



UNIVERZITET U NOVOM SADU
PRIRODNO-MATEMATIČKI FAKULTET
DEPARTMAN ZA FIZIKU



Optimizacija geometrije voluminoznih uzoraka u γ -spektroskopiji Nal detektorom oblika jame

-završni rad-

Mentor:
Dr Miodrag Krmar

Kandidat:
Maria Aladić

Novi Sad, 2015

Zahvaljujem se dr Miodragu Krmaru , dr Janu Hansmanu i koleginici Nikolini Šarčević na saradnji i pomoći prilikom izrade završnog rada

Sadržaj

1. Radioaktivnost.....	4
1.1. Alfa raspad	6
1.2. Beta raspad	6
1.3. Gamma zračenje	7
1.4. Konstanta raspada, period poluraspada i aktivnost	8
2. Gama spektroskopija.....	10
2.1. Interakcija gama zračenja sa materijom	10
2.1.1. Fotoelektrična apsorpcija	11
2.1.2. Komptonovo rasejanje	11
2.1.3. Stvaranje parova	12
2.2. Spektroskopski uređaji.....	12
2.2.1. Gasni detektori	12
2.2.2. Scintilacioni detektori	12
2.2.3. Poluprovodnički detektori	13
3. Nal(Tl) detektori.....	13
3.1. Scintilacija.....	13
3.2. Nal kristali.....	14
3.3. Aktivatori.....	16
3.4. Vreme deekscitacije.....	17
3.5. Fotomultiplikator	17
3.5.1. Fotokatoda	18
3.5.2. Dinode.....	18
3.6. Pojačavači	19
3.7. Višekanalni analizator (multi-channel analyser MCA).....	20
3.8. Zaštita.....	20
3.9. Konstrukcija detektora	21
3.10. Oblik (aktivne zapremine) detektora.....	22
3.11. Energetski spektar.....	22
3.11.1. Fotopik	22
3.11.2. Komptonova linija.....	22
3.11.3. Linija joda.....	23
3.11.4. Linije anihilacije.....	24
3.11.5. Linija sume (koincidencije)	25

3.11.6.	Linija pozadinskog rasejanja.....	25
3.11.7.	Karakterističan pik olova	25
3.11.8.	Pozadinsko zračenje.....	26
3.12.	Energetska rezolucija	26
3.13.	“Mrtvo” vreme detektora	28
3.14.	Efikasnost.....	28
4.	Eksperimentalni deo.....	30
4.1.	Detektor	30
4.2.	Uzorci / radioizotopi	31
4.3.	Merenje i rezultat	35
4.3.1.	Merenje I: Efikasnost detektora u zavisnosti od položaja uzorka	35
4.3.2.	Merenje II: Efikasnost detektora u funkciji mase uzorka	41
4.3.3.	Merenje III: Određivanje zavisnosti efikasnosti detektora od prečnika cilindrične posude u kojoj se nalazi uzorak	44
4.3.4.	Merenje IV: Određivanje koncentracije aktivnosti nepoznatih prirodnih uzoraka..	46
5.	Zaključak	51
6.	Literatura	52
7.	Biografija	53

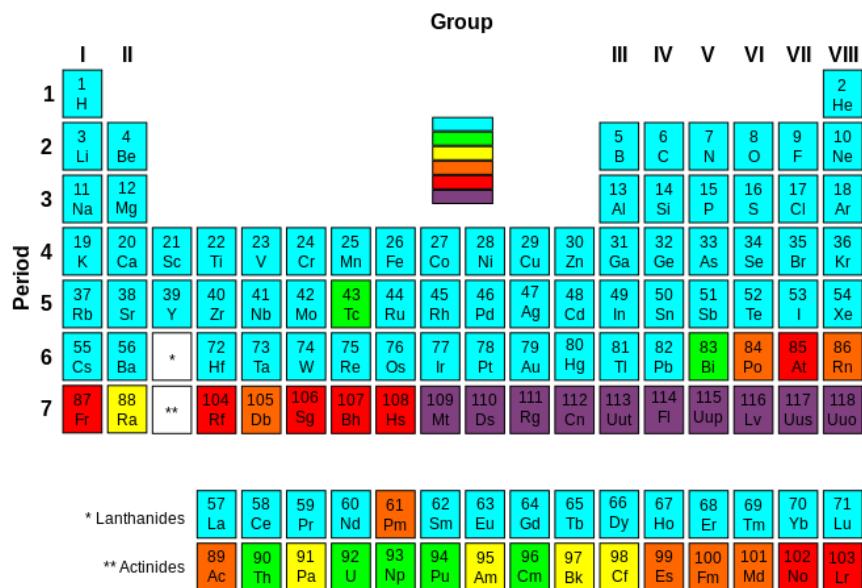
1. Radioaktivnost

Proces u kojem dolazi do spontane transformacije jezgra kojom prilikom ono menja svoj sastav ili energetsko stanje predstavlja radioaktivnost. Sastav jezgra se menja ukoliko ono doživi alfa ili beta raspad. Prilikom alfa raspada dolazi do emisije čestice koja se sastoji od dva protona i dva neutrona, baš kao i jezgro atoma helijuma. Beta raspad je proces emitovanja elektrona ili pozitrona iz jezgra atoma, ili zahvat elektrona od strane jezgra. I alfa i beta raspad bivaju propraćeni emisijom gama zračenja γ , koje je elektromagnetne prirode. Nakon radioaktivnog raspada stvoreno jezgro može biti u pobuđenom stanju a na osnovno energetsko stanje najčešće prelazi emisijom gama zračenja.

Bekerel je studirao fluorescenciju uranijumove rude. U početku, Bekerel je izložio uranijumovu rudu Sunčevoj svetlosti kako bi ga pokušao aktivirati. Zatim je uzorak stavio na foto-ploču umotanu u crni papir. Kada je izradio foto-ploče, na njima se moglo videti zatamnjene područje na određenim mestima. Nakon toga, eksperimentisao je sa ovim fenomenom tako što je stavljao male objekte (kovance) između ploče i uranijuma. Na foto-pločama se uvek video jasan oblik malih objekata. Iz Bekerelovih zapisa se može videti da je u jednom trenutku odlučio da izradi foto-ploče koje su stajale u njegovoj fioci (u mraku), zajedno sa uranijumom. Na tim pločama se takođe video zatamnjene područje što je značilo da je uranijum zračio bez aktivacije od strane svetlosti. Bekerel je time otkrio novu osobinu uranijuma, a time i samu radioaktivnost. Tako počinje razvoj nuklearne fizike. Ubrzo potom je sledilo otkriće Pjera i Marije Kiri da uranijum nije jedini element koji zrači sponatno. Oni su pronašli nove elemente koji pokazuju iste osobine kao uranijum: torijum, polonijum i radijum. Raderford je taj koji je pomoću magnetnog polja uspeo razdvojiti radijaciju na tri komponente i daje im nazive: alfa, beta i gamma zraci. Zajedno sa Sodijem, Raderford je postavio hipotezu da se emitovanjem tih zraka hemijski element pretvara u potpuno novi element sa različitim osobinama (transmutacija). Pronalaženje radioaktivnosti je doprinelo otkrivanju atomskog jezgra i njegovih konstituenata: protona i neutrona.[19]

Veštačka radioaktivnost i veštačko proizvedeni radioizotopi proširili su oblast radioaktivnosti. Naime, bombardovanje jezgara neutronima rezultuje pretvaranjem tog jezgra u radioaktivno jezgro. Drugi način proizvodnje veštačke radioaktivnosti je aktivacija jezgra gama zracima visoke energije (manje korišćeno).

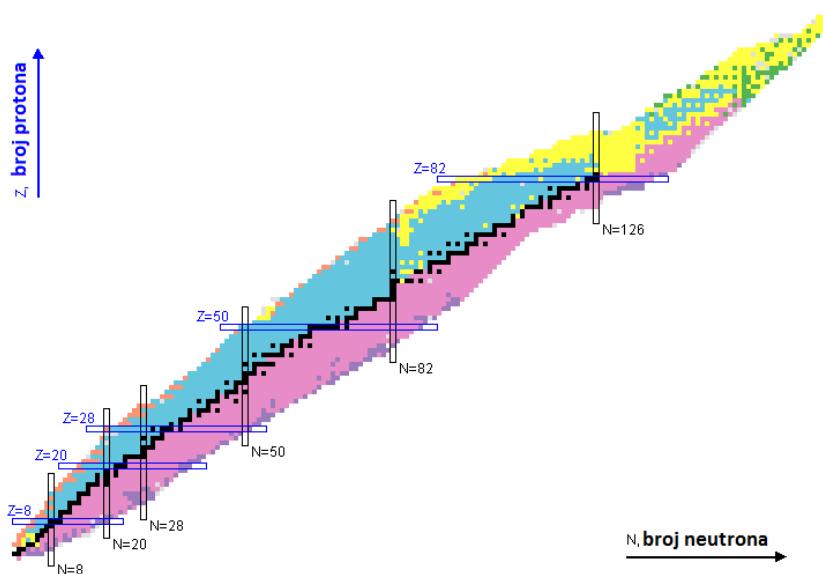
Danas je poznato da svi hemijski elementi imaju radioaktivne izotope. Izotopi 37 elemenata su nestabilni (od toga, 15 su prirodni elementi). Na slici [**Slika 1.1**] je prikazan periodni sistem elemenata sa označenim stabilnim jezgrima (cijan), dok su ostala jezgra radioaktivna.



Slika 1.1: Periodni sistem elemenata: jezgra označena cijan bojom su stabilna. Jezgra označena zelenom, žutom, narandžastom, crvenom i ljubičastom su radioaktivna a boje su dodeljene po opadajućoj vrednosti perioda poluraspada [7]

Radioaktivna jezgra se dele na prirodna i veštačka. Prirodna radioaktivnost predstavlja svojstvo spontane transformacije nekih elemenata u druge elemente prilikom čega dolazi do emisije alfa ili beta čestica, fotona ili nekih drugih čestica. Sa druge strane, ukoliko stabilna jezgra stupe u reakciju sa alfa česticama, neutronima, protonima i drugim česticama, ona postaju nestabilna i, samim tim radioaktivna, što se naziva veštačkom radioaktivnošću. I kod prirodne i kod veštačke radioaktivnosti, atomska jezgra hemijskih elemenata se transformišu u jezgra drugih hemijskih elemenata, odnosno dolazi do transmutacije. Transformacija atomskih jezgara, izazvana njihovim uzajamnim delovanjem ili delovanjem elementarnih čestica, spada u kategoriju nuklearnih reakcija. Po pravilu, u nuklearnim reakcijama učestvuju dva jezgra i dve čestice. Par jezgro-čestica je polazni, a novi par jezgro-čestica konačni produkt reakcije. Radioaktivni raspad se može odvijati samo ako rezultujuće jezgro ima veću vezivnu energiju od polaznog jezgra. Razlika između vezivnih energija (pre i posle raspada) određuje koji su raspadi energetsko mogući a koji nisu. Višak energije se manifestuje kao kinetička energija ili masa mirovanja produkta raspada.

Na slici [Slika 1.2] su prikazana sva poznata stabilna (označena crnom bojom) i radioaktivna jezgra. Jezgra sa viškom protona ili neutrona (označena cijan bojom) će, putem β^+ -raspada ili elektronskog zahvata, transformisati jedan proton u neutron. Ukoliko imaju višak neutrona, onda će se neutron ili transformisati u proton β^+ -raspadom (na slici prikazano ružičastom bojom) ili će jezgro emitovati grupu čestica alfa raspadom (jezgra označena žutom bojom). U slučaju da su jezgra eksitovana, emitovaće gama-kvant i pri tom će broj nukleaon ostati isti.



Slika 1.2: P-N dijagram (broj protona u zavisnosti od broja neutrona) svih poznatih jezgara [8]

Svaki od navedenih procesa mora da zadovolji nekoliko zakona održanja kao što su: zakon održanja energije/mase, naelektrisanja, linearog i ugaonog momenta, broja nukleona, leptonskog broja i slično.

1.1. Alfa raspad

Tokom alfa raspada, jezgro emituje alfa česticu (helijumovo jezgro koje se sastoji od dva protona i dva neutrona). Ovaj process se najčešće odvija kod teških elemenata (hemski elementi teži od olova). Alfa čestice su veoma stabilna formacija i zato nukleoni najčešće napuštaju jezgro baš u ovoj kombinaciji. Alfa radijacija smanjuje odnos broja protona i neutrona u jezgru i time ono postaje stabilnije. Primer jednog alfa raspada je raspad ^{210}Po :



Jezgro polonijuma ima 84 protona i 126 neutrona, što znači da odnos protona i neutrona iznosi 0,667. Odnos protona i neutrona kod jezgra olova, dobijenog raspadom polonijuma, iznosi 0,661. Ova naočigled neznatna razlika odnosa nukleona je dovoljna da jezgro bude stabilnije i time jezgro potomak prelazi u region stabilnih jezgara. U slučaju alfa raspada, atomski broj elementa se menja, što znači da su predak i potomak potpuno drugačiji elementi pa prema tome imaju i različite hemijske osobine. Promena u vezivnoj energiji se uglavnom troši na kinetičku energiju alfa čestice.

1.2. Beta raspad

Beta čestice su elektron i positron (antielektron). Tokom β^- -raspada, jedan neutron emituje elektron i antineutrino i postaje proton, kao što je prikazano u reakciji (2):



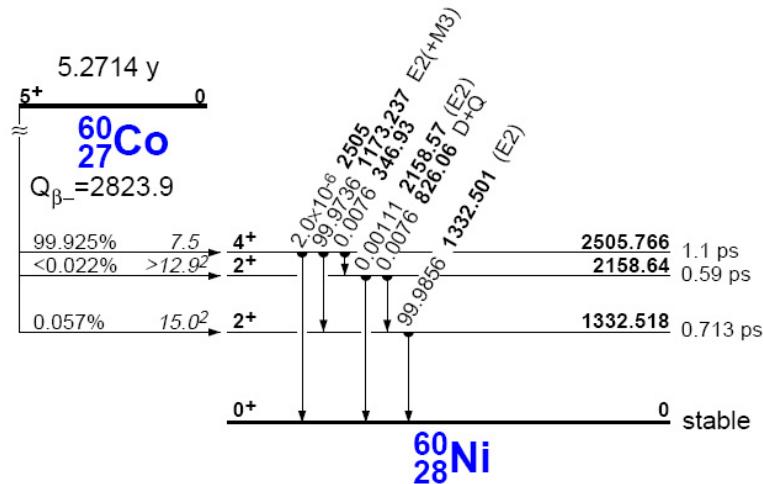
Kod β^+ -raspada jedan od protona se transformiše u neutron uz emisiju pozitrona i neutrino

$$p \rightarrow n + e^+ + \nu \quad (3)$$

zbog toga što raspadom jezgro mora da se približi stabilnom stanju. Dosadašnja istraživanja pokazuju da se slobodan proton neće rasplasti dok je slobodan neutron nestabilan. Unutar nekog jezgra neutron će se rasplasti ako proces rezultuje stabilnijom konfiguracijom. Takođe, protoni mogu zahvatiti elektron iz atoma i postati neutroni emitujući neutrino, stvarajući time stabilniji sistem. Raspad protona ili neutrona i elektronski zahvat su tri načina odvijanja beta raspada. U sva tri slučaja dolazi do promene atomskog broja elementa tako da su predak i potomak različiti elementi. Prilikom beta raspada maseni broj se ne menja. Oslobođena vezivna energija se troši na kinetičku energiju beta čestica, neutrina, antineutrina kao i na kinetičku energiju jezgra potomka.

1.3. Gamma zračenje

Kada je jezgro u pobuđenom stanju odnosno nalazi se na višem energetskom nivou, ono je nestabilno. U tom slučaju, jezgro će emitovati elektromagnetno zračenje (fotone ili γ -kvante). Broj nukleona se u ovom procesu ne menja, tako da se ono menja samo energetska (element ostaje isti). Kada jezgro emituje gama kvant, jezgro i emitovani foton imaju specifičnu energiju. Ta energija, karakteristična za svako jezgro i stanje, deli se između dva produkta zračenja. Gamma zračenje je najčešće pratilec alfa i beta raspada i uvek se odvija u jezgru potomku, odnosno u jezgrima koji su ostali u pobuđenom stanju posle alfa ili beta raspada.



stanjima kojima je energija pobude znatno niža od vezivne energije nukleona, dok je putem nuklearnih reakcija jezgro moguće pobuditi do energija koje su reda veličine većivne energije nuklona i više.[1]

1.4. Konstanta raspada, period poluraspada i aktivnost

Radioaktivni procesi su procesi stohastičke prirode. Fizičke veličine kojima se opisuje process raspada su: konstanta raspada, srednji život, period poluraspada i aktivnost. Već u prvim godinama nakon otkrića radioaktivnosti je ustanovljeno da se na brzinu raspada nekog radioaktivnog elementa ne može uticati ni jednim spoljašnjim faktorom: temperaturom, pritiskom, električnim ili magnetnim poljem, itd. To znači da je verovatnoća raspada nekog radioaktivnog jezgra određena isključivo prirodnom procesu koji se u njemu odvijaju i može se za dati izotop smatrati konstantom. Iz tog razloga uvedena je veličina koja se naziva *konstanta radioaktivnog raspada* i predstavlja verovatnoću da će se neko radioaktivno jezgro raspasti u jedinici vremena. Precizna merenja su pokazala da je konstanta radioaktivnog raspada karakteristika svakog pojedinog radioizotopa a eksperimentalno se može izračunati kao:

$$\lambda = \frac{[\Delta N]}{N} \quad (4)$$

gde je ΔN broj jezgara koji se raspao u vremenskom intervalu Δt a N je ukupan broj radioaktivnih jezgara u posmatranom uzorku u početnom trenutku. Poznavanjem konstante radioaktivnog raspada moguće je dobiti još jednu veličinu : *srednji život nestabilnog jezgra* τ . Ono se preko konstante radioaktivnog raspada može izraziti kao

$$\tau = \frac{1}{\lambda} \quad (5)$$

a dobija se usrednjavanjem vremena života po celom skupu radioaktivnih jezgara jedne vrste. Da bi se radioaktivni raspad kao pojava bolje opisao, neophodno je bilo da li se u toj raznolikosti pronađe nešto opšte i zajedničko za sve raspade . Praćenjem dinamike raspada velikog broja nestabilnih nuklida, uočeno je da ukoliko u nekom proizvoljnom trenutku u uzorku bilo nekih N radioaktivnih jezgara, broj raspada u određenom vremenskom intervalu dt bi bio

$$dN = -\lambda \cdot N_0 \cdot dt \quad (6)$$

Negativan predznak na desnoj strani gornje jednačine označava da se raspodom smanjuje broj posmatranih radioaktivnih jezgara. Integracijom jednačine (6) se dobija *zakon radioaktivnog raspada*:

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (7)$$

gde je N_0 broj jezgara posmatranog radioaktivnog izotopa u trenutku $t=0$. Zakon radioaktivnog raspada pokazuje da se broj radioaktivnih jezgara u nekom uzorku N eksponencijalno smanjuje sa vremenom. Jednačina (7) se bez ikakvih ograničenja može primeniti na bilo koji radionuklid. Uz poznavanje početnog broja nestabilnih jezgara u nekom uzorku, kao i konstante radioaktivnog raspada, upotreboom zakona poluraspada se može izračunati broj neraspadnutih jezgara u bilo kom trenutku vremena. Iz jednačine (7) se može izraziti i koliki će se broj jezgara nekog radioaktivnog uzorka raspasti u jedinici vremena kao:

$$-\frac{dN}{dt} = \lambda \cdot N \quad (8)$$

Očigledno je da će proizvod verovatnoće raspada jednog jezgra i ukupnog broja nestabilnih jezgara u nekom uzorku dati broj raspada. Ova se veličina naziva *aktivnost radioaktivnog uzorka* i najčešće se označava sa A . Broj raspada u jedinici vremena za dati radioaktivni izotop, okarakterisan konstantom raspada λ , zavisi jedino od količine radioaktivnog elementa tj. od broja radioaktivnih atoma N koji se u njemu nalaze. Jedinica za aktivnost je 1 Bq (bekerel) i jednak je aktivnosti nekog radioaktivnog izvora kome se svake sekunde raspadne tačno jedno jezgro.

Veoma je često potrebno poznavati aktivnost nekog radioaktivnog preparata. Iz jednačine (8) se može videti da se aktivnost može izračunati ako je poznata količina radionuklida u nekom uzorku, broj jezgara ili njegova masa kao:

$$A = \lambda \cdot N = \lambda \frac{m \cdot N_{AV}}{M} \quad (9)$$

gde je m ukupna masa nuklida u uzorku čija se aktivnost treba odrediti, N_{AV} je Avogardrov broj a M je molarna masa elementa ili jedinjenja koje sadrži nestabilna jezgra. Aktivnost se na osnovu merenja može odrediti kao

$$A = \frac{N_d}{\Delta\Omega \cdot \varepsilon \cdot \Delta t} \quad (11)$$

gde je $\Delta\Omega$ deo ukupnog prostornog ugla pod kojim se vidi detektor sa mesta izvora, ε je apsolutna efikasnost detektora, N_d je broj detektovanih čestica(događaja) a Δt je vreme merenja.

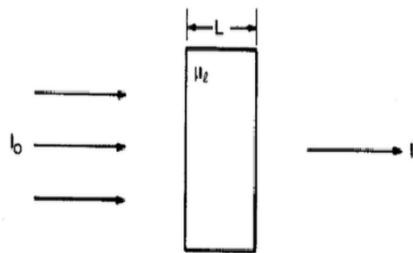
Period poluraspara $T_{1/2}$ je ono vreme za koje će se od početnog broja nestabilnih jezgara u nekom uzorku raspasti tačno polovina njih. Veza između perioda poluraspara i konstante radioaktivnog raspada je

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} \quad (1) \\ [1]$$

2. Gama spektroskopija

Svaki instrument koji se upotrebljava za dobijanje spektara zračenja naziva se spektroskop. Da bi radijacija bila detektovana i zabeležena, ona mora da interaguje sa materijom. Detajnije poznavanje načina interakcije gama zraka sa materijom je veoma bitna za razumevanje gama detekcije i atenuacije.

2.1. Interakcija gama zračenja sa materijom



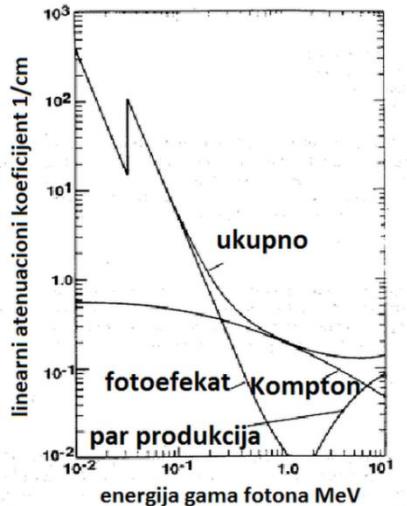
Slika 2.1: Šema interakcije gama zračenja sa atenuatorom [10]

Na slici [Slika 2.1] prikazan je najjednostavniji atenuacioni eksperiment. Ako γ radijacija intenziteta I_0 ulazi u apsorber deblijine L , onda će izaći sa intenzitetom I :

$$I = I_0 \cdot e^{-\mu_l L} \quad (13)$$

gde je μ_l linearni atenuacioni koeficijent. Odnos I/I_0 se zove *transmisija gama zraka*. Transmisija se povećava povećanjem energije γ fotona, a smanjuje se sa povećanjem debljine apsorbera. Atenuacioni koeficijent zavisi od energije fotona, atomskog broja Z i od gustine apsorbera. Linearni atenuacioni koeficijent Nal u funkciji

energije fotona-dat je na slici [Slika 2.2].

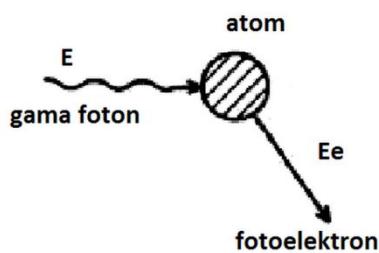


Slika 2.2: Linearni atenuacioni koeficijent Nal i vrsta interakcija u zavisnosti od energije upadnog fotona [10]

Energija fotona koja je od interesa u ogledima γ -spektroskopije kreće se u opsegu od 10 do 2000 keV. Fotoni interaguju sa materijom kroz tri procesa: fotoelektričnom apsorpcijom, Komptonovim rasejanjem i stvaranjem para elektron-pozitron. Pri photoelektričnoj apsorpciji i stvaranju para energija upadnog zraka biva apsorbovana dok kod Komptonovog rasejanja foton izgubi deo svoje energije.

2.1.1. Fotoelektrična apsorpcija

Foton može da interaguje sa vezanim elektronom u atomu, tako da izgubi svu svoju energiju i nestane. Jedan deo energije upadnog fotona se troši na vezivnu energiju elektrona a drugi deo se preda elektronu u vidu kinetičke energije. Jako mali deo energije je predat samom atomu (zbog razlike u masi). Ova vrsta interakcije je bitna baš zbog činjenice da pri fotoefektu γ -kvant preda svu svoju energiju i tako detekcija te interakcije daje čisti izlazni signal u detektorima.



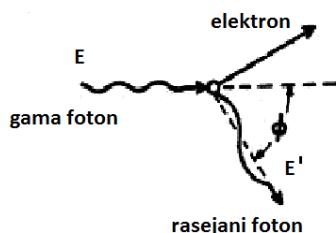
Slika 2.3: Šema fotoelektrične apsorpcije [10]

Na slici [Slika 2.3] dat je šematski prikaz fotoelektrične apsorpcije. Verovatnoća ovog procesa zavisi od energije fotona, vezivne energije elektrona i od atomskog broja apsorbera. Verovatnoća se povećava ako su elektroni jače vezani i zato se najveći procenat fotoelektrične apsorpcije dešava na K-elektronima (preko 80 %) s tim što energija γ -kvanta mora da prevaziđe energiju veze na toj ljestvici. Efekat je značajan kod težih elemenata kao što su olovo, uranijum, itd.

Energija fotoelektrona E_e , posle foto apsorpcije će biti jadnaka razlici energije upadnog fotona E_γ i vezivne energije E_v :

$$E_e = E_\gamma - E_v \quad (14)$$

2.1.2. Komptonovo rasejanje

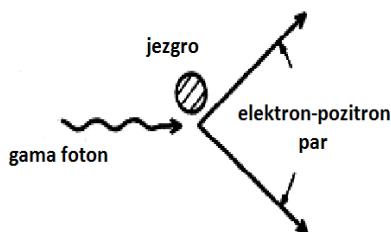


Slika 2.4: Šematski prikaz Komptonovog rasejanja [10]

Komptonovo rasejanje [Slika 2.4] je proces u kojem foton interaguje sa slobodnim ili slabo vezanim elektronom i preda mu deo svoje energije. Elektroni se potom oslobođe sa kinetičkom energijom jednakom razlici izgubljene energije fotona i energije veze. Kako energija veze spoljašnjih elektrona nije velika, kinetička energija elektrona koji napuštaju sistem biće slična energiji koju foton izgubi pri rasejanju. Rasejni foton će, dakle, imati manju energiju nakon interakcije. Zbog činjenice da su elektroni u ovom procesu slobodni ili slabo vezani, atomski broj elementa apsorbera nema velik uticaj na verovatnoću Komptonovog rasejanja. Verovatnoća Komptonovog rasejanja pokazuje slabu

zavisnost od energije upadnog zraka.

2.1.3. Stvaranje parova



Slika 2.5: Šema procesa stvaranja parova
[10]

Foton sa energijom većom od 1,022 MeV može da, pod uticajem elektromagnetskog polja jezgra, stvori par elektron-pozitron [Slika 2.5]. Jezgro tada dobije deo energije (održanje momenta) a γ -foton u potpunosti nestane. Energetska granica procesa je količina energije dovoljna za proizvodnju para. Višak energije se potroši na kinetičke energije novonastalih čestica. Oba produkta reakcije se brzo zaustave u apsorberu, potom se pozitron anihilira sa jednim elektronom emitujući dva gama fotona energije od 511 keV. Ovi fotoni posle mogu dalje interagovati sa detektorom. Verovatnoća ovog efekta je očigledno zavisna od energije upadnog zraka i posle 1,022 MeV raste sa povećanjem energije.[10]

2.2. Spektroskopski uređaji

U ovom poglavlju će biti navedeni neki od najčešće korišćenih gama detektora kao i njihove opšte karakteristike.

2.2.1. Gasni detektori

Ovi detektori se sastoje od dve elektrode između kojih se nalazi gas. Najpopularniji dizajn je spoljašnja negativna elektroda u obliku cilindra sa pozitivnom elektrodom u obliku žice u centralnoj osi cilindra. U zavisnosti od veličine napona na kome su podešeni, gasni detektori se dele na ionizacione komore (mali napon; samo primarna ionizacija), proporcionalne brojače (viši napon; sekundarna i dalja ionizacija) i Gajger-Milerove brojač (visoki napon; lavinska ionizacija).

U praksi, gasni detektori se ne koriste u γ -spektroskopiji. Scintilatori ili poluprovodnički detektori su u nuklearnim eksperimentima od većeg značaja (sem za fotone malih energija ili za β -dozimetriju (GM brojač)).

2.2.2. Scintilacioni detektori

Scintilacioni detektori rade na principu scintilacije i imaju osetljivi scintilacioni ili luminescentni materijal (čvrst kristal, tečnost ili gas) u sebi koji detektuje zračenje. Aktivni materijal može biti organski (antracen, plastike) ili neorganski (Nal, CsI, ZnS, LiI). Novi materijal koji se još koristi je $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ takozvani BGO.

Kod ovih detektora je bitno naglasiti da oni mere energiju zračenja indirektnim putem odnosno mere svetlost koji stvara zračenje u scintilatoru pomoću fotomultiplikatora koji svetlost pretvaraju u električni signal.

2.2.3. Poluprovodnički detektori

Unutar poluprovodničkih detektora, elektroni i šupljine proizvedeni od strane γ fotona se prikupljaju direktno. Energetska rezolucija ovih detektora je mnogo bolja od scintilacionih. Osetljiva (aktivna) zapremina je poloprovodnik u kojem se elektroni i šupljine kreću slobodno. Germanijum ima najbolje električne osobine. U principu, aktivna zapremina se ponaša kao ionizaciona komora samo što je umesto gasa aktivna zapremina material u čvrstom stanju. Naelektrisane čestice se do elektroda dovode putem električnog polja. Poslednjih godina, HPGe detektor je skoro eliminisao sve ostale detektore iz ove kategorije.

3. Nal(Tl) detektori

Scintilacioni detektori se koriste još od početka istraživanja radioaktivnosti. Služe za merenje raznih radioaktivnih događaja: alfa, beta i gama zračenja, neutrona. Za ovaj rad je bitna samo gama spektroskopija scintilacionim detektorom.

Sve do komercijalne eksplozije poluprovodničkih detektora, scintilacioni detektori (uglavnom Nal) bili su standardni detektori gama zračenja. I danas se efikasnost poluprovodničkih detektora upoređuje sa efikasnošću Nal-detektora. Moglo bi se reći da gledajući napredak samo u preciznosti detekcije γ zraka, generalni stav među istraživačima je da su scintilacioni detektori stvar prošlosti, ali to svakako nije slučaj u praksi. Kada se radi o više gama zraka, a ne samo o jednoj ili dve linije, prednosti poluprovodničkih detektora su neuporedive. Međutim, scintilacioni detektori još uvek imaju svoje mesto i ulogu, a možda će se njihova upotreba raširiti sa razvojem lantanskih kristala (LaCl_3 , LaBr_3).

U nekim situacijama (problem sa skladištenjem), korištenje poluprovodničkih detektora nije moguće. Na primer, natrijumski detektor se koristi kada se meri potrošnja nuklearnog goriva u bazenima nuklearne elektrane. Ovo su specifični i retki slučajevi, ali ne treba zaboraviti da je Nal pored toga i bitan deo zaštitnog sistema drugih detektora visoke rezolucije.

3.1. Scintilacija

U procesu scintilacije, primarni elektroni proizvedeni gama emisijom svoju energiju gube tako što proizvede parove elektron-šupljina a zatim deekscitacijom ti elektroni emituju foton. Na slici [Slika 3.1] prikazana je karakteristična plava svetlost Nal kristala. Funkcija detektora je da sakupi energiju i proizvede električni signal. Osobine dobrog scintilacionog materijala su:

1. dobar apsorber fotona (veliki atomski broj - velika gustina)
2. izlazni signal proporcionalan ulaznoj energiji
3. vreme deekscitacije kratko kako bi se omogućio što veći broj detektovanih gama zraka
4. dostupan u velikoj količini i za razumljivu cenu



Slika 3.1: Scintilacija Nal kristala stvoreno X-zracima [11]

Materijali koji su ispunili te kriterijume su neorganski kristali: Nal, CsI, CaF₂, BGO i u poslednje vreme već pomenuti lantanovi kristali. Bitniji fizički parametri nekih scintilatora dati su u tabeli [Tabela 1].

Tabela 1: Scintilacioni materijali u poređenju sa Nal - TD -talasna dužina maksimalne emisije, t_{de} -vreme ekscitacije, RI -indeks prelamanja, RCE -relativna efikasnost, HIG – higroskopičnost (da/ne/malo)

Scintilator	Aktivator	Skraćenica	Gustina [gcm ⁻³]	TD [nm]	t_{de} [ns]	RI	RCE [%]	HIG	FWHM [%]
Natrijum jodid	Tl	Nal (Tl)	3,67	415	230	1,85	100	da	7,0
Cezijum jodid	Tl	CsI (Tl)	4,51	550	1000	1,79	45	da	-
	Na	CsI (Na)	4,51	420	630	1,84	85	malo	7,5
Cezijum fluorid	-	CsF	4,64	390	3-5	1,48	5-7	malo	-
Bizmut germanat	-	BGO	7,13	480	300+60	2,15	15-20	ne	>10
Lantan hlorid	Ce	LaCl ₃ (Ce)	3,79	350	28	1,9	130	da	3,8
Lantan bromid	Ce	LaBr ₃ (Ce)	5,29	380	16	1,9	160	da	2,7

U tabeli [Tabela 1], vrednosti relativne efikasnosti (RCE-relative conversion efficiency) su izražene u odnosu na Nal. Ova veličina predstavlja fotone emitovane po jedinici energije gama kvanta koji je apsorbovan. U tom slučaju, u tabeli bi Nal imao vrednost izlaznog signala od 38000 fotona po MeV. Taj faktor ima više imena u literaturi (relativna scintilaciona efikasnost, relativni svetlosni signal, scintilaciona konverziona efikasnost, fotoelektrični doprinos itd.) ali će se ovde koristiti izraz relativna efikasnost (RCE). Ta vrednost se odnosi na krajnji izlazni signal i specifična je za svaku kombinaciju scintilator-fotomultiplikator. Stoga, poređenje Nal sa ostalim sistemima je ispravno samo ako se radi o sličnom emisionom spektru. RCE za CsI(Tl) iznosi 45 % jer je izlazni signal oko 52000 fotona po MeV, što je mnogo više od emisije Nal. Međutim, u realnom slučaju CsI(Tl) ima najveću vrednost RCE-a (prevaziđen samo novijim lantanskim materijalima) kada se u obzir uključi kombinacija ovog scintilatora sa fotomultiplikatorom. Spektar CsI(Tl) ima maksimum oko 550 nm, što se ne slaže sa bialkalnim fotomultiplikatorima koji su najviše korišćeni u praksi.

Nal ima visoku apsorpciju gama zraka zbog udela joda. Za niske energije može se reći da je apsorpcija potpuna. Iz grupe neorganskih scintilatora, Nal ima najveću fotoemisiju (sa standardnim fotomultiplikatorima) a ima i najveću energetsku rezoluciju.[4]

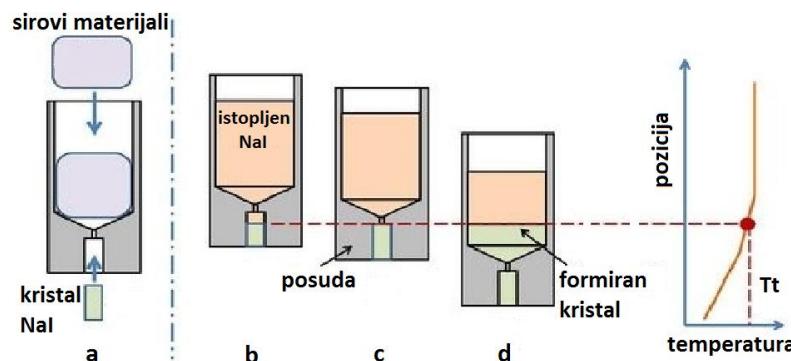
3.2. Nal kristali

1948. godine je ustanovljeno da se scintilacione osobine natrijum-jodida znatno poboljšavaju kada se kao primesa doda talijum. Počelo je proizvodnja i razvijanje Nal(Tl) kristala. Kristal Nal je dat na slici [Slika 3.2].



Slika 3.2: NaI (Tl) kristali [12]

U početku, kristali veličine 1÷3 inča su se koristili u istraživanju, nuklearnim elektranama i radiološkim merenjima. Razvojem nauke, kristali su se počeli proizvoditi u raznim oblicima i veličina (mozaici, peto-inčni kristali, itd.). Potreba za što većim kristalima se javila pojmom velikih gama-kamera. Poslednjih 30 do 40 godina, proizvodnja velikih kristala NaI je glavni izazov što se izgradnje scintilacionih detektora tiče (uglavnom zbog potenciranja povećanja gama ploča). NaI(Tl) kristali se proizvode Bridžman-Stokbergerovom metodom, poznatom kao "metoda spuštanja kristala". Etape ovog procesa se mogu pratiti na slici [Slika 3.3].



Slika 3.3: Šema Bridžman-Stokberger metode [13]

U posudu za topljenje se dodaju svi materijali potrebni za formiranje kristala i zatim istope na visokoj temperaturi. Sa donje strane posude, u uski deo, postavlja se čvrst kristal (ampula), kao što je prikazano na slici [Slika 3.3 a]. Kristal se podigne da bi se mali istopio (na slici b) i posle toga povuče dole da bi se ohladio. Pomoću ampule se slaže kristalna rešetka (na slici pod c i d).

Ceo sistem kojim se dobija NaI kristal se sastoji iz tri dela [Slika 3.4]:

1. Gornji deo (topao; temperature iznad tačke topljenja kristala)
2. Srednji deo (adijabatska zona koja ima ulogu bafera)

3. Donji deo (ova zona je zona hlađenja; temperatura je ispod tačke očvršćavanja kristala)

Svi sirovi materijali koji se koriste moraju biti vrhunskog kvaliteta, posebno namenjeni



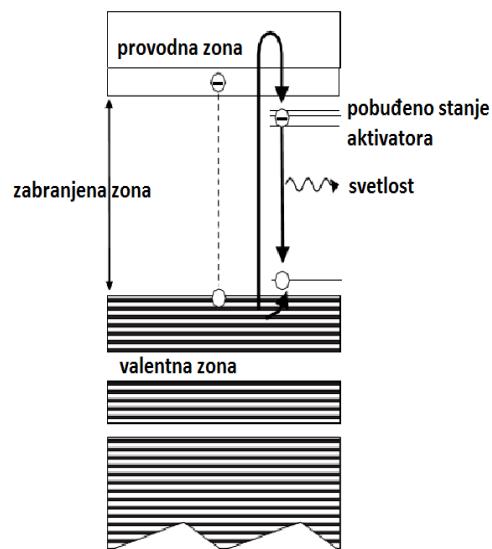
Slika 3.4: Izgled posude u kome se proizvodi kristal Nal (Tl) [14]

scintilatorskoj tehnici. Kako je kalijum vrlo sličan natrijumu i često se javlja kao nečistoća u solima natrijuma, pri izradi natrijumskih kristala se posebna pažnja obraća na udeo ^{40}K . Prirodni kalijum u sebi sadrži radioaktivni ^{40}K te bi u slučaju visokog udela ovog izotopa pozadinsko zrčeњe bilo veliko. U detektorske svrhe se koristi natrijum velike čistoće (HPNa). Tipična vrednost udela kalijuma u Nal koji se koristi u detektorske svrhe iznosi oko 0,5 ppm. Povrh svega, Nal je vrlo higroskopan, pa se ceo proces izrade kristala mora odigravati u specijalnim uslovima. U suprotnom, optička svojstva kristala bi bila nezadovoljavajuća. Osnovni spektroskopski parametar koji određuje kvalitet kristala jeste providnost u oblasti u kojoj zrači aktivator. Za smanjenje providnosti Nal kristalala su odgovorne nečistoće u vidu jona (Pb , Cu) i molekulskih komponenti vazduha (O , H_2O). Jasno je da ukoliko je transparencija kristala manja, samim tim su smanjena i njegova scintilacona svojstva.[14]

Od svih scintilatora, Nal je najšire korišćen materijal. Natrijum-jodid ima jako visoku luminescentnu efikasnost i dostupan je u širom opsegu veličina i geometrije. Materijal ne pokazuje nikakvu izrazitu samoapsorpciju scintilacione svetlosti. Povrh svega, Nal stvara jedan od najviših signala u fotomultiplitorskoj tubi po količini apsorbovane radijacije.

3.3. Aktivatori

Pošto je širina zabranjene zone u kristalnoj rešetki Nal prilično velika, fotoni koji bi se emitovali deekscitacijom elektrona direktno iz provodne zone bi bili van vidljivog dela spektra. Povrh svega, to bi značilo i da će sam kristal u detektoru apsorbovati skoro svo zračenje pre nego što ono dospe do fotomultiplikatora. Oba problema se mogu rešiti *aktivatorima*. U slučaju Nal, taj aktivator je talijum (kod Cs, aktivator može biti Tl ili Na). Dodavanjem oko 10^{-3} mola talijuma ili drugih primesa dobijaju se defekti u kristalnoj rešetki koji rezultuju smanjenjem širine zabranjene zone odnosno, stvaraju se novi energetski nivoi između valentne i provodne zone. Na mestima aktivatora, osnovni nivo se nalazi malo iznad valentne zone, a najviši pobuđeni nivo kod aktivatora je baš ispod provodne zone kristala.



Kada se stvori par elektron-šupljina, šupljina migrira do mesta aktivatora, a elektroni u provodnoj zoni bivaju zahvaćeni od strane aktivacionih mesta pobuđenih nivoa. Kada se elektron deekscitira iz ovih novih položaja i emituje foton, emisioni foton će imati veću talasnu dužinu i time i veću šansu da bude u oblasti vidljive svetlosti. Povrh svega, ovaj foton više neće imati talasnu dužinu jednaku apsorpcionoj talasnoj dužini scintilatora i time dospeti do fotomultiplikatora.

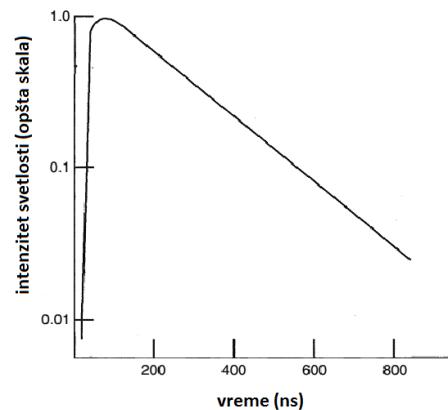
Neće se sva energija gama fotona reemitovati u vidu scintilacionih fotona. Nal predaje oko 12 % od ukupnih gama zraka. Ostatak energije se utroši na vibraciju rešetke i oda se u vidu toplove. Jačina izlaznog zavisi i od toga koliko je fotomultiplikator usaglašen sa emisionim spektrom scintilatora.[4]

Slika 3.5: Energetske zone Nal kristala [4]

3.4. Vreme deekscitacije

Trajanje pobuđenog stanja aktivatora je veoma kratko i iznosi oko $0,1 \mu\text{s}$. Ova emisija se u literaturi zove *luminescencijom*. Kratak život tih stanja znači da će i detektorski signali biti kratki.

U slučaju da je prelaz zabranjen, relaksacija sistema je produžena što znači da će emisija svelosti trajati duže. Ova emisija se naziva *fosforescencijom* (odsaj) i predstavlja problem jer znatno povećava količinu pozadinskog zračenja. Primarna scintilacija kod Nal traje oko 230 ns ali 9 % ukupne emisije potiče od fosforescencije i ona traje 0,15 s. Kod malog broja događaja ovo ne predstavlja problem ali u slučaju velikog broja gama zraka fosforescencija utiče na efikasnost.



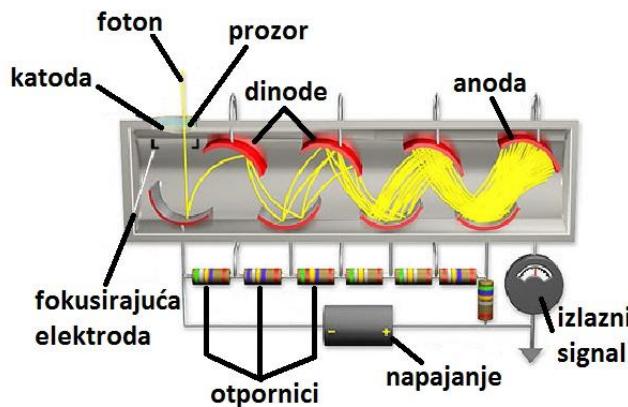
Slika 3.6: Vreme deekscitacije Nal kristala [4]

3.5. Fotomultiplikator

Izlazna informacija iz scintilatorskog kristala je količina svetlosti koja se mora pretvoriti u električni signal. To se vrši fotomultiplikatorom (PMT - Photomultiplier tube). Fotomultiplikator je integralni deo scintilacionog detektora. Bez pojačavanja signala scintilatori bi bili beskorisni. Fotomultiplikatori su u suštini brzi pojačivači, koji u roku od 10^{-9} s pojačaju upadne impulse svetlosti za 6 redova veličine ili više.

Tok procesa koji se odigrava u fotomultiplikatorskoj cevi je sledeći: foton udari u osetljiv sloj fotomultiplikatora (fotokatodu) i iz nje izbjije elektron. Fotoelektroni se zatim električnim poljem fokusiraju na prvu od serije dinoda. Na svakoj dinodi, oni se umnože i na kraju prikupe na anodu, odakle se uvode u strujno kolo pojačavača.

Dizajn fotomultiplikatora zavisi od funkcije koju će vršiti. Jedna od verzija je data na slici [Slika 3.7]. Za scintilacionu gama spektroskopiju, fotomultiplikatori imaju prozor na kraju cevi, sa fotokatodom na unutrašnjoj strani tog prozora. Cela struktura je evakuisana i pinovima priključena na anodu.



Slika 3.7: Šema fotomultiplikatora [15]

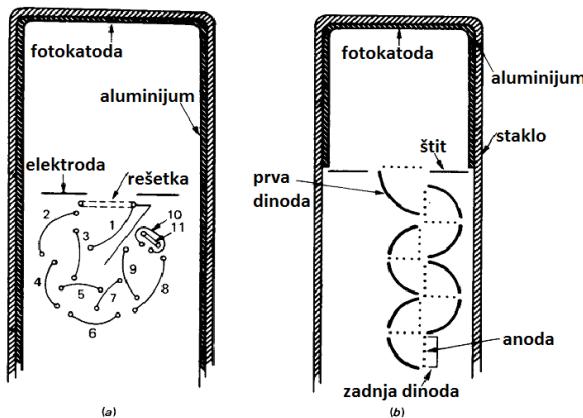
3.5.1. Fotokatoda

Fotokatoda je deo fotomultiplikatora koji detektuje svetlost. Napravljena od materijala malog izlaznog rada. Tipični materijali za fotokatodu su $\text{Na}_2\text{K}\text{Sb}(\text{Cs})$ - *multialkalne katode* ili $\text{K}_2\text{Cs}\text{Sb}(\text{O},\text{Cs})$. - *bialkalne katode*. Ponekad su označene brojevima koji označavaju spektralnu osjetljivost (npr. S-11, S-13). Za scintilacione detektore najčešće se koriste bialkalne fotokatode. Dakle, fotokatoda je gornji deo PMT-a koji apsorbuje fotonе i stvara elektrone međutim neće svaki foton proizvesti fotoelektron. Energija prosečnog scintilacionog fotona u plavom delu spektra iznosi oko 3 eV. Izbijeni elektroni, pored toga što moraju imati energiju dovoljnu da prevaziđu izlazni rad materijala (1,5 do 2 eV), treba i da dospeju do površine fotokatode. Kvantna efikasnost materijala fotokatode, odnosno broj emitovanih elektrona po upadnom fotonu, iznosi 20-30%. U slučaju Nal kristala, za jednu scintilaciju potrebno je da apsorbovana energija iznosi najmanje 26 eV. Uzimajući u obzir i kvantnu efikasnost fotokatode, ova vrednost se kod detektora penje do 100 eV. Dakle, detektoru je potrebno oko 100 eV da bi došlo do registracije signala na fotokatodi.

3.5.2. Dinode

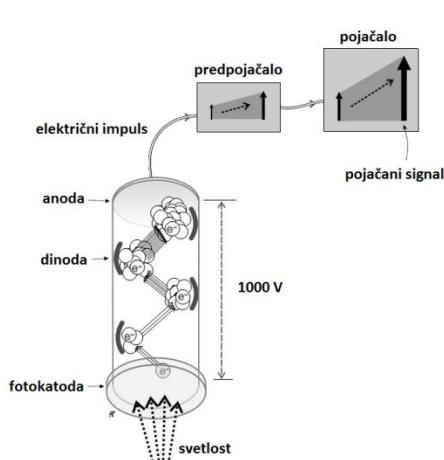
Ove elektrode su prekrivene slojem materijala koji posle apsorpcije jednog elektrona može lako emitovati sekundarne elektrone jer imaju negativni afinitet prema elektronu. Zbog rasporeda zona unutar ovih materijala oni praktično nemaju izlazni rad. Materijali kojima se dinode oblažu su berilijum oksid, magnezijum oksid, Cs_3Sb ili galijum-fosfid. Sekundarni elektroni bivaju emitovani iz dinoda gotovo momentalno i u velikom broju. Faktor umnožavanja

(odnos broja sekundarnih elektrona i broja primarnih elektrona) zavisi od razlike potencijala izmedu dinoda. Obicno se ta razlika podešava na $80\div120$ V a broj dinoda se uglavnom kreće od 10 do 12. Svaki upadni elektron mora da ima veću energiju od izlaznog rada dinode što znači da im je energija oko 2-3 eV, tako da se očekuje 30 elektrona za svaku 100 V razliku. Tačan faktor umnožavanja je u realnom slučaju dosta manji jer ne samo što ne uspe svaki elektron stići do dinoda, nego i oni koji stignu nemaju dovoljnu energiju za izbijanje novih. U praksi, faktor za dinode je od 4-6. Za prosečan sistem od 10 dinoda i za faktor umnožavanja od 5 od jednog primarnog elektrona dobija se 10^7 elektrona na kraju cevi. Fizički raspored dinoda se razlikuje a šeme za neke od tih varijacija vidimo na slici [Slika 3.8].



Slika 3.8: Šeme dva moguća rasporeda dinoda (a) – model 6342 RCA i (b) – model 6262 DuMont [6]

3.6. Pojačavači

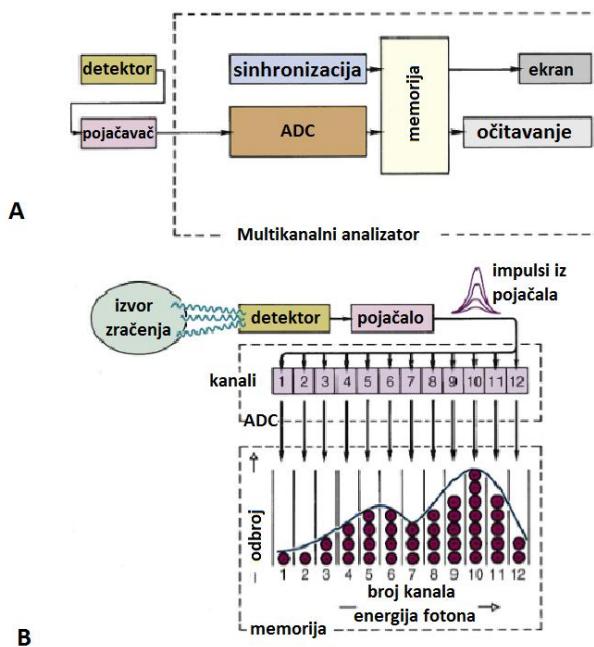


Slika 3.9: Šema fotomultiplikatora sa pojačivačima [2]

Signal iz PMT-a se mora dalje pojačati, jer iako je broj elektrona umnožen, signal je i dalje slab. Obično se pojačava dva puta. Prvo se predpojačavačem, koji je postavljen blizu PMT-a, povećava broj nanelektrisanja toliko da bi se oni mogli dovesti do pojačala. U drugoj fazi se signal pojačava i do 1000 puta. Pojačavači su dizajnirani tako da visina signala uvek bude proporcionalna energiji primarnog zračenja. Amplituda svakog električnog impulsa se meri pomoću analizatora a broje se impulsi istih intenziteta. Na slici [Slika 3.9] je data šema fotomultiplikatora sa pojačivačima.

3.7. Višekanalni analizator (multi-channel analyser MCA)

Glavni deo MCA je konverter koji pretvara analogni signal u digitalni (analog to digital converter ADC), i meri i raspoređuje impulse po njihovoj amplitudi. Interval napona od 0÷10 V se deli na konačan broj diskretnih vrednosti odnosno na kanale. Broj kanala može biti 100 (mali analizatori) pa čak i 2^{16} (veliki sistemi). Na primer, 1000-kanalni analizator interval od 0÷10 V deli na 1000 delova, svaki od 0,01 V širine. Za svaki kanal postoji posebno mesto u memoriji MCA. Ta memorija broji i čuva impulse svakog kanala. MCA je najčešće povezan sa kompjuterom pomoću kojeg se mogu podešavati razni parametri (broj korišćenih kanala, naponski interval, vreme merenja i slično). Kompjuter služi i za prikaz podataka (broj impulsa po broju kanala za određeni vremenski period). Šema opštег MCA sistema se vidi na slici [Slika 3.10].



Slika 3.10: Šema MCA sistema: A) opšta šema MCA B) detaljnija šema ADC-a i memorije MCA

3.8. Zaštita

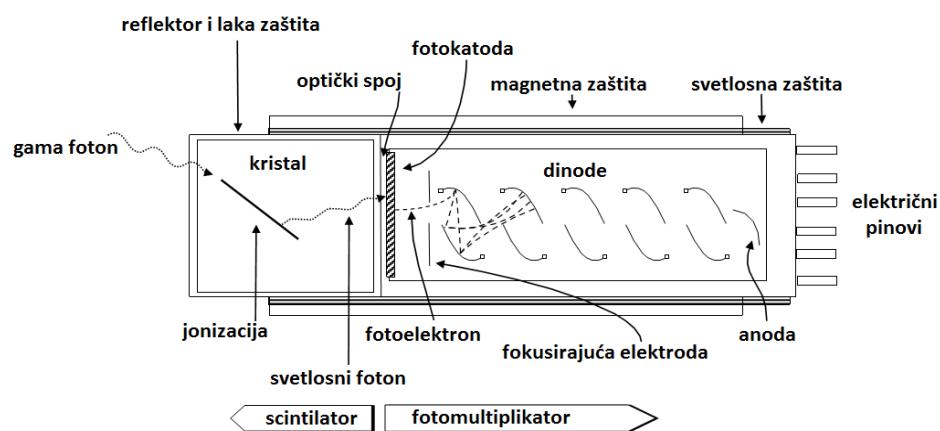
Detektoru je potrebna zaštita od pozadinskog gama zračenja. Materijali korišćeni u te svrhe treba da imaju dobra atenuaciona svojstva odnosno potrebno je da imaju veliku gustinu i veliki atomski broj. Najčešći materijal koji se u ovu svrhu koristi jeste olovo, pošto je dostupan i ima dovoljnu gustinu ($11,35 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$) i atomski broj $Z=82$. Povrh svega, cena olova je prihvatljiva i može se izliti u raznim oblicima. Mana mu je rastegljivost pošto ne drži svoj oblik bez spoljašnje podrške. U ređim slučajevima koristi se i volfram ($Z=74$) pošto je veće gustine ($17 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$), lakše se obrađuje i zadržava svoj oblik. No volfram je oko 30 puta skuplji nego olovo pa se vrlo retko upotrebljava u gama spektroskopiji.

3.9. Konstrukcija detektora

Da bi što manje gama fotona "pobeglo" iz kristala potrebno ga je prekriti slojem refleksivnog materijala. Difuzni reflektori su se pokazali najpovoljnijim (više nego neki sjajni materijal) tako da je najčešće kristal premazan (osim dela koji je povezan sa PMT) magnezijum- ili aluminijum-oksidom. Tako premazan kristal je postavljen u tanku aluminijsku kutiju. Kao što je već napomenuto, Nal je vrlo higroskopan, pa mora biti hermetički zatvoren. Spoljašnje magnetno polje ometa rad detektora pošto se u PMT elektroni prenose od dinoda do dinoda elektrostaticki. Zaštita od smetnji ove vrste je spoljašnji metalni oklop napravljen od materijala visoke permeabilnosti (legure nikla i gvožđa). Na kraju fotomultiplikatora nalaze se pinovi na kojima je priključen napon za anode i izlazni kabel. PMT-ovi su osjetljivi na mehaničke smetnje i vibracije te su uvek postavljeni na mesto gde su zaštićenih od istih.

Kada fotoni pređu iz scintilatora u fotomultiplikator, neki upadni fotoni će se reflektovati u slučaju da im je upadni ugao veći od graničnog ugla. Da bi se što manje fotona izgubilo najpovoljnije je da kristal i staklo PMT-a ima isti indeks prelamanja. Indeks prelamanja stakla je oko 1,5 a indeks prelamanja kristala iznosi 1,85 što daje kritični ugao od 54 stepeni. To znači da se 60 % ukupnih fotona koji dođu do fotokatoda sa svih strana vraća u kristal. Smanjenje tog procenta se vrši stavljanjem viskoznog silikonskog ulja između stakla i kristala. Dobro namešten spoj veoma utiče na efikasnost detektora tako da je rastavljanje već napravljenog sistema (kristal-PMT) veoma rizično i ne preporučuje se zbog mogućnosti oštećenja i smanjenja efikasnosti. Sa druge strane, ostareli sistem se može poboljšati menjanjem prelaznog sloja odnosno sklopa između kristala i PMT-a. Ako se u kristalu pojavi pukotina (npr. zbog snažnog udarca) ili ako se kristal polomi, svetlost iz nekih dela scintilatora nikad neće stići do fotokatode. Time se smanjuje rezolucija celog sistema. Detektor tada još uvek može da radi ako fotomultiplikatori rade, međutim takvo oštećenje ne može da se popravi jer scintilacioni materijal zauvek oštećen.

Sa druge strane, prikupljanje svetlosti iz kristala nikad nije homogeno. Zato se kod velikih detektora i detektora komplikovanih oblika postavlja više PMT-ova na različitim mestima kristala sa ciljem poboljšanja procenta prikupljenih fotona.



Slika 3.11: Šema jednog sistema scintilator-fotomultiplikator [4]

3.10. Oblik (aktivne zapremine) detektora

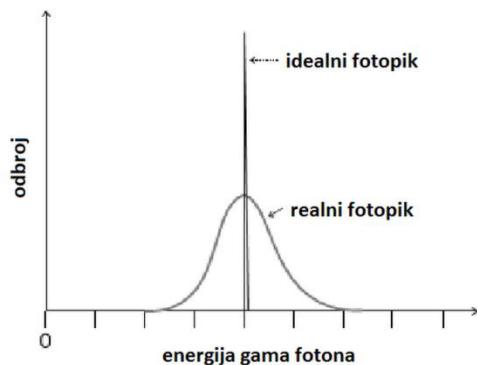
Standardni scintilator je valjak kojem prečnik i visina imaju iste vrednosti. Laka izrada tih detektora i preciznost kojom se proizvode dovelo je do njihove dostupnosti i popularnosti u rutinskoj spektroskopiji gama zraka. Standardne veličine u kojima se scintilatori izrađuju su 1x1, 2x2, 3x3 inča. Detektori oblika jame tih dimenzije su takođe veoma dostupni. Za X-zrake koriste se veoma tanki detektori (1 ili 2 milimetra debline).

3.11. Energetski spektar

Način na koji detektor predstavlja rezultat merenja jeste spektar (pulse height spectrum). Izgled spektra zavisi od energije gama fotona i karakteristika detektora. Glavna informacija je u liniji (piku) koji se zove fotopik.

3.11.1. Fotopik

Kada γ foton preda svu svoju energiju kristalu, izlazni signal je jedan električni impuls čija visina (amplituda) odgovara energiji upadnog fotona. Idealno, ova konverzija bi bila ista svaki put (za svaki gama foton) i grafik svih tih impulsa bi bila jedna uska linija (idealan fotopik na slici [Slika 3.12]). U realnom slučaju, fotopik ima širinu i oblika je Gausove krive (realan fotopik na slici [Slika 3.12]). Na spektrima se često mogu javiti i linije drugačijeg porekla i njihov uzrok i osnovne karakteristike će biti ukratko opisane u narednim sekcijama.



Slika 3.12: Idealan i realan fotopik [2]

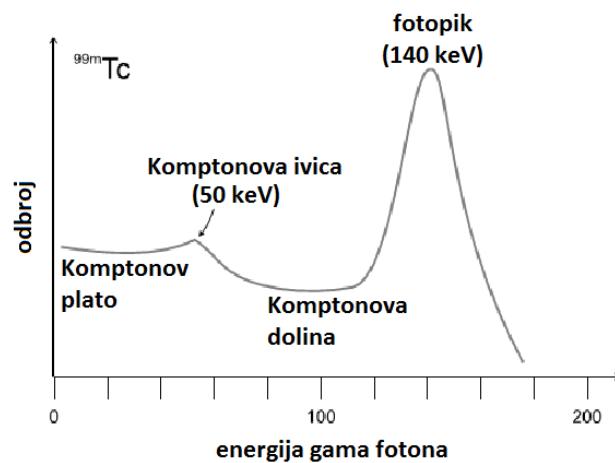
3.11.2. Komptonova linija

Ova linija se često može primetiti na spektrima i potiče od komptonovski rasejanih fotona i elektrona. Ukoliko su i komptonovski elektron i rasjedani foton detektovani, njihova ukupna energija će biti jednaka energiji upadnog fotona i kao takva će biti registrovana u fotopiku. Međutim, često se može desiti da rasejni foton uspe izbeći detekciju tako da će detektovana energija biti samo ona od komptonovskog elektrona. Energija ovih elektrona je manja od

energije upadnog fotona tako da se na spektru uvek nalaze uлево od fotopika. Maksimalna energija koju Komptonovi elektroni mogu imati se naziva Komptonov pik ili ivica i može se odrediti iz relacije:

$$E_{max} = \frac{E_{upadni}^2 \gamma}{(E_{upadni} \gamma + 0,256)} \quad (15)$$

Na slici [Slika 3.13] je dat spektar metastabilnog ^{99m}Tc . Sa spektra se jasno vidi fotopik na 140 keV. Takođe, moguće je primetiti i pik slabijeg intenziteta na 50 keV koji je upravo Komptonov pik.

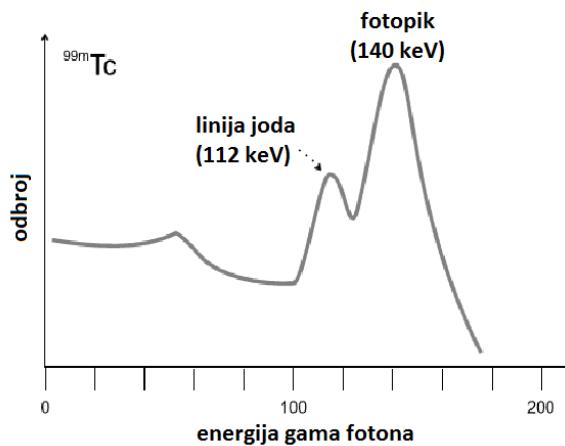


Slika 3.13: Spektar ^{99m}Tc [2]

Osim Komptonove linije, moguće je uočiti i još dve karakteristike. Prva se naziva Komptonov plato i potiče od elektrona energije manje od maksimalne (koja odgovara Komptonovom piku). Komptonova dolina nastaje od elektrona nastalih od jednog fotona.

3.11.3. Linija joda

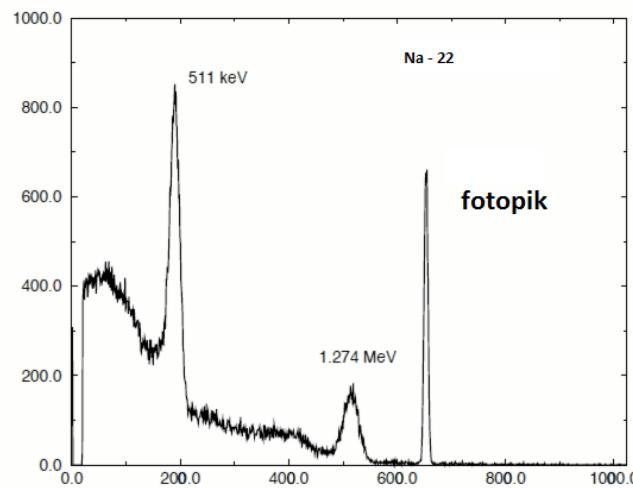
Fotoelektrična apsorpcija doprinosi stvaranju malog pika ispod fotopika. Kada se upadni foton apsorbuje u kristalu, po pravilu će izbijeni electron biti onaj iz K-ljuske. Na mesto izbijenog elektrona prelazi elektron iz L-ljuske što za posledicu ima emisiju fotona od tačno 28 keV. Ako taj foton izbegne detekciju, ukupna energija će biti manja za 28 keV te će se na spektru javiti linija 28 keV-a niže od fotopika. Ova linija se naziva linija joda. Ovaj se pik može razlučiti od fotopika samo u slučaju nižih energija – kada je širina fotopika dovoljno mala. Na višim energijama, linija joda će biti prekrivena širinom fotopika. Primer ove linije dat je na slici [Slika 3.14].



Slika 3.14: Primer escape linije joda na spektru ^{99m}Tc [2]

3.11.4. Linije anihilacije

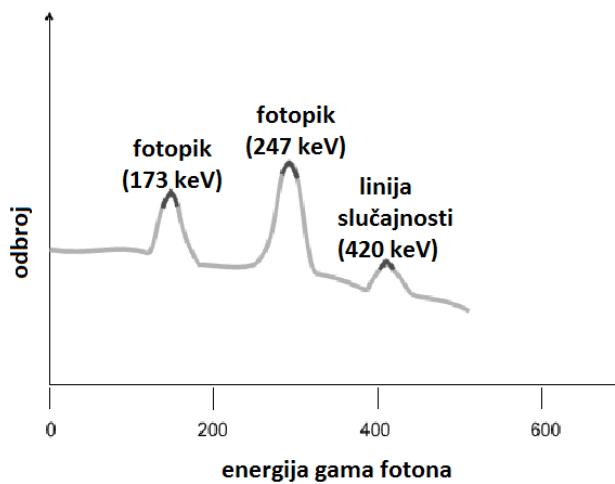
Kao što je navedeno u poglavlju 2.1.3, ako γ -foton ima dovoljnu energiju (1,022 MeV), može da se apsorbuje blizu jezgra apsorbera i stvori par elektron-pozitron. Pozitron će tada da se anihilira sa jednim elektronom i generisati dva fotona od 511 keV. U istoj reakciji, novi emitovani foton će imati energiju za 1.022 MeV manju od upadnog fotona. Ako se sva tri fotona detektuju u kristalu, ukupna apsorbovana energija će biti jednaka energiji upadnog fotona i doprineće fotopiku. U slučaju da jedan od 511 keV-ovskih fotona izbegne detekciju, krajnja energija će biti manja za 511 keV-a a ako oba fotona nastala anihilacijom para elektron-pozitron izbegnu detekciju onda će ukupna energija biti manja za baš 1.022 MeV. Rezultujući pikovi se nazivaju jednostruka i dvostruka linija anihilacije, respektivno a mogu se videti na slici [Slika 3.15].



Slika 3.15: Primer linije anihilacije na spektru $\text{Na}-22$ [21]

3.11.5. Linija sume (koincidencije)

Neka radioaktivna jezgra mogu emitovati dva ili više fotona. Često će svaki od tih fotona generisati karakterističnu liniju u spektru. No, ukoliko dva fotona simultano penetriraju kristal, detektor će biti u stanju zabeležiti samo jedan događaj i pokazati liniju koja odgovara sumi energija tih dvaju fotona. Dobijena linija se zove linija koincidencije i može se videti na slici [Slika 3.16].



Slika 3.16: Primer linije koincidencije [2]

3.11.6. Linija pozadinskog rasejanja

Pored dosad pomenutih linija javljaju se i linije koji su posledice interakcije zračenja i okoline detektora odnosno zaštite (olovo). Ako foton pobegne iz kristala, udariće u olovnu zidnu zaštitu detektora te će biti reflektovan nazad u kristal pod uglom od 180° . Ovakvi fotoni doprinose stvaranju linije koja se naziva linija pozadinskog zračenja. Energija im se može izračunati na sledeći način:

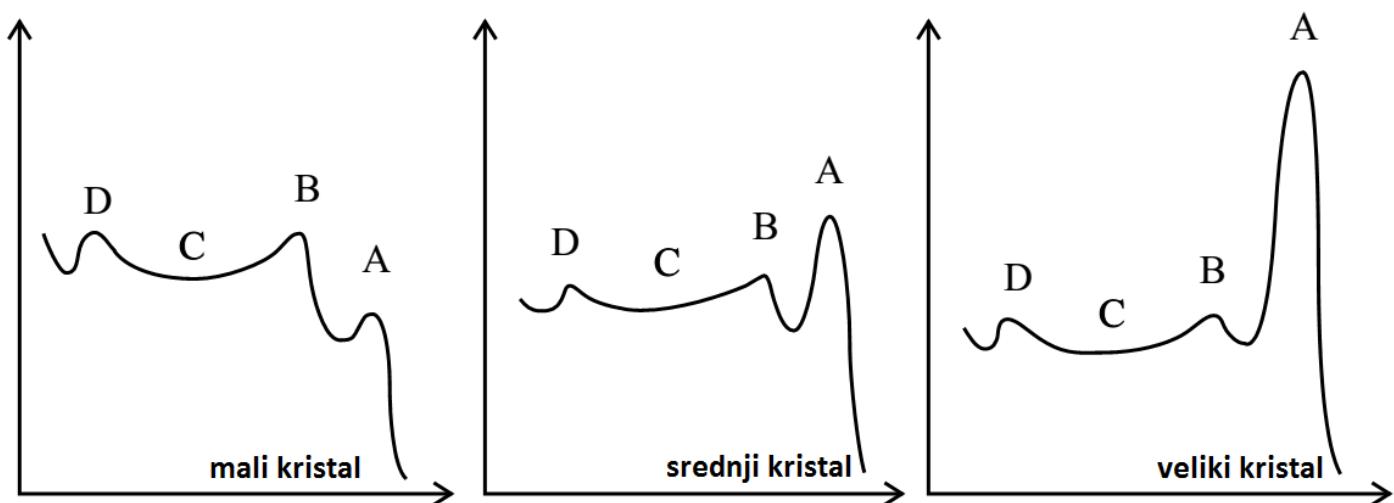
$$E_\gamma = 256 \times \frac{E_{\text{upadni}} \gamma}{(256 + E_{\text{upadni}} \gamma)} \quad (16)$$

Efekat se javlja samo ako fotoni imaju dovoljno veliku energiju (oko 200 keV) da Komptonovo rasejanje u Pb bude od značaja.

3.11.7. Karakterističan pik olova

Ukoliko foton uspe da izbije K-elektron iz olovne zaštite, doći će do emisije karakterističnog X-zraka od 72 keV kao rezultat prelaska L-elektrona na mesto izbijenog K-elektrona. Emitovani x-foton može biti detektovan i doprineće generisanju karakterističnog pika od tačno 72 keV u energetskom spektru.[2]

Izgled celog spektra takođe zavisi i od osobinascintilatora kao što je veličina kristala. Na slici [Slika 3.17] se vidi izgleda spektra u odnosu na dimenzije kristala.



Slika 3.17: Izgled spektra za kristale malih, srednjih i velikih dimenzija A-fotopik, B-Komptonova ivica, C-Komptonov plato, D-linija pozadinskog rasejanja [20]

3.11.8. Pozadinsko zračenje

Svaki spektar sadrži i pozadinsko zračenje (fon). Cilj zaštite detektora jeste da u što većoj meri smanji pozadinsko zračenje u spektru i time eliminiše linije čija detekcija nije cilj merenja. U prirodi postoji oko 300 poznatih izotopa, od kojih je nešto više od 50 radioaktivno, dok su ostali stabilni. Osim njih, poznato je još oko 2000 nestabilnih izotopa, koji su putem nuklearnih reakcija proizvedeni u laboratorijskim uslovima. Radioaktivne izvore delimo na prirodne i veštačke. Prirodni radioaktivni izvori su kosmički zraci i primordijalni izvori dok su primeri veštačkih fisioni produkti ili izvori koji se nalaze u detektorima dima. Svo zračenje koje emituju prirodni ili veštački radionuklidi se zovu pozadinsko ili fonsko zračenje.

3.12. Energetska rezolucija

Linije u spektru uvek imaju određenu širinu. Detektor, u zavisnosti od kvaliteta, nekad nije u stanju da razdvoji bliske pikove. Minimalna dužina između dva najbliža susedna pika koji su još detektovani kao posebni događaji, izražena u jedinici energije, zove se energetska rezolucija (ili razdvojna moć) detektora. Za poluprovodničke detektore rezolucija se uzima kao *puna širina na polovini maksimalnog intenziteta* (FWHM full width half maximum). Kod scintilacionih detektora u upotrebi je rezolucija, izražena kao procenat FWHM.

$$W = FWHM \cdot \frac{100}{E} \quad (17)$$

Na primer, za liniju ^{137}Cs od 661,6 keV za standarni 3x3 inčni Nal detektor, rezolucija je 7,5 % odnosno FWHM od 50 keV. Za isti takav detektor na energiji 1332 keV očekuje se rezolucija od 6 % (80 keV FWHM). Poluprovodnička (HPGe) rezolucija za istu tu energiju je oko 0,15 % ili 2keV. Iz ovog primera se jasno vidi zašto se pominje slaba rezolucija Nal kao najveća mana detektora. Može se zapaziti da se rezolucija povećava povećanjem energije, međutim ova činjenica je varljiva pošto su linije šire na višim energijama te se bolja rezolucija dobija samo numerički dok je realan slučaj drugačiji. Širina linija je posledica više činjenica. Osim zavisnosti od energije (širina linije raste sa povećanjem energije) uzroci slabe rezolucije Nal su:

1. karakteristike scintilatora i PMT
 - a. nehomogenost i nečistoće kristala
 - b. nepotpuni prenos svetlosti do katode
 - c. nehomogenost katode i dinoda
 - d. elektronski šum

Pored navedenih uzroka, na širinu linije utiču i oblik i veličina kristala. Naime, eksperimentima se dokazalo da iz delova kristala koji padaju dalje od fotomultiplikatora svetlost slabije stiže do katode (što je i za očekivati) i kod velikih kristala nužno je korišćenje više fotomultiplikatora. Ovo je izraženo kod detektora komplikovanih oblika - 3x3-inčni Nal detektor oblika jame ima rezoluciju od 9 % a cilindrični 3x3-inčni Nal detektor ima rezoluciju od 7,5 %.

2. statističke neodređenosti

Kod scintilatora, najveći uzrok širenja linija proizilazi iz statističke neodređenosti. Svaki fotoelektron nosi informaciju koja ako ne bude detektovana automatski proširuje liniju i pogoršava rezoluciju. Neodređenost je najveća kod malih energija gde gubitak svakog elektrona jako utiče na fotopik. pri svakoj etapi konverzije gama energije u fotoelektričnu energiju neki od nosilaca energije ne dostignu do sledećeg koraka i gube se u procesu. Na primer, ako se u obzir uzme foton ^{137}Cs na 661,6 keV i ako se pretpostavi da je potpuno apsorbovan od strane scintilacionog kristala, može se očekivati da će se samo 11,3 % energije konvertovati u svetlosnu energiju (74,76 keV, otprilike 24920 fotona). Ako se pak 75 % fotona apsorbuje, broj fotoelektrona pada na 3738 a statističke neodređenosti iznose 1,64 % ($100/\sqrt{3738}$). Toj energiji odgovara FWHM od 4,1. Za tu istu liniju, FWHM kod poluprovodničkih detektora iznosi 0,24 %. Stoga, faktori koji utiču na rezoluciju pri konverziji gama energije u scintilatorima su:

- produkcija elektrona šupljine
- broj fotoelektrona emitovanih iz katode
- faktor umnožavanja na prvoj dinodi
- faktor umnožavanja na svakoj dinodi.

3.13. "Mrtvo" vreme detektora

Pod pojmom *mrvog vremena detektora* podrazumeva se najkraći vremenski interval koji mora da prođe da bi se dva susedna impulsa detektovala kao dva događaja (umesto da budu registrovani kao simultani procesi). Za scintilacione detektore to je suma tri intervala:

1. vreme potrebno da se proizvede scintilacija (jednako vremenu deekscitacije - poglavlje [3.4])
2. vreme potrebno za umnožavanje elektrona u PMT (oko 20÷40 ns)
3. vreme potrebno da se signal pojača i registruje (oko 1 μ s)

Zbir tih vremena je u proseku oko 1÷5 μ s za detektore ovog tipa (kod gasnih detektora vrednosot je dosta niža). Prema tome, može se zaključiti da su scintilatori brzi detektori γ -zračenja.

3.14. Efikasnost

Vrlo malo detektora je u stanju detektovati svaku interakciju. Svaki detektor ima svoju efikasnost odbroja a ona se opisuje pomoću nekoliko veličina.

1. *Relativna efikasnost* – količina odbroja od strane detektora od ukupne radijacije što dostigne do detektora.
2. *Apsolutna efikasnost* – količina odbroja u detektoru od ukupne radijacije koja se emituje iz izvora.
3. *Odnos detektovanih (od strane detektora) i emitovanih (od strane izvora) zraka*. Ovaj odnos zavisi od:
 - a. *tipa radijacije*: što se tiče alfa zračenja, svaki detektor koji ima neku barijeru između izvora i detektora nije povoljan za detekciju. Naime, mala energija (mala prodorna moć) je problem kod detekcije ovih čestica i sprečiti blokiranje čestica pre nego što stignu do detektorske zapremine je najbitnija. Kod beta čestica, slično kao i kod alfa zračenja, mala energija je glavni uzrok niskoj efikasnosti, a kako se energija povećava i efikasnost očekivano raste. Kod gama zračenja laka zaštita između izvora i detektora nisu problem, čak šta više – γ fotoni manjih energija su povoljniji. Razlog tome jeste da postoji mogućnost da zraci visokih energija prođu kroz ceo sistem detektora potpuno neprimećeni odnosno bez ikakve interakcije što smanjuje ukupnu efikasnost detektora.
 - b. *energije radijacije*: su razmotrene kod tipa radijacije (a.).
 - c. *geometrije izvor-detektor* (odnosno kako je uzorak orientisan prema detektoru): ako se izvor nalazi ispred detektora očekuje se najbolja efikasnost. Najbolja konfiguracija je kada je izvor direktno ispred detektorske zapremine. Druga pozicija je kada se izvor postavi bočno. U tom slučaju se očekuje slabija efikasnost ali se može uraditi korekcija ako se tačno zna pozicija uzorka. Ukoliko izvor nije direktno ispred detektora onda udaljenost od detektora takođe utiče na efikasnost. Veliki razmak između uzorka i detektora očekivano rezultuje u smanjenju efikasnosti i obrnuto.
 - d. *geometrije uzorka – agregatno stanje uzorka*: izvor zračenja može da bude u čvrstom ili tečnom stanju. Kod uzoraka u čvrstom stanju mora se обратити pažnju na slojevitost i na gustinu. Gustina uzorka je bitnija veličina i ima veći uticaj na

efikasnost. Mala gustina daje veliku efikasnost dok se sa većom gustinom izvora očekuje pad efikasnosti. Ako je izvor u tečnom stanju mora se ispitivati slojevitost i položenje uzorka i uzeti te informacije u obzir kod interpretacije rezultata efikasnosti detektora.

- e. *oblik detektora* – cilindrični Nal detektori su najpopularniji, lako se proizvode, laka je konstrukcija sa PMT i daju zadovojavajuću efikasnost. Detektori oblika jame su redi u praksi ali kod njih se očekuje povećana efikasnost u odnosu na obične cilindrične detektore.

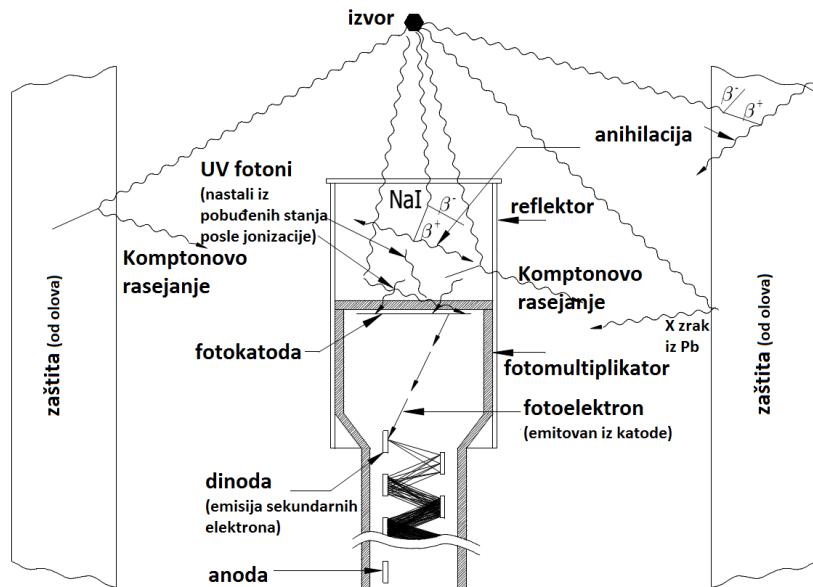
Ukupna efikasnost detektora predstavlja odnos ukupno detektovanih čestica (fotona) i emitovanih γ fotona:

$$\varepsilon = \frac{N_d}{N_e} \quad (18)$$

Često se totalna efikasnost izražava u procentima kao:

$$\varepsilon = \frac{N_d}{N_e} \times 100 \% \quad (19)$$

Relativna efikasnost detektora se može izraziti i u poređenju sa nekim drugim detektorom (efikasnost HPGe poluprovodničkog detektora u poređenju sa Nal detektorom).



Slika 3.18: Moguće interakcije gama kvanta sa detektorom [22]

Na slici [Slika 3.18] je šematski prikazana emisija 6 zraka od kojih je samo jedan detektovan od strane aktivne zapremine detektora i predat PMT-u. Za ostalih pet fotona date su sve moguće varijacije interakcije sa detektorm. U ovom slučaju apsolutna efikasnost iznosi :

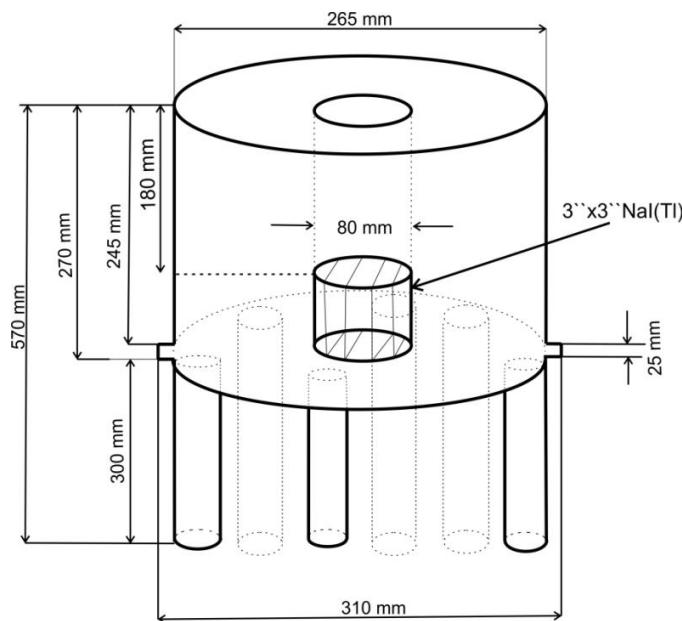
$$\varepsilon = \frac{N_d}{N_e} = \frac{1}{6} \times 100 \% = 16,66 \% \quad (20)$$

4. Eksperimentalni deo

4.1. Detektor

Detektor koji se u radu koristio je scintilacionom detektoru oblika jame i nalazi se u laboratoriji departmana za fiziku u Novom Sadu. Detektorska aktivna zapremina je sastavljen od dva posebna kristala i ima dimenzije 9"x9" sa unutrašnjom rupom od 6"x3". Izgled i dimenzije kristala su na slici [Slika 4.1]. Jedan kristal je oblika čepa, od 9"x9" a drugi je cilindrični 3"x3" kristal. Zajedno stvaraju detektor oblika jame. Masa detektora je 50 kg.

Ispod kristala se nalazi sedam PMT-ova, šest na velikom a jedan na malom kristalu (na sredini). Šema sistema kristala sa fotomultiplikatorima data je na slici [Slika 4.1] (dimenzije su spoljašnje - zajedno sa pasivnom zaštitom)



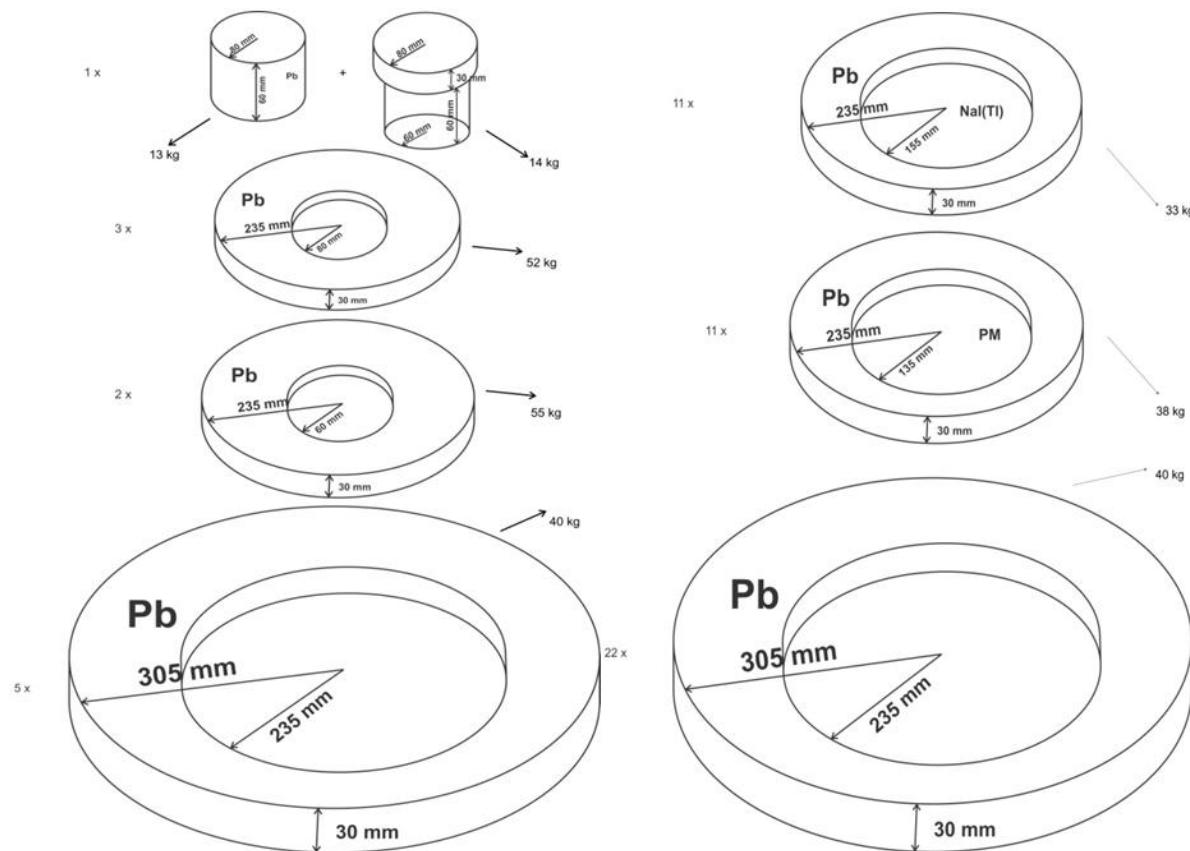
Slika 4.1: Dimenzije aktivne zapremine detektora sa fotomultiplikatorima [23]

Pasivna zaštita je napravljena od slojeva bakra, kalaja i aluminijuma.



Slika 4.2: Postavka zaštite detektora [23]

Ceo sistem (kristal-PMT-pasivna zaštita) je smešten unutar olovne i gvozdene zaštite izrađene posebno za ovaj detektor u obliku prstenova. Šema prstenova je data na slici [Slika 4.3].



Slika 4.3: Šema i dimenzije zaštite detektora [23]

Na PMT sistem je priključen pojačavač koji sumira izlazni signal iz oba kristala (odnosno iz 7 PMT-ova). Model pojačala je Canberra 2022. Multikanalni analizator je marke Canberra Multiport II. Ceo sistem je povezan sa računarom na kojem se, pomoću softvera Genie 2000 vidi i obrađuje spektar. Oba kristala imaju sopstveno napajanje. Veliki kristal se napaja sa 1000 V modelom 3002D, dok se manji kristal napaja sa 680 V modelom 3005. Napajanja su nameštena tako da izlazni signali istih energija iz oba kristala budu na istom kanalu na spektru.[23]

4.2. Uzorci / radioizotopi

U eksperimentu se korišćeni su razni izvori zračenja. Merenja su zahtevala da izvori budu dostupni u većoj količini tako da su izvori izabrani po dostupnosti. Uzorci su pripremljeni u laboratoriji za nuklearnu fiziku departmana za fiziku u Novom Sadu. Izvori zračenja su bili:

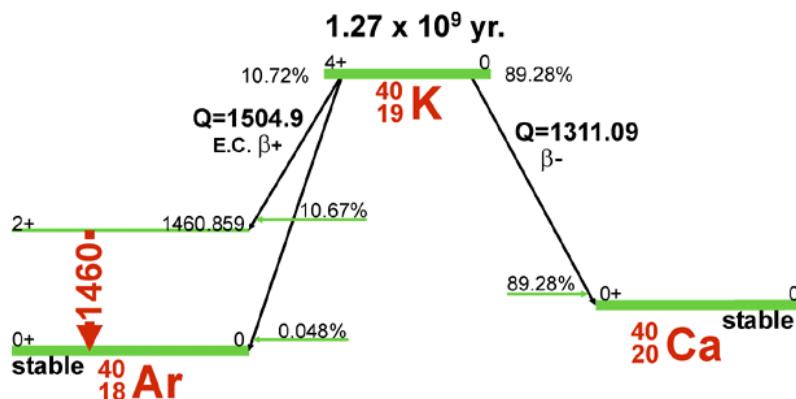
1. ^{40}K iz kalijum-hlorida
2. ^{137}Cs i ^{60}Co iz smole
3. ^{238}U i ^{232}Th

Kalijum-hlorid (KCl) je beta emitter jer poseduje 0.0117 % prirodnog radioaktivnog ^{40}K . Veličine od interesa su prikazane u tabeli [Tabela 2].

Tabela 2: Podaci za kalijum

KCl		^{40}K	
Gustina ρ [g·cm $^{-3}$]	1.984	Period poluraspađa $T_{1/2}$ [godina]	$1.248(3) \cdot 10^9$
Molarna masa M [g·mol $^{-1}$]	74.55	Molarna masa M [g·mol $^{-1}$]	39.96

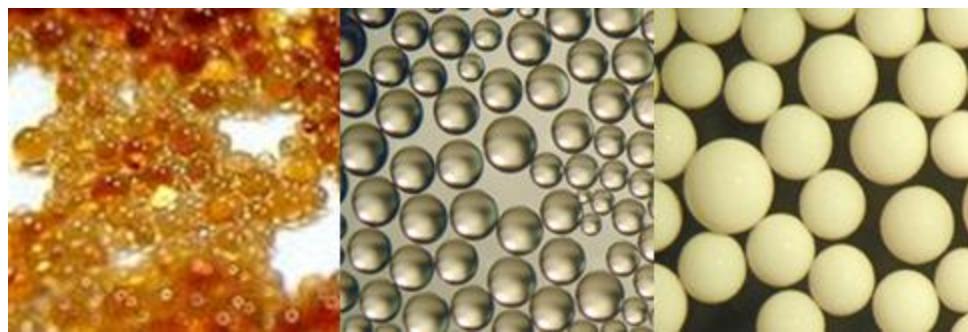
Mogući kanali raspada ^{40}K su dati na slici [Slika 4.4]



Slika 4.4: Energetski nivoi pri raspadu 40K

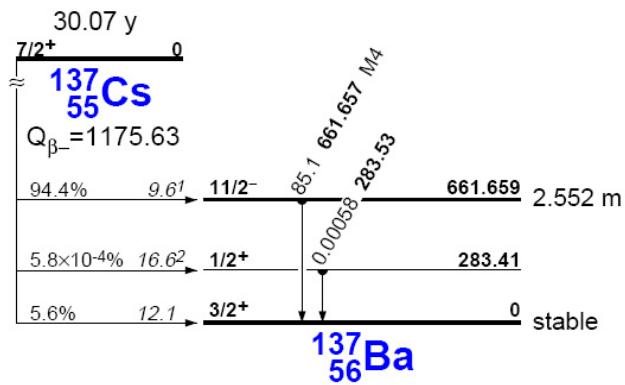
1 kg KCl ima koncentraciju aktivnosti od $A_0 = 16350 \text{ Bq} \cdot \text{kg}^{-1}$ od kojih 89,28 % β -, i 10,67 % γ radijacije. Gama zraci imaju energiju od 1460 keV.

Pored KCl-a, u eksperimentu se koristila i jonoizmenjivačka smola. Jonoizmenjivačka smola je postala izvor zračenja pošto je korištena kao prečišćavač vode kontaminirane ^{137}Cs i ^{60}Co . Smole su u većini slučajeva na bazi polistirena i sadrže aktivne anjonske i katjonske grupe koji učestvuju u procesima izmene. Postupak omekšavanja vode je najzastupljeniji vid jonske izmene koji se koristi za uklanjanje jona kalcijuma (Ca^{2+}) i magnezijuma (Mg^{2+}) iz vode, tzv. uzročnika tvrdoće vode. U pitanju je proces neutralne jonske izmene gde se joni Ca^{2+} i Mg^{2+} zamenjuju jonima natrijuma (Na^+). Po boji, smole mogu biti boje čilibara, bež boje ili transparentne [Slika 4.5].



Slika 4.5: Razne vrste smole [24]

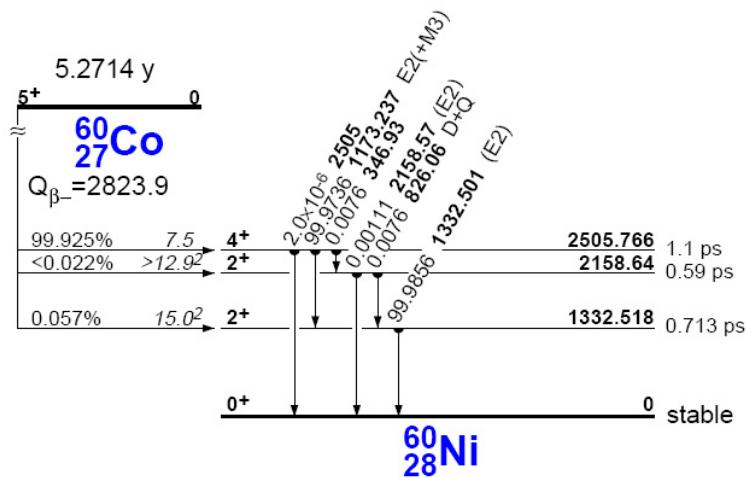
^{137}Cs je radioizotop sa periodom poluraspada od 30.17 godina a molarna masa mu iznosi $136.90 \text{ g} \cdot \text{mol}^{-1}$. Javlja se u toku fisije odnosno potrošnje nuklearnog goriva u reaktorima. ^{137}Cs se raspada β - raspadom u ^{137}Ba (kratkoživeći izomer) a zatim u stabilan ^{137}Ba . Šema raspada je prikazan na slici [Slika 4.6].



Slika 4.6: Šema pobuđenih nivoa Ba-137

Kao što se može videti sa šeme, ^{137}Cs emituje foton energije 661,7 keV sa vervatnoćom od 94,4 %. Koncentracija aktivnosti uzorka, koja potiče od Cs je $17300 \text{ Bq} \cdot \text{kg}^{-1}$.

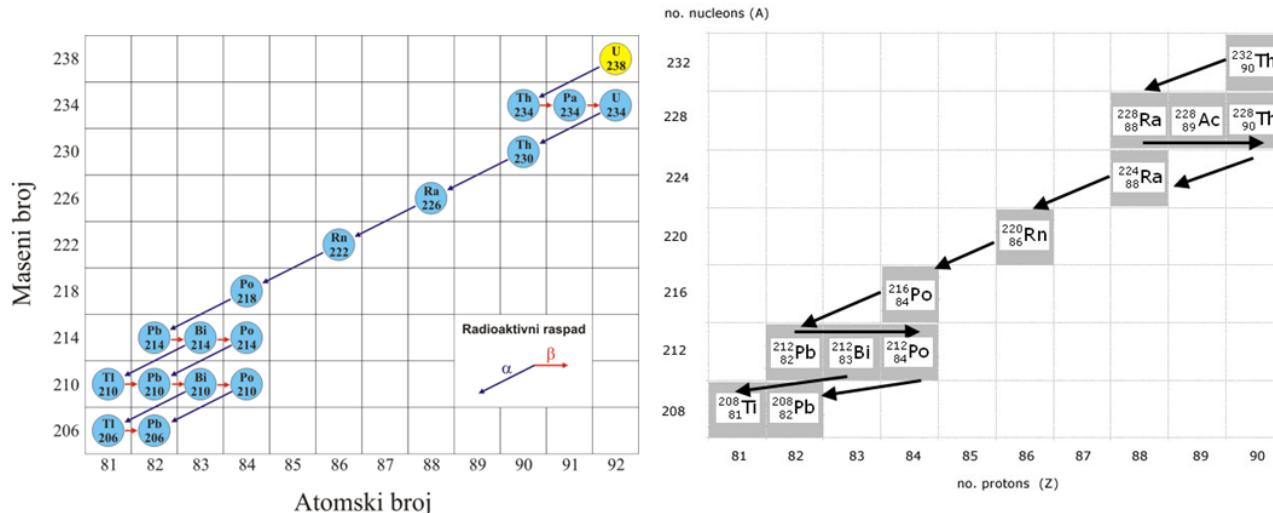
^{60}Co je radioizotop molarne mase $59.93 \text{ g} \cdot \text{mol}^{-1}$ i perioda poluraspada od 5.27 godina. Proizvodi se neutronskom aktivacijom ^{59}Co i ima razne primene (u medicini za sterilizaciju opreme i u radioterapiji). Na slici [Slika 4.7] je data šema raspada ^{60}Co .



Slika 4.7: Šema pobuđenih nivoa Ni-60 [9]

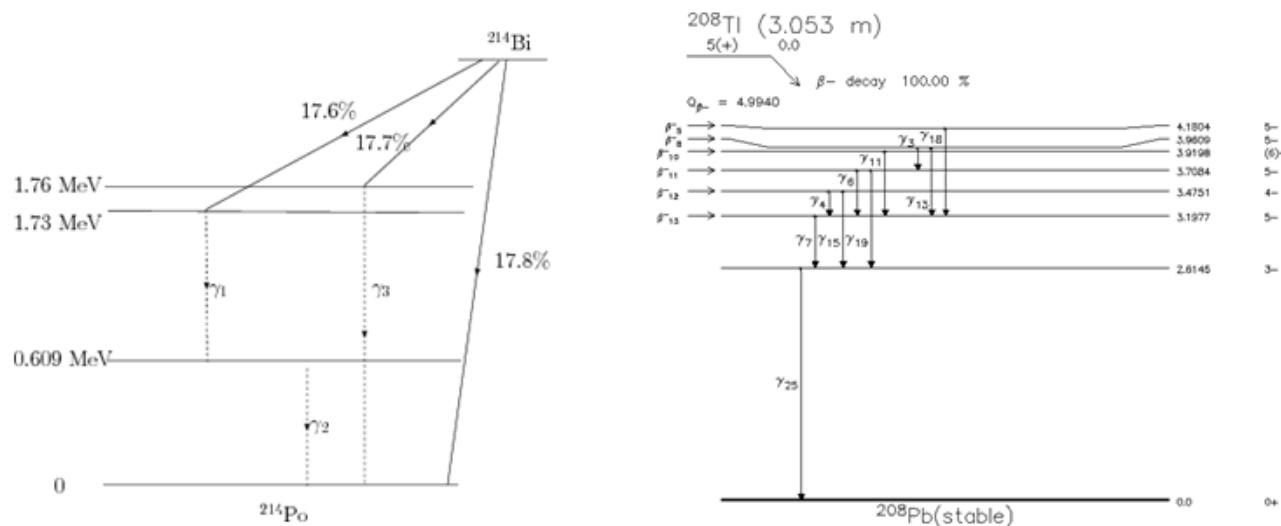
Sa šeme [Slika 4.7] se vidi da je verovatnoća da se ^{60}Co raspadne β^- -raspadom 99,92 % a fotoni su energije 1173 i 1332 keV. Na kraju raspada ostaje stabilan izotop nikla ^{60}Ni . Aktivnost uzorka koja potiče od ^{60}Co je $1430 \text{ Bq} \cdot \text{kg}^{-1}$.

Od prirodnih uzoraka mereno je zračenje izotopa ^{238}U i ^{232}Th . Oba elementa su primordijalni prirodni radionuklidi čiji su periodi poluraspada $4.468 \cdot 10^9$ godina i $14.05 \cdot 10^9$ godina, respektivno. Ovi izotopi su alfa emiteri i prvi su u radioaktivnim nizovima (uranijumov i torijumov niz), datim na slici [Slika 4.8].



Slika 4.8: Uranijumov (levo) i Torijumov (desno) niz [25]

Od mnoštva gama linija, najčešće se mere linije ^{214}Pb i ^{214}Bi za uranijum a ^{208}Tl za torijum. U ovom radu su se merile linije na 1764,5 keV bizmuta koja ima intenzitet od 15,4 % [Slika 4.9] i suma linija ^{208}Tl na 2614,5 keV (intenziteta 99,2 %) i 583,2 keV (intenziteta 84,5 %) na 3197,7 keV [Slika 4.9]. Ove linije se lako identificuju i jednostavno im se određuje intenzitet. Pozadinsko zračenje u većini slučajeva u oblasti nižih energija otežava obradu linija. Mana linija viših energija jeste da rezolucija detektora opada sa porastom energije.



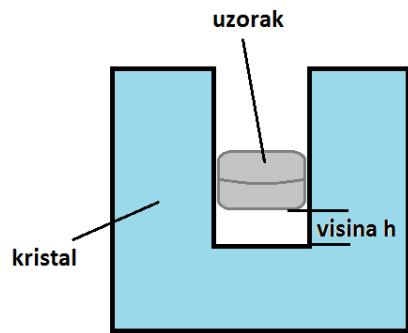
Slika 4.9: Šema pobuđenih nivoa ^{214}Po i ^{208}Pb [26][27]

4.3. Merenje i rezultat

Merenja su obavljena u laboratoriji za nuklearnu fiziku na departmanu za fiziku Prirodno-Matematičkog Fakulteta u Novom Sadu. Spektri su snimljeni pomoću softvera Genie 2000. Obrada podataka je izvršena softverom APTEC 7.00.01. Da bi se ustanovilo kako efikasnost detekcije zavisi od pozicije, mase i geometrije uzorka u detektoru izvršena su četiri merenja:

1. Određivanje efikasnosti detektora u zavisnosti od visine na kojoj se nalazi uzorak
2. Određivanje zavisnosti efikasnosti detektora od mase uzorka
3. Određivanje zavisnosti efikasnosti detektora od prečnika cilindrične posude u kojoj se nalazi uzorak
4. Određivanje koncentracije aktivnosti nepoznatih prirodnih uzoraka.

4.3.1. Merenje I: Efikasnost detektora u zavisnosti od položaja

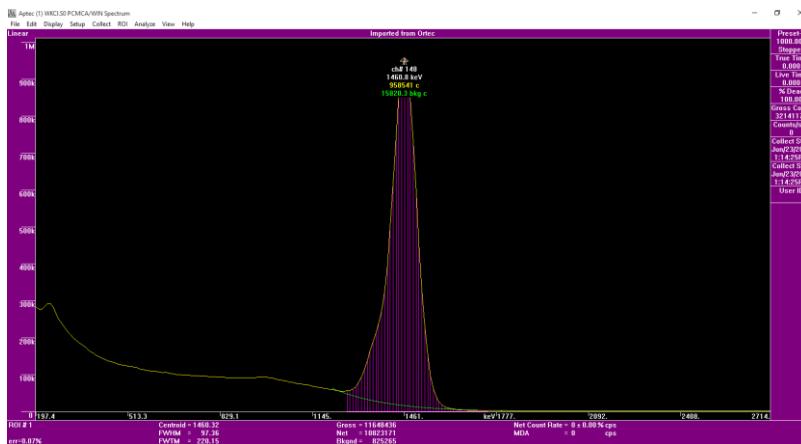


Slika 4.10: Položaj uzorka u odnosu na kristal detektora

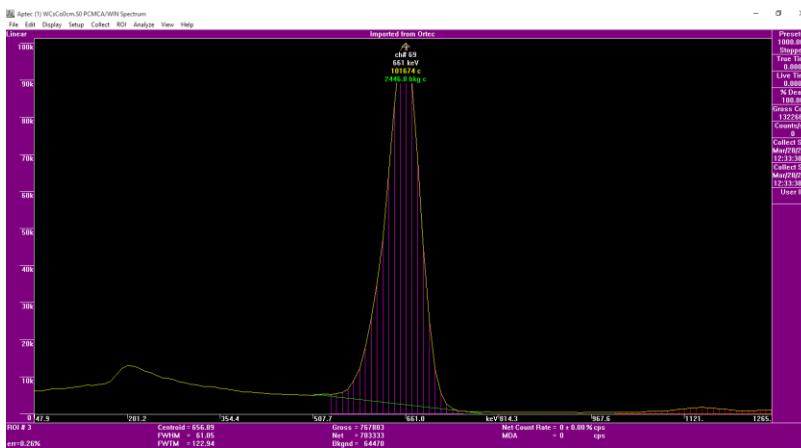
uzorka

Cilj prvog merenja je određivanje efikasnosti detektora od visine h na kojoj se nalazi uzorak. Visina predstavlja rastojanje između uzorka i dna jame, kao što je prikazano na slici [Slika 4.11]. Merenje je vršeno sa dva uzorka: KCl i smola sa Cs i Co. Uzorci su upakovani u dve plastične kutije, dimenzija 72x60 mm. Masa KCl je 252,8 g a smole je 134,8 g. Uzorci su stavljeni na različite visine pomoću kartonskih stalaka od 0 cm do 20 cm. Ukupno je bilo 21 merenja, svako u trajanju od 600 sekundi.

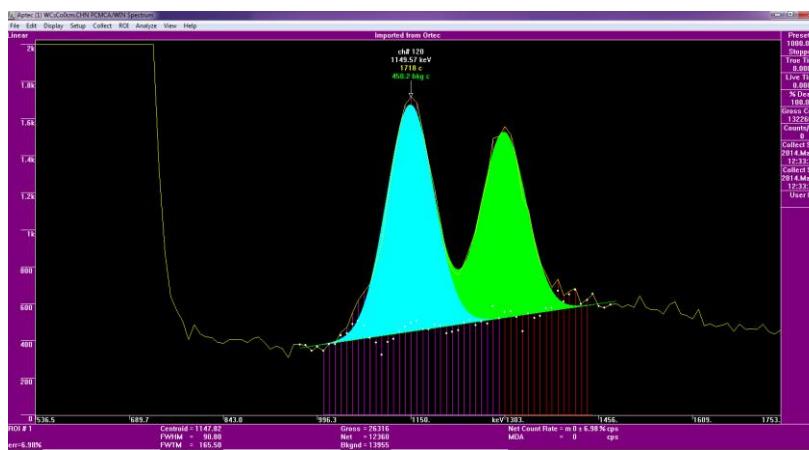
Sa spektara je očitan odbroj detektovanih čestica N_d (bez fona) za linije ^{40}K , ^{137}Cs i dve linije ^{60}Co za svaku visinu h . Za pikove ^{40}K i ^{137}Cs očitavanje intenziteta linije nije prestavljalo problem, pošto su uzorci bili čisti [Slika 4.11] [Slika 4.12] te su i pikovi su bili jasni. Sa druge strane, kod pikova kobalta je došlo preklapanja što je očitavanje intenziteta učinilo nemogućim. Iz tog razloga se kod kobaltovih linija koristila funkcija multifita kojoj je cilj razdvajanje linija [Slika 4.13]. Prvi korak postupka je bila energetska kalibracija spektra a potom se kalibrirao FWHM odnosno rezolucija.



Slika 4.11: Spektar KCl na 0 cm visini sa linijom ^{40}K na 1460,8 keV



Slika 4.12: Spektar jonoizmenjivačke smole na 0 cm visini sa linijom ^{137}Cs na 661 keV



Slika 4.13: Spektar jonoizmenjivačke smole na 0 cm visini sa linijama ^{60}Co na 1173 keV i 1332 keV

Broj emitovanih čestica N_e je izračunat pomoću izraza:

$$N_e = A \cdot t \cdot p_\gamma \quad (21)$$

gde je t vreme merenja ($t = 600$ s), p_γ kvantni prinosi za date izotope a A je aktivnost uzorka. Vreme merenja je iznosilo 600 s a kvantni prinosi kalijuma, cezijuma i kobalta su redom: $p_\gamma(^{40}\text{K})=0,1067$, $p_\gamma(^{137}\text{Cs})= 0,8521$, $p_\gamma(^{60}\text{Co})=0,9988$. Aktivnost se dobija množenjem mase uzorka sa koncentracijom aktivnosti uzorka A_0 :

$$A = m \cdot A_0 \quad (22)$$

Koncentracija aktivnosti smola ^{137}Cs i ^{60}Co su izmerene u laboratoriji na HPGe detektoru. Ovo je nepohodno jer se vrednosti moraju izračunati za konkretne uzorce koji se koriste u eksperimentu. Vrednosti aktivnosti kalijuma, cezijuma i kobalta prikazane su u tabeli [Tabela 3].

Tabela 3: Aktivnosti ^{40}K , ^{137}Cs i ^{60}Co uzorka

izotop	m [kg]	A_0 [Bq·kg $^{-1}$]	A [Bq]
^{40}K	0,2528	16530	4133,28
^{137}Cs	0,1348	17300	2332,04
^{60}Co	0,1348	1430	192,76

Konačno, totalna efikasnost je izračunata pomoću relacije:

$$\varepsilon = \frac{N_d}{N_e} \times 100 \% \quad (23)$$

Rezultat I

Izmerene vrednosti odbroja i efikasnosti izotopa za date visine date su u tabelama [Tabela 4], [Tabela 5], [Tabela 6]. Na osnovu rezultata, urađen je grafik zavisnosti efikasnosti detektora od visine na kojoj je uzorak postavljen [Slika 4.14]. Greška odbroja je $\pm N_d^{\frac{1}{2}}$ a efikasnosti $\pm 2\varepsilon^{\frac{1}{2}}$.

Tabela 4: Rezultati merenja odbroja i efikasnosti izotopa ^{40}K za visine od 0 do 20 cm

^{40}K					
Visina h [cm]	Odbroj N_d	Efikasnost ε [%]	Visina h [cm]	Odbroj N_d	Efikasnost ε [%]
0	82421±287	31,15±0,11	11	54873±234	20,74±0,09
1	81773±286	30,90±0,11	12	50859±226	19,22±0,09
2	80912±284	30,58±0,11	13	44640±211	16,87±0,08
3	78710±281	29,75±0,11	14	40775±202	15,41±0,08
4	78615±280	29,71±0,11	15	34709±186	13,12±0,07
5	76625±277	28,96±0,10	16	31166±177	11,78±0,07
6	74023±272	27,97±0,10	17	27573±166	10,42±0,06
7	72208±269	27,29±0,10	18	22908±151	8,66±0,06
8	68802±262	26,00±0,10	19	19991±141	7,55±0,05
9	64902±255	24,53±0,10	20	16721±129	6,32±0,05
10	60021±245	22,68±0,09			

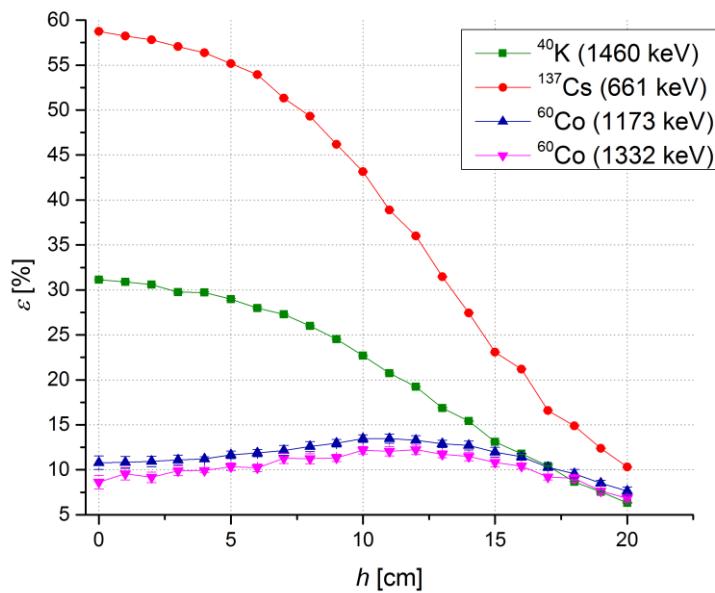
Tabela 5: Rezultati merenja odbroja i efikasnosti izotopa ^{137}Cs za visine od 0 do 20 cm

^{137}Cs					
Visina h [cm]	Odbroj N_d	Efikasnost ε [%]	Visina h [cm]	Odbroj N_d	Efikasnost ε [%]
0	700554 \pm 837	58,76 \pm 0,07	11	463748 \pm 681	38,90 \pm 0,06
1	694144 \pm 833	58,22 \pm 0,07	12	429153 \pm 655	35,99 \pm 0,05
2	689362 \pm 830	57,82 \pm 0,07	13	375303 \pm 613	31,48 \pm 0,05
3	680459 \pm 825	57,07 \pm 0,07	14	327207 \pm 572	27,44 \pm 0,05
4	671964 \pm 820	56,36 \pm 0,07	15	275041 \pm 524	23,07 \pm 0,04
5	657679 \pm 811	55,16 \pm 0,07	16	252663 \pm 503	21,19 \pm 0,04
6	643031 \pm 802	53,93 \pm 0,07	17	197760 \pm 445	16,59 \pm 0,04
7	611938 \pm 782	51,33 \pm 0,07	18	177472 \pm 421	14,89 \pm 0,04
8	587930 \pm 767	49,31 \pm 0,06	19	147528 \pm 384	12,37 \pm 0,03
9	550561 \pm 742	46,18 \pm 0,06	20	123065 \pm 351	10,32 \pm 0,03
10	514530 \pm 717	43,16 \pm 0,06			

Tabela 6: Rezultati merenja odbroja i efikasnosti izotopa ^{60}Co za visine od 0 do 20 cm

^{60}Co (linija na 1173 keV)					
Visina h [cm]	Odbroj N_d	Efikasnost ε [%]	Visina h [cm]	Odbroj N_d	Efikasnost ε [%]
0	12360 \pm 863	10,79 \pm 0,75	11	15422 \pm 581	13,47 \pm 0,51
1	12379 \pm 760	10,81 \pm 0,66	12	15197 \pm 608	13,27 \pm 0,53
2	12523 \pm 671	10,94 \pm 0,59	13	14754 \pm 465	12,89 \pm 0,41
3	12715 \pm 609	11,10 \pm 0,53	14	14551 \pm 570	12,71 \pm 0,50
4	12849 \pm 270	11,22 \pm 0,24	15	13703 \pm 630	11,97 \pm 0,55
5	13349 \pm 473	11,66 \pm 0,41	16	13108 \pm 431	11,45 \pm 0,38
6	13582 \pm 470	11,86 \pm 0,41	17	11771 \pm 407	10,28 \pm 0,36
7	13916 \pm 630	12,15 \pm 0,55	18	10958 \pm 533	9,57 \pm 0,47
8	14413 \pm 636	12,59 \pm 0,56	19	9752 \pm 374	8,52 \pm 0,33
9	14833 \pm 478	12,95 \pm 0,42	20	8736 \pm 522	7,63 \pm 0,46
10	15408 \pm 481	13,46 \pm 0,42			

^{60}Co (linija na 1332 keV)					
Visina h [cm]	Odbroj N_d	Efikasnost ε [%]	Visina h [cm]	Odbroj N_d	Efikasnost ε [%]
0	9880 \pm 848	8,63 \pm 0,74	11	13801 \pm 571	12,05 \pm 0,50
1	10943 \pm 782	9,56 \pm 0,68	12	14001 \pm 596	12,23 \pm 0,52
2	10486 \pm 664	9,16 \pm 0,58	13	13428 \pm 448	11,73 \pm 0,39
3	11333 \pm 623	9,90 \pm 0,54	14	13151 \pm 546	11,49 \pm 0,48
4	11373 \pm 268	9,93 \pm 0,23	15	12401 \pm 599	10,83 \pm 0,52
5	11830 \pm 484	10,33 \pm 0,42	16	11921 \pm 407	10,41 \pm 0,36
6	11699 \pm 473	10,22 \pm 0,41	17	10534 \pm 380	9,20 \pm 0,33
7	12903 \pm 645	11,27 \pm 0,56	18	10349 \pm 509	9,04 \pm 0,44
8	12868 \pm 640	11,24 \pm 0,56	19	8756 \pm 347	7,65 \pm 0,30
9	12970 \pm 468	11,33 \pm 0,41	20	7799 \pm 481	6,81 \pm 0,42
10	13931 \pm 476	12,17 \pm 0,42			



Slika 4.14: Zavisnost efikasnosti detektora od visine uzorka za izotope ^{40}K (označeno zelenom bojom), ^{137}Cs (označeno crvenom bojom) i ^{60}Co (označeno plavom i ružičastom bojom)

Rezultati pokazuju da kod ^{40}K najveća efikasnost iznosi 31 % i to baš kada je uzorak na dnu jame odnosno na visini 0 cm. Efikasnost pokazuje blagi pad do oko 8 cm. Od 11 cm visine, efikasnost naglo opada i minimalna vrednost je oko 6 % kada se uzorak nalazi na 20 cm.

Mnogo bolja efikasnost dobija se kada je uzorak ^{137}Cs . Maksimalna vrednost efikasnosti u ovom slučaju iznosi 58 %, verovatno zbog toga što je ta linija niže energije (661,71 keV). Kao što se može videti sa grafika [Slika 4.14], sa povećanjem visine efikasnost opada na sličan način kao i kod ^{40}K . Minimalna efikasnost na 20 cm je oko 10 %.

Pošto su rezultati za kobalt dobijeni multifitom, standardna devijacija je preuzeta iz Apteca i iznosi 2σ . Merenja pokazuju da je efikasnost znatno manja u slučaju kada je uzorak ^{60}Co nego kada se u eksperimentu koriste ^{40}K i ^{137}Cs . Maksimalna vrednost efikasnosti iznosi 12 %. Razlog tome je (najverovatnije) što se kod ^{60}Co javlja pik koincidencije. U ovom slučaju, pik koincidencije je na 2505 keV i predstavlja sumu dvaju linija na 1173 keV i 1332 keV. Kada detektor simultano primi oba fotona iz kobalta, intenziteti pikova će se smanjiti. To smanjenje pri koincidenciji je izrazita kod detektora oblika jame, pošto je verovatnoća da će detektor izmeriti obe linije mnogo veća nego kod cilindričnih detektora. Takođe verovatnoća da će detektor izmeriti dva gama zraka istovremeno je veća na dnu jame nego kada se uzorak nalazi bliže vrhu. U ovom slučaju, može se primetiti da od oko 9 cm pik koincidencije ne smanjuje ukupnu efikasnost detektora u velikoj meri. Tako se maksimum detekcije postiže na 11 cm i 12 cm za prvu i za drugu liniju, respektivno. Posle te visine efikasnost opada kao i kod ^{40}K i ^{137}Cs jednostavno zbog sve bolje prilike da zraci pobegnu iz aktivne zapremine detektora.

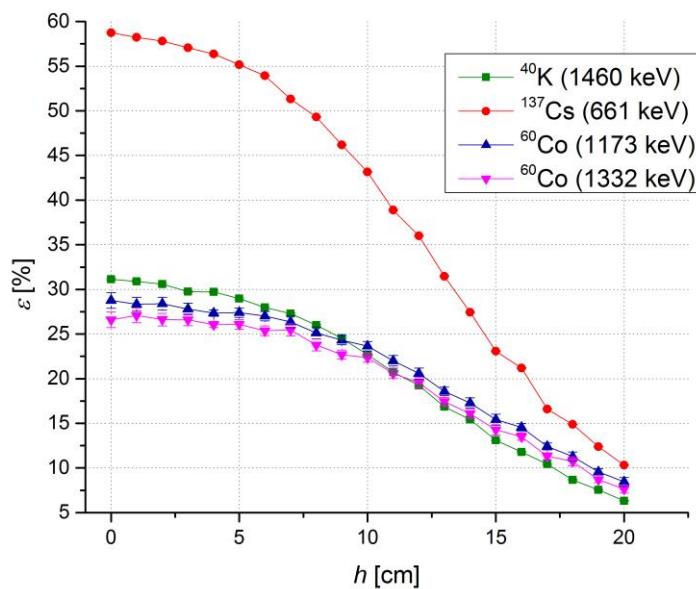
Da bi se proverilo u kolikoj meri suma pikova Co utiče na dobijene rezultate, izračunata je efikasnost detektora koristeći liniju sume. Izmeren je intenzitet linije sume na svakoj visini uzorka i dodat je intenzitetima linija na 1173 keV i 1332 keV. To znači da u ovom linija na 2505

keV pokazuje sve one slučajeve kada su dva fotona zabeležena kao jedan. To dalje znači da se pri svakom odboru linije sume N_d^{sum} zabeleže obe linije te se stoga mogu se tretirati kao dodatni odbor i jedne i druge linije. Tako korigovane efikasnosti su date u tabeli [Tabela 7].

Tabela 7: Korekcija merenja sa linijom sume za visine uzorka od 0 do 20 cm za izotop ^{60}Co

^{60}Co : linija na 1173 keV							
h [cm]	N_d^{sum}	$N_d + N_d^{\text{sum}}$	ε [%]	h [cm]	N_d^{sum}	$N_d + N_d^{\text{sum}}$	ε [%]
0	20564±143	32924±1006	28,75±0,88	11	9784±99	25206±680	22,01±0,59
1	20069±142	32448±902	28,34±0,79	12	8359±91	23556±699	20,57±0,61
2	19991±141	32514±813	28,40±0,71	13	6523±81	21277±546	18,58±0,48
3	19121±138	31836±747	27,80±0,65	14	5247±72	19798±643	17,29±0,56
4	18470±136	31319±406	27,35±0,35	15	3936±63	17639±693	15,40±0,61
5	18023±134	31372±607	27,40±0,53	16	3534±59	16642±491	14,53±0,43
6	17344±132	30926±602	27,01±0,53	17	2441±49	14212±457	12,41±0,40
7	16247±127	30163±758	26,34±0,66	18	1951±44	12909±577	11,27±0,50
8	14350±120	28763±755	25,12±0,66	19	1195±35	10947±408	9,56±0,36
9	12996±114	27829±592	24,30±0,52	20	933±31	9669±553	8,44±0,48
10	11657±108	27065±589	23,64±0,51				
^{60}Co : linija na 1332 keV							
h [cm]	N_d^{sum}	$N_d + N_d^{\text{sum}}$	ε [%]	h [cm]	N_d^{sum}	$N_d + N_d^{\text{sum}}$	ε [%]
0	20564±143	30444±991	26,59±0,87	11	9784±99	23585±670	20,60±0,59
1	20069±142	31012±924	27,08±0,81	12	8359±91	22360±688	19,53±0,60
2	19991±141	30477±805	26,62±0,70	13	6523±81	19951±529	17,42±0,46
3	19121±138	30454±762	26,60±0,67	14	5247±72	18398±618	16,07±0,54
4	18470±136	29843±404	26,06±0,35	15	3936±63	16337±662	14,27±0,58
5	18023±134	29853±618	26,07±0,54	16	3534±59	15455±466	13,50±0,41
6	17344±132	29043±604	25,36±0,53	17	2441±49	12975±430	11,33±0,38
7	16247±127	29150±773	25,46±0,67	18	1951±44	12300±553	10,74±0,48
8	14350±120	27218±759	23,77±0,66	19	1195±35	9951±381	8,69±0,33
9	12996±114	25966±582	22,68±0,51	20	933±31	8732±512	7,63±0,45
10	11657±108	25588±584	22,35±0,51				

Grafik korigovane efikasnosti detektora u funkciji visine na kojoj se nalazi uzorak kobalta je dat na slici [Slika 4.15].

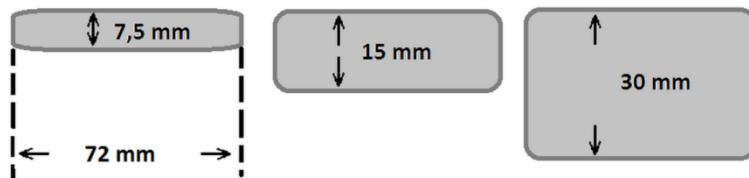


Slika 4.15: Zavisnost efikasnosti detektora u zavisnosti od visine uzorka za izotope ^{40}K , ^{137}Cs i ^{60}Co sa korekcijom merenja sa linijom sume za ^{60}Co

Novi rezultati pokazuju da se maksimalna vrednost efikasnosti detekora povećava kada se računa uzimajući u obzir liniju sume i iznosi $26\% \div 28\%$. Takođe, ovim načinom se dobija i očekivan trend efikasnosti sa povećanjem udaljenosti uzorka od dna jame - maksimalna efikasnost se postiže kada je uzorak na dnu jame a opada kako se uzorak diže do vrha.

4.3.2. Merenje II: Efikasnost detektora u funkciji mase uzorka

Sledeći korak je bilo ispitivanje kako efikasnost detektora zavisi od mase uzorka. U ovu svrhu su napravljene tri kutije dimenzija datih na slici..... U kutije su smešteni uzorci (KCl i smole) te je izmerena masa svake kutije (sa uzorkom). Kutije su potom postavljane u detektor u različitim kombinacijama: jedna, dve ili tri kutije a sa ciljem povećanja mase uzorka. Trajanje merenja svake kombinacije je iznosilo 600 s.



Slika 4.16: Dimenzije kutija korišćena za postavljanje uzoraka raznih masa

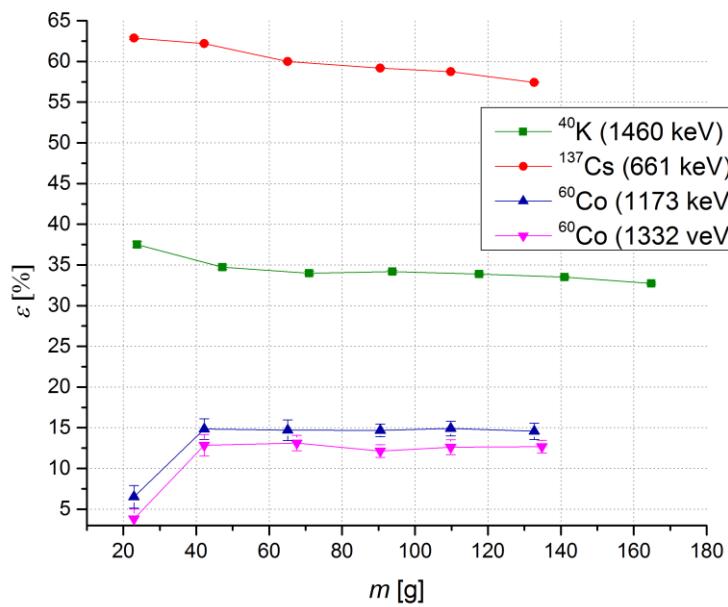
Za svaku masu, izračunata je aktivnost i efikasnost na isti način kao i kod prethodnog merenja (jednačine (22) i (23)). Vrednosti koncentracije aktivnosti su iste kao ikod merenja I. Za KCl je izvršeno sedam, dok je za uzorak sa Cs i Co izvršeno šest merenja.

Rezultat II

U tabeli [Tabela 8] su date izmerene i izračunate vrednosti mase, aktivnosti, odbroja i efikasnosti za svaki od izotopa.

Tabela 8: Rezultati merenja za razne mase uzorka za izotope ^{40}K , ^{137}Cs i ^{60}Co

^{40}K				^{137}Cs			
m [g]	A [Bq]	N_d	ε [%]	m [g]	A [Bq]	N_d	ε [%]
23,8	389,13	9344±97	37,51±0,39	22,9	396,17	127370±357	62,88±0,18
47,2	771,72	17156±131	34,72±0,27	42,2	730,06	232096±482	62,18±0,13
71	1160,85	25266±159	34,00±0,21	65,1	1126,23	345447±588	59,99±0,10
93,8	1533,63	33564±183	34,19±0,19	90,5	1565,65	473823±688	59,19±0,09
117,6	1922,76	41703±204	33,88±0,17	109,8	1899,54	570542±755	58,75±0,08
141	2305,35	49435±222	33,50±0,15	132,7	2295,71	674000±821	57,43±0,07
164,8	2694,48	56462±238	32,73±0,14				
^{60}Co (1173 keV)				^{60}Co (1332 keV)			
m [g]	A [Bq]	N_d	ε [%]	m [g]	A [Bq]	N_d	ε [%]
22,9	32,747	888±189	6,53±1,39	22,9	32,747	519±164	3,82±1,21
42,2	60,346	3719±319	14,84±1,27	42,2	60,346	3220±332	12,85±1,33
67,6	93,093	5683±486	14,70±1,26	67,6	96,668	5270±382	13,12±0,95
90,5	129,415	7886±418	14,67±0,78	90,5	129,415	6526±425	12,14±0,79
109,8	157,014	9724±588	14,91±0,90	109,8	157,014	8224±597	12,61±0,92
134,8	189,761	11485±789	14,57±1,00	134,8	192,764	10158±630	12,69±0,79



Slika 4.17: Zavisnost efikasnosti detektora od mase uzorka za izotope ^{40}K (označeno zelenom bojom), ^{137}Cs (označeno crvenom bojom) i ^{60}Co (označeno plavom i ružičastom bojom)

Na grafiku [Slika 4.17] je prikazano yelenom bojom kako se efikasnost detektora menja u slučaju promene mase uzorka ^{40}K . Vrednost efikasnosti varira od minimalnih 32 % do maksimalnih 37 %. U tom malom opsegu, efikasnost pokazuje blagi pad sa povećanjem mase. Uzrok ovom trendu je najverovatnije samoapsorpcija koja je tipična za masivne uzorce.

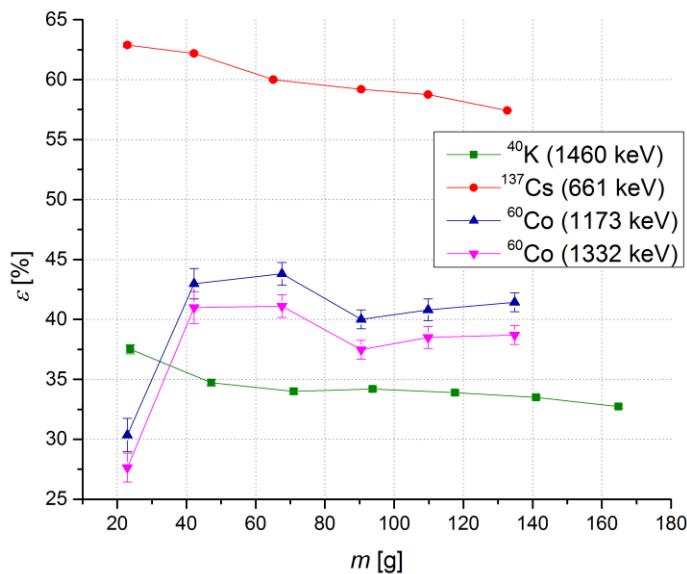
Kada je uzorak ^{137}Cs , detektor je najefikasniji (63 %) za masu od 22,9 grama. Minimum efikasnosti (57 %) pokazuje kada je masa uzorka 132,7 g. Može se zaključiti da postoji blagi pad efikasnosti sa povećanjem mase uzorka i iznosi $5\div6\%$.

Kod ^{60}Co se ponovo javlja odstupanje jer fenomen pika koincidencije značajno smanjuje efikasnost za najnižu vrednost mase uzorka. Najintenzivnije je smanjenje za najnižu vrednost mase zbog toga što je tada uzorak u najvećoj meri zaokružen kristalom i postoji velika verovatnoća da detektor simultano izmeri dva događaja. Dalje povećanje mase gotovo nema nikakav uticaj na efikasnost detekcije - ne primećuje se (blaga) tendencija pada efikasnosti kao kod prva dva izotopa (^{40}K i ^{137}Cs) i može se reći da se povećanjem mase uzorka efikasnost ne menja.

Efikasnost detektora za ^{60}Co iznosi 13 % što je manje od očekivane vrednosti, tako da je i ovde izvršena korekcija za liniju sume. Korigovani rezultati su predstavljeni tabelarno [Tabela 9] i grafički [Slika 4.18].

Tabela 9: Korekcija merenja sa linijom sume za mase uzorka od 0 do 20 cm za izotop ^{60}Co

^{60}Co (1173 keV)				
m [g]	A [Bq]	N_d^{sum}	N_d^{sum}	ε [%]
22,9	32,747	3241 ± 57	4129 ± 245	$30,35\pm1,80$
42,2	60,346	7054 ± 84	10773 ± 403	$42,98\pm1,61$
67,6	96,668	11236 ± 106	17588 ± 490	$43,80\pm1,22$
90,5	129,415	13620 ± 117	21506 ± 535	$40,01\pm0,99$
109,8	157,014	16887 ± 130	26611 ± 718	$40,80\pm1,10$
134,8	192,764	20823 ± 144	33174 ± 772	$41,43\pm0,96$
^{60}Co (1332 keV)				
m [g]	A [Bq]	N_d^{sum}	N_d^{sum}	ε [%]
22,9	32,747	3241 ± 57	3760 ± 221	$27,64\pm1,62$
42,2	60,346	7054 ± 84	10274 ± 416	$40,99\pm1,66$
67,6	96,668	11236 ± 106	16506 ± 488	$41,11\pm1,22$
90,5	129,415	13620 ± 117	20146 ± 542	$37,48\pm1,01$
109,8	157,014	16887 ± 130	25111 ± 727	$38,50\pm1,11$
134,8	192,764	20823 ± 144	30981 ± 774	$38,69\pm0,97$



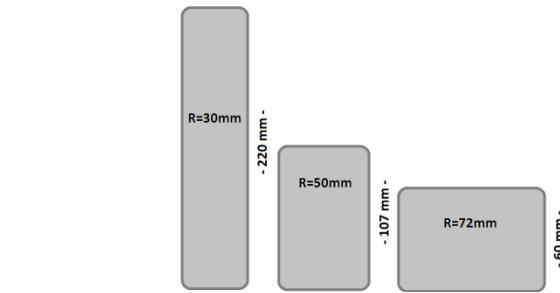
Slika 4.18: Zavisnost efikasnosti detektora u zavisnosti od mase uzorka za izotope ^{40}K , ^{137}Cs i ^{60}Co sa korekcijom merenja sa linijom sume za ^{60}Co

Posle korekcije se jasno može videti da je efikasnost niska za najnižu vrednost mase ali se naglo penje na 40%. Dalje povećavanje mase uzorka мало utiče na efikasnost: vrednosti variraju u opsegu nekoliko procenata.

Na osnovu merenja efikasnosti detektora u funkciji mase različitih uzoraka, može se zaključiti da se efikasnost ne menja u velikoj meri. Za ^{40}K efikasnost iznosi 4 %, 5 % za ^{137}Cs a samo 2 % u slučaju kada je uzorak ^{60}Co .

4.3.3. Merenje III: Određivanje zavisnosti efikasnosti detektora od prečnika cilindrične posude u kojoj se nalazi uzorak

Treći deo eksperimenta se sastojao od ispitivanja kako efikasnost zavisi od prečnika posude u kojoj je smešten uzorak. U tu su svrhu napravljene kutije [Slika 4.20] različitih prečnika R .



Slika 4.19: Dimenzije kutija koje su upotrebљene u merenju III

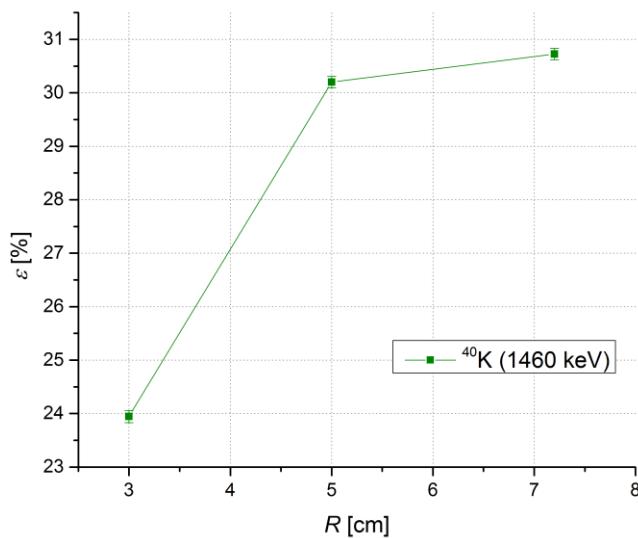
Uzorak kojim se vršilo testiranje je bio KCl. Kutije su napunjene solju i potom im je izmerena masa m . Efikasnost je potom računata na isti način kao i kod prvog i drugog merenja.

Rezultat III

Rezultati trećeg merenja su sažeti u tabeli [Tabela 10] a trend efikasnosti u funkciji prečnika kutije u koju je uzorak smešten je predstavljen grafički na slici [Slika 4.20].

Tabela 10: Odgovarajuće vrednosti masa, odbroja i efikasnosti za date prečnike kutija u koju su smešteni uzorci ^{40}K

KCl (^{40}K)				
R [mm]	m [g]	A [Bq]	N_d	ε [%]
30	178	2910,3	44613 ± 211	$23,94 \pm 0,11$
50	250	4087,5	79033 ± 281	$30,20 \pm 0,11$
72	252,8	4133,28	81302 ± 285	$30,72 \pm 0,11$



Slika 4.20: Zavisnost efikasnosti detektora u zavisnosti od prečnika uzorka za isotop ^{40}K

Eksperiment pokazuje da je detekcija najefikasnija u slučaju kada je prečnik najveći i iznosi 30 %. Za najnižu vrednost prečnika kutije u koju je uzorak postavljen, efikasnost pada na 24 %. Efikasnost se bitno ne menja za prečnike kutije od 5 i 7.2 cm (detektor će detektovati malo više događaja u slučaju većih dimenzija kutije). Uzimajući u obzir zaključke iz prethodnih merenja, jasno je da je efikasnost detektora najveća na dnu jame. Kod kutija velikog prečnika najveća količina uzorka se nalazi baš na dnu tako da najveći deo uzorka emituje na delu detektora koja ima najbolju efikasnost. Kako se prečnik kutije smanjuje time se i uzorak raspoređuje tako da količina uzorka na dnu jame postaje sve manja i manja.

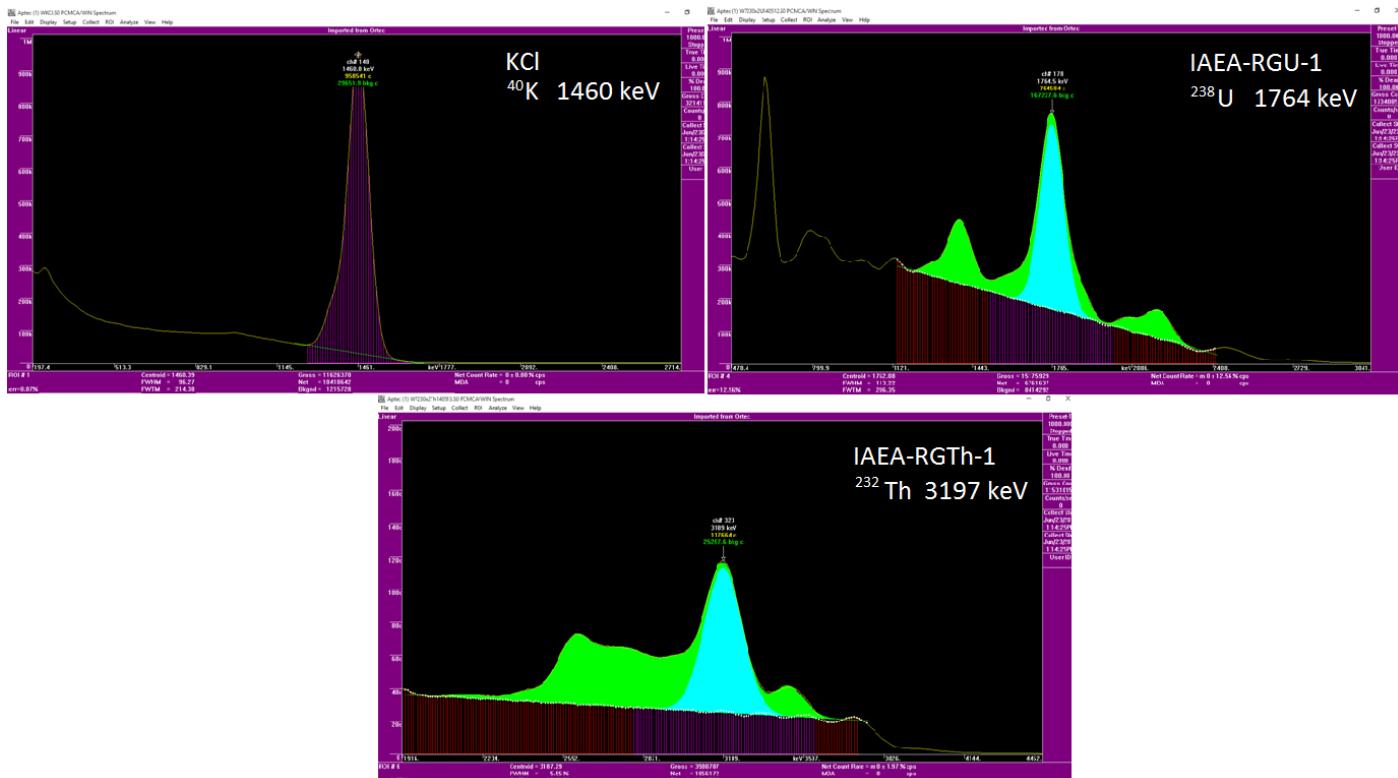
4.3.4. Merenje IV: Određivanje koncentracije aktivnosti nepoznatih prirodnih uzoraka

Poslednji korak ovog rada je bilo određivanje koncentracije aktivnosti nepoznatih prirodnih uzoraka za tri prirodna radioizotopa ^{40}K , ^{238}U i ^{232}Th . Da bi se odredila koncentracija aktivnosti A_0^* nepoznatih uzoraka, prvo je izmeren spektar referentnih uzoraka sa poznatom koncentracijom aktivnosti A_0 . Referentni materijali su bili: KCl za ^{40}K , uranijumova ruda (IAEA-RGU-1) za ^{238}U a torijumova ruda (IAEA-RGTh-1) za ^{232}Th . Rude IAEA-RGU-1 i IAEA-RGTh-1 su pripremljeni u Internacionalnoj Agenciji Atomske Energije (International Atomic Energy Agency) od strane Centra za Mineralne i Energetske Tehnologije u Kanadi (Canada Centre for Mineral and Energy Technology). Uzorci su razblaženi prahom silicijuma tako da udeo ^{238}U u rudi iznosi 7.09 % a torijumova ruda sadrži 2.89 % ^{232}Th .

Pošto su snimljeni spektri ovih uzoraka (prikazani na slici [Slika 4.21]), izračunata je brzina detekcije zračenja R prema:

$$R = \frac{N_d}{t} \quad (24)$$

gde N_d predstavlja odbroj detektovanih događaja a t je vreme merenja.



Slika 4.21: Spektri referentnih uzoraka KCl, IAEA-RGU-1 i IAEA-RGTh-1

Vreme merenja t , koncentracija aktivnosti A_0 i brzina detekcije R za svaki od izvora prikazani su tabelarno [Tabela 11].

Tabela 11: Vreme merenja i koncentracija aktivnosti referentnih materijala

Referntni materijal	Izotop	Linija [keV]	t [s]	A_0 [Bq·kg $^{-1}$]	N_d	R [s $^{-1}$]
KCl	^{40}K	1460	74468	16350	10823171	145.339
IAEA-RGU-1	^{238}U	1764.5	74455	4940	6761637	90.815
IAEA-RGTh-1	^{232}Th	3197.7	67372	3250	1127153	16.73

Rezultat IV

Nakon što su određene brzine detekcije i koncentracije aktivnosti referentnih uzoraka, sledeći korak je bilo merenje spektara 37 nepoznatih prirodnih uzoraka i za svaki je izračunata brzina detekcije R^* kao:

$$R^* = \frac{N_d^*}{t^*} \quad (25)$$

a koncentracija aktivnosti nepoznatih A_0^* uzoraka se računala pomoću odnosa:

$$A_0^* = \frac{R^*}{R} \cdot A_0 \quad (26)$$

Izmerene i izračunate vrednosti su prikazani u tabeli [Tabela 12].

Tabela 12: Rezultati merenja prirodnih uzoraka za ^{40}K , ^{238}U i ^{232}Th

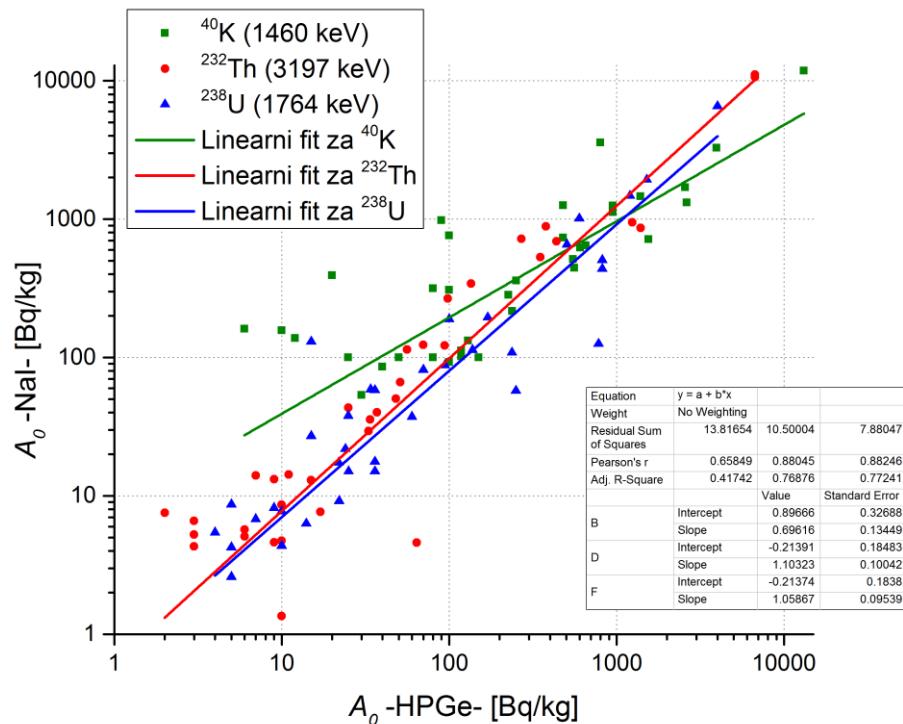
^{40}K							
#	$t^* [\text{s}]$	N_d^*	$A_0^* [\text{Bq} \cdot \text{kg}^{-1}]$	#	$t^* [\text{s}]$	N_d^*	$A_0^* [\text{Bq} \cdot \text{kg}^{-1}]$
1	65535	361658 \pm 16166	620,81 \pm 27,75	20	64405	89744 \pm 6273	156,75 \pm 10,96
2	67090	306908 \pm 13258	514,62 \pm 22,23	21	63136	400939 \pm 10825	714,39 \pm 19,29
3	67565	439769 \pm 41338	732,21 \pm 68,83	22	100385	874916 \pm 35259	980,46 \pm 39,51
4	2434	1155 \pm 219	53,38 \pm 10,11	23	160610	100 \pm 0	0,07 \pm 0,00
5	2500	24943 \pm 866	1122,38 \pm 38,95	24	64996	124958 \pm 4311	216,28 \pm 7,46
6	70527	224851 \pm 26802	358,65 \pm 42,75	25	74809	969536 \pm 51288	1457,95 \pm 77,13
7	3409	37909 \pm 2669	1250,97 \pm 88,07	26	104297	10989025 \pm 7692	11852,78 \pm 8,30
8	3810	2900 \pm 316	85,63 \pm 9,32	27	263406	664693 \pm 18811	283,88 \pm 8,03
9	73275	255840 \pm 12459	392,78 \pm 19,13	28	154509	139562 \pm 6113	101,61 \pm 4,45
10	60507	676771 \pm 14348	1258,26 \pm 26,68	29	67542	67441 \pm 2563	112,33 \pm 4,27
11	155215	1050866 \pm 187474	761,63 \pm 135,88	30	74174	1122113 \pm 27941	1701,84 \pm 42,38
12	160377	450460 \pm 16217	315,97 \pm 11,37	31	78793	923186 \pm 49390	1318,06 \pm 70,52
13	65865	77367 \pm 2282	132,14 \pm 3,90	32	106505	3106565 \pm 46288	3281,28 \pm 48,89
14	166253	951922 \pm 25321	644,12 \pm 17,13	33	69424	2212429 \pm 3761	3585,03 \pm 6,09
15	90305	-	100 \pm 10	34	339732	279514 \pm 13696	92,56 \pm 4,54
16	100340	-	100 \pm 10	35	497600	1967136 \pm 45834	444,72 \pm 10,36
17	242406	-	100 \pm 10	36	101416	277274 \pm 30694	307,56 \pm 34,05
18	67329	96337 \pm 3343	160,96 \pm 5,59	37	65513	2385451 \pm 666972	4096,15 \pm 1145,28
19	74433	91160 \pm 8560	137,78 \pm 12,94				
^{238}U							
#	$t^* [\text{s}]$	N_d^*	$A_0^* [\text{Bq} \cdot \text{kg}^{-1}]$	#	$t^* [\text{s}]$	N_d^*	$A_0^* [\text{Bq} \cdot \text{kg}^{-1}]$
1	65535	20897 \pm 6896	17,35 \pm 5,72	20	64405	10857 \pm 3257	9,17 \pm 2,75
2	67090	18523 \pm 6239	15,02 \pm 5,06	21	63136	3010 \pm 1734	2,59 \pm 1,49
3	67565	542982 \pm 93882	437,15 \pm 75,58	22	100385	231534 \pm 15235	125,46 \pm 8,26
4	2434	1694 \pm 420	37,86 \pm 9,38	23	160610	100 \pm 1	0,03 \pm 0,00
5	2500	3746 \pm 341	81,51 \pm 7,41	24	64996	32326 \pm 2822	27,05 \pm 2,36
6	70527	113736 \pm 21530	87,72 \pm 16,61	25	74809	155920 \pm 28736	113,37 \pm 20,89
7	3409	12211 \pm 854	194,85 \pm 13,62	26	104297	12052 \pm 55	6,29 \pm 0,03
8	3810	4122 \pm 490	58,85 \pm 7,00	27	263406	20534 \pm 7990	4,24 \pm 1,65
9	73275	78255 \pm 12936	58,09 \pm 9,60	28	154509	23230 \pm 3705	8,18 \pm 1,30
10	60507	563788 \pm 234705	506,85 \pm 211,00	29	67542	18649 \pm 1736	15,02 \pm 1,40
11	155215	1869611 \pm 495821	655,22 \pm 173,76	30	74174	147967 \pm 22476	108,51 \pm 16,48
12	160377	25529 \pm 3794	8,66 \pm 1,29	31	78793	83237 \pm 29341	57,46 \pm 20,26
13	65865	8226 \pm 1307	6,79 \pm 1,08	32	106505	15103 \pm 560	7,71 \pm 0,29
14	166253	113787 \pm 14599	37,23 \pm 4,78	33	69424	241462 \pm 1811	189,19 \pm 1,42
15	90305	2448318 \pm 129271	1474,77 \pm 77,87	34	339732	27166 \pm 6789	4,35 \pm 1,09
16	100340	2174856 \pm 111135	1179,03 \pm 60,25	35	497600	161552 \pm 22084	17,66 \pm 2,41
17	242406	8597563 \pm 451372	1929,31 \pm 101,29	36	101416	242486 \pm 19932	130,06 \pm 10,69
18	67329	6731 \pm 1653	5,44 \pm 1,34	37	65513	7894124 \pm 434636	6554,59 \pm 340,84
19	74433	29879 \pm 2098	21,84 \pm 1,53				
^{232}Th							
#	$t^* [\text{s}]$	N_d^*	$A_0^* [\text{Bq} \cdot \text{kg}^{-1}]$	#	$t^* [\text{s}]$	N_d^*	$A_0^* [\text{Bq} \cdot \text{kg}^{-1}]$
1	65535	12004 \pm 868	35,58 \pm 2,57	20	64405	1433 \pm 408	4,32 \pm 1,23
2	67090	13879 \pm 1216	40,19 \pm 3,52	21	63136	2455 \pm 288	7,55 \pm 0,89
3	67565	3859873 \pm 8492	11097,65 \pm 24,41	22	100385	698 \pm 390	1,35 \pm 0,75
4	2434	3337 \pm 427	266,33 \pm 34,06	23	160610	100 \pm 0	0,12 \pm 0,00
5	2500	852 \pm 213	66,20 \pm 16,55	24	64996	4402 \pm 410	13,16 \pm 1,23
6	70527	44869 \pm 2217	123,59 \pm 6,11	25	74809	46997 \pm 2947	122,04 \pm 7,65
7	3409	2008 \pm 207	114,42 \pm 11,82	26	104297	100 \pm 0	0,19 \pm 0,00
8	3810	6721 \pm 511	342,68 \pm 26,08	27	263406	7734 \pm 1487	5,70 \pm 1,10
9	73275	271992 \pm 12512	721,07 \pm 33,17	28	154509	11163 \pm 703	14,03 \pm 0,88
10	60507	3306491 \pm 67783	10615,53 \pm 217,62	29	67542	1604 \pm 397	4,61 \pm 1,14
11	155215	424655 \pm 15585	531,47 \pm 19,51	30	74174	362823 \pm 2286	950,22 \pm 5,99
12	160377	4204 \pm 597	5,09 \pm 0,72	31	78793	351257 \pm 15526	866,00 \pm 38,28
13	65865	4843 \pm 439	14,28 \pm 1,30	32	106505	23748 \pm 777	43,31 \pm 1,42
14	166253	43054 \pm 1223	50,31 \pm 1,43	33	69424	1638 \pm 382	4,58 \pm 1,07
15	90305	4006 \pm 1659	8,62 \pm 3,57	34	339732	8259 \pm 821	4,72 \pm 0,47
16	100340	3954 \pm 2229	7,65 \pm 4,32	35	497600	75427 \pm 1516	29,45 \pm 0,59
17	242406	16176 \pm 7756	12,96 \pm 6,22	36	101416	360722 \pm 13744	690,95 \pm 26,33
18	67329	1824 \pm 361	5,26 \pm 1,04	37	65513	298603 \pm 2449	885,41 \pm 7,26
19	74433	2526 \pm 413	6,59 \pm 1,08				

Kako je cilj ovog dela rada bilo uporediti kvalitet Nal detektora sa HPGe detektorom (koji se takođe nalazi u laboratoriji za nuklearnu fiziku), upoređene su vrednosti koncentracije aktivnosti uzorka dobijene uz pomoć ova dva detektora što je prikazano tabelarno [Tabela 13].

Tabela 13: Koncentracije aktivnosti prirodnih uzoraka dobijenih Nal i HPGe detektorima

#	Oznaka uzorka	^{40}K		^{232}Th		^{238}U	
		$A_0^* [\text{Bq} \cdot \text{kg}^{-1}]$		$A_0^* [\text{Bq} \cdot \text{kg}^{-1}]$		$A_0^* [\text{Bq} \cdot \text{kg}^{-1}]$	
		Nal	HPGe	Nal	HPGe	Nal	HPGe
1	W7230x2IRISHSEA140509	620,81±27,75	607	35,58±2,57	33,7	17,35±5,72	21,9
2	W7230x2MOSSSOIL140508	514,62±22,23	550	40,19±3,52	37	15,02±5,06	25,1
3	W61981abrpesak	732,21±68,83	480	11097,65±24,41	6700	437,15±75,58	820
4	W63389ABRPESAK	53,38±10,11	30	266,33±34,06	98	37,86±9,38	25
5	W63391PERLIT	1122,38±38,95	950	66,20±16,55	51	81,51±7,41	70
6	W63408KAOLIN	358,65±42,75	252	123,59±6,11	70	87,72±16,61	94
7	W63412KAOLIN	1250,97±88,07	950	114,42±11,82	56	194,85±13,62	170
8	W63413KAMEN	85,63±9,32	40	342,68±26,08	135	58,85±7,00	34
9	WABRPESAK+CaO4%	392,78±19,13	20	721,07±33,17	270	58,09±9,60	36
10	WABRPESAK140407	1258,26±26,68	480	10615,53±217,62	6700	506,85±211,00	820
11	WBOKSIT57868-130219	761,63±135,88	100	531,47±19,51	350	655,22±173,76	505
12	WBOROVNICA130211	315,97±11,37	80	5,09±0,72	6	8,66±1,29	5
13	WCAJETINA130307	132,14±3,90	130	14,28±1,30	11	6,79±1,08	7
14	WER332	644,12±17,13	656	50,31±1,43	48	37,23±4,78	60
15	WFOSEGYPT130305	100±10	80	8,62±3,57	10	1474,77±77,87	1200
16	WFOSSIRIJA130304	100±10	50	7,65±4,32	17	1179,03±60,25	598
17	WFOSSSTAND130301	100±10	25	12,96±6,22	15	1929,31±101,29	1513
18	WIAEA14S1W	160,96±5,59	6	5,26±1,04	3	5,44±1,34	4
19	WIAEA14S2W	137,78±12,94	12	6,59±1,08	3	21,84±1,53	24
20	WIAEA14S3W	156,75±10,96	10	4,32±1,23	3	9,17±2,75	22
21	WIAEA14S4SW	714,39±19,29	1550	7,55±0,89	2	2,59±1,49	5
22	WIAEAPHG8130228	980,46±39,51	90	1,35±0,75	10	125,46±8,26	780
23	WIAEAS3FL130319	0,07±0,00	30	0,12±0,00	5	0,03±0,00	5
24	WIAEAS5SD	216,28±7,46	238	13,16±1,23	9	27,05±2,36	15
25	WKAOLIN61457	1457,95±77,13	1390	122,04±7,65	94	113,37±20,89	138
26	WKNITRAT130206	11852,78±8,30	13100	0,19±0,00	20	6,29±0,03	14
27	WKONCBOR130315	283,88±8,03	226	5,70±1,10	6	4,24±1,65	5
28	WMAHTAJL7	101,61±4,45	118	14,03±0,88	7	8,18±1,30	9
29	WMAP1152	112,33±4,27	118	4,61±1,14	9	15,02±1,40	36
30	WMESAVINA	1701,84±42,38	2570	950,22±5,99	1240	108,51±16,48	237
31	WMESAVINA140602	1318,06±70,52	2620	866,00±38,28	1390	57,46±20,26	250
32	WNPK58128-130218	3281,28±48,89	3950	43,31±1,42	25	7,71±0,29	10
33	WNPK62758	3585,03±6,09	800	4,58±1,07	64	189,19±1,42	100
34	WPARKET130207	92,56±4,54	100	4,72±0,47	10	4,35±1,09	10
35	WSRM130222	444,72±10,36	560	29,45±0,59	33	17,66±2,41	36
36	WTh130221	307,56±34,05	100	690,95±26,33	437	130,06±10,69	15
37	WZIRKON61959	4096,15±1145,28	150	885,41±7,26	379	6554,59±340,84	4000

Konačno, na slici [Slika 4.22] se može videti koncentracija aktivnosti ^{40}K , ^{238}U i ^{232}Th merena Nal i HPGe detektorima.



Slika 4.22: Koncentracija aktivnosti prirodnih uzoraka merena na Nal i na HPGe detektorima, za izotope ^{40}K (označeno zelenom bojom), ^{232}Th (onačeno crvenom bojom) i ^{238}U (označeno plavom bojom)

Rezultati pokazuju da se Nal detektorom dobijaju slične vrednosti kao i kada se koristi HPGe detektor. Odstupanja koja se javljaju su najverovatnije statističke prirode. Najveća neslaganja se mogu primetiti kod izotopa ^{40}K . Uzrok je činjenica da dolazi do preklapanja ove linije sa susednim. U tim slučajima očitavanje odbroja linije nije precizno što direktno utiče na preciznost rezultata. Takođe se može primetiti da se od tri radioizotopa najbolje slaganje dobija kod ^{232}Th i ^{238}U . Može se zaključiti da je razlog tome da su te dve linije povoljnije za identifikaciju i obradu na Nal detektoru. Naime, te linije su bile lakše i jednostavnije za očitavanje u spektrima posmatranih uzoraka pošto je u tom delu spektra primećen manji broj preklapanja linija.

5. Zaključak

Mera efikasnosti detektora gama zraka se opisuje mogućnošću da detektuje što veći broj emitovanih fotona a da pri tome maksimalno smanji pozadinsko zračenje. Na efikasnost detekcije utiče mnoštvo faktora a jedan od njih jeste geometrija uzorka. Kako detekcija fotona iz voluminoznih izvora zračenja zavisi od geometrije uzorka, u ovom radu su izvršena merenja sa ciljem da se ustanovi geometrija koja dalje najveću efikasnost kod Nal scintilacionog detektora oblika jame. U prvoj fazi rada su obrađivane linije radioizotopa ^{40}K , ^{137}Cs i ^{60}Co a u drugoj linije ^{40}K , ^{232}Th i ^{238}U .

Prva etapa se sastojala u ispitivanju uticaja položaja, mase (količine) i raspoređenosti uzorka na efikasnost detektora. Uzorci su postavljeni na različite visine unutar detektora i rezultati su pokazali da se efikasnost detekcije smanjuje sa povećanjem visine (od dna do vrha jame) uzorka. Pomoću ovih merenja ustanovljeno je da najpovoljniji položaj uzorka na dnu jame detektora (na 0 cm). Efikasnost na 0 cm za izotop ^{40}K iznosi 31.15 %, 58.76 % za ^{137}Cs a 28.75 % i 26.59 % za prvu i drugu liniju ^{60}Co . Na 20 cm efikasnost detektora je najmanja i iznosi 6.32 % za ^{40}K , 12.37% za ^{137}Cs i 8.44 % i 7.63 % za prvu i drugu liniju ^{60}Co . Povećavanjem visine povećava se i verovatnoća da će gama kvant izbeći detekciju. U slučaju ispitivanja uticaja mase (odnosno količine uzorka) na efikasnost detekcije zapaženo je da menjanje mase ne donosi velike promene kod efikasnosti detektora. Za minimalne vrednosti mase, izmerena efikasnost detektora izotopa ^{40}K , ^{137}Cs i ^{60}Co iznosi 37.51%, 62.88 % i 30.35 % i 27.64% respektivno. Kada su mase uzorka maksimalne, efikasnost je 32.73 %, 57.43 % i 41.43 % i 38.69 % za, ^{137}Cs i ^{60}Co . Neznatan pad efikasnosti sa povećanjem mase uzorka se najverovatnije javlja zbog samoapsorpcije. Povećavanje količine uzorka ne samo da ne daje veću efikasnost već se ona time smanjuje. Izuzetak ovome jeste izotop ^{60}Co gde se za minimalnu masu uzorka dobija minimalna vrednost dok za ostale mase efikasnost se menja po očekivanom trendu. Da bi se ustanovilo koji je oblik odnosno koje su dimenzije uzorka najpovoljnije, izvršena su merenja sa kutijama (u koje je smešten kalijum-hlorid) raznih dimenzija. Rezultati su pokazali da je efikasnost najveća za uzorce velikog prečnika sa što većom količinom uzorka raspoređenog na dnu jame. Efikasnost je manja ako se uzorak nalazi u uskoj a visokoj kutiji. Za najmanji prečnik se dobija efikasnost od 23.9 % a za najveći 30.7 %. Najoptimalniji raspored uzorka je stoga maksimalan prečnik (unutrašnji prečnik jame detektora) i najmanja visina.

Cilj druge faze rada je bila validacija efikasnosti Nal detektora. U tu svrhu, u Nal detektor su postavljeni razni prirodni izvori zračenja i za svaki je izračunata aktivnost. Kako bi se potvrdila pouzdanost, dobijene vrednosti su upoređene sa vrednostima dobijenim merenjem na HPGe detektoru. Rezultati su pokazali da se merenja na Nal detektoru uglavnom slažu sa onima iz HPGe-a. Takođe je primećeno da se najbolje slaganje dobija za izotop ^{232}Th i ^{238}U , najverovatnije zbog činjenice da se posmatrane linije tih radionuklida nalaze u delu spektra gde je verovatnoća preklapanja sa drugim linijama znatno manja.

Uzimajući u obzir rezultate svih merenja, konačan zaključak jeste da je Nal detektor oblika jame najefikasniji kada je uzorak postavljen na dno jame u kutiji maksimalnog mogućeg prečnika u maloj količini.

6. Literatura

- [1] Krmar, Miodrag "Uvod u nuklearnu fiziku" , Novi Sad, 2013
- [2] Powsner, Rachel A., and Powsner, Edward R. "Essential Nuclear Medicine Physics", 2006
- [3] "Efficiency and resolution of HPGe and NaI (Tl) detectors using gamma-ray spectroscopy", 2012
- [4] Gilmore, Gordon "Practical Gamma-ray Spectrometry" , 2008
- [5] Knoll, G.F "Radiation and Measurement", 2000
- [6] Tsoufianidis, Nicolas "Measurement and Detection of Radiation", 1995
- [7] https://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/thumb/e/e7/Periodic_Table_Radioactivity.svg/2000px-Periodic_Table_Radioactivity.svg.png
- [8] https://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/a/a5/NuclideMap_small_preview.jpg
- [9] <http://oktatas.ch.bme.hu/oktatas/konyvek/fizkem/gamma/gsugar/images/co60.jpg>
- [10] Nelson, G., and Reilly,D. "Gamma-Ray Interactions with Matter" iz *Passive Nondestructive Analysis of Nuclear Materials*, 1991
- [11] <https://carlwillis.files.wordpress.com/2008/05/naixray.jpg>
- [12] <http://inspirehep.net/record/1285933/files/Fig1c.png>
- [13] http://science24.com/resources/paper/28993/images/Fig1_1.jpg
- [14] http://www.horiba.com/uploads/media/RE09-18-098_03.pdf
- [15] <http://blogs.creamoselfuturo.com/nano-tecnologia/wp-content/uploads/2009/10/fotomultiplicador.jpg>
- [16] Contemporary Physics Education Project (CPEP), "Nuclear Science—A Guide to the Nuclear Science Wall Chart", 2003
- [17] Rittersdorf, Ian , "Gamma Ray Spectroscopy" , 2007
- [18] Smith, Hastings A,Jr., and Lucas, Marcia "Gamma-Ray Detectors" iz *Passive Nondestructive Analysis of Nuclear Materials*, 1991
- [19] Magill, Joseph, and Galy, Jean, "Radioactivity Radionuclides Radiation" 2005
- [20] <https://www.hep.wisc.edu/~prepost/407/gamma/gamma.pdf>
- [21] https://inspirehep.net/record/835190/files/fig_Apriole_fiq34.png
- [22] <http://www3.nd.edu/~wzech/Application-Note-AN34-Experiments-Nuclear-Science-Experiment-3.pdf>
- [23] Hansman, Jan and Bikit, Istvan et al. "Shielding design for low background level detector wetyn (well type sodium iodide" 2013
- [24] <http://cwq.rs/jonska-masa/>
- [25] http://glossary.periodni.com/images/radioaktivni_niz.jpg
- [26] https://inspirehep.net/record/819556/files/pictures_bi207simplified.png
- [27] http://www.orau.org/ptp/PTP%20Library/library/DOE/bnl/nuclidedata/MIRTI208_files/208tl_gs.gif

7. Biografija



Maria Aladić je rođena 30. aprila 1986. godine u Senti. Osnovnu školu je pohađala u Temerinu. 2005. godine je završila opšti smer gimnazije u Bečeju i iste godine se upisala na Prirodno matematički fakultet na smer Astronomija sa astrofizikom u Novom Sadu.

UNIVERZITET U NOVOM SADU
PRIRODNO MATEMATIČKI FAKULTET
KLJUČNA DOKUMENTACIJSKA INFORMACIJA

Redni broj:

RBR

Identifikacioni broj:

IBR

Tip dokumentacije: Monografska dokumentacija

TD

Tip zapisa: Tekstualni štampani materijal

TZ

Vrsta rada: Završni rad

VR

Autor: Maria Aladić

AU

Mentor: dr Miodrag Krmar

MN

Naslov rada: Optimizacija geometrije voluminoznih uzoraka u γ -spektroskopiji

NR Nal detektorom oblika jame

Jezik publikacije: srpski (latinica)

JP

Jezik izvoda: sr/en

JI

Zamljiva publikovanja: Srbija

ZP

Uže geografsko područje: Vojvodina

UGP

Godina: 2015

GO

Izdavač: autorski reprint

IZ

Mesto i adresa: Novi Sad, Trg D. Obradovića 4

MA

Fizički opis rada: (broj poglavlja/strana//tabela/slika) (7/56/13/47)

FO

Naučna oblast: Fizika

NO

Naučna disciplina: Nuklearna fizika

ND

Predmetne odrednice, Ključne reči: γ -spektroskopija, Nal detektori, voluminozni uzorci

PO

UDK

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

ČU

Važna napomena: nema

VN

Izvod: Tema završnog rada je optimizacija geometrije Nal detektora tipa jame.

IZ Izvšena su merenja sa raznim uzorcima. U zavisnosti od položaja, mase i oblika uzoraka ispitivana je efikasnost detektora. Pronađena je najpovoljnija geometrija i u sledećoj fazi, efikasnost Nal detektora je poređena sa HPGe detektorom.

Datum prihvatanja teme od strane NN veća: mart 2014

DP

Datum odbrane: 23. decembar 2015

DO

Članovi komisije:

KO

Predsednik: Dr Nataša Todorović

Član: Dr Srđan Rakić

Član: Dr Miodrag Krmar

UNIVERSITY OF NOVI SAD

FACULTY OF NATURAL SCIENCES & MATHEMATICS

KEY WORDS DOCUMENTATION

Accession number:

ANO

Identification number:

INO

Document type: Monograph documentation

DT

Type of record: Textual printed material

TR

Contents code: Final Paper

CC

Author: Maria Aladić

AU

Mentor: Dr Miodrag Krmar

MN

Title: Geometry optimization of bulk samples in γ -spectroscopy using a
TI Nal well-type detector

Language of text: Serbian (Latin)

LT

Language of abstract: en/sr

LT

Country of publication: Serbia

CP

Locality of publication: Vojvodina

LP

Publication year: 2015

PY

Publisher: Author's reprint

PU

Publ. place: Novi Sad, Trd D. Obradovića 4

PP

Physical description: (Chapters/pages/tables/figures) (7/56/13/47)

PD

Scientific field: Physics

SF

Scientific discipline: Nuclear physics

SD

Subject Key words: γ -spectroscopy, Nal detectors, bulk samples

SKW

UC

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

HD

Note: none

N

Abstract: The subject of the final paper is the geometry optimization of bulk samples using a well-type Nal detector. Different bulk samples have been used for the measurements. The efficiency of the detector was studied in relation to the sample position, mass and shape. The most efficient geometry was found and in the next phase the Nal detector efficiency was compared to the HPGe detector's.

Accepted on Scientific board on: March 2014

AS

Defended: December 23, 2015

DE

Thesis Defend board:

DB

President: Dr Nataša Todorović

Member: Dr Srđan Rakić

Member: Dr Miodrag Krmar