja je 1384574 sekundi (16.04 dana). (Slike 5.2.3a i 5.2.3b)



Slika 5.2.3a: Izgled fonskog spektra sa plastikom (2mm) u energetskom intervalu od 0 do 675 keV



Slika 5.2.3b: Izgled fonskog spektra sa plastikom (2mm) u energetskom intervalu od 650 do 1400 keV

4) Fonski spektar, sa dodatim slojem CuSO₄·5H₂O u Marineli kontejneru. Masa CuSO₄·5H₂O je 5.847 kg. Ovo jedinjenje je odabrano zbog prisustva 5 molekula kristalne vode. Sadržaj vodonika u bakar sulfatu igra značajnu ulogu u termalizaciji neutrona stvorenih kosmičkim zračenjem u olovnoj zaštiti. Vreme merenja je 3431995 sekundi (39.72 dana).

5) Fonski spektar, sa dodatim slojem NaCl u Marineli vreći. Masa NaCl je 6.875 kg. Kuhinjska so je odabrana pošto u svom sastavu ne sadrži lake elemente koji bi mogli da izvrše značajniju termalizaciju neutrona. Vreme merenja je 4265166 sekundi (49.36 dana).

6) Fonski spektar, sa dodatim slojem parafina u Marineli kontejneru. Parafin je standardni ugljovodonik pa se zbog visokog sadržaja vodonika koristi kao veoma efikasan usporivač neutrona. Masa parafina je 2.210 kg. Vreme merenja je 3938818 sekundi (45,59 dana).

Parametri korišćenog Marineli suda:

Unutrašnji prečnik	- 106 mm
Spoljašnji prečnik	- 200 mm
Visina	- 265 mm
Debljina vrha	- 92 mm
Masa	- 1,2 kg

U svim izmerenim spektrima niskoenergetski deo je imao sličan oblik distribuciji prikazanoj na slici 4.3.3. U spektrima se uočavaju oštretne linije koje potiču od zahvata neutrona kao i od prirodnih radionuklida. Neelastična rasejanja neutrona su stvorila asimetrične pikove. Da bi se ispitalo moguće poreklo niskoenergetskog dela spektra, potrebno je proveriti da li je njegov intenzitet (ukupan odbroj) u korelaciji sa intenzitetom bilo koje od pomenutih komponenti spektra. Mera interakcije brzih neutrona sa jezgrima germanijuma putem neelastičnog rasejanja je predstavljena ukupnim detektovanim neto odbrojem ispod nekolicine asimetričnih linija koje se uočavaju u spektru. U Tabeli 1 je prikazano o kojim se pikovima radi kao i koliki su im intenziteti izmereni u spektrima. Uticaj termalnih neutrona na Ge detektor se može predstaviti ukupnim intenzitetom dve najintenzivnije linije emitovane nakon zahvata neutrona. Radi se o gama linijama energija 139 keV i 198 keV. U Tabeli 2 su prikazani intenziteti ovih linija izmerenih u različitim spektrima. Ukupan intenzitet nekolicine fonskih linija koje potiču od članova uranovog i torijumovog niza za sve izmerene spektre je prikazan u Tabeli 3. Za sve izmerene spekture je određen intenzitet niskoenergetskog dela. S obzirom da se na distribuciju superponira i fluorescentna linija germanijuma, odlučeno je da se integracija vrši od 10 keV do 50 keV. Da bi se ustanovilo da li početni deo spektra potiče od neke komptonske interakcije, odredeni su intenziteti kontinuiranog dela spektra u dve energetske oblasti: neposredno iza početnog dela spektra u intervalu između 50 keV i 70 keV, kao i na višim energijama, između 300 keV i 320 keV. Ukupan odbroj detektovan u pomenutim energetskim intervalima je prikazan u tabeli 4. U svim tabelama navedene su vrednosti ukupnog broja detektovanih fotona u jedinici vremena u posmatranom energetskom intervalu. Prva kolona predstavlja približnu poziciju linije, odnosno intervala u spektru, datu radi identifikacije linije (linija, interval u keV).

Uporedno su dati pregledi za sve snimljene spekture, odnosno za spekture sa različitim dodatnim materijalima u standardnoj zaštiti detektora (olovni štit + materijal).

Tabela 1 predstavlja rezultate dobijene očitavanjem intenziteta linija nastalih rasejanjem neutrona na jezgrima germanijuma, (n,n') interakcije.

spektar linija \	FON	$\frac{1}{2}$ PLASTIKE	PLASTIKA	$\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$	NaCl	PARAFIN
560 keV	0,01032	0,00230	0,00193	0,00167	0,00280	0,00209
590 keV	0,04454	0,01049	0,01046	0,00923	0,00984	0,00638
690 keV	0,02499	0,00540	0,00553	0,00348	0,00456	0,00294
830 keV	0,01259	0,00498	0,00198	0,00118	0,00276	0,00118
1030 keV	0,00685	0,00077	0,00160	0,00169	0,00130	0,00112
1200 keV	0,00453	0,00058	-	-	0,00130	-
$\Sigma 1$	0,10383	0,02453	0,02150	0,01726	0,02256	0,01371

Tabela 1: Vrednosti intenziteta linija nastalih rasejanjem neutrona (n,n')

Tabela 2 daje rezultate dobijene očitavanjem intenziteta 2 dodatne, karakteristične, linije nastale zahvatom neutrona od strane germanijuma. (139,9 i 198,8 keV)

spektar linija \	FON	$\frac{1}{2}$ PLASTIKE	PLASTIKA	$\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$	NaCl	PARAFIN
139 keV	0,00651	0,00159	0,00168	0,00456	0,00142	0,00586
198 keV	0,00850	0,00279	0,00217	0,00551	0,00245	0,00696
$\Sigma 2 (\cdot 10^{-3})$	15,01	4,37	3,84	10,07	3,87	12,82

Tabela 2: Vrednosti intenziteta za 2 karakteristične linije nastale zahvatom neutrona

Tabela 3 predstavlja rezultate dobijene očitavanjem intenziteta linija koje potiču od uranovog i torijumovog niza.

spektar linija \	FON	$\frac{1}{2}$ PLASTIKE	PLASTIKA	$\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$	NaCl	PARAFIN
242 keV	0,00139	0,00148	0,00239	0,00122	0,00141	0,00075
295 keV	0,00118	0,00384	0,00571	0,00305	0,00350	0,00126
352 keV	0,00089	0,00672	0,01038	0,00605	0,00645	0,00272
609 keV	0,00157	0,00605	0,00971	0,00669	0,00635	0,00290
1120 keV	0,00031	0,00118	0,00216	0,00131	0,00162	0,00028
1238 keV	-	0,00038	0,00083	0,00038	0,00060	0,00009
1378 keV	-	0,00039	0,00060	0,00052	0,00047	0,00038
$\Sigma 3 (\cdot 10^{-3})$	5,34	20	31,78	19,22	20,41	8,38

Tabela 3: Vrednosti intenziteta linija nastalih zahvatom neutrona (n,γ)

Tabela 4 daje rezultate za intenzitete različitih energetskih intervala za različite spekture.

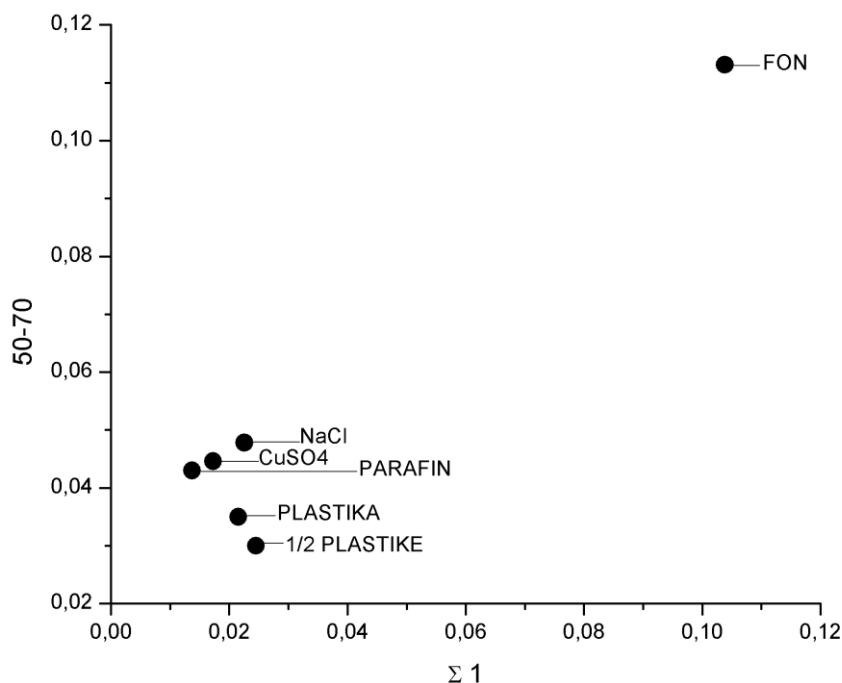
spektar interval	FON	$\frac{1}{2}$ PLASTIKE	PLASTIKA	$\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$	NaCl	PARAFIN
10-50 keV	0,51480	0,16000	0,13960	0,12830	0,14760	0,12150
50-70 keV	0,1131	0,03	0,035	0,0446	0,0478	0,043
300-320 keV	0,1224	0,0351	0,03748	0,045	0,0426	0,0397

Tabela 4: Vrednosti intenziteta različitih energetskih intervala u spektrima.

Interval od 300 do 320 keV je odabran kao interval koji se nalazi pre energije Komptonovske ivice linije 596 keV.

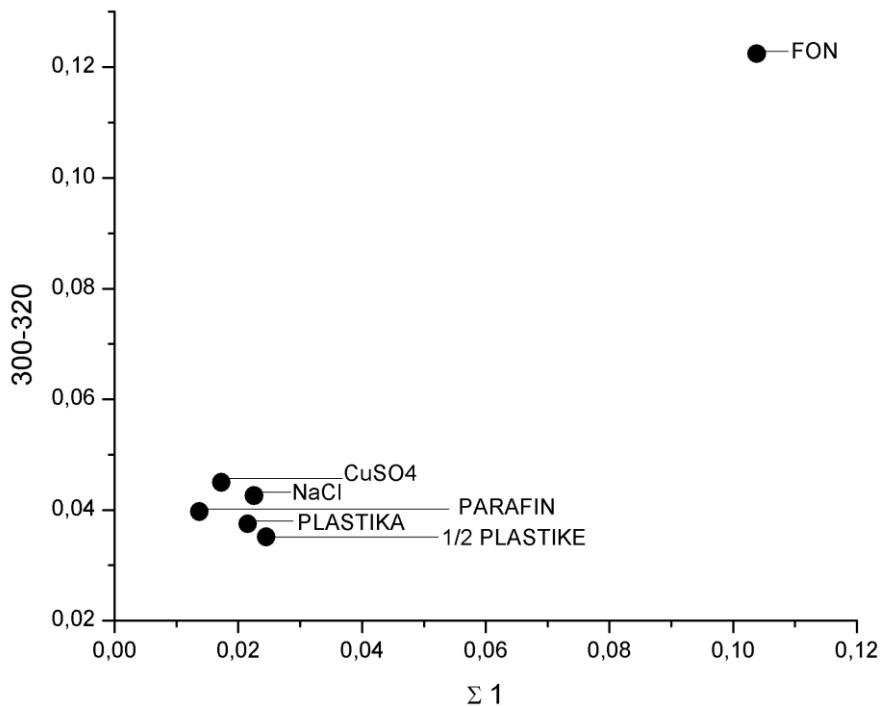
Najjednostavniji način da se ispita korelacija između dva seta podataka je tzv. "scatter" grafik gde se na jednu od osa nanose vrednosti iz jednog seta podataka za ispitivane objekte a na drugu osu vrednosti iz drugog seta podataka. Tako na primer Grafik 1a prikazuje kako se međusobno odnose vrednosti ukupnog intenziteta svih asimetričnih pikova nastalih neelastičnim rasejanjem neutrona i intenzitet kontinuiranog dela spektra u intervalu od 50 do 70 keV. Sa grafika se može videti da je za fonski spektar zabeležen najveći sumarni intenzitet asimetričnih pikova kao i najveći intenzitet kontinuiranog dela spektra u intervalu od 50 do 70 keV. No za ostale spekture se ne može reći da postoji neka korelacija između ukupnog intenziteta asimetričnih pikova karakterističnih za neelastična rasejanja i odabranog kontinualnog dela spektra. Veoma sličan trend se može uočiti i u slučaju poređenja ukupnog intenziteta asimetričnih pikova i intenziteta komptonskog dela spektra u intervalu između 300 i 320 keV prikazanom na grafiku 1b. Grafik 1d nam prikazuje gotovo linernu zavisnost između rezultata dobijenih sa svih 6 spektara. Odnos intenziteta asimetričnih linija sa ukupnim intenzitetom početnog dela spektra u intervalu od 10 do 50 keV nam ukazuje na pozitivne rezultate eksperimenta. Upravo je očekivano da različiti materijali dodati zaštiti različito utiču na smanjenje broja brzih neutrona. Dobijena zavisnost nam ukazuje da procesi rasejanja neutrona na jezgrima germanijuma, praćena uzmakom jezgra, ali ne i detekcijom nastalog gama kvanta, doprinose ukupnom intenzitetu kontinualnog dela spektra u oblasti energija od 10 do 50 keV. Vići intenzitet linija rasejanja, ukazuje na veći ukupni intenzitet neutrona sposobnih za resejanje, a istovremeno povećanje intenziteta kontinualnog dela (10-50 keV) ukazuje da upravo ovi neutroni doprinose intenzitetu i ovog dela spektra.

Grafik 1a prikazuje odnos ukupnog intenziteta linija nastalih rasejanjem $\Sigma 1$ (Tabela 1) i intenziteta fona u energetskom intervalu od 50-70 keV (Tabela 4)



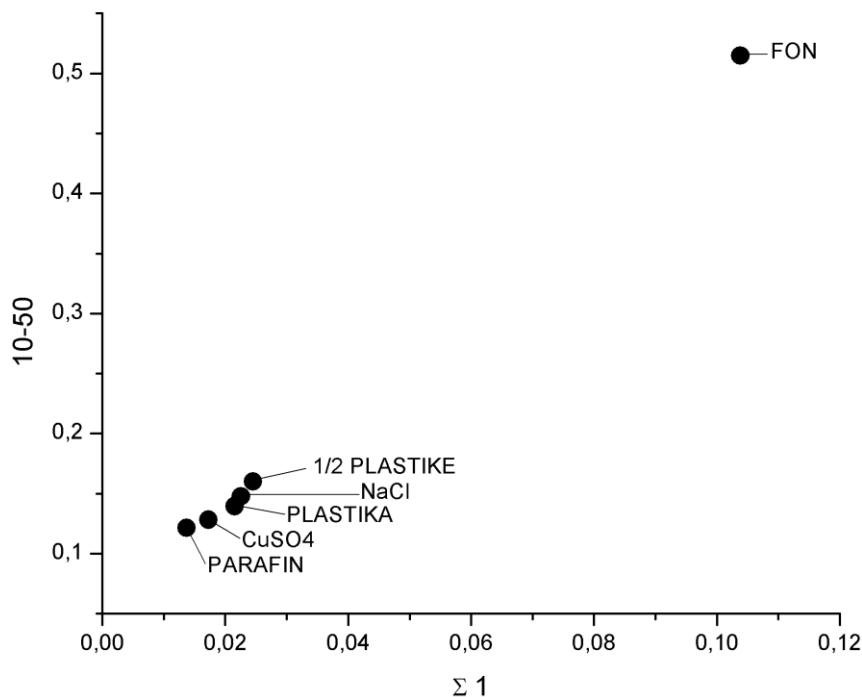
Grafik 1a: Odnos intenziteta linija rasejanja sa fonom u intervalu 50-70 keV

Grafik 1b prikazuje odnos ukupnog intenziteta linija nastalih rasejanjem $\Sigma 1$ (Tabela 1) i intenziteta fona u energetskom intervalu od 300-320 keV (Tabela 4)



Grafik 1b: Odnos intenziteta linija rasejanja sa fonom u intervalu 300-320 keV

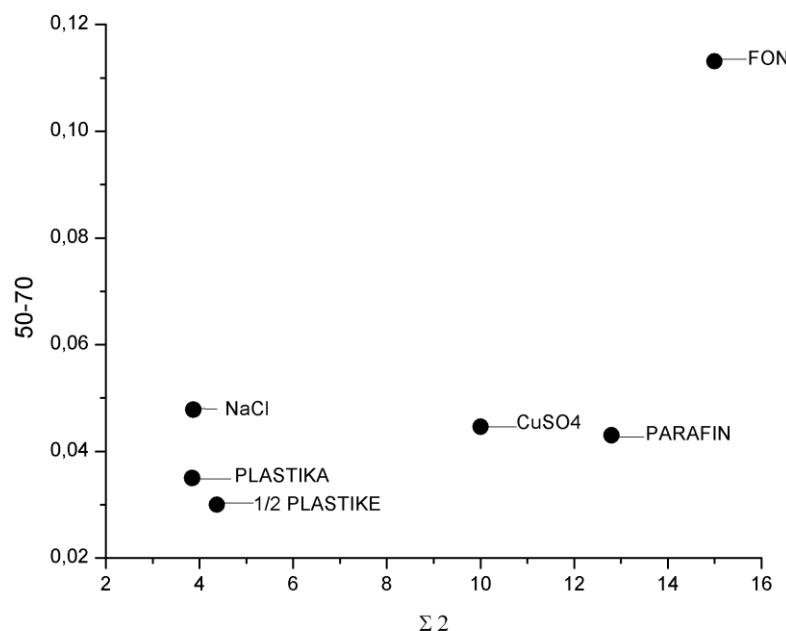
Grafik 1c prikazuje odnos ukupnog intenziteta linija nastalih rasejanjem $\Sigma 1$ (Tabela 1) i intenziteta početnog dela spektra u energetskom intervalu od 10-50 keV (Tabela 4).



Grafik 1c: Odnos intenziteta linija rasejanja sa intenzitetom početka spektra (10-50 keV)

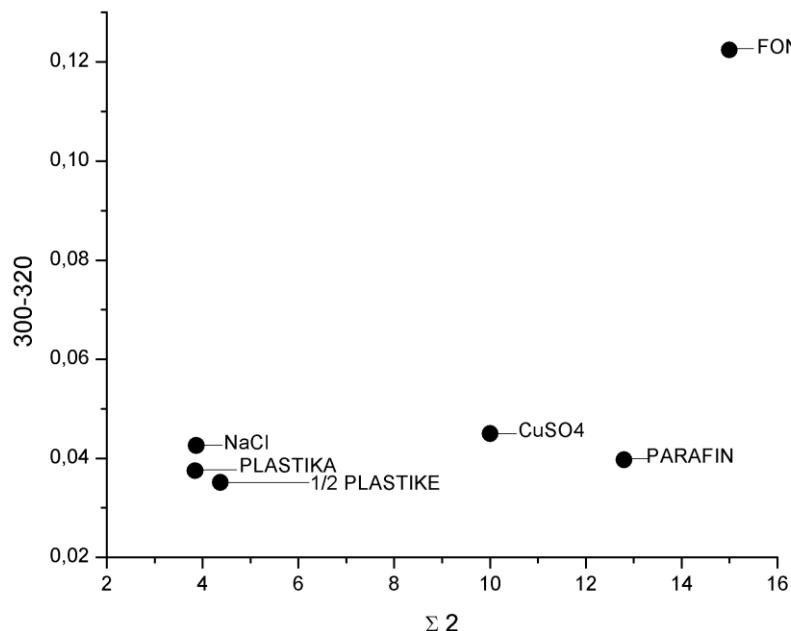
Grafici 2a, 2b i 2c prikazuju odnos ukupnog intenziteta gama linija nastalih rasejanjem neutrona, sa intenzitetima različitih energetskih intervala u spektrima. Dobijeni rezultati nam pokazuju da proces zahvata neutrona, odnosno ukupni intenzitet termalnih neutrona koji učestvuju u ovom procesu ne doprinosi ukupnim intenzitetima navedenih energetskih intervala. Analiziramo li pojedinačno ove grafike, vidimo da na grafiku 2a imamo odnos ukupnog intenziteta dela spektra od 50-70 keV prema intenzitetu 2 karakteristične gama linije. Vidimo da kao i ranije najveći intenzitet ima fonski spektar. Ovo se slaže sa činjenicom da nije postojao dodatni materijal u štitu da oslabi neutronske zračenje koje upada u detektor. Sa druge strane, prilikom posmatranja ostalih tačaka vidimo da ne postoji nikakva zavisnost između njih, a iako su ukupni intenziteti linija 138 i 189 keV za posmatrane spektre veoma različiti, njihov doprinos kontinualnom delu od 50-70 keV je gotovo identičan. Stoga zaključujemo da procesi zahvata neutrona od strane germanijuma, ne doprinose intenzitetu ovog dela spektra. Podjednako se može zaključiti i posmatrajući grafike 2b i 2c gde takođe vidimo neslaganje između intenziteta gama linija i intenziteta energetskih intervala 300-320 keV i od 10-50 keV. Dakle procesi (n,γ) ne utiču na povećanje ukupnog intenziteta kontinualnog dela fonskih spektara.

Grafik 2a prikazuje odnos ukupnog intenziteta 2 karakteristične linije nastale zahvatom neutrona $\Sigma 2$ (Tabela 2) i intenziteta fona u energetskom intervalu od 50-70 keV (Tabela 4).



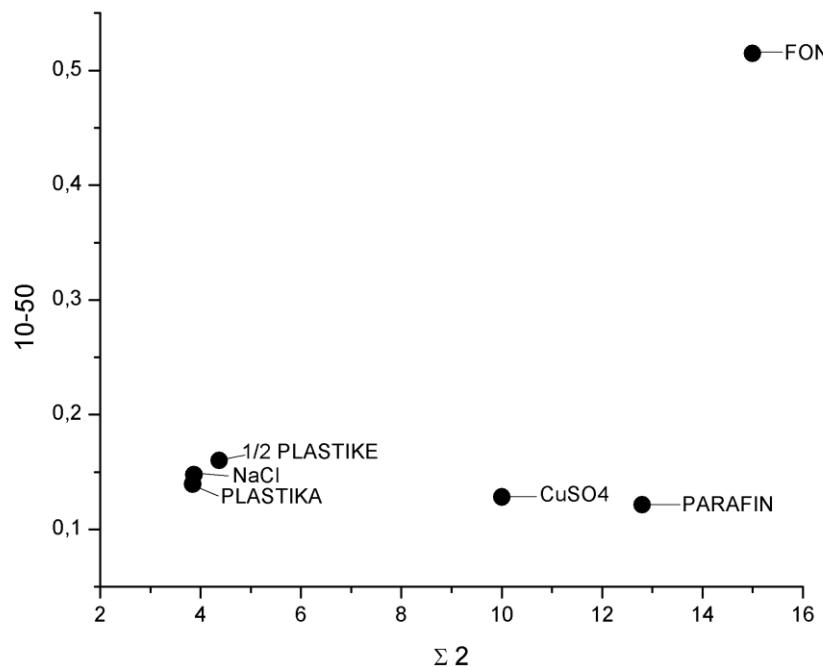
Grafik 2a: Odnos intenziteta 2 karakteristične linije zahvata sa fonom u intervalu 50-70 keV

Grafik 2b prikazuje odnos ukupnog intenziteta 2 karakteristične linije nastale zahvatom neutrona $\Sigma 2$ (Tabela 2) i intenziteta fona u energetskom intervalu od 300-320 keV (Tabela 4).



Grafik 2b: Odnos intenziteta 2 karakteristične linije zahvata sa fonom u intervalu 300-320 keV

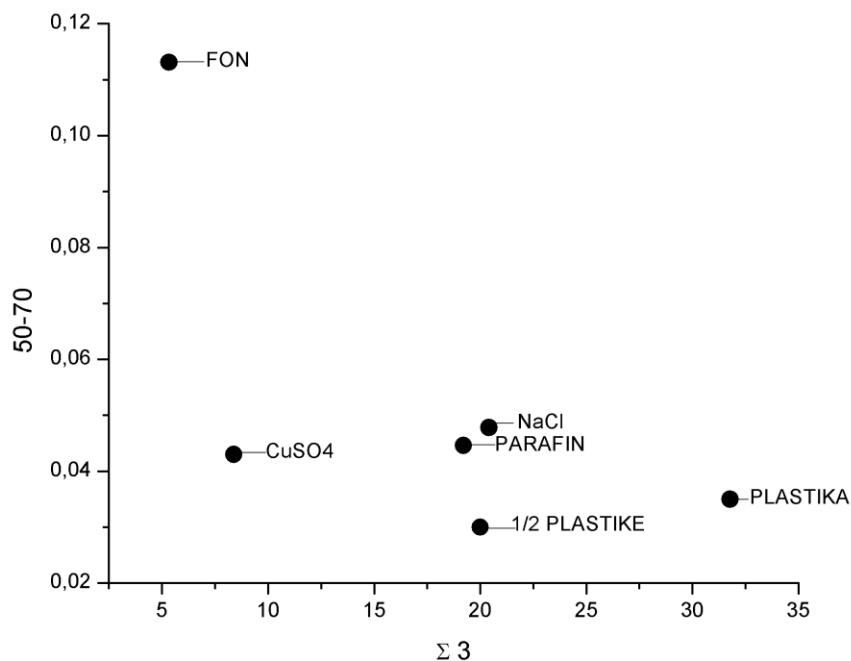
Grafik 2c prikazuje odnos ukupnog intenziteta 2 karakteristične linije nastale zahvatom neutrona $\Sigma 2$ (Tabela 2) i intenziteta početnog dela spektra u energetskom intervalu od 10-50 keV (Tabela 4).



Grafik 2c: Odnos intenziteta 2 karakteristične linije zahvata sa intenzitetom početka spektra (10-50 keV)

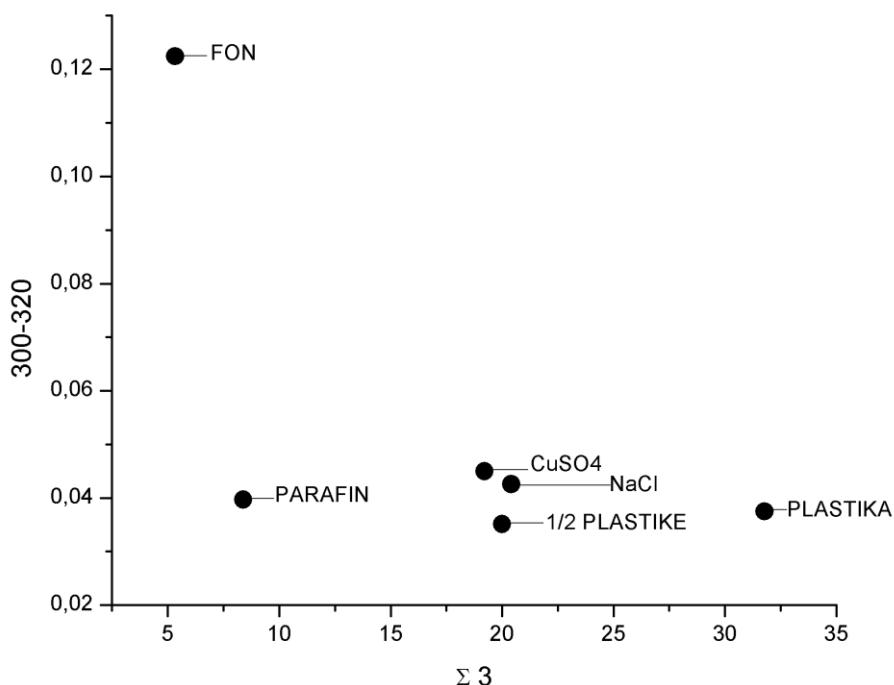
Konačno pokazujemo da ne postoji korelacija između fonskih linija spektra nastalih prirodnom radioaktivnoću i kontinualnog dela spektra. Grafik 3a nam daje odnos sume intenziteta fonskih linija, koje ne potiču od neutronske proceze, i intenziteta energetskog intervala 50-70 keV za svaki spektar. Vidimo da fonski spektar ima najmanji ukupni intenzitet fonskih linija. Ova činjenica se objašnjava prisustvom nečistoća, odnosno kontaminacijom dodatnih materijala (NaCl, CuSO₄ ...) koje smo koristili prilikom snimanja ostalih spektara. Sa druge strane vrednost za intenzitet energetskog dela od 50-70 keV za fon je očekivano najveća. Raspodela svih rezultata na grafiku nam dalje govori da između unetih vrednosti ne postoji korelacija. Za sve spektre sem fonskog postoji izražena razlika u sumarnim intenzitetima fonskih linija, ali doprinos ovih linija kontinualnom delu je približno isti. Sličan zaključak možemo doneti i ako posmatramo grafike 3b i 3c. Za različite intenzitete linija torijuma i urana imamo relativno jednake intenzitete kontinualnih delova u intervalima 300-320 keV i 10-50 keV. Dakle linije fona nastale raspadom torijuma i urana ne doprinose kontinuumu spektara.

Grafik 3a prikazuje odnos ukupnog intenziteta većeg broja fonskih linija $\sum 3$ (Tabela 3) i intenziteta fona u energetskom intervalu od 50-70 keV (Tabela 4).



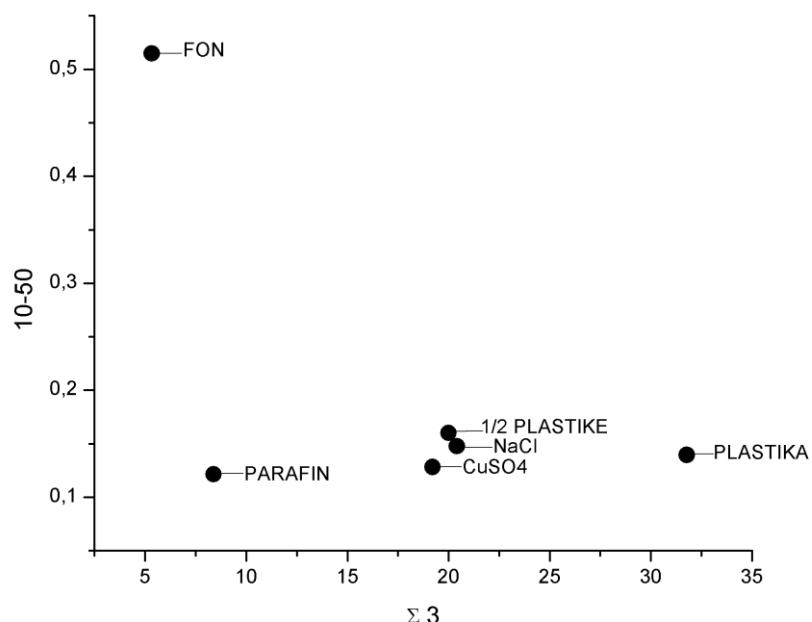
Grafik 3a: Odnos intenziteta fonskih linija sa fonom u intervalu 50-70 keV

Grafik 3b prikazuje odnos ukupnog intenziteta većeg broja fonskih linija $\sum 3$ (Tabela 3) i intenziteta fona u energetskom intervalu od 300-320 keV (Tabela 4).



Grafik 3b: Odnos intenziteta fonskih linija sa fonom u intervalu 300-320 keV

Grafik 3c prikazuje odnos ukupnog intenziteta većeg broja fonskih linija $\Sigma 3$ (Tabela 3) i intenziteta početnog dela spektra u energetskom intervalu od 10-50 keV (Tabela 4).



Grafik 3c: Odnos intenziteta fonskih linija sa intenzitetom početka spektra (10-50 keV)

ZAKLJUČAK

U ovom radu dat je pregled mehanizama koji doprinose kontinualnom delu fonskih gama spektara. Akcenat je stavljen na proces rasejanja neutrona na germanijumskim jezgrima samog detektora. Objasnjen je uticaj ovog procesa, odnosno njegov doprinos intenzitetu kontinualnog dela spektra u oblastima niskih energija.

U eksperimentu je korišćen HPGe detektor u površinskoj laboratoriji, stoga je uzet u obzir uticaj svih komponenti fona na dobijene rezultate. Dato je i objašnjenje za nastanak visokoenergetskih neutrona putem kosmičkog zračenja, a prikazane su i osnovne reakcije neutrona i detektora. Uvezši u obzir standardne postupke merenja, isprobani sistem sa poznatim karakteristikama, ispitani uticaj okoline i dovoljno dugo vreme merenja (minimum 2 nedelje) možemo konstatovati da snimljeni spektri korišćeni u ovom eksperimentu sadrže statistički dobre rezultate. Odnosno daju dobre profile svih snimljenih linija, pa tako i linija nastalih rasejanjem neutrona.

Do proizvodnje neutrona u dekterskom sistemu kontinuirano dolazi, uglavnom usled uticaja miona kosmičkog porekla. Da bi se ustanovila priroda dogadjaja registrovanih u niskoenergetskom delu spektra i eventualno dovela u vezu sa brzim neutronima koji se neelastično rasejavaju na jezgrima germanijuma, neophodno je detektor izložiti različitim fluksevima neutrona. Korišćen je jednostavan metod za promenu fluksa upadnih neutrona. Razni materijali (parafin, NaCl ...) sa različitim termalizacionim svojstvima su postavljeni oko detektora u Marineli geometriji. Korišćeni materijali su usporavali neutrone, shodno svojim termaliyacionim svojstvima, čime je postignuto različito izlaganje aktivne zapremine Ge detektora uticaju brzih neutrona. Ovo nam je omogućilo promenu intenziteta registrovanih događaja koji potiču od neutronskih interakcija sa samim detektorom. Pre svega najbitnije su interakcije rasejanja, ali smo mi prikupili rezultate i za interakcije zahvata neutrona. Ovo je urađeno jer postoji direktna veza između ove dve pojave. Dati su i rezultati za intenzitete najvažnijih linija ova dva procesa u Tabelama 1 i 2. Takođe smo izmerili i intenzitete najizraženijih linija fona koje potiču od prirodnih radionuklida koji se neizbežno nalaze u okruženju detektora. Ovi rezultati su dati u Tabeli 3.

Izvršena je integracija, odnosno nađen je ukupan odbroj (intenzitet) nekoliko delova spektra. Izabrani su intervali od 10 do 50 keV, od 50 do 70 kao i interval od 300 do 320 keV. Ovi rezultati su predstavljeni u Tabeli 4. Najbitniji je početni interval spektra (10-50 keV) pošto je prepostavka da njegovom intenzitetu doprinose neelastična rasejanja neutrona u kojima neće doci do detekcije fotona emitovanog od strane pobuđenog jezgra germanijuma.. Da bi ovo dokazali izvršili smo upoređivanje rezultata grafičkim putem. Grafik 1c upravo pokazuje korelaciju, kao i približno linearnu zavisnost intenziteta pomenutog kontinualnog dela spektra i intenziteta linija nastalih rasejanjem. Ovo nas navodi na zaključak da je početna prepostavka izneta u podpoglavlju 4.3 bila tačna. Dalje je radi detaljnijeg ispitivanje i potvrde prepostavke izvršena dodatna uporedna analiza intenziteta linija zahvata i intenziteta ostalih energetskih intervala. Rezultati su prikazani na graficima 1a i 1b. Ni u jednom od prikazanih slučajeva intenzitet početnog dela spektra nije koreliran sa posmatranim intenzitetima gama linija dobijenih neutronskim zahvatom, ili intenzitetima gama linija koje potiču od pritodne radioaktivnosti.

Dodatno je urađeno i upoređivanje intenziteta linija nastalih zahvatom neutrona na jezgrima germanijuma, kao i intenziteta linija koje potiču iz radioaktivnih nizova torijuma i urana, sa intenzitetima kontinualnih delova spektara. Dobijeni rezultati (Grafici 2a-c i 3a-c) nam ukazuju na nepostojanje korelacije između ovih veličina. Odavde zaključujemo da

procesi zahvata neutrona, kao i ostali događaji koji utiču na linijski deo fonskog spektra ne doprinose intenzitetu kontinualnog dela u oblastima niskih energija.

Uzevši sve dobijene rezultate možemo potvrditi da na niskoenergetski deo spektra u površinskim laboratorijama jedini uticaj imaju proces rasejanja brzih neutrona nastalih kosmičkim zračenjem.

Na kraju je potrebno naglasiti i neke pozitivne nedostatke ovog eksperimenta. Naime prilikom planiranja eksperimenta nismo imali podatke o uticaju raznih materijala na neutronski fluks, stoga nismo znali u kojoj meri će ovi materijali oslabiti neutronsko zračenje. Ispostavilo se da svi korišćeni materijali imaju znatan uticaj i da u gotovo jednakoj meri zaustavljaju neutrone, što je dovelo i do grupisanja naših rezultata. Odsakanje dobijenih rezultata za čisti fonski spektar, kao i dodatna analiza naveli su nas na zaključak da bi u slučaju ponavljanja eksperimenta, sa ciljem dobijanja boljih i preciznijih rezultata, neutronski fluks jedino trebalo regulisati koristeći različite slojeve standardne plastike (PVC). Ovi slojevi bi međutim trebali da budu manji od 2 mm, koliko je najmanje korišćeno u našem radu, i da im se dimenzije menjaju u znatno manjim koracima npr. reda 0,5 mm ili manje.

LITERATURA

1. Monte Carlo simulation of background characteristics of gamma-raz smectrometers – a comparison with experiment - Pavel P. Povinec, Pavol Vojtyla, Jean-Francois Comanducci, Elsevier, 2008.
2. Underground Laboratories for low-level radioactivity measurements – Siegfried Niese, Elsevier, 2008.
3. Neutron induced background gamma activity in low-level Ge-spectroscopy systems – N. Jovančević, M. Krmar, D. Mrđa, J. Slivka, I. Bikit
4. Nuklearna energetika – Dragoslav Popović, Naučna knjiga, Beograd, 1977.
5. First tests of the big volume ultra low background gamma spectrometer - D. Mrđa, I. Bikit, M. Vesković, S. Forkapić, N. Todorović, S. Harissopoulos, Journal of Research in Physics, Novi Sad, 2007.
6. Nuclear and Particle Physics an Introduction, Brian R. Martin, John Wiley & Sons, Ltd. 2006.
7. A model for fitting peaks induced by fast neutrons in an HPGe detector – T. Siiskonen, H. Toivonen, Elsevier, 2004.
8. Study of neutron and muon background in low-level germanium gamma-ray spectrometry – R. Wordel, D. Mouchel, T Altzitzoglou, G. Heusser, B. Auintana Arnes, P. Meznendonckx, Elsevier, 1996.
9. Gama spektrometrija specijalne metode i primene – J. Slivka, I. Bikit, M. Vesković, Lj. Čonkić, Univerzitetski udžbenik, Novi Sad, 2000.

<http://www.wikipedia.org/>

BIOGRAFIJA



Aleksandar Gostojić, rođen u Novom Sadu 7. Februara 1986. godine. Pohađao Osnovnu školu "Svetozar Marković – Toza" u Novom Sadu. Upisuje se, 2001 godine u Gimnaziju „Jovan Jovanović Zmaj“ u Novom Sadu koju završava sa odličnim uspehom 2005 godine. Upisuje Prirodno-Matematički fakultet na Novosadskom univerzitetu, smer diplomirani fizičar 2005 godine. Fakultet završio 2010. godine.

UNIVERZITET U NOVOM SADU
PRIRODNO-MATEMATIČKI FAKULTET

KLJUČNA INFORMACIJSKA INFORMACIJA

Redni broj:

RBR

Identifikacioni broj:

IBR

Tip dokumentacije: Monografska dokumentacija

TD

Tip zapisa: Tekstualni štampani materijal

TZ

Vrsta rada: Diplomski rad

VR

Autor: Aleksandar Gostojić, br. dos. 242/05

AU

Mentor: Dr. Miodrag Krmar, vanredni profesor, PMF, Novi Sad

MN

Naslov rada: Doprinos rasejanja neutrona niskoenergetskom delu

fonskog γ -spektra.

Jezik publikacije: srpski (latinica)

JP

Jezik izvoda: srpski/engleski

JI

Zemlja publikovanja: Srbija

ZP

Uže geografsko područje: Vojvodina

UGP

Godina: 2010

GO

Izdavač: Autorski reprint

IZ

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

MA 4, Novi Sad

Fizički opis rada: (6/55/12/0/7/8/1)

FO

Naučna oblast: Fizika

NO

Naučna disciplina: Nuklearna fizika

ND

Predmetna odrednica/ključne reči:

PO

UDK

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

ČU

Važna napomena: nema

VN

Izvod:

IZ

Datum prihvatanja od NN

veća:

DP

Datum odbrane:

04. 10. 2010.

DO

Članovi komisije:

KO

predsednik:

Dr. Milan Pantić, redovni profesor, PMF, Novi Sad

član:

Dr. Miodrag Krmar, vanredni profesor, PMF, Novi Sad

član:

Dr. Tijana Prodanović, docent , PMF, Novi Sad

UNIVERSITY OF NOVI SAD
FACULTY OF SCIENCE AND MATHEMATICS

KEZ WORDS DOCUMENTATION

Accession number:

ANO

*Identification
number:*

INO

Document type: Monograph publication

DT

Type of record: Textual printed material

TR

Content code: Final paper

CC

Author: Aleksandar Gostojić, 210/05

AU

Mentor/comentor: Dr Miodrag Krmar, asistent professor, FCM, Novi Sad

MN

Title:

TI

Language of text: Serbian (Latin)

LT

*Language of
abstract:* English

LA

*Country of
publication:* Serbia

CP

*Localitz of
publication:* Vojvodina

LP

Publication year: 2010

PZ

Publisher: Author's reprint

PU

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

PP

*Physical
description:* (6/55/12/0/7/8/1)

PD

Scientific field: physics

SF

Scientific discipline: Nuclear physics

SD

Subject/ Kez words:

SKW

UC

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

HD

Note: none

N

Abstract:

AB

*Accepted bz the
Scientific Board:*

ASB

Defended on:

DE

*Thesis defend
board:*

DB

President: Milan Pantić PhD, full professor, FCM, Novi Sad

Member: Miodrag Krmar PhD, asistent professor, FCM, Novi Sad

Member: Tijana Prodanović PhD, docent , FCM, Novi Sad