



UNIVERZITET U NOVOM SADU  
PRIRODNO-MATEMATIČKI FAKULTET  
DEPARTMAN ZA FIZIKU



Tomas Nemeš

UTICAJ EFEKTA PRAVOG KOINCIDENTNOG  
SUMIRANJA NA EFIKASNOST POLUPROVODNIČKIH  
GAMA SPEKTROMETARA

-diplomski rad-

Novi Sad, 2005.

*Sve je počelo od razgovora sa prof. dr. Miroslavom Veskovićem i prof. dr. Ištvan Bikitom o mogućnosti izrade diplomskog rada na Katedri za nuklearnu fiziku, te im se srdačno zahvaljujem.*

*Zahvaljujem se prof. dr. Jaroslavu Slivki na zaista velikoj pomoći, korisnim sugestijama i diskusijama. Hvala mentorki dr. Nataši Todorović na ukazanom poverenju, podršci i korisnim savetima.*

*Svima sa Katedre za nuklearnu fiziku-HVALA!*

*Hvala mojim prijateljima sa fizike i ne fizike.*

*Hvala svojim roditeljima, sestri i teta Ireni koji su zaista uvek bili uz mene.*

Tomas Nemeš  
29.07.2005.

# SADRŽAJ

1. UVOD	1
2. INTERAKCIJA FOTONA SA MATERIJOM	2
2.1. Fotoelektrična apsorpcija (fotefekat)	2
2.2. Komptonovo rasejanje	2
2.3. Proizvodnja parova	3
3. OSNOVNI POJMOVI GAMA SPEKTROMETRIJE	5
3.1. Osnovne karakteristike detektora	5
3.1.1. Osetljivost	5
3.1.2. Odziv detektora	6
3.1.3. Energetska rezolucija	6
3.1.4. Funkcija odziva	7
3.1.5. Vreme odziva	7
3.1.6. Efikasnost detektora	7
3.1.7. Mrtvo vreme	8
4. GERMANIJUMSKI DETEKTORI	9
4.1. Besprimesni Germanijum	9
4.2. Gama spektrometrija sa germanijumskim detektorima	10
5. PRAVO KOINCIDENTNO SUMIRANJE (KASKADNO SUMIRANJE)	11
5.1. Sumiranje i prostorni ugao	12
5.2. Teorija kaskadnog sumiranja	13
5.3. <i>P/T (Peak To Total)</i> kalibracija	15
5.4. Proračun korekcionog faktora pravog koincidentnog sumiranja za rasprostranjene izvore	16
5.5. Korekcija na pravo koincidentno sumiranje u okviru softverskog paketa <i>Genie 2000</i>	17
6. EKSPERIMENTALNI RAD	19
6.1. Postavka eksperimenta	19
6.2. Određivanje efikasnosti vrha ukupne energije	20
6.3. Analiza uticaja pravog koincidentnog sumiranja na krivu efikasnosti	29
6.4. Određivanje relativne efikasnosti detektora GC3518 i odnosa <i>P/C (Peak to Compton)</i>	31
7. ZAKLJUČAK	32
8. LITERATURA	33

## 1. UVOD

Gama spektrometrija je danas visoko razvijena grana eksperimentalne fizike. Određivanjem broja emitovanih gama fotona u jedinici vremena iz nekog izvora u funkciji energije može se dobiti niz korisnih informacija o ispitivanom uzorku. Gama spektrometrija zauzima važnu poziciju u fundamentalnim istraživanjima, kako u astrofizici tako i u nuklearnoj fizici i fizici čestica. Detektorski sistemi, čija je radna supstanca poluprovodnik - germanijum, imaju niz osobina koje odgovaraju najširoj primeni. Uopšte da bi snimljen spektar od nepoznatih izvora zračenja imalo smisla analizirati, neophodno je prethodno izvršiti kalibraciju detektora. Od kvaliteta izvršene energetske kalibracije i kalibracije efikasnosti detekcije gama zraka zavisi će i kvalitet interpretacije buduće snimljenih spektara koji potiču iz nepoznatih izvora. Kada su u pitanju merenja niskih aktivnosti, radi postizanja veće tačnosti pri obradi spektra neophodno je razmatrati efekat pravog koincidentnog sumiranja.

U ovom radu su date osnove teorije pravog koincidentnog sumiranja. Izvršena je kalibracija efikasnosti HPGe detektora u intervalu 59 keV do 1896 keV pomoću standardnih izvora zračenja. Kalibracija efikasnosti je sprovedena sa i bez popravke na pravo koincidentno sumiranje. Ispitan je uticaj na krivu efikasnosti efekat pravog koincidentnog sumiranja. Takođe je izračunata relativna efikasnost detektora kao i odnos  $P/C$  (*Peak to Compton*) u cilju poređenja sa deklarisanim i izmerenim vrednostima od strane proizvođača.

## 2. INTERAKCIJA FOTONA SA MATERIJOM

Tri najvažnija procesa interakcije gama zračenja sa materijom jesu fotoelektrična apsorpcija, Komptonovo rasejanje i proizvodnja parova. U sva tri procesa stvaraju se slobodni elektroni i kako se oni usporavaju u svom putu kroz materiju, tako stvaraju parove jon-elektron ili elektron šupljina. U detektorima fotona koriste se ovi parovi naelektrisanja radi detekcije prolaska fotona ili da se odredi njegova energija na osnovu količine proizvedenog elektriciteta [4].

### 2.1. Fotoelektrična apsorpcija (Fotoefekat)

U procesu fotoelektrične apsorpcije foton interaguje sa vezanim elektronom pri čemu se celokupna energija fotona apsorbuje. Iz atoma se izbacuje elektron energije  $E_e$ , koja je približno jednaka:

$$E_e = E_\gamma - E_b \quad (2.1.)$$

gde je  $E_b$  energija veze elektrona, a  $E_\gamma$  energija upadnog fotona. Mali deo energije, zanemaren u prethodnoj jednačini se predaje na uzmak atoma.

Presek za fotoefekat se ne može izraziti preko jedinstvenog analitičkog izraza, njegova zavisnost od atomskog broja materijala  $Z$  i energije fotona  $E_\gamma$  može se približno izraziti kao:

$$\sigma_{pe} = const. \cdot Z^{4.5} \cdot E_\gamma^{-3} \quad (2.2.)$$

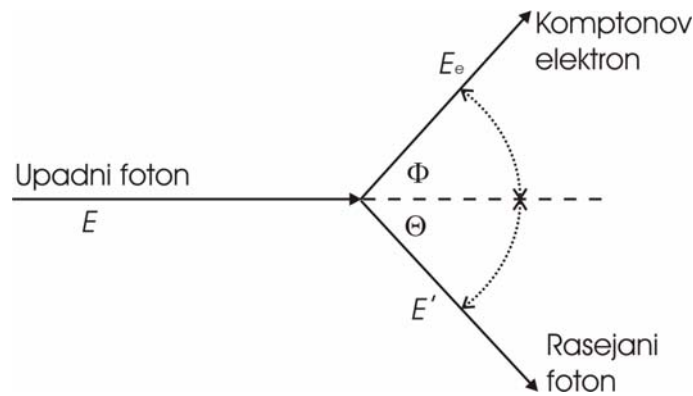
Jaka zavisnost od  $Z$  pokazuje da su materijali velikog rednog broja vrlo efikasni što se tiče apsorpcije fotona. Sa druge strane jaka zavisnost preseka od energije fotona je razlog zbog koga je ovaj efekat dominantan način interakcije na niskim energijama, a postaje zanemarljiv na visokim energijama [4].

### 2.2. Komptonovo rasejanje

U procesu Komptonovog rasejanja samo jedan deo energije fotona se prenosi elektronu, dok se ostatak javlja u vidu sekundarnog fotona. Prema relativističkim zakonima održanja energije i impulsa, energija rasejanog fotona i elektrona povezane su uglovima pod kojima se izbacuju (Sl. 2.1.).

Energija rasejanog fotona  $E'$ , uz uvedenu oznaku  $\varepsilon = E / m_0 c^2$ , gde je  $m_0 c^2$  energija elektrona u miru (511 keV), a  $E$  energija upadnog fotona, se može izraziti kao:

$$E' = E \cdot [1 + \varepsilon \cdot (1 - \cos \Theta)] \quad (2.3.)$$



Sl. 2.1. Šematski prikaz Komptonovog efekta

Energija rasejanog elektrona  $E_e$  će biti:

$$E_e = E \cdot \left[ 1 - \frac{1}{1 + \varepsilon \cdot (1 - \cos \Theta)} \right] \quad (2.4.)$$

Uglovi su povezani relacijom

$$\tan \Phi = \frac{1}{1 + \varepsilon \cdot \tan \frac{\Theta}{2}} \quad (2.5.)$$

Za vrlo male uglove rasejanja energija sekundarnog fotona je skoro ista kao i upadnog. Maksimalna energija rasejanog elektrona je:

$$E_e^{\max} = E \cdot \frac{2 \cdot \varepsilon}{1 + 2 \cdot \varepsilon} \quad (2.6.)$$

i zove se Komptonova ivica.

Zavisnost ukupnog preseka od rednog broja  $Z$ , elementa na kome se rasejanje vrši i energije  $E$  može se približno izraziti u obliku:

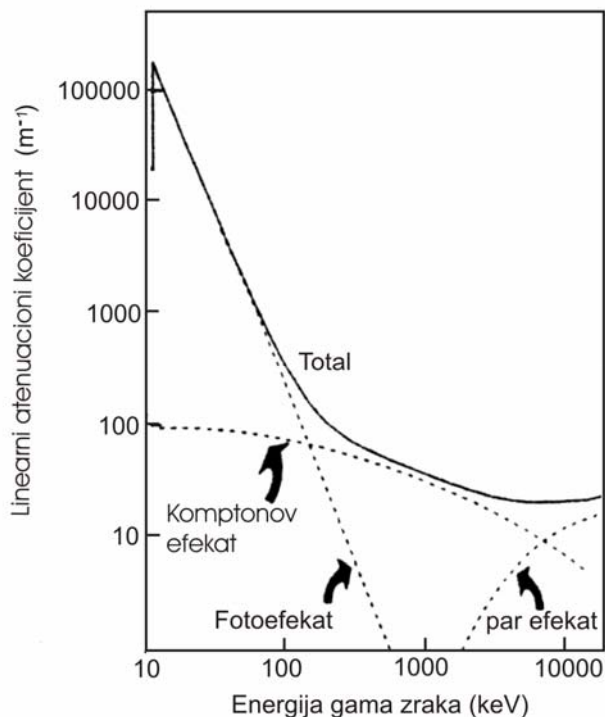
$$\sigma_c = \text{const.} \cdot \frac{Z}{E} \quad (2.7.)$$

### 2.3. Proizvodnja parova

Za gama zrake energija iznad nekoliko MeV glavni mehanizam interakcije je proizvodnja parova. U ovom procesu energija fotona se u Kulonovom polju jezgra pretvara u par elektron-pozitron. Energija fotona mora zato biti veća od dvostruke energije elektrona u stanju mirovanja ( tj. veća od  $2m_e c^2 = 1022 \text{ keV}$  ). Višak energije ( $E_\gamma - 2 m_e c^2$ ), se raspodeljuje između dve čestice kao kinetička energija. Elektron i

pozitron se usporavaju u okolnom materijalu. Pozitron na kraju reaguje sa nekim elektronom i anihilira se. Ako do ovog dođe kada je pozitron izgubio praktično svu svoju energiju, nastaju dva fotona sa energijama oko 511 keV. Ova dva fotona su emitovana u suprotnim smerovima u skladu sa zakonom održanja impulsa [4].

Približno se može reći da se presek za proizvodnju parova menja sa  $Z$  kao  $Z^2$ .



Sl. 2.3. Linearni atenuacioni koeficijent u zavisnosti energije fotona za Germanijum

Ukupni presek za interakciju fotona sa materijom je dat kao zbir preseka za fotoefekat, Komptonov efekat i par efekat:

$$\sigma = \sigma_{pe} + \sigma_c + \sigma_p \quad (2.8.)$$

Na slici 2.3. su prikazani linearni atenuacioni koeficijenti za fotoefekat, komptonov efekat, par efekat i ukupni atenuacioni koeficijent u funkciji energije. Veza između efikasnog preseka i linearnog atenuacionog koeficijenta je data sa:

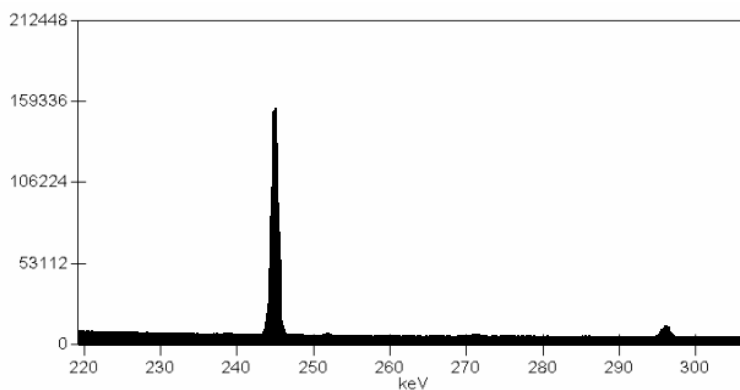
$$\mu = \sigma \cdot \rho \cdot \frac{N_A}{M} \quad (2.9.)$$

gde je  $\rho$  gustina materijala,  $N_A$  Avogadrov broj, a  $M$  molekularna masa. Na slici 2.3. se vidi da je komptonov efekat prisutan u celom intervalu datih energija sa blagim padom. Foto efekat je dominantan na nižim energijama. Na energijama višim od 1022 keV par efekat ubrzo postaje dominantan u stvaranju naelektrisanih čestica unutar detektora [4].

### 3. OSNOVNI POJMOVI GAMA SPEKTROMETRIJE

Gama zraci nastaju pri deekscitaciji pobuđenih stanja u jezgrima atoma. Ta pobuđena stanja mogu biti popunjena putem nuklearnih reakcija i radioaktivnim raspadom. Jezgro je okarakterisano diskretnim energijskim nivoima. Elektromagnetni talasi koji se emituju pri prelazu između ovih nivoa su reda veličine nekoliko stotina keV-a do nekoliko MeV-a, te svedoče o velikoj energiji veze nukleona. Ovi visoko energijski fotoni se istorijski nazivaju gama zraci.

U gama spektrometriji se najvažniji parametri zračenja, emitovane energije i relativni intenziteti pojedinih energetskih prelaza, određuju na taj način što se spektrometrom snima spektar, pa se zatim vrši njegova analiza (sl. 3.1.). Rezultati merenja se dobijaju obradom jedne slike, koju daje merni instrument pa je zbog toga neophodno definisati osnovne karakteristike mernog instrumenta i najvažnije pojmove kojima se merene veličine u instrumentalnoj slici registruju [5].



Sl. 3.1. Jedan deo spektra  $^{152}\text{Eu}$  dobijen pomoću gremenijumskog detektora.

Na slici 3.1. je predstavljen tipični vizuelni prikaz gama spektra snimljen germenijumskim detektorom. Vizuelni prikaz snimljenog spektra je danas sastavni deo softvera za obradu spektra.

Jedan od zadataka gama spektrometrije je identifikacija prisutnih jezgara u nepoznatim uzorcima. Spektar emitovanih fotona pri raspadu jezgra daje indirektnu informaciju o samom jezgru koje se raspalo. Određivanje koncentracije aktivnosti ispitivanog uzorka moguće je kompletnom obradom spektra, što se čini uz pomoć softvera za gama spektrometriju. Uz prethodno izvršenu energetsku kalibraciju spektrometra, softver može automatski identifikovati prisutna jezgra. Određivanje aktivnosti zahteva poznavanje efikasnosti vrha ukupne energije za postavljenu geometriju.

#### 3.1. Osnovne karakteristike detektora

##### 3.1.1. Osetljivost

Važna osobina detektora je osetljivost, tj. sposobnost detektora da proizvede koristan signal za dato zračenje i energiju. Nijedan detektor nemože biti osetljiv za



svo zračenje i energije. Detektori se prave namenski za dati tip zračenja i za datu oblast energija.

Osetljivost detektora za dati tip zračenja određene energije zavisi od nekoliko faktora:

1. presek za jonizujuće reakcije u detektoru
2. detektorska masa
3. inherentni detektorski šum
4. zaštitni materijal koji opkoljava osetljivu zapreminu detektora

Presek i detektorska masa određuju verovatnoću da se energija ili deo energije upadnog zračenja pretvori u jonizaciju unutar detektora. Jonizujući signal mora biti jači od srednjeg šuma detektora kako bi bio od koristi. Materijal koji opkoljava detektor određuje donju granicu energije koja može biti detektovana [8].

### 3.1.2. Odziv detektora

Pored detekcije prisutnog zračenja, većina detektora je u stanju da obezbedi neke informacije o energiji tog zračenja. Količina jonizacije je proporcionalna gubitku energije zračenja unutar osetljive zapremine detektora. Ako se energija upadnog zračenja u potpunosti predala na jonizaciju unutar detektora, onda je mera količine jonizacije u stvari informacija o energiji upadnog zračenja.

Uopšte izlazni signal električnih detektora ima formu strujnog signala. Količina jonizacije se tada ogleda u stvorenoj količini naelektrisanja. Veza između energije zračenja i visine izlaznog signala predstavlja u stvari odziv detektora. Idealno bi bilo da je ova veza linearna. Za mnoge detektore odziv detektora jeste linearan ili bar aproksimativno u određenom intervalu energija [8].

### 3.1.3. Energetska rezolucija.

Za detektore koji su tako napravljeni da mere energiju upadnog zračenja, najvažniji faktor je energetska rezolucija. Energetska rezolucija detektora govori o tome koliko detektor može razlikovati dve linije bliskih energija. Uopšte, energetska rezolucija se može odrediti slanjem monoenergetskog zračenja ka detektoru, a zatim se posmatra dobijeni spektar. Idealan slučaj bi bio da se dobije oštra delta funkcija. U realnosti ovo nikad nije slučaj, dobija se složeni vrh sa nekom konačnom širinom, obično Gausovog oblika. Širina ovog vrha raste sa fluktuacijama u jonizacijama i ekscitacijama.

Rezolucija je obično data u smislu totalne širine na polovini visine vrha (FWHM-*full width at half maximum*). Energije koje se nalaze bliže nego što iznosi vrenost FWHM se obično ne razmatraju. Ako širinu linije izrazimo kao  $\Delta E$ , onda je relativna rezolucija na energiji  $E$  data sa:

$$\text{Rezolucija} = \Delta E/E \quad (2.1.)$$

Rezolucija izražena formulom 2.1. je obično data u procentima. Germanijumski detektori imaju rezoluciju reda veličine 0.1%. Uopšte rezolucija je funkcija energije deponovane unutar osetljive zapremine detektora, koja se poboljšava sa rastom energije. U stvari je pronađeno da je srednja energija jonizacije konstantan broj,  $w$ , i zavisi samo od materijala. Za deponovanu energiju  $E$ , srednji broj jonizacija je  $J=E/w$ . Kako energija raste, raste i broj jonizacija, a relativne fluktuacije se smanjuju [8].

### 3.1.4. Funkcija odziva

Za snimanje energetskog spektra, važan faktor koji se treba razmotriti je funkcija odziva detektora za tip detektovanog zračenja. Funkcija odziva detektora se može definisati kada detektor izlažemo datim tipom monoenergetskog zračenja. Idealno bi bilo da se u spektru dobije gausova kriva.

U slučaju da se detektor izlaže gama zracima, oblik krive možemo predvideti poznavajući kako elektromagnetno zračenje interaguje sa materijom od koga je izrađen detektor. Da bi energija gama kvanta bila detektovana, ona mora proizvesti naelektrisane čestice unutar osetljive zapremine detektora. Mehanizmi koji ovo omogućuju su fotoelektrični efekat, Komptonovo rasejanje i proizvodnja elektron-pozitron para. Fotoelektroni dobijeni od monoenergetskog zračenja imaju iste energije, te doprinose Gausovom obliku krive u spektru. Komptonovi elektroni imaju kontinualnu raspodelu, kao takvi predstavljaju smetnju u snimljenom spektru. Par efekat takođe nepovoljno utiče na dobijenu sliku o monoenergetskom zračenju usmerenom ka detektoru.

Ako detektor koristimo za merenje spektra gama zračenja, distribucija broja registrovanih gama kvanta u funkciji energije biće data sa:

$$N(E) = \int S(E')R(E, E')dE' \quad (2.2.)$$

gde je  $R(E, E')$  odzivna funkcija detektora na upadnoj energiji  $E'$ , a  $S(E')$  je energetski spektar gama zračenja. Da bi poznavali spektar gama zračenja iz distribucije pikova neophodno je poznavati odzivnu funkciju detektora  $R(E, E')$  [8].

### 3.1.5. Vreme odziva

Veoma važna karakteristika detektora je vreme odziva. Ovo je vreme potrebno da se generiše signal nakon pristizanja zračenja u detektor. To je veoma bitno za vremensku karakteristiku detektora. Poželjno je da ovo vreme bude što je moguće kraće.

Vreme trajanja signala je takođe važna karakteristika. U toku ovog perioda, drugi događaj nemože biti registrovan jer detektor nije osetljiv na zračenje, ili će se drugi događaj sumirati sa prvim. Ako se drugi događaj sumira sa prvim onda signal menja oblik. Ovakve signale je moguće odbaciti odgovarajućim kolom. Efekat se zove nasumično sumiranje. Ovo doprinosi takozvanom mrtvom vremenu brojača i ograničava da stvaran broj upadnih fotona bude registrovan [8].

### 3.1.6. Efikasnost detektora

Efikasnost se u eksperimentalnoj fizici, uopšte uzev, definiše kao odnos reakcije nekog instrumenta i vrednosti fizičke veličine koja se meri. U spektrometriji fotona ta fizička veličina je brzina emisije fotona date energije, a merena veličina je brzina brojanja.

U gama spektrometriji uobičajni su sledeći pojmovi vezani za efikasnost:

Relativna efikasnost je nominalna performansa detektora koja predstavlja odnos efikasnosti gama zraka od 1332 keV iz  $^{60}\text{Co}$  prema efikasnosti standardnog scintilacionog detektora sa kristalom NaI(Tl) veličine 3"×3".

Apsolutna efikasnost vrha ukupne energije je odnos površine vrha ukupne energije u merenom spektru prema broju gama zraka emitovanih iz izvora. Iz nje se određuje aktivnost radionuklida u izvoru, a ona, pored ostalog, zavisi i od geometrijske postavke izvor-detektor.

Apsolutna totalna efikasnost je odnos odbroja na ma kom mestu u spektru prema broju gama zraka emitovanih iz izvora. Ovde se uzima u obzir vrh ukupne energije i sve nekompletne apsorpcije predstavljene komptonским kontinuumom.

Sopstvena efikasnost je odnos odbroja u spektru prema broju gama zraka koji padnu na detektor. Može se definisati kao sopstvena efikasnost vrha ukupne energije ili kao sopstvena totalna efikasnost. Ova efikasnost je osnovnu parametar detektora i nezavisna je od geometrije izvor-detektor [4].

### **3.1.7 Mrtvo vreme**

To je konačan interval vremena potreban da detektor procesira događaj koji je obično jednak vremenu trajanja signala. U zavisnosti od tipa detektora, detektor može biti ali i nemora biti osetljiv u intervalu mrtvog vremena.

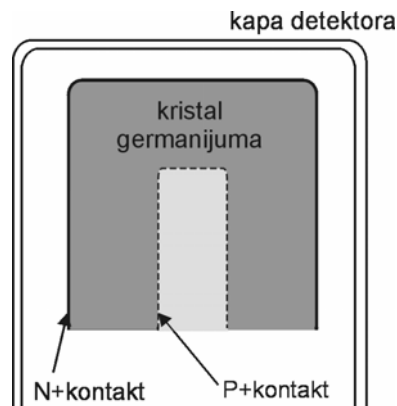
Germanijumski spektrometri nisu osetljivi u intervalu mrtvog vremena, tj. svaka informacija o fotonu koji upadne u detektor u toku mrtvog vremena je izgubljena [8].

## 4. GERMANIJUMSKI DETEKTORI

Uopšte poluprovodnički detektori, kao što samo ime kaže, su bazirani na kristalu poluprovodničkog materijala, najčešće silicijum i germanijum. Osnovni princip rada poluprovodničkih detektora je analogan gasnim detektorima. Prednost poluprovodničkih detektora je to što je srednja energija potrebna da kreira par elektron - šupljina oko deset puta manja nego za stvaranje jonizacionog para unutar gasa. Zbog veće gustine samog materijala imaju veću zaustavnu moć.

Za detekciju gama zračenja, više se koristi germanijum nego silicijum, zbog njegovog većeg rednog broja ( $Z_{Si}=14$ ,  $Z_{Ge}=32$ ). Presek za fotoelektrični efekat je zbog toga oko 60 puta veći kod germanijuma nego kod silicijuma. Kristal germanijuma mora biti ohlađen na niske temperature zbog manje širine zabranjene zone. Međutim ova nepovoljnost je kompenzovana većom efikasnošću germanijumskih detektora [8].

Treba reći da je germanijumskim detektorom moguće detektovati i naelektrisane čestice.



Sl. 4.1. Konfiguracija koaksijalnog germanijumskog detektora

Na slici 4.1. je prikazan presek tipičnog koaksijalnog germanijumskog detektora. Kristal germanijuma se nalazi u vakuumu. Kućište je od aluminijuma tipične debljine 1.5 mm. Sa unutrašnje strane je P+ kontakt debljine oko 0.3  $\mu\text{m}$ , dok je N+ kontakt deblji i iznosi 0.9 mm.

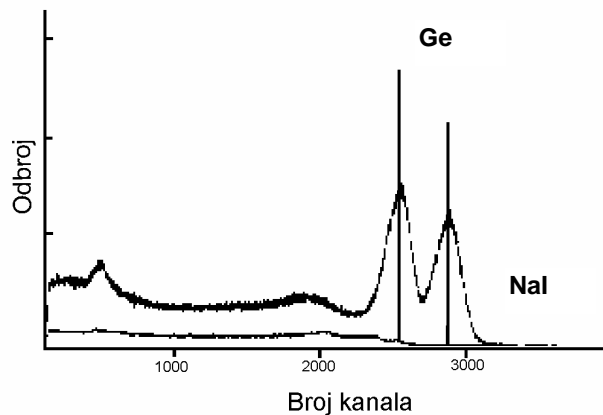
### 4.1. Besprimesni germanijum

Napredak u poluprovodničkoj tehnologiji je dostigao mogućnost izrade skoro čistog germanijuma sa koncentracijama jednog atoma primese na  $10^{10}$  atoma germanijuma u  $\text{cm}^3$ . Ovakvi detektori se ne moraju sve vreme održavati na niskim temperaturama. Besprimesni germanijumski (HPGe-*High Purity Germanium*) detektori su konstruisani i rade na isti način kao i Ge(Li) detektori. Besprimesni germanijumski detektori imaju p-i-n strukturu u kome je i (*intrinsic* - besprimesan) sloj osetljiv na gama - i X - zračenje. PN - spoj je inverzno polarizovan te se na taj način kreira jako električno polje unutar besprimesnog sloja. Kada foton dospe u besprimesni sloj dolazi do interakcije sa elektronima besprimesnog sloja. Ovde se

kreira veliki broj parova elektron - šupljina, te se pod uticajem jakog električnog polja vrši preraspodela naelektrisanja. Količina stvorenih parova elektron-šupljina proporcionalna je energije upadnog fotona. Pod uticajem fotona stvara se strujni impuls koji se dalje vodi na pretpojačavač. Obično je sam pretpojačavač smešten u kućište detektora.

## 4.2. Gama spektroskopija sa germanijumskim detektorima

Osnovna primena germanijumskih detektora je gama spektroskopija. Danas, germanijumski detektori nude najbolju rezoluciju za detekciju energije gama kvanata u intervalu energija od nekoliko eV do 10 MeV. Na slici 4.2. je upoređen spektar  $^{60}\text{Co}$  dobijen NaI spektrometrom i besprimesnim germanijumom. Linije koje se vide u spektru koji daje germanijumski detektor mnogo više liče na delta funkciju nego kod NaI detektora. Odnos  $P/C$  (*Peak to Compton*) je mnogo veći kod germanijumskog detektora zbog većeg preseka za foto efekat.



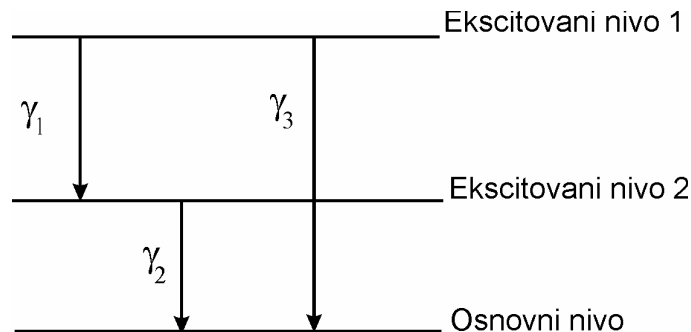
Sl. 4.2. Poređenje spektra od  $^{60}\text{Co}$  dobijen NaI detektorom i Germanijumskim detektorom

Za precizna spektroskopska merenja, energetska rezolucija i odnos signala i šuma su najvažniji parametri. Takođe je važno da se zaštiti detektor sa olovom da bi se minimizirao fon.

Kada je u pitanju merenje niskih i ultraniskih aktivnosti potrebno je postići veliku efikasnost detekcije gama zračenja. Ovo sa sobom može nositi jedan nepoželjan efekat - pravo koincidentno sumiranje.

## 5. PRAVO KOINCIDENTNO SUMIRANJE (KASKADNO SUMIRANJE)

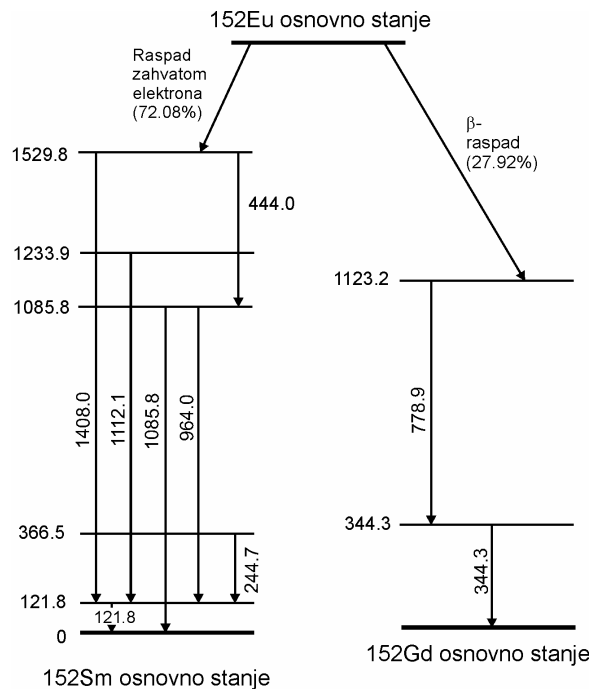
U većini slučajeva radioaktivnih raspada pretka u osnovno stanje potomka se dešava uz emisiju nekoliko gama- ili X - zraka u kaskadi. Ako su dva gama - zraka sa različitim energijama emitovani u kaskadi nuklearnog raspada, i detektovani u toku vremena razlaganja spektrometra, dva zraka kažemo da su detektovani u pravoj koincidenciji. Detektor registruje zbir energija od oba gama kvanta, tj. kao da je registrovao foton čija je energija zbir ove dve. Kao rezultat, događaji su izgubljeni (*summing out*) ili dodati (*summing in*) za vrh ukupne energije za gama zrak od interesa, tako da je svako određivanje aktivnosti bazirano na analizi vrha ukupne energije učinjeno sa greškom. Zbog toga je u cilju veće tačnosti pri obradi spektra neophodno izvršiti korekciju vrha ukupne energije na efekte pravih koincidencija. Slika 5.1. pokazuje jedan primer kaskadnog emitovanja. Na ovom primeru, vrhovi ukupne energije  $\gamma_1$  i  $\gamma_2$  će imati gubitak u odbroju zbog kaskadnog sumiranja (*summing out*), dok će zrak  $\gamma_3$  imati višak odbroja pod vrhom ukupne energije zbog kaskadnog sumiranja (*summing in*). Mora se primetiti da gubici zbog kaskadnog sumiranja nisu samo ograničeni na odbroj koji nastaje u ukupnom vrhu [2]. Naime, koincidentni gama zraci mogu deponovati u detektoru samo deo svoje energije i na taj način doprineti fonu. Koincidentni gama - zraci koji su deponovali deo svoje energije u detektoru nemaju uticaj na efikasnost niti na intenzitet linije [1]. Zbog toga postaje neophodno odrediti totalnu efikasnost kaskadnih gama zraka u cilju korekcije na gubitke zbog kaskadnog sumiranja [2].



Sl. 5.1. Gama zraci emitovani u kaskadi

Mora se imati u vidu da je fenomen kaskadnog sumiranja ili efekat pravih koincidencija geometrijski zavistan. Naime dva ili više fotona izračenih u kaskadi nisu emitovani u istim pravcima. Verovatnoća da dva ili više kaskadnih gama zraka budu apsorbirana u aktivnoj zapremini detektora je veća ukoliko je izvor bliži detektoru [2].

Na slici 5.2. je prikazana uprošćena šema raspada  $^{152}\text{Eu}$ . Kao što se sa šeme vidi ukoliko se  $^{152}\text{Eu}$  raspadne zahvatom elektrona u spektru je moguća pojava *summing in* efekta. Pobuđena stanja  $^{152}\text{Sm}$  se mogu deekscitovati u kaskadama. Ukoliko se desi emisija fotona pri deekscitaciji nivoa kome odgovara energija od 1085.8 keV na nivo od 121.8 keV, a odmah zatim (u vremenu razlaganja spektrometra) se deekscituje nivo od 121.8 keV u osnovno stanje  $^{152}\text{Sm}$ , u spektru se može detektovati kao da se desio direktan prelaz sa 1085.8 keV u osnovno stanje (linija označena sa 0). Rezultat je da će se za liniju od 1085.8 keV pojaviti više odbroja nego što to odgovara realnosti. Takođe simultani prelazi  $1529.8 \rightarrow 1085.8 \rightarrow 121.8$  keV dovode do *summing in* efekta na liniji od 1408 keV. Iz šeme raspada  $^{152}\text{Eu}$  vidi se da će sve ostale emisije u kaskadi prouzrokovati manjak u odbroju pod vrhom ukupne energije (*summing out*).

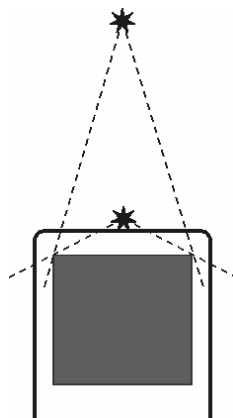


Sl. 5.2. Uprošćena šema raspada  $^{152}\text{Eu}$

## 5.1. Sumiranje i prostorni ugao

Efekat koincidentnog sumiranja zavisi od verovatnoće da dva ili više simultano emitovanih gama zraka budu detektovana simultano. Dakle efekat je geometrijski zavistan, tj. zavisi od prostornog ugla pod kojim se vidi detektor iz izvora. Na slici 5.2. su prikazane dve geometrije tačkasti izvor-detektor. Ako se izvor nalazi na kapi detektora verovatnoća da emitovani gama foton bude uhvaćen u detektoru je oko 45 %, dok verovatnoća da dva "istovremeno" emitovana gama zraka budu detektovana je oko 20 %. Što je izvor bliži detektoru veća je verovatnoća da simultano emitovani gama zraci budu detektovani zajedno. Na većim rastojanjima

efekat pravih koincidencija postaje zanemarljiv. Treba uočiti da za bilo koje rastojanje detektor - izvor efekat sumiranja postoji [3].



Sl. 5.2. Prostorni ugao kod tačkastih izvora zračenja

Takođe, za dati prostorni ugao, broj sumiranja pravih koincidencija po jedinici vremena je proporcionalan aktivnosti izvora (ali ne i odnos izgubljenog i ukupnog odbroja). Sa druge strane, gubitak odbroja usled nasumičnog sumiranja funkcija je kvadrata aktivnosti izvora [4].

U merenjima niskih aktivnosti, zapremina u kojoj je smešten uzorak je obično velika i efikasnost detekcije gama zraka mora biti što je moguće veća. U ovim uslovima određivanje efikasnosti je jako zavisna od efekta pravog koincidentnog sumiranja gama - i X - fotona nastalih dezintegracijama jezgara [7].

## 5.2. Teorija kaskadnog sumiranja

Razmotrimo izvor zapremine  $V$ , u kome se nalazi izotop X totalne aktivnosti  $A$ , uniformno raspoređene unutar zapremine  $V$ . Predpostavlja se da je deekscitacija nuklearnim raspadom praćena nizom kaskada u kojima je emitovano nekoliko fotona  $\gamma_i$  (energije  $E_i$ ) u vremenskom intervalu manjem od vremena razlaganja spektrometra. Neka su  $p_i, p_{ij}, p_{ij,k} \dots$  verovatnoće za emisiju  $\gamma_i$  fotona, para fotona ( $\gamma_i, \gamma_j$ ), zatim tri fotona ( $\gamma_i, \gamma_j, \gamma_k$ )... u jednom raspadu. U odsustvu efekta koincidentnog sumiranja, odbroj  $N_i$  u vrhu energije  $E_i$  će biti:

$$N_i = \frac{A}{V} \cdot p_i \cdot \int_V \varepsilon(E_i, \vec{r}) dV = A \cdot p_i \cdot \varepsilon(E_i, V). \quad (5.1)$$

Ovde je  $\varepsilon(E_i, V)$  efikasnost pod vrhom ukupne energije za rasprostranjeni izvor, dok je  $\varepsilon(E_i, \vec{r})$  efikasnost pod vrhom ukupne energije za elementarni izvor čiji je položaj definisan vektorom  $\vec{r}$ .

Broj  $N_{ij}^m$  *summing out* događaja (gubici usled koincidencija) za foton  $\gamma_i$  usled koincidencija sa  $\gamma_j$  je:

$$N_{ij}^m = \frac{A}{V} \cdot p_{i,j} \cdot \int_V \varepsilon(E_i, \vec{r}) \cdot \varepsilon(E_j, \vec{r}) dV \quad (5.2)$$



gde je  $\varepsilon_T(E_j, \vec{r})$  totalna efikasnost za elementarni izvor fotona energije  $E_j$  na položaju  $\vec{r}$ . Totalna detektovana efikasnost celog izvora  $\varepsilon_T(E_j, \vec{r})$  je data sa:

$$\varepsilon_T(E_j, V) = \frac{1}{V} \int_V \varepsilon_T(E_j, \vec{r}) dV. \quad (5.3)$$

Članovi koji uključuju efekat koincidentnog sumiranja između dva fotona ( $N_{i,j}^m$ ) se nazivaju korekcionni članovi prvog reda. Gubitke iz vrha energije  $E_i$  treba računati sumirajući članove  $N_{i,j}^m, N_{i,k}^m, \dots$  za sve fotone  $\gamma_j, \gamma_k, \dots$  koji mogu biti emitovani simultano sa  $\gamma_i$  fotonom. Korekcionni članovi drugog reda, tj.  $N_{i,j,k}^m$  koji su rezultat simultane detekcije tri fotona, su odbrojani kako u  $N_{i,j}^m$  tako i  $N_{i,k}^m$ , tako da se oduzimaju od člana prvog reda:

$$N_{i,j,k}^m = \frac{A}{V} \cdot p_{i,j,k} \cdot \int_V \varepsilon(E_i, \vec{r}) \cdot \varepsilon_T(E_j, \vec{r}) \cdot \varepsilon_T(E_k, \vec{r}) dV. \quad (5.4)$$

Ukupne gubitke usled koincidentnog sumiranja iz vrha energije  $E_i$ , trebalo bi računati uzimajući u obzir sve odgovarajuće članove višeg reda, a koji se zajedno emituju sa  $\gamma_i$  fotonom.

*Summing in* efekat koincidentnog sumiranja se dešava kada su dva (ili više) fotona  $\gamma_p, \gamma_q$  simultano totalno apsorbovana u detektoru. U prvom redu, dodatni odbroj u vrhu energije  $E_p+E_q$  zbog ovog tipa sumiranja će biti:

$$N_{p+q} = \frac{A}{V} \cdot p_{p,q} \cdot \int_V \varepsilon(E_p, \vec{r}) \cdot \varepsilon(E_q, \vec{r}) dV. \quad (5.5)$$

Ovaj odbroj treba korigovati dalje zbog gubitka usled koincidencija članovima tipa  $N_{p+q,j}^m$  [9].

Konačno, ukupan odbroj u vrhu na energiji  $E_i$  sa uračunatom popravkom na koincidentno sumiranje je:

$$N_i^C = (N_i - N_{i,j}^m - N_{i,k}^m - \dots + N_{i,j,k}^m + \dots) + (N_{p+q} - N_{p+q,j}^m - \dots) + \dots \quad (5.6)$$

$N_i^C$  odgovara registrovanom odbroju fotona u vrhu ukupne energije  $E_i$  u detektoru koji još nije korigovan na efekat pravog koincidentnog sumiranja.

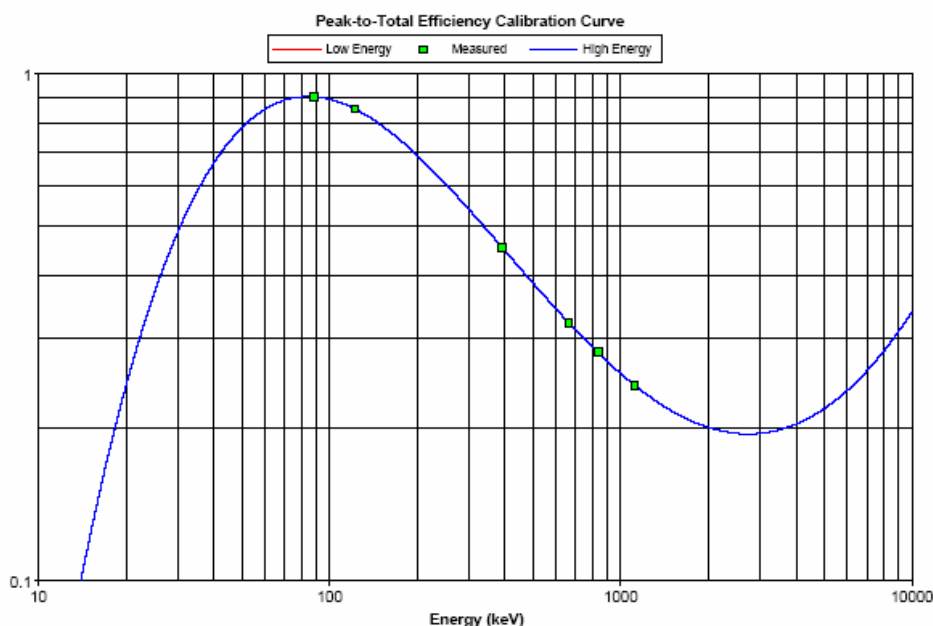
Korekcionni faktor  $F_i^C$  pravog koincidentnog sumiranja za vrh pod energijom  $E_i$  je definisan odnosom:

$$F_i^C = \frac{N_i^C}{N_i} = \frac{N_i^C}{A \cdot p_i \cdot \varepsilon(E_i, V)}. \quad (5.7)$$

Korekcionni faktor je moguće izračunati ukoliko se poznaje detaljna šema raspada, odgovarajuće efikasnosti za vrhove ukupne energije, odgovarajuće totalne efikasnosti i kompletni konverzioni koeficijenti [4].

### 5.3. *P/T* (Peak To Total) kalibracija

*Peak to Total* se definiše kao odnos merenog odbroja pod vrhom ukupne energije prema odbroju u čitavom spektru, prouzrokovanim interakcijom emitovane energije zračenja sa detektorom (Canberra Glossary). Metode razvijene za korekciju na pravo koincidentno sumiranje zahtevaju poznavanje odnosa *P/T* za različite položaje unutar rasprostranjenog izvora. Iako je poželjno koristiti egzaktan odnos *P/T* za svaki položaj tačke unutar rasprostranjenog izvora u praksi se takva merenja ne sprovode. V.P. Kolotov je pokazao da je odnos *P/T* slabo zavistan od rastojanja izvor-detektor. Merenjem odnosa *P/T* na različitim tačkama odozgo i sa strane kape detektora pokazano je da su efektivni odnosi *P/T* nezavisni od položaja izvora u odnosu na detektor. Svaka mala promena u odnosu *P/T* za različit položaj izvora neće znatno uticati na krajnji korekcionni faktor za pravo koincidentno sumiranje. Preporučeno je da se *P/T* kalibraciona merenja sprovedu koristeći set tačkastih kalibracionih izvora na datom fiksiranom rastojanju od detektora [2].



Sl. 5.3. *Peak to Total* kalibracija

Na slici 5.3. je prikazana *P/T* kalibraciona kriva za koaksijalni germanijumski detektor prečnika 60 mm. Za korekciju efikasnosti na pravo koincidentno sumiranje važno je da se *Peak to Total* kalibracija sprovede sa što većom tačnošću. Da bi ovo bilo moguće potrebno je standardizovati detektor što je opcija koju nudi proizvođač detektora.

Za tačkasti izvor, totalna efikasnost na datoj energiji zračenja se može odrediti znajući efikasnost vrha ukupne energije i odnos *P/T*:

$$\varepsilon_T = \frac{\varepsilon}{P/T} \quad (5.8.)$$

gde je  $\varepsilon$  efikasnost vrha ukupne energije.

#### 5.4. Proračun korekcionog faktora pravog koincidentnog sumiranja za rasprostranjene izvore

Totalna aktivnost radioaktivnog izvora bazirana na merenju odbroja pod vrhom ukupne energije  $E_i$  se može zapisati kao:

$$A = \frac{N_i^C}{\varepsilon_i \cdot p_i}. \quad (5.9.)$$

U jednačini (5.9.), veličina  $N_i^C$  je mereni odbroj pod vrhom ukupne energije  $E_i$ ,  $\varepsilon_i$  je efikasnost pod vrhom ukupne energije ( $\varepsilon_i = \varepsilon(E_i)$ ), dok je  $p_i$  verovatnoća za emisiju gama zraka energije  $E_i$ .

Rasprostranjeni izvor se može izdeliti na  $n$  jednakih elementarnih izvora. Aktivnost  $k$  - tog elementarnog izvora je:

$$A_k = \frac{N_i^C}{\varepsilon_i \cdot p_i \cdot n}. \quad (5.10.)$$

Udeo  $k$  - tog elementarnog izvora u ukupnom odbroju se može zapisati kao:

$$N_{i(k)}^C = A_k \cdot p_i \cdot \varepsilon_{i(k)}. \quad (5.11.)$$

Veličina  $A_k$  je aktivnost  $k$ -tog elementarnog izvora,  $\varepsilon_{i(k)}$  je efikasnost pod vrhom ukupne energije  $k$ -tog elementarnog izvora. Zamenjujući  $A_k$  iz jednačine (5.10.) u jednačinu (5.11.) dobija se odbroj koji pripada  $k$ -tom elementarnom izvoru:

$$N_{i(k)}^C = \frac{N_i^C \cdot \varepsilon_{i(k)}}{\varepsilon_i \cdot n}. \quad (5.12.)$$

Znajući odbroj svakog elementarnog izvora i uz pretpostavku da je efikasnost vrha ukupne energije i odnos  $P/T$  za svaku liniju datog elementarnog izvora konstanta, moguće je izračunati korekcionni faktor za svaki elementarni izvor. Korekcija celog izvora se može zapisati u formi:

$$N_i = \sum_{k=1}^n \frac{N_{i(k)}^C \cdot \varepsilon_{i(k)}}{\varepsilon_i \cdot n \cdot F_{i(k)}^C} = \frac{N_i^C}{\varepsilon_i \cdot n} \sum_{k=1}^n \frac{\varepsilon_{i(k)}}{F_{i(k)}^C} \quad (5.13.)$$

Veličina  $N_i$  ovde odgovara vrednosti odbroja koja je korigovana na efekat kaskadnog sumiranja.

Uzimajući u obzir definiciju korekcionog faktora, jednačina (5.7.), i prethodno dobijenu jednačinu (5.13.), totalni korekcionni faktor za rasprostranjeni izvor je:

$$F_i^C = \frac{\varepsilon_i \cdot n}{\sum_{k=1}^n \frac{\varepsilon_{i(k)}}{F_{i(k)}^C}} \quad (5.14.)$$

Prelaskom na infinitezimalni elementarni izvor, suma može preći u zapreminski integral:

$$F_i^C = \frac{\varepsilon_i}{\int_V \frac{\varepsilon_i(\vec{r})}{F_i^C(\vec{r})} d^3\vec{r}} \quad (5.15.)$$

gde je

$$\varepsilon_i = \int_V \varepsilon_i(\vec{r}) d^3\vec{r}. \quad (5.16.)$$

Ovde se podrazumeva integracija po celoj zapremini rasprostranjenog izvora [2].

Korekcije na koincidentno sumiranje pri merenju za dato jezgro je moguće izbeći ukoliko se detektor standarizuje sa istim jezgrom. Ako se raspolaze sa standardnim jezgrom čija je aktivnost poznata i ukoliko se detektuje isto jezgro u nekom uzorku, sprovodeći merenja pod istim uslovima nema potrebe vršiti korekciju na kaskadno sumiranje. Na ovaj način efekat kaskadnog sumiranja jeste prisutan ali se pri proračunu nepoznate aktivnosti poništava i to samo za standardizovano jezgro. Drugi način je povećavanje rastojanja detektor - izvor, što je neprihvatljivo pri merenjima niskih aktivnosti [1].

## 5.5. Korekcija na pravo koincidentno sumiranje u okviru softverskog paketa *Genie 2000*

Softverski paket *Genie 2000* je program za prikupljanje i analizu spektra sa multikanalnog analizatora. U sebi sadrži mogućnosti za kontrolu multikanalnog analizatora, prikaz i manipulaciju spektra, osnovnu analizu spektra [2].

Ako se izvrši snimanje spektra kalibracionih izvora, u okviru ovog programa moguće je izvršiti kompletnu kalibraciju efikasnosti spektrometra. Takođe program nudi opciju za popravku na pravo koincidentno sumiranje.

*Certificate File Editor* je deo softverskog paketa *Genie 2000* u kome se unose podaci o kalibracionim izvorima zračenja. Aktivnost, datum izmerene aktivnosti kao i relativnu grešku izmerene aktivnosti treba uneti u odgovarajuća polja.

*Geometry Composer* je program u kome se definiše geometrija izvor-detektor. Definisane geometrijske postavke izvor - detektor u okviru ovog programa je neophodna ako se želi izvršiti korekcija na koincidentno sumiranje. Takođe treba znati ukoliko se radi o rasprostranjenim izvorima u kakvom se matriksu nalazi kalibracioni izvor, materijal od koga je napravljen sud u kome se nalazi kalibracioni izvor.

U okviru programa *Gamma Acquisition and Analysis* uz pomoć sertifikata fajlova i prethodno definisane geometrije se može kreirati kalibraciona kriva efikasnosti vrha ukupne energije sa popravkom na pravo koincidentno sumiranje.

Za račun korekcionih faktora na kaskadno sumiranje, *Genie 2000* koristi informacije iz pet različitih baza podataka. Ove baze sadrže sledeće podatke

- (1) jezgra i gama linije koje nemaju efekat koincidentnog sumiranja
- (2) parametre raspada kao što su odnosi grananja, faktor interne konverzije, verovatnoće za emisiju gama linija koje su podložne efektu kaskadnog sumiranja
- (3) energije gama linija u *summing out* lancu grananja
- (4) energije gama linija u *summing in* lancu grananja
- (5) energije gama linije koje su uključene u sub kaskadama.

Parametri raspada u *Canberra* bazi podataka su zasnovani na NuDat bazi Nacionalnog Nuklearnog Centra Podataka (NNDC-*National Nuclear Data Center*). Informacije iz ovih pet baza podataka su integrisane u jedinstvenu biblioteku koincidentnog sumiranja [2].

Jedna od funkcija (pod nazivom *Dual*) za kalibraciju efikasnosti vrha ukupne energije u programu *Gamma Acquisition and Analysis* je data sa:

$$\ln \varepsilon = \sum_{i=0}^n a_i (\ln E)^i \quad (5.17.)$$

gde su  $a_i$  odgovarajući parametri krive. Red polinoma je  $n$ . Program *Gamma Acquisition and Analysis*, u slučaju kada se koristi jedna kalibraciona kriva za mereni interval energija, red polinoma postavlja po sledećim pravilima:

$n=5$  za 10 i više kalibracionih tačaka

$n=4$  za 8 ili 9 kalibracionih tačaka

$n=3$  za 7 ili 8 kalibracionih tačaka

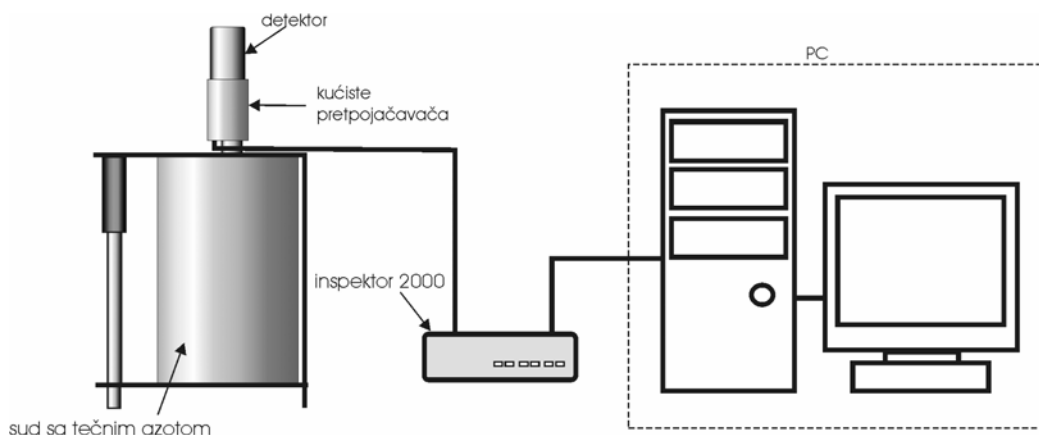
$n=2$  za 3, 4 ili 5 kalibracionih tačaka.

Ovde se podrazumeva broj kalibracionih tačaka iznad energije pregiba.

## 6. EKSPERIMENTALNI RAD

### 6.1. Postavka eksperimenta

Snimanje spektra kalibracionih izvora bilo je sprovedeno pomoću koaksijalnog HPGe detektora *Canberra GC3518*. Detektor nije imao zaštitu od spoljašnjeg zračenja. Radni napon detektora je bio 4500 V. Detektor je hlađen tečnim azotom (model kriostata *Canberra 7935SL-7*). Na slici 6.1. je prikazana šema spektrometra čija je efikasnost kalibrisana.



Sl. 6.1. Šema mernog uređaja

Detektor je konstruisan tako da se unutar jednog kućišta nalazi i pretpojačavač (model pretpojačavača nosi oznaku 2002CSL) i sam kristal germanijuma. Visok napon se obezbeđuje iz prenosivog spektroskopskog uređaja pod nazivom “*Inspector 2000*”. Ovaj uređaj u sebi sadrži bateriju koja može obezbediti rad detektora i do 10 sati bez spoljašnjeg izvora napajanja. Rad inspektora 2000 je zasnovan na tehnologiji digitalne obrade signala (DSP). Takođe sadrži svu neophodnu elektroniku za obradu signala dovedenog sa pretpojačavača: pojačavač, višekanalni analizator (16000 kanala) i ostala prateća kola. Dalje, inspektor 2000 je povezan na računar preko USB priključka. Pomoću programa *Gamma Acquisition and Analysis* iz softverskog paketa *Genie 2000* omogućena je celokupna kontrola detektorskog sistema. Isti program je korišćen za obradu spektra. U tabeli 6.1. su date osnovne specifikacije detektora.

Tab. 6.1. Karakteristike detektora

<i>Peak to Compton</i>	61:1	Prečnik*	61 mm
Relativna efikasnost	35%	Dužina*	52 mm
Rezolucija na 1332 keV	FWHM=1.80 keV	Rastojanje od prozora(spolja)*	5 mm
Rezolucija na 122 keV	FWHM=0.875 keV	Struja curenja pri 4.5 kV	0.01 nA

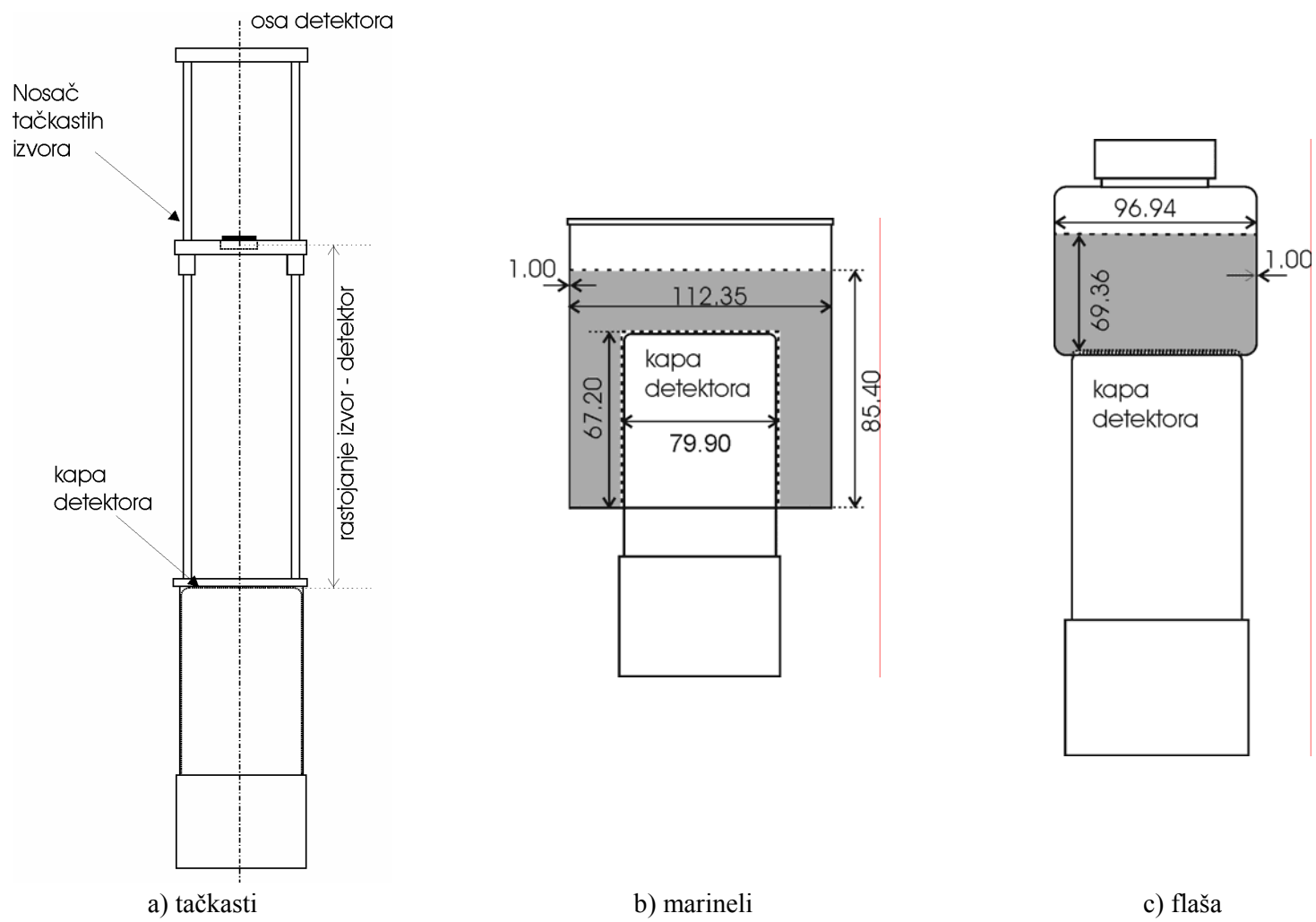
\* odnosi se na dimenzije kristala germanijuma

Pomoću softverskog paketa *Genie 2000* izvršena je korekcija efikasnosti na pravo koincidentno sumiranje za određena jezgra. U cilju popravke na koincidentno sumiranje prethodno je definisana geometrija izvor - detektor za sva merenja. Za rasprostranjene izvore trebalo je uneti vrstu materijala od koga je napravljen sud (marineli i flaša), takođe i matriks u kome se nalazio  $^{152}\text{Eu}$ . Ovi podaci su kreirani pomoću programa *Geometry Composer*, koji je takođe deo softverskog paketa *Genie 2000*.

## 6.2. Određivanje efikasnosti vrha ukupne energije

Efikasnost detekcije gama zraka germanijumskog detektora GC3518 je vršena snimanjem gama spektara kalibracionih izvora. Korišćeni su sledeći tačkasti izvori zračenja:  $^{241}\text{Am}$ ,  $^{57}\text{Co}$ ,  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{51}\text{Cr}$ ,  $^{137}\text{Cs}+^{137}\text{Ba}^m$ ,  $^{54}\text{Mn}$ ,  $^{22}\text{Na}$ ,  $^{85}\text{Sr}$ ,  $^{88}\text{Y}$ , pri rastojanjima od 10, 20 i 25 cm od kape detektora (Slika 6.2.a.). Procenjena greška merenog rastojanja je  $\pm 1$  mm. S obzirom na energije koju emituju dati tačkasti izvori kalibracija efikasnosti je određena u intervalu od 59 keV do 1846 keV. Takođe je izvršena kalibracija efikasnosti rasprostranjenih izvora u obliku marineli i flaše (slika 6.2. b,c). U rasprostranjenim izvorima zračenja nalazio se homogeno raspoređen  $^{152}\text{Eu}$  unutar čvrste smole. Totalna aktivnost od strane proizvođača rasprostranjenih izvora je data tako kao da se  $^{152}\text{Eu}$  nalazi u vodi. Kalibracija efikasnosti marineli i plastične flaše je određena u intervalu energija od 121 keV do 1408 keV. Da bi se snimljeni spektri iskoristili za određivanje efikasnosti kreirani su takozvani sertifikat fajlovi pomoću programa *Certifikat File Editor*. Ovde je potrebno uneti datum merenja aktivnosti i njenu vrednost koju je izmerio proizvođač.

Na slici 6.2. su prikazane geometrijske postavke izvor-detektor. Dimenzije koje je potrebno uneti u *Geometry Composer* radi korekcije na pravo koincidentno sumiranje su označene na slici 6.2. (dimenzije su u milimetrima). Marineli i flaša su izrađeni od plastike.



Slika 6.2. Postavke izvor-detektor sa naznačenim dimenzijama



Rezultati merenja za tačkaste izvore su prikazani u tabeli 6.1.. Korekcionni faktori  $F^C$ , su dobijeni iz izveštaja(*report file*) koji kreira program *Gamma Acquisition and Analysis* nakon izvršene popravke na pravo koincidentno sumiranje. Korekcija efikasnosti je sprovedena za  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{88}\text{Y}$  i  $^{152}\text{Eu}$ . Izvori  $^{22}\text{Na}$ ,  $^{51}\text{Cr}$ ,  $^{54}\text{Mn}$  su monoenergetski izvori gama zraka zbog toga na njih nije imalo smisla vršiti korekciju na pravo koincidentno sumiranje. Ostala jezgra  $^{241}\text{Am}$ ,  $^{57}\text{Co}$ ,  $^{137}\text{Cs}$  i  $^{85}\text{Sr}$  se ne nalaze u bazi podataka sa informacijama potrebnim za koincidentno sumiranje, te ni oni nisu korigovani.

Tab. 6.2. Efikasnosti vrha ukupne energije u tačkastoj geometriji

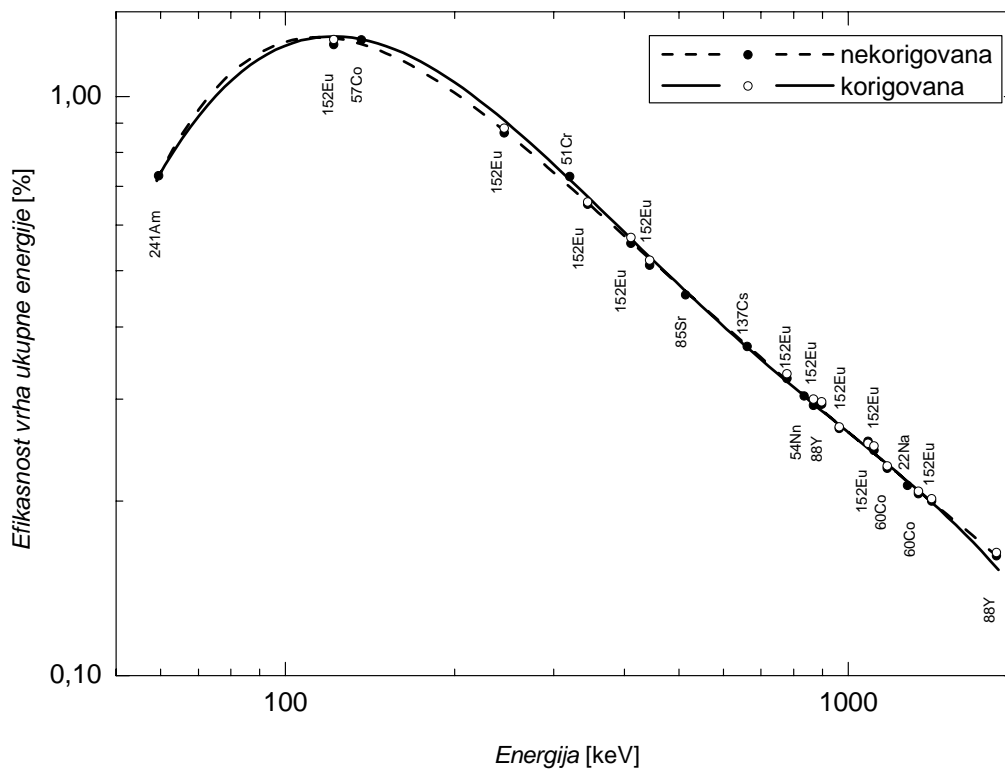
Jezgro	Energija [keV]	Rastojanje izvor-detektor								
		10 cm			20 cm			25 cm		
		$\epsilon_{\text{nek}}$ [%]	$\epsilon_{\text{kor}}$ [%]	$F^C$	$\epsilon_{\text{nek}}$ [%]	$\epsilon_{\text{kor}}$ [%]	$F^C$	$\epsilon_{\text{nek}}$ [%]	$\epsilon_{\text{kor}}$ [%]	$F^C$
$^{241}\text{Am}$	59.54	0.729(26)	-	-	0.209(7)	-	-	0.138(5)	-	-
$^{57}\text{Co}$	136.48	1.25(3)	-	-	0.370(9)	-	-	0.242(6)	-	-
$^{51}\text{Cr}$	320.08	0.727(18)	-	-	0.223(6)	-	-	0.148(4)	-	-
$^{85}\text{Sr}$	513.99	0.454(7)	-	-	0.1420(22)	-	-	0.0960(15)	-	-
$^{137}\text{Cs}$	661.65	0.370(8)	-	-	0.1160(24)	-	-	0.0770(16)	-	-
$^{54}\text{Mn}$	834.83	0.304(5)	-	-	0.0960(15)	-	-	0.0650(10)	-	-
$^{22}\text{Na}$	1274.54	0.213(4)	-	-	0.0690(14)	-	-	0.0470(9)	-	-
$^{60}\text{Co}$	1173.22	0.228(4)	0.230(27)	0.988	0.0720(11)	0.073(8)	0.989	0.0490(7)	0.050(6)	0.998
$^{60}\text{Co}$	1332.49	0.206(3)	0.208(24)	0.987	0.0650(10)	0.066(8)	0.988	0.0450(7)	0.045(5)	0.988
$^{88}\text{Y}$	898.02	0.294(5)	0.30(6)	0.989	0.0950(15)	0.096(11)	0.990	0.0630(9)	0.063(7)	0.998
$^{88}\text{Y}$	1836.01	0.1610(24)	0.163(19)	0.987	0.0520(8)	0.053(6)	0.988	0.0350(5)	0.035(4)	0.998
$^{152}\text{Eu}$	121.78	1.23(4)	1.25(22)	0.986	0.371(11)	0.38(13)	0.987	0.245(7)	0.244(4)	0.997
$^{152}\text{Eu}$	244.69	0.865(23)	0.88(16)	0.981	0.272(7)	0.28(5)	0.982	0.183(5)	0.18(3)	0.996
$^{152}\text{Eu}$	344.27	0.651(14)	0.66(11)	0.990	0.205(4)	0.21(5)	0.991	0.1380(29)	0.168(29)	0.998
$^{152}\text{Eu}$	411.11	0.558(13)	0.57(10)	0.977	0.177(4)	0.18(3)	0.978	0.1200(29)	0.120(21)	0.995
$^{152}\text{Eu}$	443.98	0.511(15)	0.52(10)	0.983	0.165(5)	0.17(3)	0.983	0.111(3)	0.110(20)	0.997
$^{152}\text{Eu}$	778.89	0.326(8)	0.33(6)	0.986	0.1050(26)	0.106(19)	0.987	0.0700(17)	0.070(12)	0.997
$^{152}\text{Eu}$	867.32	0.293(11)	0.30(6)	0.978	0.095(4)	0.097(18)	0.978	0.0650(24)	0.063(7)	0.996
$^{152}\text{Eu}$	964.01	0.267(7)	0.27(5)	0.991	0.0900(23)	0.091(16)	0.991	0.0600(15)	0.062(11)	0.998
$^{152}\text{Eu}$	1085.78	0.254(7)	0.25(4)	1.007	0.0800(27)	0.080(15)	1.008	0.0540(18)	0.0540(10)	1.001
$^{152}\text{Eu}$	1112.02	0.245(7)	0.25(4)	0.996	0.0790(21)	0.079(14)	0.995	0.0530(14)	0.0530(10)	0.999
$^{152}\text{Eu}$	1407.95	0.200(6)	0.20(4)	0.994	0.0650(19)	0.066(22)	0.993	0.0440(13)	0.043(8)	0.999

Na grafikonima (sl. 6.3., sl. 6.4. i sl. 6.5.) su prikazane tačke koje odgovaraju podacima iz tabele 6.2.. Crne tačke predstavljaju nekorigovane vrednosti efikasnosti pod vrhom ukupne energije. Bele tačke se odnose na korigovane efikasnosti za koje je izvršena korekcija na pravo koincidentno sumiranje. Svi podaci, kako za korigovane vrednosti tako i za nekorigovane, su fitovani sledećom funkcijom:

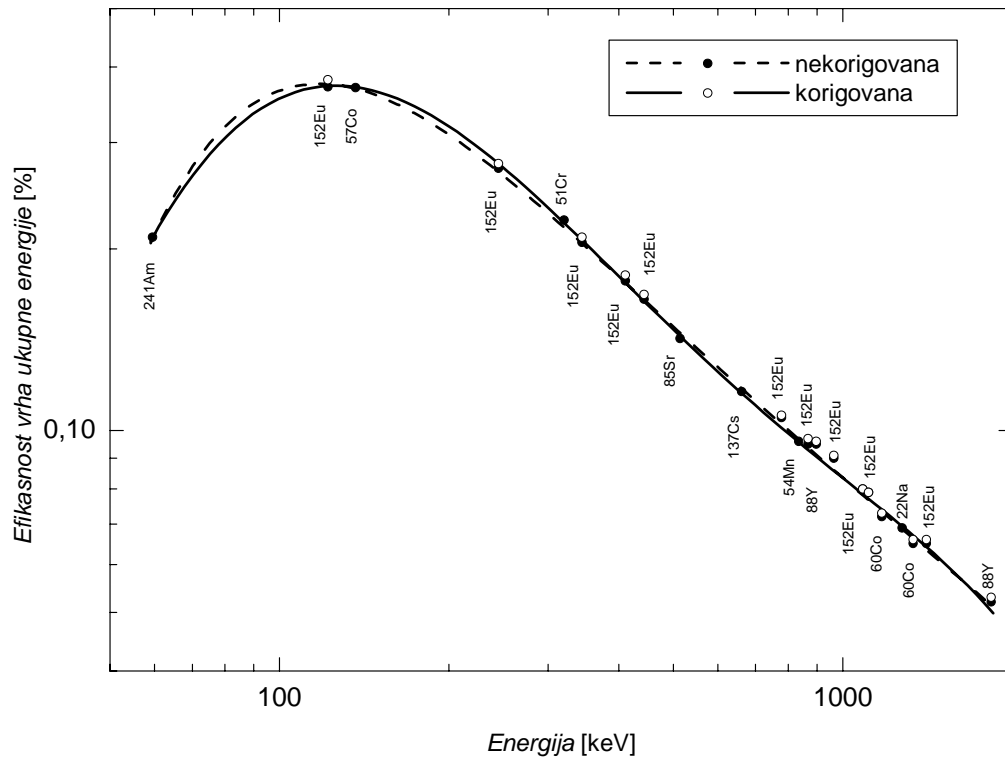
$$\ln \epsilon = \sum_{i=0}^n a_i (\ln E)^i \quad (6.1.)$$

gde je red polinoma  $n=5$  za tačkaste izvore. Isprekidana linija je fit funkcije 6.1. na podatke za efikasnost pod vrhom ukupne energije iz tabele 6.2. kada korekcija nije

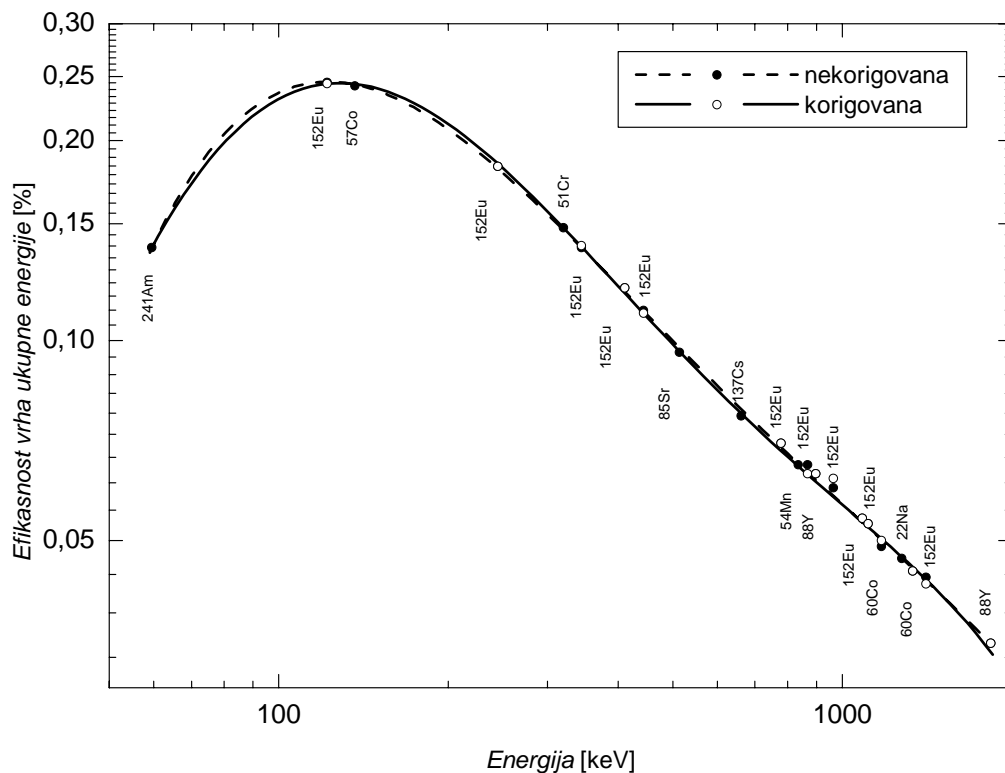
vršena ( $\varepsilon_{\text{nek}}$ ). Puna linija predstavlja fit funkcije 6.1. na podatke za efikasnost vrha ukupne energije iz tabele 6.2. za sve tačkaste kalibracione izvore sa tim da su nekorigovane vrednosti zamenjene korigovanim vrednostima ( $\varepsilon_{\text{kor}}$ ) na pravo koincidentno sumiranje.



Sl. 6.3. Grafik zavisnosti efikasnosti ukupne energije od energije upadnog gama - zračenja na rastojanju izvora od kape detektora - 10 cm.



Sl. 6.4. Grafik zavisnosti efikasnosti ukupne energije od energije upadnog gama - zračenja na rastojanju izvora od kape detektora - 20 cm.



Sl. 6.5. Grafik zavisnosti efikasnosti ukupne energije od energije upadnog gama - zračenja na rastojanju izvora od kape detektora - 25cm.

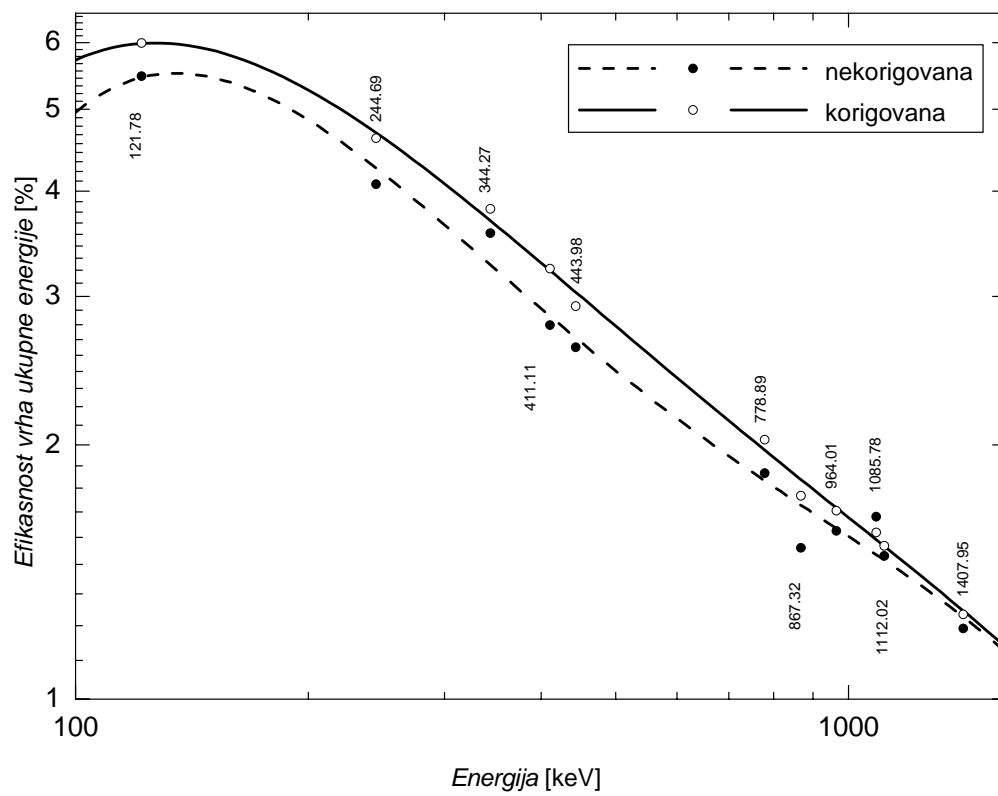
Značajnih odstupanja tačaka dobijenih korekcijom na pravo koincidentno sumiranje od tačaka na kojima nije vršena korekcije nije mnogo uočljiva, što se i očekivalo s obzirom na udaljenost izvora od detektora. Oblik krive u sva tri slučaja (10 cm, 20 cm, 25 cm) nema značajnih promena.

Rezultati merenih efikasnosti pod vrhom ukupne energije za rasprostranjene izvore su dati u tabeli 6.3.. Korekcionni faktori  $F^C$ , su dobijeni na isti način kao i za tačkaste iz izveštaja (*report file*) koji kreira program *Gamma Acquisition and Analysis* nakon izvršene popravke na pravo koincidentno sumiranje. Kako se u rasprostranjenim izvorima nalazio samo  $^{152}\text{Eu}$ , popravka na koincidentno sumiranje je izvršena za sve tačke.

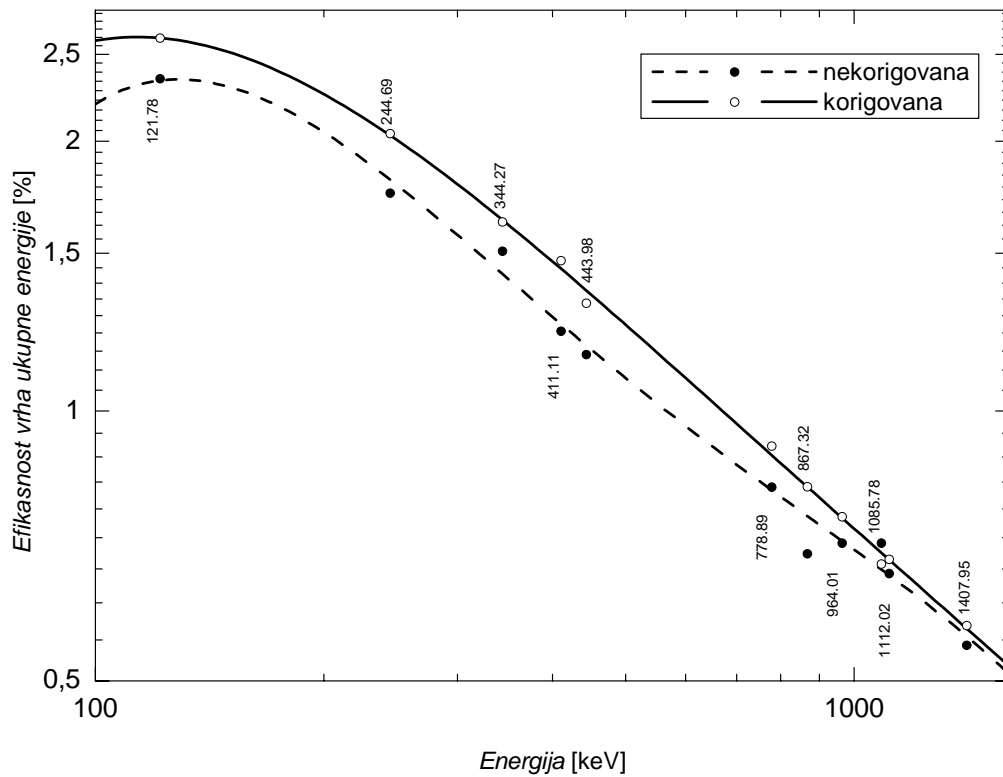
Tab. 6.3. Efikasnosti vrha ukupne energije za rasprostranjene izvore

Energija [keV]	<sup>152</sup> Eu-Marineli			<sup>152</sup> Eu-Flaša		
	$\epsilon_{\text{nek}}$ [%]	$\epsilon_{\text{kor}}$ [%]	$F^C$	$\epsilon_{\text{nek}}$ [%]	$\epsilon_{\text{kor}}$ [%]	$F^C$
121.78	5.5(3)	6.0(12)	0.914	2.35(7)	2.6(5)	0.901
244.69	4.08(22)	4.6(9)	0.882	1.75(5)	2.0(4)	0.859
344.27	3.57(19)	3.8(8)	0.936	1.51(4)	1.63(28)	0.928
411.11	2.78(15)	3.2(6)	0.857	1.23(3)	1.47(26)	0.834
443.98	2.61(15)	2.9(6)	0.893	1.16(4)	1.32(24)	0.876
778.89	1.853(10)	2.0(4)	0.912	0.822(23)	0.91(16)	0.900
867.32	1.51(9)	1.7(4)	0.868	0.693(27)	0.82(16)	0.843
964.01	1.58(9)	1.7(3)	0.946	0.712(20)	0.76(14)	0.935
1085.78	1.65(10)	1.6(3)	1.044	0.712(20)	0.68(13)	1.054
1112.02	1.48(8)	1.5(3)	0.973	0.659(20)	0.38(12)	0.965
1407.95	1.21(7)	1.26(26)	0.962	0.548(17)	0.57(10)	0.953

Na grafikonima (sl. 6.6. i 6.7.) su prikazane tačke iz tabele 6.3.. I ovde crne tačke predstavljaju nekorigovane vrednosti efikasnosti pod vrhom ukupne energije, dok se bele tačke odnose na korigovane vrednosti. Isprekidana linija je fit funkcije (6.1.) na nekorigovane vrednosti, dok je puna linija fit istog oblika funkcije na korigovane efikasnosti vrha ukupne energije. Ovde je red polinoma bio četvrtog reda ( $n=4$ ).



Sl. 6.6. Grafik zavisnosti efikasnosti ukupne energije od energije upadnog gama - zračenja za marinele.



Sl. 6.7. Grafik zavisnosti efikasnosti ukupne energije od energije upadnog gama-zračenja za flašu.

Na osnovu dobijenijenih grafikona za marineli i flašu (sl. 6.6. i 6.7.) može se uočiti znatno odstupanje korigovanih i nekorigovanih vrednosti. Same krive efikasnosti nakon izvršene korekcije imaju pravilniji oblik, tj. na energijama iznad energije pregiba kriva efikasnost brzo dobija linearni karakter. Jedina linija iz spektra  $^{152}\text{Eu}$  koju prati *summing in* efekat je na energiji od 1085.78 keV. To se može uočiti na sl. 6.6. i 6.7.. Jasno se vidi da je korigovana tačka ispod nekorigovane tačke, dok je za sve ostale tačke slučaj obrnut. Pojava *summing in* podrazumeva vrednost korekcionog faktora većeg od 1 (tab. 6.3.).

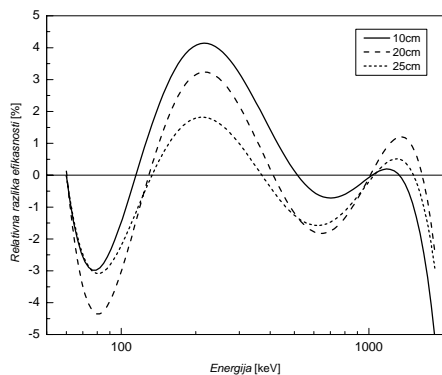
### 6.3. Analiza uticaja pravog koincidentnog sumiranja na krivu efikasnosti

Značaj dobijanja dobre kalibracione krive efikasnosti vrha ukupne energije je u daljem određivanju aktivnosti nepoznatih uzoraka. Ovde je sprovedena analiza kako efekat pravih koincidencija utiče na krivu efikasnosti i kako se to može odraziti na određivanje aktivnosti nepoznatih izvora.

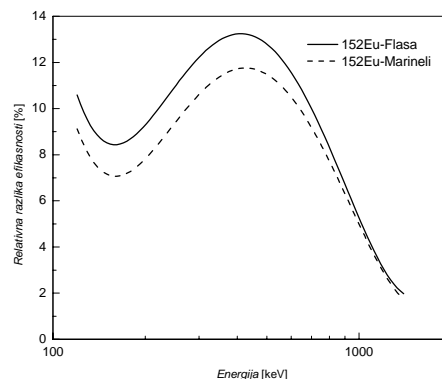
Relativno odstupanje korigovane krive efikasnosti od nekorigovane krive je dato sa:

$$\Delta \varepsilon_{\text{rel}} = \frac{\varepsilon_{\text{kor}} - \varepsilon_{\text{nek}}}{\varepsilon_{\text{kor}}} \quad (6.2.)$$

Ako se u jednačinu (6.2.) unesu odgovarajuće krive efikasnosti vrha ukupne energije koje su dobijene fitovanjem funkcije (6.1.) mogu se crtati grafikoni (sl. 6.8. i sl. 6.9.).



Sl. 6.8. Relativna razlika efikasnosti vrha ukupne energije u slučaju tačkastih kalibracionih izvora.



Sl. 6.9. Relativna razlika efikasnosti vrha ukupne energije u slučaju marineli i flaše.

Na sl. 6.8. se vidi da relativno odstupanje za tačkaste izvore ide do  $\pm 4\%$  u oblasti energija od 50-200 keV i na samom repu krive. U oblasti 300-1000 keV, relativno odstupanje ne ide preko  $\pm 2\%$ .

U slučaju rasprostranjenih izvora relativno odstupanje krivih je značajnije. U slučaju flaše (puna linija) relativno odstupanje ide i do 13% dok je za marineli (isprekidana linija) maksimalno relativno odstupanje oko 12%.

Srednje relativno odstupanje krivih se može definisati kao:

$$\langle \Delta \varepsilon_{\text{rel}} \rangle = \frac{1}{E_{\text{max}} - E_{\text{min}}} \int_{E_{\text{min}}}^{E_{\text{max}}} \frac{\varepsilon_{\text{kor}}(E) - \varepsilon_{\text{nek}}(E)}{\varepsilon_{\text{kor}}(E)} dE \quad (6.3.)$$

gde  $E_{\text{min}}$  i  $E_{\text{max}}$  određuju interval energija na kome se upoređuju krive.

Srednje relativno odstupanje krivih za tačkaste i rasprostranjene izvore je prikazano u tabeli 6.4..



Tab. 6.4. Srednje relativno odstupanje krivih

	Geometrije	$\langle \Delta \varepsilon_{\text{rel}} \rangle$ [%]	$E_{\text{min}}$ [keV]	$E_{\text{min}}$ [keV]
tačkasti	10cm	-0.2	59	1846
	20cm	-0.02		
	25cm	-0.4		
rasprostranjeni	Marineli	7.2	122	1408
	Flaša	8.0		

Na osnovu podataka iz tabele 6.4. za srednje relativno odstupanje krivih efikasnosti, može se reći da su korekcije na koincidentno sumiranje tačkastih izvora beznačajne. Za marineli i flašu srednje relativno odstupanje je znatno veće kao što i teorija predviđa. Za marineli i flašu odgovara veća efikasnost kada je učinjena korekcija na koincidentno sumiranje.

Ako se snimi spektar nekog nepoznatog izvora u nekoj od razmatranih geometrija može se analizirati kako će kriva efikasnosti uticati na proračun aktivnosti. Aktivnost nepoznatog izvora je data preko nekorigovane krive efikasnosti sa:

$$A_{\text{nek}} = \frac{N_i}{\varepsilon_{\text{nek}} P_i} \quad (6.4.)$$

gde je  $N_i$  od broj u jedinici vremena pod vrhom energije  $E_i$ ,  $P_i$ , verovatnoća za emisiju gama kvanta energije  $E_i$ , a  $\varepsilon_{\text{nek}}$  efikasnost pod vrhom ukupne energije koja nije korigovana na efekat pravog koincidentnog sumiranja.

Aktivnost preko korigovane krive efikasnosti se može zapisati kao:

$$A_{\text{kor}} = \frac{N_i}{\varepsilon_{\text{kor}} P_i}. \quad (6.5.)$$

Ovde je  $\varepsilon_{\text{kor}}$  korigovana efikasnost vrha ukupne energije na efekat pravog koincidentnog sumiranja. Razlika ove dve aktivnosti je:

$$\Delta A = A_{\text{nek}} - A_{\text{kor}} \quad (6.6.)$$

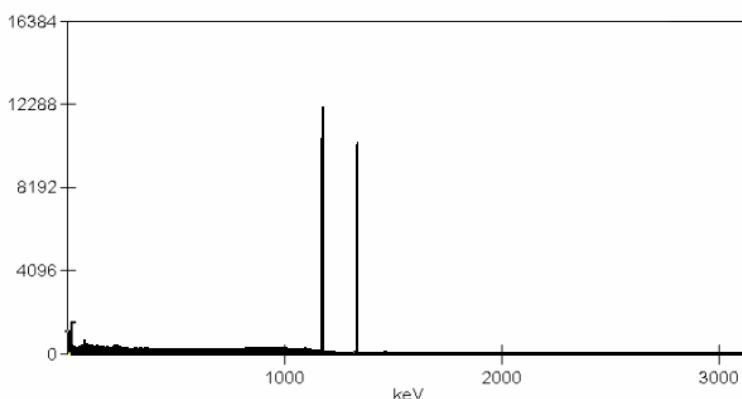
Deleći jednačinu (6.6.) sa nekorigovanom aktivnošću (jednačina (6.4.)) dobija se:

$$\frac{\Delta A}{A_{\text{nek}}} = \frac{\varepsilon_{\text{kor}} - \varepsilon_{\text{nek}}}{\varepsilon_{\text{kor}}} \quad (6.7.)$$

Dobijena jednačina predstavlja relativnu grešku izračunate aktivnosti kada efekat pravog koincidentnog sumiranja nije uzet u obzir pri proračunu krive efikasnosti pod vrhom ukupne energije. Jednačina (6.7.) se poklapa sa jednačinom (6.2.) koja odražava relativno odstupanje korigovane krive efikasnosti pod vrhom ukupne energije na pravo koincidentno sumiranje od nekorigovane krive efikasnosti. Dakle grafikoni na slici 6.8. i 6.9. predstavljaju moguće greške učinjene pri računu nepoznatih aktivnosti ukoliko se ne sprovede korekcija na pravo koincidentno sumiranje sa tim da se nepoznati uzorak nalazi pod istim uslovima kao i kalibracioni.

#### 6.4. Određivanje relativne efikasnosti detektora GC3518 i odnosa $P/C$ (*Peak to Compton*)

Spektar tačkastog kalibracionog izvora  $^{60}\text{Co}$ , dobijen merenjem pri rastojanju od 25 cm od kape detektora je iskorišćen za određivanje relativne efikasnosti detektora, kao i za određivanje odnosa  $P/C$  (*Peak to Compton*). Vizuelni prikaz spektra  $^{60}\text{Co}$  dobijen snimanjem pomoću detektora GC3518 je prikazan na slici 6.10..



Sl. 6.10. Spektar  $^{60}\text{Co}$  dobijen pomoću detektora GC3518 u laboratoriji za nuklearnu fiziku, departmana za fiziku u Novom Sadu.

Prema definiciji relativne efikasnosti iz odeljka 3.1.6. i činjenice da je efikasnost standardnog scintilacionog detektora na 25 cm  $1.2 \times 10^{-3}$ , određena je relativna efikasnost detektora GC3518:

$$\varepsilon_{\text{rel}} = 37.5(6)\%$$

Ovde je uzeta vrednost nekorigovane efikasnosti pod vrhom ukupne energije iz tabele 6.2. za rastojanje 25cm jer efekat pravog koincidentnog sumiranja praktično nije imao uticaja.

Vrednost koju je izmerio proizvođač je 35.6%.

Najveći odbroj za liniju  $^{60}\text{Co}$  od 1332 keV pri rastojanju 25 cm je iznosio  $N_{1332} = 10397$ . Ukupan odbroj između 1040 keV i 1096 keV, je iznosio  $N = 47039$ . S obzirom da je ukupan broj kanala između 1040 keV i 1096 keV  $n = 294$ , odnos  $P/C$  se može izračunati kao:

$$P/C = \frac{n \cdot N_{1332}}{N} \quad (6.8)$$

Na osnovu jednačine (6.8.):

$$P/C = 65:1.$$

Proizvođač detektora je merenjem dobio vrednost:  $P/C = 63.2:1$ .

## 7. ZAKLJUČAK

Na osnovu sprovedene analize rezultata kalibracije efikasnosti pod vrhom ukupne energije detektora GC3518 može se zaključiti da uticaj efekta pravog koincidentnog sumiranja nema veliki značaj pri rastojanjima izvora od kape detektora od 10, 20 i 25 cm. Odnosno može se očekivati greška u određivanju aktivnosti najviše do  $\pm 4\%$ .

U slučaju rasprostranjenih izvora uticaj pravog koincidentnog sumiranja na krivu efikasnosti je značajan - do 13% za flašu, i do 12% za marineli. Ista odstupanja se mogu očekivati i u određivanju aktivnosti nepoznatih uzoraka ako se merenja sprovode pod istim uslovima.

Izmerena relativna efikasnost detektora GC3518 je veća za 2% od vrednosti dobijene merenjem od strane proizvođača. Odnos  $P/C$  je takođe nešto veći od vrednosti koju je izmerio proizvođač.

## LITERATURA

- [1] Semkow, T., Mehmood, G., Parekh, P., Virgil, M., 1990. Coincidence Summing in Gamma-Ray Spectroscopy. Elsevier Science Publisher B.V.
- [2] Canberra. Genie 2000 Customization Tools Manual.
- [3] Gilmore, G., Hemingway, J. D.. Practical Gamma-Ray Spectrometry. John Wiley & Sons, Chichester(1995).
- [4] Slivka, J., Bikit, I., Vesković, M., Čonkić, Lj.,. Gama spektrometrija, specijalne metode i primene. Univerzitet u Novom Sadu, Novi Sad(1995).
- [5] Bikit, I., Određivanje energije i intenziteta gama-zraka na germanijumskom detektoru-diplomski rad.
- [6] Watanabe, T., Oi, Y., Taki, M., Kawasaki, Yoshida, M. Evaluation of peak-to-total ratio for germanium detectors.
- [7] Torano, G., E., Pozuelo, M., Salvat, F., 2005. Monte Carlo calculations of coincidence-summing corrections for volume sources in gamma-ray spectrometry with Ge detectors.
- [8] Leo, W.R., Tehniques for Nuclear and Particle Physics Experiments. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, New York (1994).
- [9] Sima, O., Arnold, D.. Accurate computation of coincidence summing corrections in low level gamma-ray spectrometry. Applied Radiation and Isotopes 53 (2000), 51-56.
- [10] Debertin, K., Helmer, R.G.. Gamma- and X-ray Spectroscopy with Semiconductor Detectors. North-Holland, Amsterdam(1988).
- [11] Morel, J., Chauvent, B., Kadachi, A., Coincidence-summing Corections in Gamma-ray Spectrometry for Normalized Geometries. Pergamon Press, Great Britain.
- [12] Ronald, K.M., Haywood, S.E., Upp, D.L.. Performance of True Coincidence Correction Method in Gamma Vision. ORTEC, PerkinElmer Instruments, Inc.

## Kratka Biografija



Tomas Nemeš je rođen 04.05.1979. godine u Odžacima. Osnovnu Školu „Miroslav Antić“ i opšti smer Gimnazije „Jovan Jovanović Zmaj“ je završio u Odžacima. Fiziku je upisao (smer-diplomirani fizičar) na Prirodno-matematičkom fakultetu u Novom Sadu 1998. godine.

UNIVERZITET U NOVOM SADU  
PRIRODNO-MATEMATIČKI FAKULTET  
KLJUČNA DOKUMENTACIJA INFORMACIJA

- Redni broj:  
RBR
  - Identifikacioni broj:  
IBR
  - Tip dokumentacije: Monografska dokumentacija  
TD
  - Tip zapisa: tekstualni štampani materijal  
TZ
  - Vrsta rada: Diplomski rad  
VR
  - Autor: Tomas Nemeš, br. Dos. 260/98  
AU
  - Mentor: dr. Nataša Todorović, docent na PMF-u u Novom Sadu  
MN
  - Naslov rada: Uticaj pravog koincidentnog sumiranja na efikasnost poluprovodničkih gama spektrometara  
NR
  - Jezik publikacije: Srpski (latinica)  
JP
  - Jezik izvoda: s/e  
JI
  - Zemlja publikacije: Srbija i Crna Gora  
ZP
  - Uže geografsko područje: Vojvodina  
UGP
  - Godina: 2005.  
GO
  - Izdavač: Autorski reprint  
IZ
  - Mesto i adresa: PMF, Trg Dositeja Obradovića 4, Novi Sad  
MA
  - Fizički opis rada: (broj poglavlja/broj strana/broj referenci/broj tabela/broj slika): (8/33/12/4/19)  
FO
  - Naučna oblast: Fizika  
NO
  - Naučna disciplina: Nuklearna fizika, Gama spektroskopija  
ND
  - Predmetna odrednica/ključne reči: efikasnost, pravo koincidentno sumiranje, gama zraci
- PO
  - UDK
  - Čuva se: Biblioteka instituta za fiziku, PMF, Novi Sad  
ČU
  - Važna napomena: Nema  
VN
  - Izvod: Ispitan je uticaj efekta pravog koincidentnog sumiranja na krivu efikasnosti  
IZ
  - Datum prihvatanja teme od NN veća: 23.05.2005.  
DP
  - Datum odbrane: 05.07.2005.  
DO
  - Članovi komisije:  
Predsednik: prof. dr. Jaroslav Slivka, redovni profesor PMF-a u Novom Sadu  
Član: dr. Nataša Todorović, docent na PMF-u u Novom Sadu  
Član: prof. dr. Stevica Đurović, redovni profesor PMF-a u Novom Sadu

UNIVERSITY OF NOVI SAD  
FACULTY OF SCIENCES  
KEY WORD DOCUMENTATION

- Accession number:  
ANO
- Identification number:  
INO
- Document type: Monograph type  
DT
- Type of record: Printed text  
TR
- Contens code: Final paper  
CC
- Author: Tomas Nemeš, 260/98  
AU
- Mentor: dr. Nataša Todorović  
MN
- Title: Influence of True Coincidence  
Summing Effect to Efficiency of  
Semiconductor Gamma Spectrometers  
TI
- Language of text: Serbian (Latin)  
LT
- Language of abstract: Serbian/English  
LA
- Country of publication: Serbia and  
Montenegro  
CP
- Locality of Publication: Vojvodina  
LP
- Publication year: 2005  
PY
- Publisher: Author's reprint  
PU
- Publication place: Faculty of Sciences  
PP
- Physical description: (chapter / pages /  
literature / tables / pictures):  
(8/33/12/4/19)  
PD
- Scientific field: Physics  
SF
- Scientific discipline: Nuclear Physics,  
Gamma spectroscopy  
SD
- Key words: Efficiency, True Coincidence  
Summing, gamma – rays  
UC
- Holding data: Institute of Physics library  
HD
- Note: none
- Abstract: Due to low activity  
concentration of the material to be  
measured, the sample volume is usually  
large and counting efficiency must be as  
high as possible. In these conditions  
accuracy of efficiency calibration have  
crucial impact in measured activity. This  
paper describes influence of true  
coincidence summing effect to the  
efficiency calibration. Several  
experiments were performed on HPGe  
detector with standard sources to calibrate  
its efficiency in different geometrical  
conditions.  
AB
- Accepted by the Scientific Board on:  
23.05.2005.  
ASB
- Defended: 05.07.2005.  
DE
- Thesis defend board:  
President: Dr. Jaroslav Slivka, full  
professor  
Member: Dr. Nataša Todorović, assistant  
professor  
Member: Dr. Stevica Đurović, full  
professor