

0603 9/335

UNIVERZITET U NOVOM SADU
PRIRODNO-MATEMATIČKI FAKULTET
INSTITUT ZA FIZIKU

JELENA MARKOVIĆ

STANDARDIZACIJA KONTROLE
KVALITETA POLUPROVODNIČKIH
GAMA-SPEKTROMETARA

- DIPLOMSKI RAD -

NOVI SAD, 1997.

SADRŽAJ

Uvod	2
1. Opšte karakteristike detektora	3
1.1. Dobijanje osnovne karakteristike poluprovodničkih Ge detektora	3
1.2. Interakcija γ zračenja sa kristalom Ge	7
1.3. Osetljivost	13
1.4. Odziv detektora	14
1.5. Efikasnost detekcije	16
1.4.1. Geometrijska efikasnost	17
1.5.1. Unutrašnja efikasnost	18
1.5.3. Relativna efikasnost (Quoted efficiency)	20
1.6. Rezolucija detektora	21
1.7. Oblik vrha u spektru	26
1.8. Odnos vrha totalne apsorpcije i komptonskog kontinuma (P/C)	28
1.9. Tipovi detektora i značaj pravilnog izbora	28
1.9.1. Germanijumski detktor za ultraniske energije (Ultra LEGe)	29
1.9.2. Germanijumski detktor za niske energije (LEGe)	30
1.9.3. Koaksijalni germanijumski detktor (HPGe)	31
1.9.4. Izbor detektora	35
2. Standardizacija procedure kontrole kvaliteta poluprovodničkih γ spektrometara	40
2.1. Provera metroloških svojstava obuhvata:	41
2.1.1. Provera energetske zavisnosti (provera linarnosti odziva)	42
2.1.2. Provera efikasnosti:	42
2.1.3. Provera reproducibilnosti broja impulsa i lokacije pika:	43
2.1.4. Provera rezolucije sistema:	44
2.1.5. Provera odnosa P/C	44
2.2. Deklarisane karakteristike γ spektrometara	44
2.3. Provera metroloških karakteristika	45
2.3.1. Provera nivoa šuma	45
2.3.2. Izbor optimalne vremenske konstante pojačivača	45
2.3.3. Provera linearnosti odziva - energetska kalibracija	46
2.3.4. Provera energetske rezolucije	47
2.3.5. Provera odnosa P/C	48
2.3.6. Provera reproducibilnosti broja impulsa i položaja vrha	48
2.3.7. Određivanje apsolutne i relativne efikasnosti	49
Zaključak	51
Literatura	52
Internet adrese	53



UVOD

And why nuclear physics? My answer is the same as that of the young student who chose nuclear physics - it is a field of basic research with fascinating fundamental problems and applications to many other areas such as medicine and materials science. I believe that nuclear physics is so broad that it is well on the way to becoming the most general natural science.

Professor Paul Kienle in Physics World, March 1993

Danas, kada su merenja u nuklearnoj fizici veoma značajna kako u fundamentalnim istraživanjima, tako i u ekologiji, medicinskoj fizici i drugim primenjenim oblastima, od izuzetnog je značaja da se karakteristike sistema za merenje poznaju detaljno u svakom trenutku.

Tokom istorije nuklearne fizike i fizike elementarnih čestica, razvijen je niz različitih detektora. Svaki od njih, međutim funkcioniše na jedinstvenom principu: da se deo ili ukupna energija zračenja preda aktivnoj zapremini detektora. Tu se ona pretvara u neki drugi oblik pogodniji za ljudsku percepciju. Elektromagnetsko zračenje nekom vrstom reakcije u aktivnoj zapremini detektora stvara nanelektrisane čestice, koje dalje ionizuju i pobudjuju atome detektora. Način na koji dolazi do pretvaranja energije zavisi od vrste detektora i njegovog dizajna. Savremeni detektori formiraju električni signal koji se zatim obradjuje odgovarajućim elektronskim modulima. Veliki napredak elektronike i računarske tehnike omogućio je zbog toga brži i tačniji tretman dobijenih informacija. Danas kada govorimo o detektorima pri tome najčešće podrazumevamo i ceo skup odgovarajuće modularne elektronike.

1. Opšte karakteristike detektora

Rad svih detektora se zasniva na istom fundamentalnom principu: predaji celokupne ili dela energije detektoru gde se ona pretvara u oblik koji je dostupan ljudskom opažanju. Nanelektrisana čestica predaje svoju energiju materiji pri direktnom sudaru sa atomskim elektronima i tako eksituje ili ionizuje atome. Oblik u kom se javlja pretvorena energija zavisi od detektora i njegove konstrukcije. Gasni detektori naprimer direktno skupljaju ionizacione elektrone i formiraju strujni signal, dok u scintilatorima ionizacijom i eksitacijom dolazi do prelaza unutar pobudjenih molekula pri čemu se emituje svetlost. Moderni detektori su električne prirode, tj. informacije unutar detektora se prevode u električne impulse.

1.1. Dobijanje i osnovne karakteristike poluprovodničkih Ge detektora

Današnji poluprovodnički detektori predstavljaju *pn* spoj - poluprovodničku diodu. Na mestu dodira *p* i *n* dela javlja se kontaktni potencijal tj. razlika potencijala duž *pn* spoja. Ova oblast u kojoj se menja potencijal naziva se sloj ili zona prostornog nanelektrisanja. U ovom sloju nema slobodnih nosilaca nanelektrisanja, te svako ionizujuće zračenje pri prolasku kroz njega stvara parove elektrona i šupljina koji se kreću pod dejstvom električnog polja i daju strujni signal proporcionalan ionizaciji.

Širina sloja prostornog nanelektrisanja je mala i zavisi od koncentracije *n* i *p* nečistoća. U slučaju kristala *Ge* ova širina se može proceniti na:

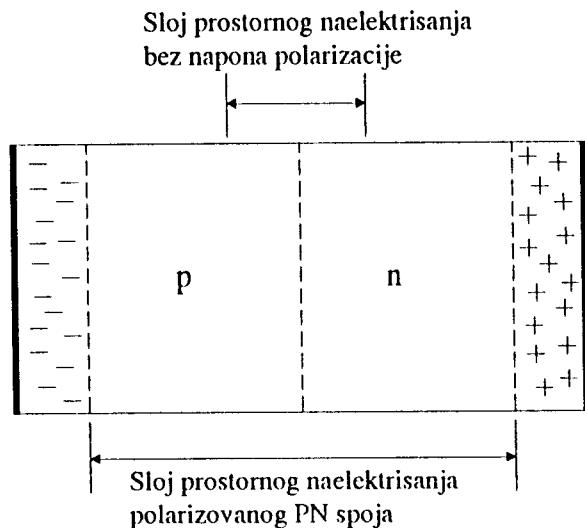
$$(1) \quad d \approx \begin{cases} (\rho_n V_0)^{1/2} \mu\text{m} & \text{n-tip} \\ 0.65(\rho_p V_0)^{1/2} \mu\text{m} & \text{p-tip} \end{cases}$$

ili

$$d \approx \left(\frac{2eV_0}{eN} \right)^{1/2}$$

N - koncentracija nečistoća u kristalnom materijalu.

Ovakav *pn* spoj može da radi kao detektor, ali mu karakteristike nisu odgovarajuće zbog nedovoljne jačine električnog polja duž spoja da bi došlo do efikasnog sakupljanja nanelektrisanja, a debljina aktivnog sloja je dovoljna da zaustavi samo niskocenergetsko zračenje. Zbog velikog kapaciteta ovakvog spoja i šum koji se javlja utiče na mogućnost jasnog definisanja veličine strujnog signala. Mnogo bolji rezultati se postižu primenom inverzne polarizacije spoja, to jest negativnog potencijala na *p* delu. Primenjeni napon će povećati sloj prostornog nanelektrisanja, a time i aktivnu zapreminu detektora. Veći primenjeni napon istovremeno znači i efikasnije sakupljanje nanelektrisanja. Maksimalni napon koji može da se prijeneni ograničen je otpornošću poluprovodnika. Pri određenom naponu dolazi do probaja.

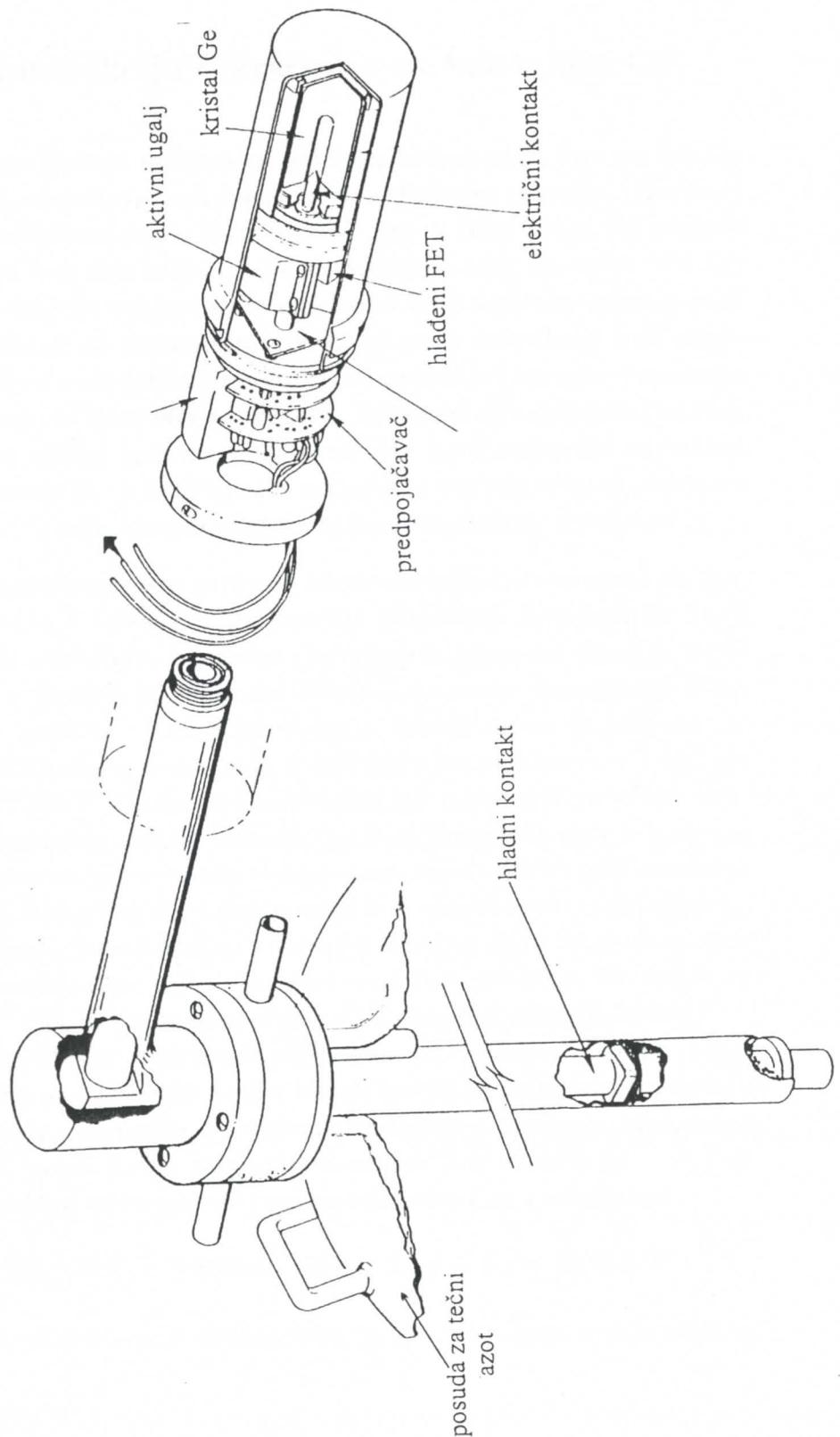


Slika 1.1. Inverzno polarizovani *pn* - spoj

U slučaju primene inverznog napona širina sloja prostornog nanelektrisanja se može izračunati na osnovu formule (1). Zamenom V_0 sa $V_0 + V_B$ tj. V_B jer se V_0 može zanemariti u odnosu na V_B . (V_B je inverzni napon - *bias voltage*). Da bi se dobila što šira zona prostornog nanelektrisanja potrebno je koristiti materijal što veće otpornosti, kristale velike čistoće - male neto koncentracije nečistoća. Ovo se može postići na dva načina: usavršavanjem tehnika koje mogu da smanje koncen-

traciju nečistoća na oko 10^{10} atoma / cm^3 , ili kompenzacijom nečistoća jednog tipa istom koncentracijom nečistoća suprotnog tipa (driftovanjem litijumovih jona u kristal germanijuma, a odgovarajući detektori se označavaju $Ge(Li)$ detektori). Većina kompanija za proizvodnju detektora je prestala sa proizvodnjom $Ge(Li)$ detektora zbog znatno lakšeg rukovanja $HPGe$ detektorima). Pri toj koncentraciji nečistoća u germanijumu širina sloja prostornog nanelektrisanja je oko $10mm$ i pri naponima nižim od $1000V$. Ovakva koncentracija nečistoća odgovara nivou jedan deo u 10^{12} , što je najveći stepen čistoće materijala do sada poznat. To je moguće postići samo kod germanijuma, a detektori koji se prave od ovakvog ultračistog germanijuma se nazivaju *Intrinsic Germanium* ili *High-Purity Germanium (HPGe)* detektori. Početni materijal za dobijanje germanijumskih detektora visoke čistoće ($HPGe$), polikristalni germanijum se zonski prečišćava u kvarcnom kupatilu. Ovaj metod se zasniva na principu da se većina nečistoća koncentriše u tečnoj fazi dok materijal počinje da očvršćava. Ovaj postupak se ponavlja više puta sve dok koncentracija nečistoća ne bude više od 100 puta manja od početne koncentracije nečistoća. Nakon što se odstrani vrh ingota sa velikom koncentracijom nečistoća, njihova koncentracija u preostalom delu se određuje metodom Hall-ovog efekta. Ingot se zatim seče na delove pogodne za dobijanje monokristala.

Veliki kristali Ge se dobijaju metodom Czochralskog. Dobijeni monokristal se seče, a delovi sa adekvatnom čistoćom i kristalografskom perfekcijom se oblikuju u potpune cilindre. Nakon toga je detektor spremjan da se montira na kriostat. Osnovni zadatak kriostata je da hlađi Ge detektor do temperature tečnog azota (LN_2). Zbog što boljih karakteristika prvi stepen predpočaćavača se takođe održava na niskoj temperaturi, a ceo niskotemperaturni deo se nalazi u kriostatu pod visokim vakuumom, kako zbog termičke izolacije, tako i zbog zaštite komponenata od kontaminacije.



Slika 1.2. Izgled poluprovodničkog Ge spektrometra

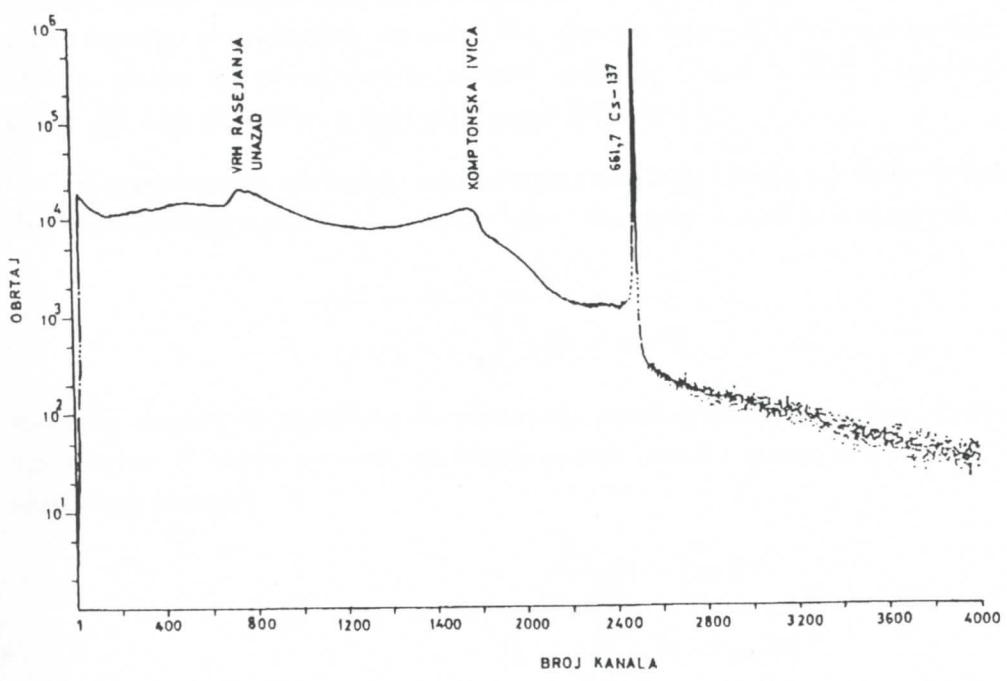
1.2. Interakcija γ zračenja sa kristalom Ge

U idealnom slučaju radijacioni detektor bi trebao da formira linijski spektar, koji odgovara γ zracima dobro definisane energije. Realni γ spektar je međutim znato kompleksniji, jer γ zraci mogu da prolaze kroz materiju bez promene, tj. ne ostavljajući trag ili mogu biti detektovani na osnovu sekundarnih elektrona koje stvaraju jednom od 3 glavne interakcije sa materijom. Svaka od ovih interakcija ima odgovarajuću verovatnoću (efikasni presek) koja zavisi od energije γ zračenja i sredine u kojoj se interakcija odigrava. Svaka od njih doprinosi na svoj način opštem obliku spektra. Sa stanovišta spektroskopije najvažniji produkti interakcije γ zračenja sa materijom su sekundarni elektroni koji nastaju i bivaju zaustavljeni u aktivnoj zapremini detektora.

- **U fotoelektričnom** procesu foton energije E interaguje sa atmom apsorbera i nestaje u potpunosti izbacujući fotoelektron (koji će posedovati odredjenu kinetičku energiju) iz jedne od vezanih ljudskih (najčešće K - ljudske), jer slobodni elektron ne može apsorbovati foton uz očuvanje impulsa. Kinetička energija fotoelektrona je jednak razlici energije upadnog γ zračenja i energije veze elektrona. U slučaju Ge, $E_V = 11.1\text{keV}$ ili manja u zavisnosti od toga da li se izbija elektron iz K ili neke od slabije vezanih ljudskih. Upravnjeno mesto u atomu biva popunjeno slabije vezanim elektronima, rezultujući u opštem slučaju kaskadom X zraka koji će u potpunosti biti apsorbovani u detektoru. Na ovaj način, se fotoelektrični proces ponaša kao da je totalna energija predata fotoelektronu, koji ju je ostavio unutar detektora što rezultira "fotovrhom" čija je visina proporcionalna ukupnoj energiji fotona. Fotoelektrični efekat je najznačajniji efekat za γ spektroskopiju. Međutim, ukoliko se fotoefekat desi u blizini površine detektora (u slučaju detektora male zapremine ili niskoenergetskog γ zračenja) naknadno emitovani X zraci mogu napustiti detektor bez apsorbacije. U tom slučaju u spektru će se pojaviti parazitski vrhovi sa energijama:

$$E_\gamma - E_{K\alpha} = E_\gamma - 9.88\text{keV} \quad \text{i} \quad E_\gamma - E_{K\beta} = E_\gamma - 10.98\text{keV}.$$

(Verovatnoća za formiranje drugog vrha je više od 5 puta manja nego za prvi).



Slika 1.3. Gama-spektar ^{137}Cs koji emituje γ zrake energije $661,7\text{keV}$ (U spektru se vide i X zraci potomaka Ba i fluorescentno X zračenje olovne zaštite).

Fotoefekat je teško teorijski tretirati veoma striktno zbog složenosti Dirakove talasne funkcije atomskih elektrona. U slučaju nerelativističke aproksimacije ($h\nu \ll m_e c^2$) efikasni presek se može izračunati na osnovu Bornove aproksimacije.

$$\sigma_{foto} = 4\alpha^4 \sqrt{2} Z^5 \sigma_0 (m_e c^2 / h\nu)^{7/2} \text{ po atomu}$$

$$\alpha = \frac{1}{137}$$

$$\sigma_0 = 8\pi r_e^2 / 3 = 6.651 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^2$$

Interesantno je primetiti zavisnost preseka od Z (atomskog broja). Način zavisnosti je različit pri različitim energijama fotona, ali u oblasti γ zračenja sa energijom reda veličine MeV ona zavisi od Z^4 ili Z^5 što jasno favorizuje materijale sa višim Z u slučaju fotoelektrične apsorpcije. Ovo je jedan od odlučujućih faktora zašto je $Ge(Z = 32)$ pogodniji materijal kao detektor γ zračenja nego $Si(Z = 14)$

- **Komptonov efekat** je neelastično rascjanje fotona na slobodnom ili kvazislobodnom elektronu apsorbera. Rasejani foton sa energijom:

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_e c^2} (1 - \cos\theta)}$$

može ili napustiti apsorber ili pretrpeti nove interakcije u medijumu apsorbera. U ovom procesu elektron prima razliku energija upadnog i rasejanog fotona.

$$T_e = h\nu - h\nu' = h\nu \left(\frac{\frac{h\nu}{m_e c^2} (1 - \cos\theta)}{(1 + \frac{h\nu}{m_e c^2}) (1 - \cos\theta)} \right)$$

Kada se Komptonovo rasejanje odigra u aktivnoj zapremini detektora i ako rasejani foton napusti detektor bez dodatne interakcije formira se signal koji odgovara energiji elektrona. Pošto ova energija zavisi od ugla rasejanja dolazi do formiranja kontinualne raspodele impulsa sa maksimalnom energijom u slučaju $\theta = 180^\circ$ što odgovara takozvanoj "komptonskoj ivici". (Compton edge)

$$E_{CE} = \frac{h\nu}{1 + \frac{m_e c^2}{2h\nu}}$$

Efikasni presek za Komptonovo rasejanje se može izračunati na osnovu kvantne elektrodinamike i poznato je kao Klein-Nishina formula:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} \frac{1}{[1 + \gamma(1 - \cos\theta)]^2} \left\{ 1 + \cos^2\theta + \frac{\gamma^2(1 - \cos\theta)^2}{1 + \gamma(1 - \cos\theta)} \right\}$$

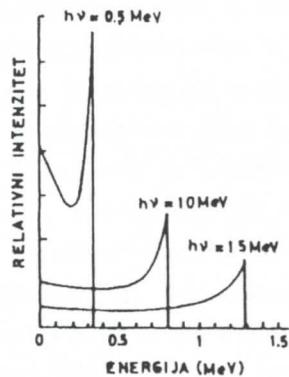
Integracijom po $d\Omega$ dobija se efikasni presek po elektronu za Komptonovo rasejanje

$$\sigma_c = 2\pi r_e^2 \left\{ \frac{1 + \gamma}{\gamma^2} \left[\frac{2(1 + \gamma)}{1 + 2\gamma} - \frac{1}{\gamma} h\nu(1 + 2\gamma) \right] + \frac{1}{2\gamma} h\nu(1 + 2\gamma) - \frac{1 - 3\gamma}{(1 + 2\gamma)^2} \right\}$$

Za razmatranje energetske raspodele elektrona "nastalih" pri Komptonovom rasejanju pogodna veličina je

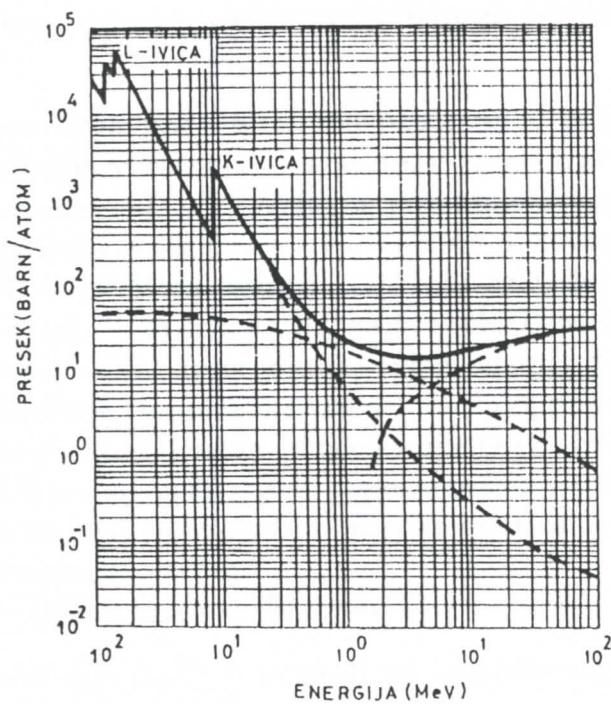
$$\frac{d\sigma}{dT} = \frac{\pi r_e^2}{m_e c^2 \gamma} \left[2 + \frac{s^2}{\gamma^2(1-s)^2} + \frac{s}{1-s} \left(s - \frac{2}{\gamma} \right) \right]$$

$$s = \frac{T}{h\nu}$$



Slika 1.4. Energetska distribucija komptonski rasejanih elektrona

Šum (background) zbog Komptonovog rasejanja u detektoru će biti, dakle, kontinuirani od nulte energije do E_{CE} . Rasejni foton medjutim, sa određenom vrednošću mogu interagovati sa detektorom putem fotoefekta ili Komptonovog efekta, te će se formirati i odgovarajući signali izmedju foto vrha (vrha totalne apsorpcije) i komptonske ivice.



Slika 1.5. Totalni presek za apsorpciju fotona u olovu

Ako se Komptonovo rasejanje desi u materijalu koji okružuje detektor rasejani soton može biti detektovan u detektoru. Kada su uglovi rasejanja blizu 180° manja je energija rasejanih fotona. Ovako rasejani fotoni detektovani u detektoru formiraju vrh rasejanja unazad (backscattering peak). Ovaj vrh je jasnije izražen kada je rasejanje ograničeno na užu oblast. Energije ovih vrhova se nalaze u oblasti od $100 - 250\text{keV}$ (npr. tipične vrednosti su $166, 200$ i 225keV za γ zrake od $500, 1000$ i 2000keV), tj. jednake su rastojanju izmedju foto vrha i Komptonske ivice. Pošto se rasejanje "unazad" može dogoditi i pri uglovima manjim od 180° rascjano γ zračenje će imati kontinualnu raspodelu od vrha rasejanja "unazad" do vrha totalne apsorpcije (tj. izmedju komptonske ivice i vrha totalne apsorpcije). Ovaj efekat uz višestruko Komptonovo rasejanje daje odredjenu asimetriju vrha totalne apsorpcije na niskoenergetskoj strani. Ova kontinualna raspodela impulsa se može smanjiti smanjivanjem neaktivne zapremine detektora, izborom oblika kriostata i zaštite detektora, kao i odgovarajućim radioaktivnim izvorom.

Verovatnoća Komptonovog efekta zavisi linearno od rednog broja materijala Z .

- **Do stavaranja para elektron-pozitron** u polju jezgra može doći kada je energija γ zračenja veća od $2m_e c^2$ (1.022MeV). Verovatnoća ovog procesa zavisi od Z^2 i raste sa povećanjem energije upadnog zračenja. Kinetička energija i e^- i e^+ doprinosi stvaranju signala u detektoru. Kada pozitron potroši svu svoju energiju anihilira se sa elektronom emitujući 2γ kvanta od po 511keV . U zavisnosti od toga da li oba fotona bivaju apsorbovana, jedan od njih ili oba uspevaju da izbegnu detekciju, formiraju se signali koji doprinose vrhu totalne apsorpcije, begu jednog γ zraka (single escape peak - SEP) ili begu oba γ zraka (double escape peak - DEP) sa energijama E , $E - 511\text{keV}$ – 1022keV . Sva tri vrha sadrže veoma korisne informacije i mogu se koristiti u spektroskopske svahre.

Svaki od ovih vrhova ima specifičan oblik:

- vrh totalne apsorpcije je asimetričan na niskoenergetskoj strani i ima prilično ravnu komptonsku raspodelu.

- *SEP* nije asimetričan, a ima sopstvenu komptonsku ivicu, koja

potiče od Komptonovog rasejanja anihilacionog kvanta koji nije u potpunosti apsorbovan.

- *DEP* nema odgovarajuću kompotonsku ivicu, ali je izrazito asimetričan na visokoenergetskoj strani zbog Komptonovog rasejanja dva anihilaciona γ kvanta. Četvrti vrh koji se javlja na energiji od 511 keV , potiče od anihilacije pozitrona izvan detektora, pri čemu anihilacioni γ zrak biva detektovan. Pošto se anihilacija dešava na elektronu koji ima odredjenu kinetičku energiju anihilacioni vrh je uvek doplerovski proširen sa širinom na polovini visine od nekoliko keV .

Zbog specifičnosti oblika pojedinih vrhova u spektru kada se koriste računarski programi za njihovu analizu potrebno je obratiti posebnu pažnju na njihove širine i asimetrije. Sve ove specifičnosti pojedinih vrhova uzete su u obzir u programu koji se koristi za analizu gama spektara u Laboratoriji za nuklearnu fiziku.

1.3. Osetljivost

Osetljivost je sposobnost detektora da proizvede upotrebljiv signal za dati tip zračenja i za datu energiju. Nijedan detktor ne može biti osteljiv na sve vrste zračenja i na sve energije. Osetljivost detektora za dati tip zračenja i za date energije zavisi od nekoliko faktora:

1. Preseka za ionizaciju u detektoru
2. Mase detektora
3. Prisutnog šuma u detektoru
4. Zaštitnog materijala oko detektora

Presek i masa detektora su određeni verovatnoćom da upadno zračeњe izgubi deo ili celokupnu energiju na ionizaciju. Teške čestice kako ionizuju, pa u većini detektora čak i male gustine i zapremine dolazi do ionizacije unutar njihove osjetljive zapremine. Za neutralne čestice to je mnogo redji slučaj jer one prvo moraju da proizvedu pri interakciji nanelektrisane čestice koje su sposobne da vrše ionizaciju unutar detek-

tora. Presek za ovc interakcije je obično mnogo manji, pa je za detektore veće gustine i zapremine neophodno da se obezbedi odgovarajuća brzina interakcije, inače detektor postaje transparentan za prirodno zračenje. Potrebna masa detektora zavisi od tipa zračenja i energije. Iako ionizacija nastaje unutar detektora, postoji odredjena minimalna količina stvorenih jona koja je neophodna da se dobije upotrebljiv signal. Ona je odredjena šumom unutar detektora i šumom koji potiče od elektrona. Šum se javlja kao sluktuacija napona ili struje na izlazu iz detektora i uvek postoji bez obzira da li postoji zračenje ili ne. Ionizacioni signal mora biti veći od srednjeg šuma da bi mogao da se iskoristi. Za dati tip zračenja i datu energiju ukupna količina stvorenih jona zavisi od osjetljive zapremine.

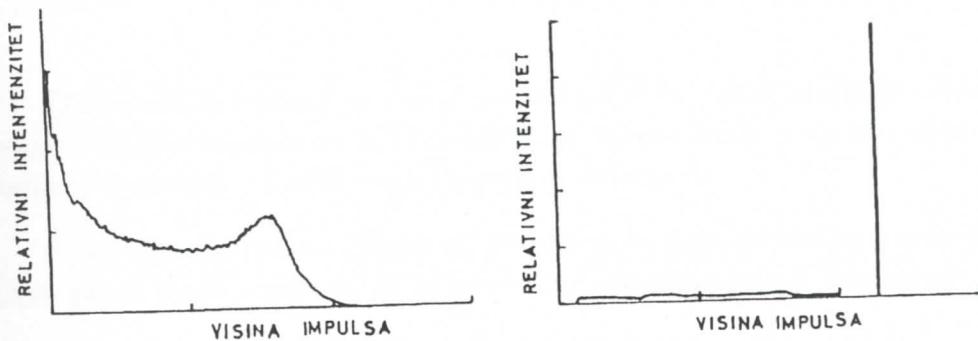
Drugi ograničavajući faktor je materijal koji pokriva unutrašnjost prozora na osjetljivoj zapremini detektora. Zbog apsorpcije, samo zračenje odredjene energije može da prodje kroz prozor i da se detektuje. Debljina ovog materijala je donja granica za energije koje se mogu detektovati.

1.4. Odziv detektora

Većina detektora je sposobna da da odredjene informacije o energiji zračenja. Ove vrednosti se dobijaju sve dok je količina ionizacije koju proizvodi zračenje u detektoru proporcionalna gubitku energije u osjetljivoj zapremini. Ako je detektor dovoljno velik tako da se zračenje potpuno apsorbuje ionizacija daje meru energije zračenja. Izlazni signal iz električnog detektora je u obliku strujnog impulsa. Detektori mogu da rade i u kontinualnom režimu gde je signal kontinualna promena struje ili napona u vremenu u zavisnosti od intenziteta zračenja. Količina ionizacije se tada dobija kao električni impuls koji se sastoji od tih signala, to je integral impulsa u funkciji vremena. Oblik impulsa se ne menja od jednog dogadjaja do drugog. Ovaj integral je direktno proporcionalan amplitudi ili visini signala. Idealan slučaj je da je relacija odziva linearna. Za većinu detektora odziv je linearan ili približno linearan funkcija. Odziv zavisi od energije i vrste čestice, što znači da

detektor sa linearnim odzivom za jednu vrstu čestica ne mora imati linearan odziv i za druge čestice. Odziv je spektar koji se sastoji od impulsa koje registruje detektor kada se bombarduje monoenergetskim zračenjem. Ovaj odzivni spektar ima oblik Gausove raspodele. Ako se zanemari konačna širina linije, što odgovara Dirakovoj delta funkciji, za određenu početnu energiju izlazni signal ima jednu, fiksnu amplitudu. Tada ako je odziv linearan, spektar impulsa koji se dobija iz detektora odgovara direktno energiji spektra upadnog zračenja. To je idealan slučaj. Međutim, odziv u obliku Gausove raspodele se ne dobija uvek, naročito ne u slučaju neutralnog zračenja. Odzivna funkcija detektora za datu energiju je određena različitim interakcijama zračenja unutar detektora i njegovom geometrijom.

Gama zraci se moraju prvo prevesti u nanelektrisane čestice da bi se mogli detektovati. Osnovni mehanizam je putem fotoefekta, Komptonovog rasejanja i stvaranja parova. U fotoefektu, energija gama zraka se predaje fotoelektronu koji se zaustavlja u detektoru. Sve dok je energija svih fotoelektrona ista vrh je oštar što daje Gausov odziv. Međutim, neki gama zraci trpe Komptonovo rasejanje. Raspodela po energijama za Komptonove elektrone je kontinualna i distribucija se javlja u funkciji odziva. To narušava idealan delta - funkcionalni odziv. Na sličan način dosegajući koji se dobijaju putem stvaranja parova utiču na oblik funkcije.



Slika 1.6. Funkcija odziva 2 različita detektora za gama zrake energije $661,7 \text{ keV}$

- Odziv Ge detektora
- Odziv organskog scintilacionog detektora

Ako se detektor koristi za merenje spektra gama zračenja posmatrana impulsna distribucija je zakrivljena i funkcija odziva je

$$PH(E) = \int S(E')R(E, E')dE'$$

$R(E, E')$ je funkcija upadne energije; E' i $S(E')$ je spektar energija gama zraka. Za određivanje spektra gama zraka $S(E')$ iz izmerene impulsne distribucije mora se znati $R(E, E')$. Najčešće se krositi $R(E, E') = \delta(E, E')$.

Vreme odziva je važna karakteristika detektora. To je vreme koje je potrebno detektoru da formira signal posle pada zračenja na detektor. Za dobar vremenski proračun, potrebno je da se signal brzo formira u oštar impuls sa rastućim bočnim stranama koje su što je moguće bliže vertikali. Važno je i vreme trajanja signala. U tom periodu, drugi dogadjaj se ne može registrirati delom zbog toga što je detektor neosetljiv, a i zbog toga što se drugi signal dodaje na prvi.

1.5. Efikasnost detekcije

Efikasnost detektora je mera verovatnoće da gama zračenje određene energije emitovano iz radioaktivnog izvora bude potpuno apsorbovano u aktivnoj (osetljivoj) zapremini detektora.

Apsolutna ili totalna efikasnost detektora se definiše kao broj dogadjaja, gama zraka, emitovanih iz izvora koji se registruje u detektoru:

$$\epsilon_{tot} = \frac{\text{detektovani dogadjaji}}{\text{dogadjaji koje emituje izvor}} = \frac{N_d}{N_e}.$$

To je funkcija geometrije izvor - detektor i verovatnoće za interakciju u detektoru. U slučaju cilindričnog detektora sa tačakstom izvorom na osi detektora i rastojanjem d od aktivne zapremine detektora, kada izvor

emituje izotropno, verovatnoća da će čestica emitovana pod uglovom θ biti detektovana je:

$$P(\theta)d\Omega = \frac{d\Omega}{4\pi}$$

Verovatnoća da će čestica koja udara u detektor interagovati u njemu zavisi od ukupnog preseka za interakciju:

$$d\epsilon_{tot} = \left[1 - \exp\left(-\frac{x}{\lambda}\right)\right] \frac{d\Omega}{4\pi}$$

gde je x dužina puta u detektoru a λ je srednja slobodna dužina interakcije. Totalna efikasnost se dobija integracijom gornje jednačine po zapremini detektora. U većini slučajeva međutim, vrednost x ne zavisi samo od ugla θ a vrednost λ je toliko mala da se eksponencijalni član može zanemariti. Apsolutna efikasnost se tada može podeliti na dva dela: unutrašnju efikasnost i geometrijsku efikasnost. Totalna efikasnost detektora je proizvod ove dve efikasnosti.

$$\epsilon_{tot} = \epsilon_{int} \cdot \epsilon_{geom}$$

1.5.1. Geometrijska efikasnost

Očigledno je da verovatnoća da gama zrak pogodi detektor zavisi od relativnog položaja izvora i detektora. Za tačkasti izvor koji se nalazi na osi detektora geometrijski faktor efikasnosti se može izračunati po sledećoj formuli:

$$\epsilon_{geom} = \frac{1 - \cos(arctan \frac{r}{d})}{2}$$

gde je r radijus detektora a d rastojanje izmedju izvora i aktivne zapremine detektora. Pri izračunavanju d treba imati na umu da je aktivna zapremina detektora udaljena oko 3 - 5 mm od spoljne zaštite

(endcap) detektora. U slučaju izvora konačnih dimenzija ili kada se tačkasti izvor ne nalazi na osi detektora ne može se napraviti jednostavna formula za geometrijsku efikasnost.

1.5.2. Unutrašnja efikasnost

Unutrašnja efikasnost zavisi od verovatnoće za totalnu apsorpciju gama zraka u aktivnoj zapremini detektora.

$$\epsilon_{int} = \frac{\text{registrovani dogadjaji}}{\text{broj gama zraka koji padaju na detektor}}$$

Ova verovatnoća dominantno zavisi od preseka za fotoefekat γ -zraka odredjene energije, ali i verovatnoće za totalnu apsorpciju na osnovu višestrukog komptonskog rasejanja ili proizvodnje para elektron - pozitron. Svaki detektor ima karakterističu krivu efikasnosti u funkciji energije, koja pored navedenog zavisi i od apsorpcije γ -zraka u različitim neaktivnim slojevima izmedju izvora i aktivne zapremine detektora kao što su p ili n sloj diode, detektorsko kućište i sl. Određuje se eksperimentalno.

U slučaju niskoenergetskog γ zračenja $E_\gamma < 100\text{keV}$ fotoelektrični efekat dominira u odnosu na druge mehanizme interakcije. Verovatnoća apsorpcije se približava 100%. Efikasnost detekcije u tom slučaju može se napisati na sledeći način:

$$\epsilon = \epsilon_{geom} \cdot T$$

$$T = T_1 \cdot T_2 \dots$$

T - ukupna verovatnoća transmisije γ -zračenja kroz različite slojeve materijala izmedju izvora i aktivne zapremine detektora. Programom NUCRAD je simulirana transmisija za različite vrste materijala - neaktivnih slojeva.

Tabela 1.1. Linearni Atenuacioni koefficijent i transmisija kroz aluminijum debljine 1mm

Energija(keV)	$\mu(cm^{-1})$	Transmisija (%)
3	2100	2×10^{-32}
5	500	1×10^{-6}
10	70	7
20	9	50
30	3	90
50	1	96
80	0,5	98
100	0,46	98,3
400	0,24	99,1
1000	0,16	99,4

- Srednje energije:

Pri energijama γ zračenja između 200keV i 2MeV dominantni mehanizam interakcije sa kristalom Ge je Komptonov efekat. Vrh totalne apsorpcije ne potiče dakle samo od fotoelektričnog efekta nego i od jedne ili više uzastopnih Komptonovih interakcija praćenih fotoelektričnim efektom ili proizvodnjom para, unutar aktivne zapremine detektora. Proračuni ovakvih višestrukih interakcija nisu mogući pomoću jednostavne formule, već se baziraju na kompjuterskim programima, odnosno Monte Karlo metodi. Na ovim energijama, verovatnoća totalne apsorpcije γ zračenja raste sa zapreminom detektora. Ipak, egzaktna geometrija detektorskog kristala igra važnu ulogu u obliku krive zavisnosti efikasnosti detekcije od energije. Pri višim energijama primarnih fotona komptonski rasejani fotonimaju tendenciju da nastave putanje u pravcu prvobitnog kretanja. Tako je na primer u slučaju merenja $E_\gamma > 1MeV$ korisnije imati dugačak kristal da bi se povećala unutrašnja efikasnost detekcije, dok je u spektroskopiji na niskim energijama korisnije imati kristal velikog poluprečnika da bi se povećao geometrijski faktor.

- Visoke energije:

Pri energiji primarnih fotona većoj od 2MeV verovatnoća za proizvodnju para elektron - pozitron raste i postaje dominantni mehanizam interakcije. Pored vrha totalne apsorpcije, *single escape peak* i *double escape peak*, se na ovim energijama primarnog zračenja mogu koristiti u spektroskopske svrhe. Verovatnoća njihovog pojavljivanja zavisi od preseka dve relevantne interakcije (fotoelektrični efekat na 511keV i proizvodnja para na energiji primarnih fotona) i od dimenzije samog detektora.

1.5.3. Relativna efikasnost (Quoted efficiency)

Iz istorijskih razloga relativna efikasnost detekcije koaksijalnih *Ge* detektora se definiše na $1,33\text{MeV}$ relativno u odnosu na standardni *NaI(Tl)* scintilacioni detektor $3 \times 3\text{in}$. Merenje se vrši pomoću metode koja je opisana u *IEEE* standardnoj test proceduri za *Ge* detektore (*ANSI/IEEE 325 – 1986*) i odgovarajućeg *IEC* standarda. Izvor radioaktivnog ^{60}Co se postavi 25cm ispred kućišta detektora. Meri se odbroj za određeno vreme u vrhu $1,33\text{MeV}$. Apsolutna efikasnost je odnos odbroja u vrhu totalne apsorpcije i broja γ zraka emitovanih iz izvora za isto vreme. Apsolutna efikasnost se tada podeli sa $1,2 \times 10^{-3}$ što je apsolutna efikasnost na $1,33\text{MeV}$ standardnog $3 \times 3\text{in}.\text{NaI}(Tl)$ scintilacionog detektora sa izvorom koji se nalazi na rastojanju od 25cm . Ovaj odnos predstavlja osnovu za specifikaciju efikasnosti *Ge* detektora. Programom NUCRAD je izvršena simulacija interakcije γ zračenja energije $1,33\text{MeV}$ sa standardnim $3 \times 3\text{in}.\text{NaI}(Tl)$ pri rastojanju izvor - detektor od 25cm .

Uspešno dobijanje kristala *Ge* velikih zapremina i velike čistoće omogućilo je da se danas mogu proizvoditi *Ge* detektori velike relativne efikasnosti, veće od 100%.

- Veza izmedju relativne efikasnosti i aktivne zapremine:

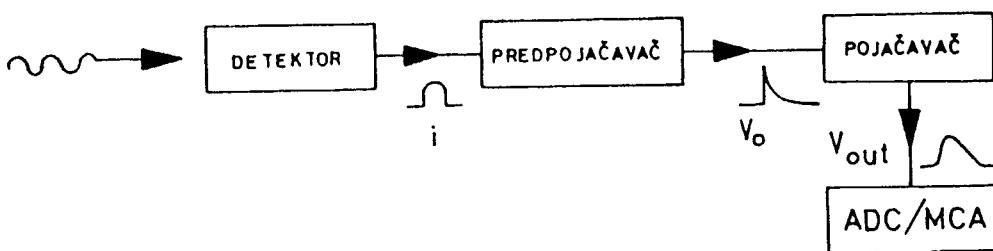
Sa povećanjem zapremine koaksijalnog detektora, povećava se i njegova relativna efikasnost (merena na 1,33 MeV). Ipak, ne postoji jednostavna veza izmedju zapremine i efikasnosti. Efikasnost raste brže sa prečnikom detektora nego sa njegovom dužinom. Kao orientacija se može koristiti približna relacija (nije dimenziono korektna): relativna efikasnost (%) =

$$\frac{V(cm^3)}{4,3}$$

1.6. Rezolucija detektora

Dominantna karakteristika germanijumskih detektora je njihova odlična rezolucija u gama spektroskopiji. Energetska rezolucija je mera sposobnosti detektora da razlikuje dve bliske linije u spektru. Ona se izražava punom širinom na polovini maksimuma ($FWHM$) vrha odredjene energije i izražava se u eV ili keV. Metod standardno usvojen za merenje energetske rezolucije je opisan u *ANSI/IEEE 325-1986*.

Gama zračenje koje pada na detektor generiše strujni signal koji se vodi u predpojačivač osetljiv na nanelektrisanje (charge-sensitive preamplifier) gde se formira naponski signal. Signal se dalje oblikuje u pojačivaču, a zatim se nakon analize visine signala u analogno digitalnom konvertoru (*ADC*) i višekanalnom analizatoru (*MCA*) čuva u obliku energetskog histograma.



Slika 1.7. Osnovni elementi spektroskopskog sistema

Ukupna energetska rezolucija koja se može postići gerinanijumskim spektrometrom je određena kombinacija tri faktora: inherentnom statističkom raspodelom broja stvorenih nosilaca nanelektrisanja, varijacija u efikasnosti sakupljanja nanelektrisanja i doprinosom elektronskog šuma. Koja od navedenih karakteristika dominira zavisi od energije zračenja, veličine i kvaliteta detektora. Puna širina na polovini visine tipičnog vrha u spektru zbog detekcije monocnergetskih gama zraka u spektru se može izraziti na sledeći način:

$$(FWHM)_T^2 = (FWHM)_D^2 + (FWHM)_X^2 + (FWHM)_E^2 \quad (*)$$

gde su odgovarajuće polu-širine na desnoj strani jednačine one koje bi poticale samo od pojedinačnih efekata: statistika nosilaca nanelektrisanja, sakupljanja nosilaca nanelektrisanja i elektronskog šuma.

- Energija koju zračenje ostavi u detektoru se deli na dva procesa: direktnu ionizaciju i pobudjivanje vibracionih modova kristalne rešetke. Oba procesa dovode do stvaranja $N = \frac{E}{\epsilon}$ parova elektron - šupljina. Ako je direktna ionizacija retka u odnosu na vibracioni doprinos, N će se pokoravati Poisson-ovoj statistici i varijanca se može izraziti na osnovu broja nosilaca nanelektrisanja

$$\sigma_N = \sqrt{N} = \sqrt{E/\epsilon}$$

gde je ϵ energija potrebna za stvaranje jednog para elektron-šupljina.

Pošto svaki par u proseku odgovara apsorpciji energije $\epsilon(eV)$ varijanca signala u energetskim jedinicama se može izraziti na sledeći način.

$$\sigma = \epsilon \sqrt{N} = \sqrt{E \cdot \epsilon}$$

U slučaju Poissonove statistike veza izmedju varijance i $FWHM$ je $\frac{1}{2,35}$ te je:

$$FWHM = 2,35 \cdot \sqrt{E \cdot \epsilon}$$

Medutim, ionizacioni sudari nisu zanemarljivi te se dobija bolja rezolucija od one koja bi se očekivala na osnovu Poisson-ove statistike. Naime kada je ukupna energija koja se deponuje u detektoru fiksirana

(ne fluktuiraju), pretpostavka o Poissonovoj statistici je neadekvatna, tj. ionizacioni dogadjaji nisu potpuno nezavisni. Ovo opravdava uvođenje korekcionog faktora F - Fano faktor, koji iznosi oko 0.12 za germanijum, pa se polu-širina može izraziti na sledeći način:

$$FWHM = 2,35\sqrt{F \cdot E \cdot \epsilon}$$

Na osnovu ove formule je izračunata $FWHM$ u funkciji energije za genermanijum uzimajući $\epsilon(Ge) = 2.96\text{eV}$ na $77K$ i $F = 0.12$.

Tabela 1.2. Širina na polovini visine (FWHM) u funkciji energije za Ge na 77K

Energija	FWHM(eV)(F=0.12)	
	Si	Ge
1keV	49	44
5keV	109	99
10keV	155	140
50keV	346	313
100keV	489	442
500 keV	1094	990
1 MeV	1547	1401
5MeV	3459	3132
10MeV	4891	4420

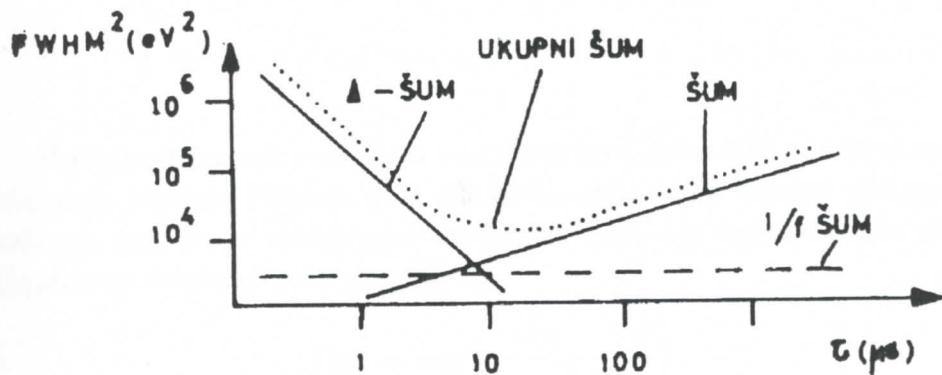
Kod $HPGe$ detektora sa povećanjem temperature dolazi do povećanja struje curenja i elektronskog šuma pri temperaturama iznad $110-120K$. Zbog različitih sposobnosti hladjenja različitih kristala $HPGe$ detektori normalno rade u intervalu temperatura od $85-100K$, te je stabilna temperatura od izuzetne važnosti. Pošto ϵ varira sa temperaturom brzinom $2.53 \cdot 10^{-4} K^{-1}$ temperaturne promene pomjeraju položaj vrha i kvare energetsku rezoluciju. Pri temperaturama nižim od $40K$ dolazi do pogoršanja energetske rezolucije zbog *trapping* efekta.

Drugi član ($FWHM$)_X u jednačini (*) potiče od nepotpunog sakupljanja naelektrisanja i značajan je za detektore velike zapremine i pri niskim vrednostima električnog polja. Njegova veličina se obično određuje eksperimentalno serijom merenja $FWHM$ varirajući primjenjeni napon.

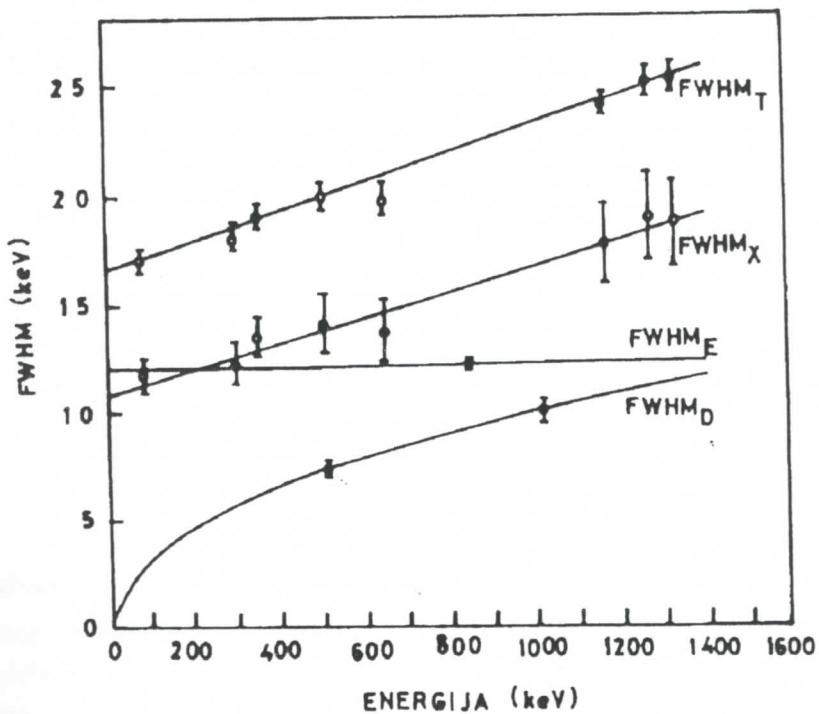
- Doprinos šuma elektronike:

Sa stanovišta elektronike šum su neželjene fluktuacije koje se superponiraju na signal a njihova pojava u bilo kom delu detekcionog sistema direktno utiče na karakteristike detektora, pre svega na energetsku rezoluciju. Korisnici poluprovodničkih detektora moraju biti svesni značaja doprinosa šuma. Tako na primer pri brzini brojanja od 500 odbroja po sekundi gama zraka energije $\sim 1\text{MeV}$ stvara se primarna struja od samo $27\mu\text{A}$. Pošto se želi da se ta struja registruje sa tačnošću od $\sim 1.8\text{keV}(FWHM)$ na 1MeV to je bolje od 0.2%.

Za praktične svrhe vremenske karakteristike šuma su veoma značajne, jer omogućuju da se doprinos šuma minimalizuje izborom odgovarajuće vremenske konstante τ pojačivača. Glavni razlozi pojave šuma u detekcionom sistemu su struja curenja, terminalni šum u povratnom (feedback) otporniku i diskretni karakter struje koja protiče kroz odgovarajuće de love pojačivača. Šum se može redukovati smanjenjem struje kroz detektor (tj. mereći pri nižim brzinama brojanja), izborom tranzistora sa visokom otoprnošću, izborom odgovarajućeg niskošumnog *FET* i optimalnim izborom vremenske konstante τ . Naime, redukcija jedne vrste šuma zahteva kraću, a druge vrste šuma dužu vremensku konstantu. Zato se za svaki detektor mora ispitati rezolucija u funkciji vremenske konstante. Najpogodniji način da se to uradi je pomoću generatora signala (precision pulser) sa veoma stabilnom amplitudom. Ova merenja treba izvršiti sa detektorom normalno povezanim na predpojačivač kako bi kapacitet na ulazu u predpojačivač imao standardnu vrednost kao pri normalnoj upotrebi. Za ovo se koristi paralelni test ulaz predpojačivača. Tipična zavisnost je prikazana na slici a za većinu detektora pri niskim brzinama brojanja optimalna vremenska konstanta leži izmedju 3 i $8\mu\text{s}$.



Slika 1.8. Šum u funkciji vremenske konstante τ



Slika 1.9. Uticaj razlicitih komponenti šuma na rezoluciju detektora

1.7. Oblik vrha u spektru

Pošto pretvaranje energije u određeni broj slobodnih nosilaca nanelektrisanja podleže Poisson-ovoj statistici, oblik vrha totalne apsorpcije kako ga registruje višekanalni analizator (MCA), treba da ima oblik Gauss-ove raspodele oko energije E .

$$f(x) = \exp\left(-\frac{(x-E)^2}{2\sigma^2}\right)$$

Ova formula ima maksimum za $x = E$. Polovina maksimuma ($f(x) = \frac{1}{2}$) se dobija za $x = E \pm 1,177\sigma$. To znači da je širina vrha na polovini visine $2 \times 1,177\sigma$ što je $2,355\sigma$. Teorijske širine za različite "frakcije maksimuma" su prikazane u tabeli 1.3.

Tabela 1.3. Teorijske širine za različite "frakcije maksimuma"

Deo maksimalnog intenziteta	Odgovarajuća širina	Odgovarajuća širina / FWHM
1/2	$2.35 \times \sigma$	1
1/10	$4.29 \times \sigma$	1.82
1/20	$4.90 \times \sigma$	2.08
1/50	$5.59 \times \sigma$	2.37

Odnos širine vrha na $\frac{1}{10}$ visine ($FW\frac{1}{10}M$) i širine na $\frac{1}{2}$ visine se najčešće uzima kao mera oblika vrha u spektru. Odstupanja od teorijskih odnosa mogu da ukažu na određene nepravilnosti u detektorskom sistemu.

1) Ekperimentalni odnos $FW\frac{1}{10}M$ i $FWHM$ može biti manji od 1,82 ako je tokom sakupljanja podataka došlo do pomeranja vrha.

2) Odnos $FW\frac{1}{10}M$ i $FWHIM$ može biti veći od 1,82 iz nekoliko razloga. Ako dolazi do vidljivog proširenja vrha na visokoenergetskoj strani, to je znak nepravilnog rada elektronike, najčešće nepravilno podešenog signala na nulu (pole zero setting).

Nepravilan oblik na niskoenergetskoj strani vrha (low energy tailing) se može pojaviti iz više razloga. To može biti indikacija problema sa elektronikom, ali isto tako i prisustva određenih nepravilnosti u Ge-detektoru (trapping centres). Zbog nepravilnosti u kristalnoj strukturi ili hemijskih nečistoća u Ge mogu se formirati određena stanja između valentne i provodne zone koja imaju tendenciju da zadrže elektrone i šupljine odredjeno vreme. Srednje ili prosečno vreme koje nosioci nanelektrisanja postoje slobodni je dato njihovim vremenom života τ . Pomenuti centri redukuju ovo vreme zbog čega dolazi do smanjenja maksimuma signala od vrednosti $\frac{E_\gamma \cdot q}{\epsilon}$ na

$$Q = E_\gamma \frac{q}{\epsilon} \left(1 - \frac{d}{\mu E \tau}\right)$$

d - dimenzije kristala

τ - srednje vreme života nosilaca nanelektrisanja

E - jačina električnog polja

μ - pokretljivost elektrona odnosno šupljina

Da bi se dobilo dobro prikupljanje nanelektrisanja, potrebno je da $\mu E \tau \gg d$. Minimum vrednosti τ za poluprovodnički Ge-detektor je $20\mu s$ na $77K$. Vrednost pokretljivosti nanelektrisanja u Ge na $77K$ je:

$$\mu = \begin{cases} 40000 \text{ cm}^2/\text{Vs} & \text{za e} \\ 42000 \text{ cm}^2/\text{Vs} & \text{za šupljine} \end{cases}$$

1.8. Odnos vrha totalne apsorpcije i komptonskog kontinuuma (P/C)

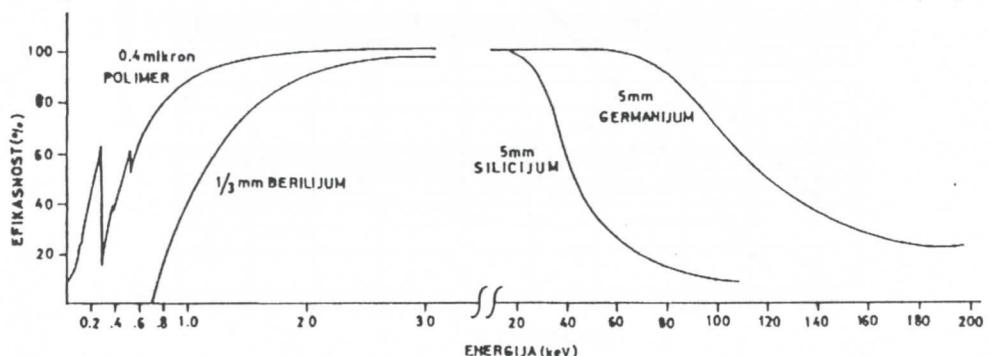
Odnos vrha totalne apsorpcije prema komptonskom kontinuumu se takodje meri u skladu sa *ANSI/IEEE 325 – 1986.* i predstavlja najvažniji parametar sposobnosti detektora da detektuje mali vrh na niskim energijama u prisustvu visokoenergetskog zračenja. Kompton-ski plato potiče od komptonske interakcije u detektoru pri čemu rezultujući foton smanjene energije pobegne iz aktivne zapremine detektora. Prema *IEEE* standardu ovaj parametar predstavlja odnos maksimalnog odbroja u vrhu (jednog kanala u vrhu γ zračenja $E_\gamma = 1332,5\text{keV}$ radioaktivnog ^{60}Co i prosečnog odbroja po kanalu komptonskog kontinuuma izmedju 1040 i 1096keV . Na ovaj način se izbegava komptonska ivica. Ovaj parametar je dobar pokazatelj karakteristika detektora za sve energije γ zračenja izmedju 150keV i 7MeV gde je komptonova interakcija dominantan proces. P/C raste sa povećanjem verovatnoće za totalnu apsorpciju, bilo preko jednostrukog fotoelektričnog efekta, višestrukog komptonskog rasejanja ili proizvodnje para. Vrednost P/C je obrnuto proporcionalna sa rezolucijom ($FWHM$). Prisustvo nekog materijala u blizini aktivne zapremine detektora će zbog rasejanja uticati na smanjivanje P/C . Vrednost P/C dakle zavisi od: efikasnosti detektora, rezolucije, geometrijskih uslova merenja, debljine kontakta, načina montiranja detektora, konstrukcije kriostata kao i sastava samog radioaktivnog izvora.

1.9. Tipovi detektora i značaj pravilnog izbora

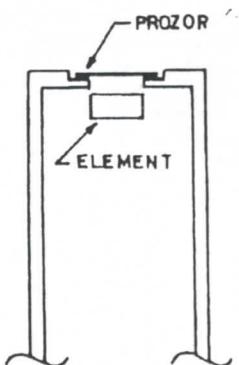
Najznačajniji tipovi detektora su: *Low Energy Germanium Detector* (LEG_e), koaksijalni germanijumski detektor p-tipa, koaksijalni germanijumski detektor n-tipa sa inverznom elektrodom (REGe) i germanijumski detektor (Germanium Well Detector) u obliku jame sa varijacijama. (Danas komercijalni proizvodjači ili pojedine laboratorije za odredjene namene prave i detektore sa vecom specifičnim karakteristikama, kao što su napr. detektor u obliku zmije, detektori za svemirska istraživanja, ...) Njihova struktura, energetska oblast primene i rezolucija su prikazane na slikama.

1.9.1. Germanijumski detektor za ultraniske energije (Ultra LEGe)

Ovaj detektor se koristi za spektroskopiju zračenja od 300eV do 300keV uz dobru rezoluciju, oblik vrha i odnos P/C. Standardni *Ge* detektori pate od lošeg oblika vrha i efikasnosti ispod 3keV . Ova karakteristika se smatrala fundamentalnom karakteristikom *Ge* i sprečavala je upotrebu *Ge* detektora za detekciju *X*-zraka. Danas su ovi problemi tehnološki rešivi, pa se mogu proizvesti i detektori rezolucije bolje od 150eV na $5,9\text{keV}$ (ovo je bolje i od *Si(Li)* detektora $FWHM \sim 175\text{eV}$). Prozori za ove detektore se prave od Be ili od polimernog filma.



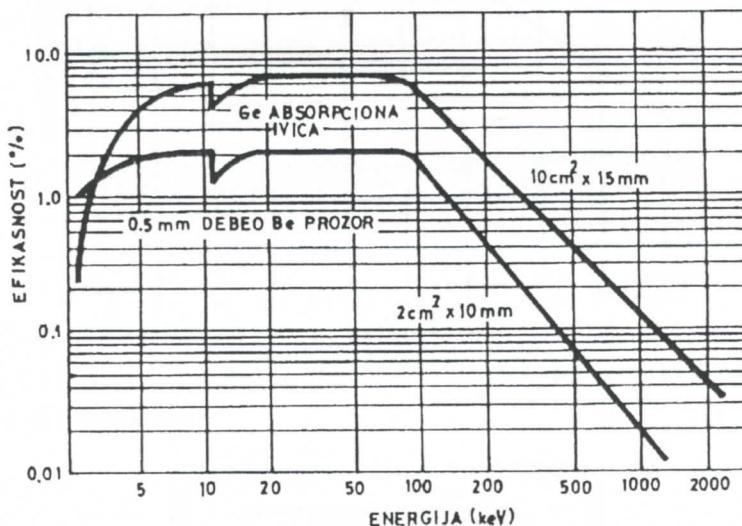
Slika 1.10. Krive apsolutne efikasnosti za Ultra LEGe detektor



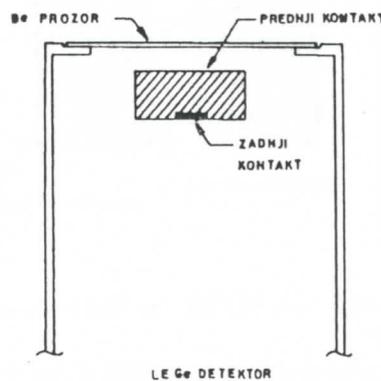
Slika 1.11. Izgled Ultra LEGe detektora

1.9.2. Germanijumski detektor za niske energije (LEGe)

LEGe se koristi u spektrokopiji γ zračenja iznad 3 keV uz dobru rezoluciju i oblik vrha. Kontakt male debljine na prednjoj strani obezbeđuje dobru efikasnost na niskim energijama, a zadnji kontakt male površine obezbeđuje manji kapacitet nego planarni detektor slične veličine. Mali kapacitet smanjuje šum predpojačivača i obezbeđuje dobru rezoluciju. Da bi se iskoristile sve prednosti niskoenergetske efikasnosti LEGe je opremljen tankim Be prozorom.



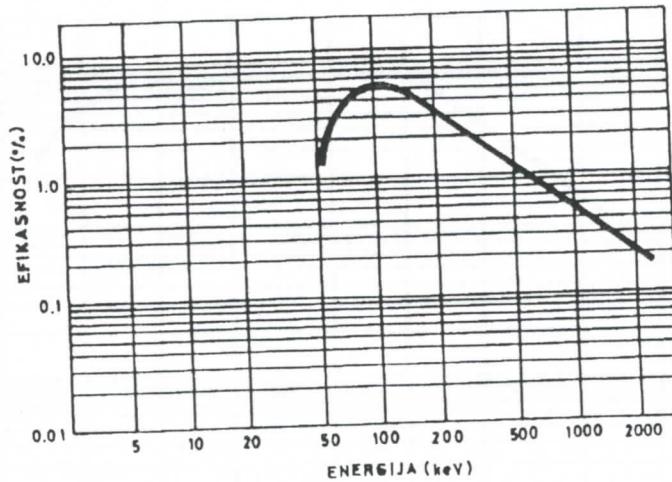
Slika 1.12. Kriva apsolutne efikasnosti za LEGe detektor sa rastojanjem 2,5 cm izmedju izvora i detektora



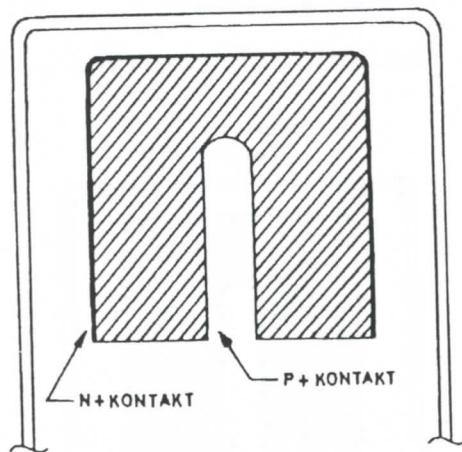
Slika 1.13. Izgled LEGe detektora

1.9.3. Koaksijalni germanijumski detektor *HPGe*

Koristi se u spektroskopiji od 50keV do 10MeV , a rezolucija i oblik spektra su veoma dobri pri različitim veličinama (relativnim efikasnostima) detektora.



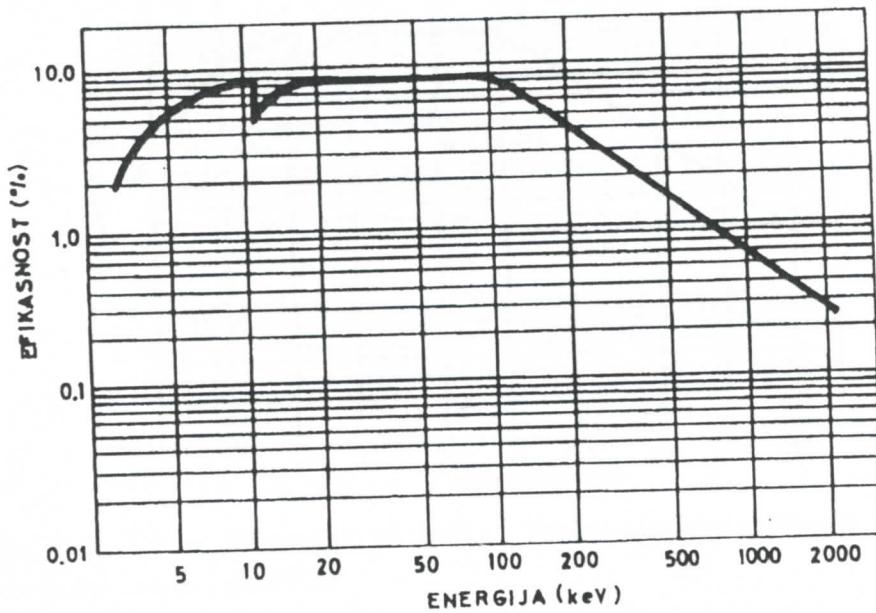
Slika 1.14. Kriva absolutne efikasnosti za 15% detektor (2,5 cm rastojanja od izvora do detektora)



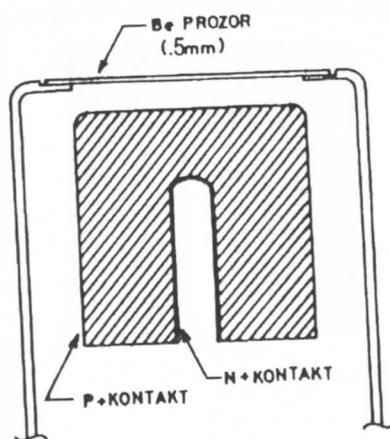
Slika 1.15. Izgled koaksijalnog HPGe detektora

Koaksijalni detektor sa inverznom elektrodom je geometrijski veoma sličan standardnom koaksijalnom detektoru, ali je p-tip elektrode na spoljašnjoj strani (jonski - implantirani boron), a n-tip kontakta (di-

fundovani litijum) na unutrašnjoj strani. Ovakav raspored elektroda uz tanak berilijumski prozor obezbedjuje značajnu osetljivost detektora i pri energijama ispod 5keV , uz dinamički raspon od $2000 : 1$. Specifičnost konstrukcije i raspored elektroda poboljšavaju karakteristike u odnosu na radijaciona oštećenja.

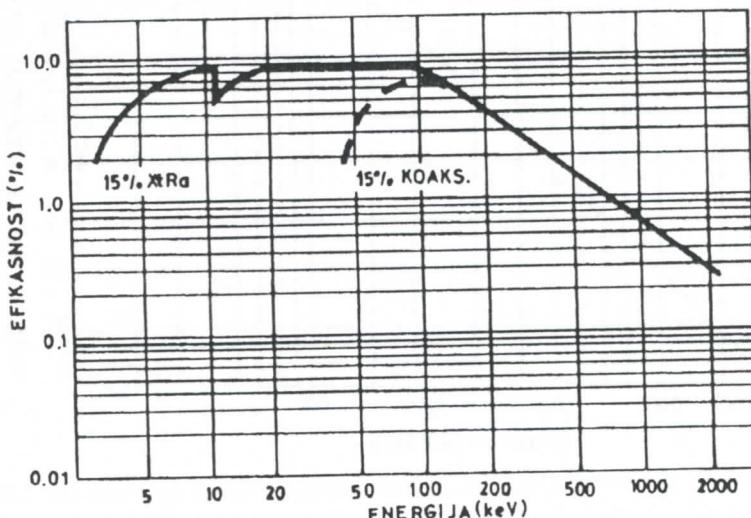


Slika 1.16. Tipična kriva apsolutne efikasnosti za 15% detektor

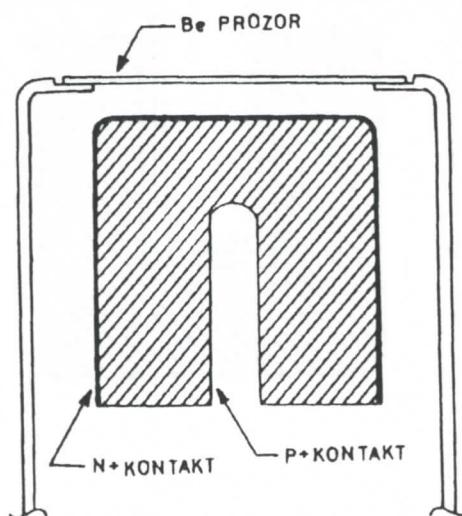


Slika 1.17. Izgled REGe detektora

Germanijumski detektor za široku oblast energija (Extended Range Ge detector) XtrGe je koaksijalni germanijumski detektor sa tankim kontaktom na prednjoj strani što omogućuje da se koristi i na niskim energijama od oko 3 keV.

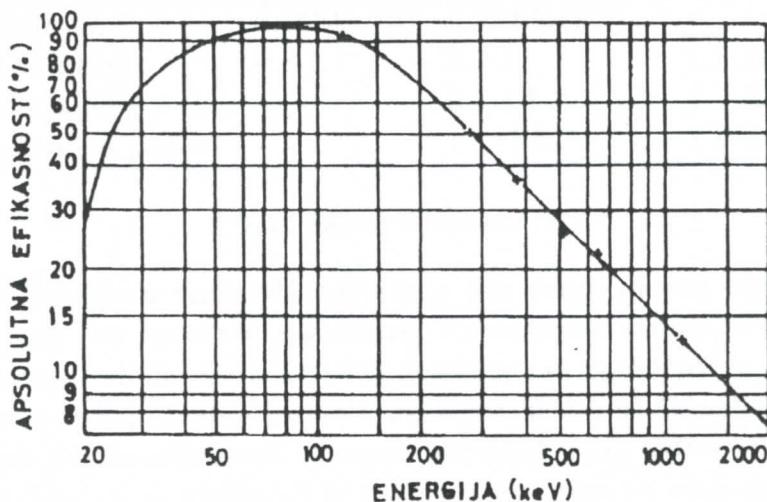


Slika 1.18. Krive efikasnosti za XtrGe i koaksijalne detektore sa 2,5 cm rastojanja izvor - detektor

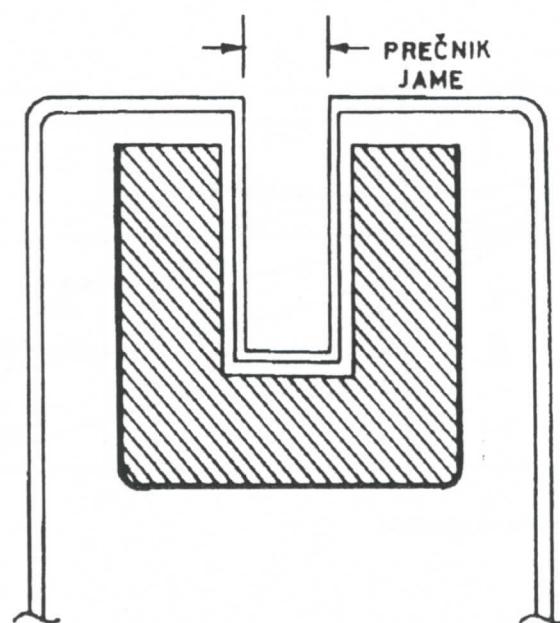


Slika 1.19. Izgled XtrGe koaksijalnog Ge detektora

Germanijumski detektor u obliku jame (Well) pruža maksimalnu efikasnost (skoro 4π geometrija) za male uzorke, jer je uzorak praktično u potpunosti okružen aktivnim materijalom detektora.



Slika 1.20. Merena efikasnost modela GCW2522, prečnik jame je 10 mm



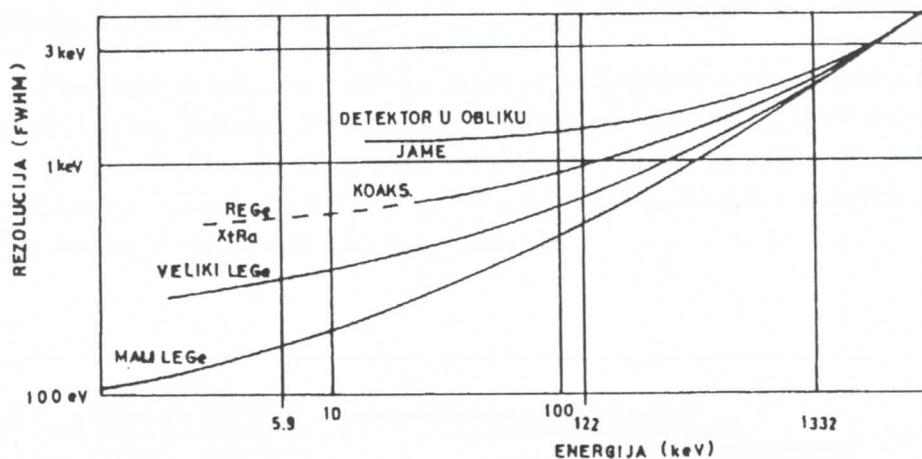
Slika 1.21. Izgled Ge detektora u obliku jame

Tabela 1.4. Rezolucija pojedinih detektora

Tip detektora	$FWHM(keV)$		
	5.9 keV	122. keV	1332 keV
LEGe(n-tip)	0.145-0.400	0.500-0.720	-
REGe(n-tip)	0.7-1.1	0.8-1.1	1.7-2.2
Koaksijalni(p-tip)	-	0.8-1.1	1.7-2.2.
Detektor sa jajom	-	1.1.-1.4	1.9-2.3

1.9.4. Izbor detektora

Izbor detektora treba da određuje pre svega glavna oblast njegove primene, uz dodatno razmatranje i ekonomski strane. Prvi korak pri donošenju odluke je za koji tip detektora se opredeliti, a zatim je potrebno specificirati minimalne karakteristike što se tiče efikasnosti i rezolucije. Visoka efikasnost obezbeđuje nizak prag aktivnosti koji se može detektovati, a rezolucija je posebno značajna za razlaganje multipleta linija (većeg broja vrhova u spektru bliskih energija).



Slika 1.22. Rezolucija u zavisnosti od energije za različite detektore

Izbor tipa detektora zavisi od energetskog opsega od interesa i neophodne rezolucije.

Ukoliko je interes da se meri samo niskoenergetsko zračenje treba izabrati *LEG*e detektor, jer uz najbolju moguću rezoluciju obezbedjuje i najniži mogući limit detekcije a_L . Značajna prednost ovog detektora je i uniformna debljina čitavog detektora što je veoma značajno za eksperimente sa kolinisanim snopom γ zraka. Ovaj detektor se može koristiti i za energije γ zraka do 1.5MeV kada je radioaktivni izvor toliko jak da dovodi u saturaciju efikasnije detektore.

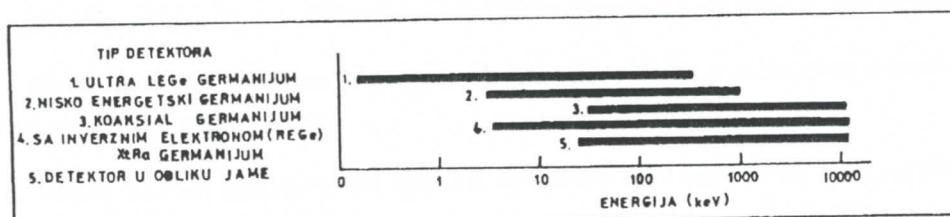
U slučaju primene u oblasti srednjih i visokih energija klasični detektor p-tipa verovatno predstavlja najbolji izbor.

*REG*e detektor ima prednosti koje mogu značajno uticati na konačni izbor:

- u niskoenergetskoj oblasti unutrašnja efikasnost je $\epsilon \sim 1$ kao i za *LEG*e, dok je na višim energijama ekvivalentan p-tipu koaksijalnih detektora odgovarajućih dimenzija. *REG*e detektor je zato optimalni izbor ako je potrebno da se pokrije široka energetska oblast (od 5keV – 10MeV):

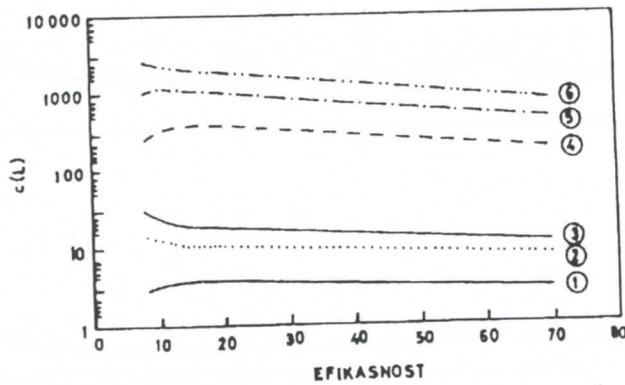
- otpornost na radijaciona oštećenja je bitna prednost ovih detektora za eksperimente sa značajnim neutronskim fluksom (npr. reaktorski ili akceleratorski eksperiment ili foto-neutronski izvori).

Prednost detektora u obliku jame je u njegovoј geometrijskoј efikasnosti bliskoj jedinici, što najčešće obezbedjuje optimalni limit detekcije a_L . Ovaj detektor je zbog toga idealan za analitičke svrhe uz pažljivu kalibraciju, ali je zato lošiji u spektroskopiji nepoznatih i složenih spekturnih velike verovatnoće efekta sumiranja.



Slika 1.23. Oblasti energija u kojima se koriste pojedini detektori

Jedan od najznačajnijih ciljeva u većini primena Ge detektora je da se postigne što niži prag detekcije a_L . Ovaj parametar u značajnoj meri zavisi od vrste i intenziteta pozadinskog zračenja koje se neminovno detektuje zajedno sa željenim zračenjem. Pozadinsko zračenje može biti izotropno rasporedjeno ($\epsilon_{geom} \approx 1$) u mernoj laboratoriji (zračenje koje potiče od kosmičkih zraka, zračenja koje emituje zaštita oko detektora, rasejano zračenje iz okoline i sl.) ili predstavljati kontinuum u spektru koji potiče od samog izvora (ϵ_{geom} isto kao što je željeno zračenje koje dolazi iz izvora) - komptonski kontinuum zbog γ zračenja viših energija u spektru.



Slika 1.24. Relativna vrednost a_L (u proizvoljnim jedinicama) u slučaju izotropnog pozadinskog zračenja za:

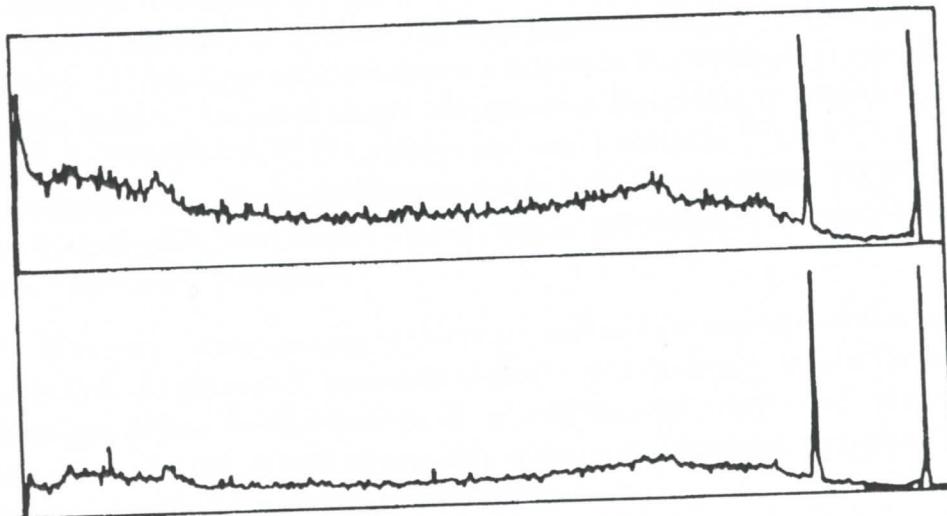
- 1) 120 keV, 1 cm rastojanje tačkastog izvora od detektora
 - 2) 661 keV, 1 cm rastojanje tačkastog izvora od detektora
 - 3) 1332 keV, 1 cm rastojanje tačkastog izvora od detektora
 - 4) 120 keV, 25 cm rastojanje tačkastog izvora od detektora
 - 5) 661 keV, 25 cm rastojanje tačkastog izvora od detektora
 - 6) 1332 keV, 25 cm rastojanje tačkastog izvora od detektora
- Rezultati prikazani za efikasnost $\leq 10\%$ odnose se na LEGe detektore.

Detaljna analiza uticaja pojedinih karakteristika izotropnog pozadinskog zračenja pokazuje:

- da u čitavoj energetskoj oblasti detektor u obliku jame ima najniži prag detekcije.
- da u svim slučajevima treba koristiti maksimalnu geometrijsku efikasnost.

- u niskoenergetskoj oblasti *LEG*e detektor je najpogodniji (samo detektori veoma visoke efikasnosti imaju uporediv a_L , ali uz lošiju rezoluciju).

- kada je geometrijska efikasnost, diktirana geometrijskim uslovima mala, veća pogodnost je koristiti detektor veće efikasnosti, nego u slučaju velike geometrijske efikasnosti.



Slika 1.25. Spektralni fon koji odgovara izvoru ^{60}Co merenom Ge detektorom sa 12% efikasnosti (gornja slika) i 72% efikasnosti (donja slika)

Analizom uticaja detekcionog kontinuma na detekcioni limit može se pokazati sledeće:

- u čitavoj energetskoj oblasti *Compton suppression* spektrometar je najpovoljniji
- relativna prednost *LEG*e pri detekciji niskoenergetskog γ zračenja je veća nego u slučaju izotopnog pozadinskog zračenja.
- za korišćenje na srednjim energijama, treba koristiti što efikasniji detektor.

- treba uvek birati što bolju geometrijsku efikasnost.

Pozadinsko zračenje koje potiče od standardnih kriostata za HPGe detektore sa oko 0,1 odbroja /min. je zanemarljivo za većinu primena. Za merenje uzoraka iz prirode kada se nastoji da se detekcioni limit spusti na najnižu moguću meru treba koristiti velike detektore sa niskofonskim ili ultraniskofonskim kriostatom. Posebno se preporučuju detektori sa efikasnošću 80% do 150% uz izuzetno visok P/C (oko 100:1) i uz tzv. "J" konfiguraciju detektora i kriostata što omogućuje specifične oblike zaštite. Osnovni izvori aktivnosti u kriostatu su primordijalni emiteri: ^{238}U , ^{232}Th , ^{235}U i njihovi potomci i veštački ^{137}Cs i ^{60}Co . Njihov doprinos se posebnim izborom materijala (magnesijum, OFHC Cu, nerđajući čelik, berilijum i aktivni ugalj, specijalno staro olovo) može u znatnoj meri smanjiti.

U svemu ovome ipak ne treba zanemariti ni ekonomsku stranu: cene pojedinih detektora ili vremena merenja pojedinačnih izvora da bi se postigao željeni limit detekcije ili tačnost merenja aktivnosti. Orjentacione cene od oko 1000\$ za procenat relativne efikasnosti treba da bude jedan od orijetira u ovim razmatranjima.

2. Standardizacija procedure kontrole kvaliteta poluprovodničkih γ spektrometara

U SRJ metrološki uslovi koje moraju da zadovoljavaju poluprovodnički γ spektrometri odredjeni su Pravilnikom o metrološkim uslovima za poluprovodničke brojače-spektrometre gama zračenja, službeni list SFRJ br. 22, od 29. marta 1991. godine i Metrološkim uputstvom za pregled poluprovodničkih brojača-spektrometara gama zračenja objavljenim u Glasniku br. 2 od 30. juna 1991. godine. Osnova za pravljenje ovih materijala je "IEEE Test Procedures for Germanium Detectors for Ionizing Radiation", ANSI/IEEE Standard 325 – 1986.

Poluprovodnički gama spektrometri služe za merenje radioaktivnosti u energetskom opsegu od 40keV do 3MeV .

Pri određivanju aktivnosti radioaktivnih izvora dozvoljena merna nesigurnost mora biti u granicama $\pm 10\%$. Referentni uslovi pri kojima je utvrđen ovaj opseg su:

1. Temperatura okoline: $20 \pm 2^\circ C$
2. Referentni pritisak: apsolutni atmosferski pritisak na mestu merenja
3. Relativna vlažnost vazduha: ispod 80%.

Poluprovodnički gama spektrometar sastoji se od:

1. Detektora sa zaštitnom oklopom
2. Izvora napajanja
3. Predpojačivača i pojačivača
4. Višekanalnog analizatora i impulsa
5. Uredjaja za zapis rezultata merenja.

Detektor mora da ima sledeće karakteristike:

1. Materijal: $Ge(Li)$ ili čisti Ge

2. Oblik kristala: planarni ili koaksialni ili sa tunelom (jamom)
3. Širina na polu visini vrha (FWHM): na 1332keV ispod 2.5keV
4. Širina na desetini visine vrha ($FW\frac{1}{1}M$: na 1332keV ispod 5keV)
5. Odnos P/C: 10 do $60 : 1$
6. Relativna efikasnost: jednaka ili veća od 10%.

Ako detektor ima relativnu efikasnost 10%, zaštitini oklop tog detektora mora da obezbedi najmanje toliko sniženje fona da brzina brojanja impulsa u spektru od 40keV do 3MeV ne prelazi 3s^{-1} .

Izvor napajanja mora da obezbedi radni napon na detektoru tako da on može kontinualno da se menja, sa stabilnošću boljom od 1% pri promeni napona na mreži do $\pm 10\%$.

Predpojačivač i pojačivač moraju biti takvi da minimalno stvaraju dodatni šum tako da karakteristika detektora ne odstupa za više od $0,5\text{keV}$ ili 20%.

Višekanalni analizator impulsa mora da pokriva celiu širinu opsega energije i mora imati najmanje 2000 kanala. Širina na poluvisini vrha mora da bude pokrivena sa najmanje 2 kanala.

2.1. Provera metroloških svojstava obuhvata:

1. Provere energetske zavisnosti (provera lincarnosti odziva)
2. Provere efikasnosti
3. Provere reproducidirnosti broja impulsa i lokacije vrha
4. Provere rezolucije sistema
5. Provere odnosa P/C

2.1.1. Provera energetske zavisnosti (provera linearnosti odziva)

Energetska zavisnost se proverava radionuklidima koji se preporučuju u metrološkom uputstvu, čije energije obuhvataju najmanje 50 % potrebnog energetskog opsega.

Za proveru linearnosti odziva potrebno je:

1. Odrediti metodom najmanjih kvadrata, krivu zavisnosti stvarne energije pika od njegove lokacije na spektru.
2. Izračunati koeficijent korelacije koji po apsolutnoj vrednosti mora da je jednak sa dozvoljenim odstupanjem do $\pm 5\%$.

Broj impulsa u jedinici vremena za ceo spektar za maki izvor i geometriju ne sme da prelazi $5000 s^{-1}$.

2.1.2. Provera efikasnosti:

Za proveru efikasnosti se takođe koriste radionuklidi iz spomenute tabele. Aktivnost korišćenih radionuklida treba da bude poznata sa mernom nesigurnošću boljom od $\pm 5\%$. Za izvor centriran aksijalno, apsolutna efikasnost se određuje na određenoj udaljenosti od gornje površine detektora.

Pri proveri apsolutne efikasnosti izvora u vrhu treba da se akumulira najmanje 20000 impulsa.

Apsolutna efikasnost se određuje iz odnosa:

$$\epsilon(E) = \frac{N(E)}{P(E)At}$$

$N(E)$ - broj impulsa pod površinom pika energije E korigovan na fon.

$P(E)$ - verovatnoća (odnos) emisije fotona energije E u jednom raspadu radionuklida.

A - aktivnost radionuklida u Bq

t - vreme merenja

Relativna efikasnost je definisana u obliku

$$\epsilon_r(25) = \frac{\epsilon(E)}{1,2 \cdot 10^{-3}}$$

Vrednost relativne efikasnosti ne sme da se razlikuje za više $\pm 10\%$ od deklarisane i ne sme da varira za više od $\pm 3\%$ izmedju dve kalibracije. Efikasnost se proverava u sledećim intervalima:

- od $0,1 MeV$, za opseg od $0,06 MeV$ do $0,3 MeV$
- od $0,2 MeV$, za opseg od $0,3 MeV$ do $1,4 MeV$
- najmanje na jednoj energiji za opseg od $1,4 MeV$ do $3 MeV$

2.1.3. Provera reproducibilnosti broja impulsa i lokacije pika

Reproducibilnost broja impulsa i lokacije pika za pojedine radionuklide se proverava periodično, a najmanje dva puta godišnje korišćenjem bar jednog dugoživećeg radionuklida pri čemu odstupanje nije veće od $\pm 1\%$ za godinu dana.

2.1.4. Provera rezolucije sistema

Rezolucija sistema se proverava sa najmanje dve gama energije (preporučuju se ^{60}Co i ^{57}Co), sa najmanje 10 kanala pod vrhom. Na spektru se locira redni broj kanala pod vrhom i izmeri se širina vrha (u kanalima) na polovini visine. Rezolucija sistema se dobija prema sledećem obrascu:

$$\Delta E = K1/2 \cdot b$$

$K1/2$ - širina vrha na polovini visine (u kanalima)

b - parametar izražen u $keV/kanalu$

Dobijena vrednost ne sme da odstupa od deklarisane za više od $\pm 5\%$.

2.1.5. Provera odnosa P/C

Komptonov kontinuum je definisan za ^{137}Cs u energetskom intervalu od $358keV$ do $382keV$, odnosno za ^{60}Co u intervalu od $1040keV$ do $1096keV$. Odnos P/C se izračunava tako što se uzima maksimalno izmereni broj impulsa po kanalu u opsegu kojem je lociran vrh (korigovan na fon) i srednji broj impulsa prave linije Komptonovog kontinuuma (korigovan na fon).

2.2. Deklarisane karakteristike γ spektrometra

Merna grupa za gama spektroskopiju u Laboratoriji za nuklearnu fiziku na Institutu za fiziku, Prirodno-matematičkog fakulteta u Novom Sadu sastoji se od Poluprovodičkog HPGe detektora (gama spektrometar)

tip: GC – 2520 – 7600s1S

serijski broj: b87053

proizvodjač: Canberra, SAD Spoljašnjim pregledom je utvrđeno da se merna grupa sastoji od:

Izvor stabilisanog napona:	1400, Canberra, SAD
Izvor visokog napona do 5kV:	AEC 500, ELSCINT, Izrael
Spektroskopski pojačivač:	2021, Canberra, SAD
Višekanalni analizator:	35 Plus, Canberra, SAD
ADC:(4 komada)	8075, Canberra, SAD
Poluprovodnički HPGe detektor:	GC-2520-7600s1S, Canberra, SAD
- serijski broj:	b87053
- godina proizvodnje:	1989.
- rezolucija:	$1,83keV$ na $E_\gamma = 1332,50keV$ za ^{60}Co
- odnos P/C:	57,6 za $E_\gamma = 1332,50keV$ za ^{60}Co
- relativna efikasnost:	27% za $E_\gamma = 1332,50keV$ za ^{60}Co
Kriostat zapremine 301:(2 komada)	Canberra, SAD
Računar:	INTEL 486

Softverski paket:

- modifikovani Sampo

Štampač:

Pinwriter, NEC, Japan

Nisofonska gvozdena zaštitna komora:

- debljina zidova: 250 mm

- korisna zapremina: 1m³

- proizvodjač: Geosonda, Jugoslavija

2.3. Provera metroloških karakteristika

Spoljašnjim pregledom je utvrđeno da etalon ispunjava metrološke uslove propisane pravnikom o metrološkim uslovima za poluprovodničke brojače - spektrometre gama zračenja ("Službeni list SFRJ", br. 22/91).

2.3.1. Provera nivoa šuma

Prvi korak u provjeri metroloških karakteristika γ spektrometra je bila provera nivoa šuma.

Bez primjenjenog visokog napona, šum na izlazu iz predpojačivača je bio 25 mV. Polarizacija detektora vršena je brzinom od 500 V/3 min. Pri primeni visokog napona detektor se adekvatno ponašao, a šum koji se prati na osciloskopu se konstantno smanjivao ($U=500$ V nivo šuma = 13 mV ; $U=1000$ V nivo šuma = 8-9 mV; $U=1500$ V nivo šuma = 6-7 mV; $U=3500$ V nivo šuma = 5 mV; $U=3800$ V nivo šuma < 5mV).

Detektorski sistem sa ovakvim karakteristikama u potpunosti ispunjava zahteve propisane Pravilnikom.

2.3.2. Izbor optimalne vremenske konstante pojačivača

Pošto rezolucija detektora zavisi od pravilnog izbora vremenske konstante τ pojačivača (vidi poglavljje 1.6) sledeći korak pri radu i kontroli kvaliteta poluprovodničkog γ spektrometra je izbor optimalne vremenske konstante. Provera je izvršena variranjem vremenske konstante τ od $0,25 \mu s$ do $8\mu s$. Oblik vrha u spektru za vremensku konstantu

$\tau = 0,25\mu s$ je bio neadekvatan. Ostale vrednosti širine na polovini visine $E_\gamma = 1332,5\text{keV}$ ^{60}Co su date u tabeli.

Tabela 2.1. Rezolucija detektora u zavisnosti od vremenske konstante pojačivača

Br.	$\tau(\mu s)$	Položaj vrha (ch)	Br. kanala	FWHM(ch)	R(%)
1.	1,5	2090,5	20	3,71	0,177
2.	3	2337,6	19	3,48	0,149
3.	4	1926,5	20	3,09	0,16
4.	5	1902,1	20	2,79	0,147
5.	6	1847,3	19	2,93	0,16
6.	8	1968,2	20	3,16	0,16

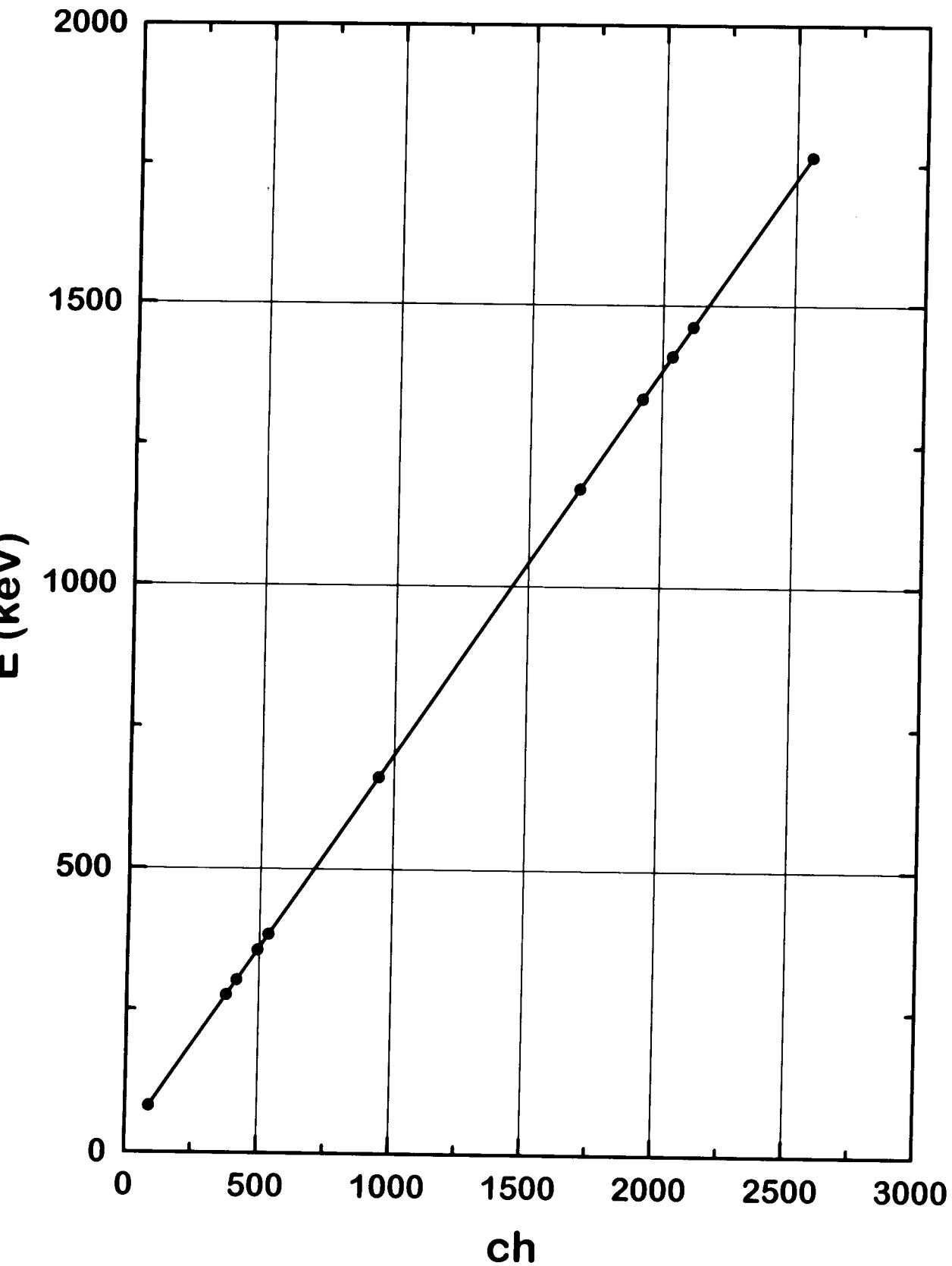
Merenja su izvršena pomoću tačkastog izvora ^{60}Co na rastojanju 25 cm od detektora, vreme merenja je bilo 300 s. Dobijena rezolucija (R) je najbolja na $3\mu s$ i $5\mu s$. R ne varira značajno u intervalu $\tau = 1,5\mu s - 8\mu s$. Na osnovu preporuke proizvodjača za dalji rad je izabrana vremenska konstanta $\tau = 4\mu s$. Rad sa dužim vremenskim konstantama pri velikim brzinama brojanja unosi opasnost sabiranja signala.

2.3.3. Provera linearnosti odziva - energetska kalibracija

Pojačanje je odabранo tako da 4096 kanala približno pokriva interval energija predviđen zakonom (od 40 keV - 3MeV).

Pri proveri linearnosti odziva korišćeni su tačkasti izvori ^{133}Ba , ^{137}Cs , ^{60}Co , ^{152}Eu (^{154}Eu). Da bi kalibracione energije pokrivale bar 50% energetskog intervala od 40keV - 3MeV za kalibraciju su se koristile i dve fonske linije: ^{40}K i ^{238}U (^{214}Bi).

ENERGETSKA KALIBRACIJA



Radionuklid	Energija	kanal
^{133}Ba	80,989(5)	89,5(1)
^{133}Ba	276,388(9)	376,3(1)
^{133}Ba	302,851(9)	415,2(1)
^{133}Ba	355,999(10)	493,2(1)
^{133}Ba	383,841(9)	534,0(1)
^{137}Cs	661,660(3)	941,6(1)
^{60}Co	1173,237(4)	1692,7(1)
^{60}Co	1332,501(5)	1926,3(1)
$^{152}Eu(^{154}Eu)$	1408,02(5)	2037,3(1)
^{40}K	1460,832(10)	2115,0(1)
$^{238}U(^{214}Bi)$	1764,490(22)	2560,9(1)

$$a = 20,06$$

$$b = 0,6812$$

R = 0,999999987 - koeficijent korelaciјe, stepen linearnosti

Vremena merenja radioaktivnih izvora su se birala tako da dobijeni vrhovi u spektru imaju približno isti odbroj tj. da njihovi položaji budu određeni sa istom tačnošću. U metrološkom uputstvu od izvora koji imaju energije veće od 1,5 MeV se preporučuje $^{88}Y(E_\gamma = 1836,06)$, ali ga njegov period poluraspada ($T_{1/2} = 106,62$ dana) čini nepraktičnim za korišćenje kao standardni izvor. Zato smatramo da u slučajevima kada je to vremenski izvodljivo treba iskoristiti i odgovarajuće visokenergetske fonske linije.

Koeficijent korelaciјe pokazuje visok stepen linearnosti odziva i daleko prevaziđa Metrološkim uputstvom dozvoljeno odstupanje od $\pm 5\%$

2.3.4. Provera energetske rezolucije

Provera energetske rezolucije izvršena je pomoću tačkastog izvora ^{60}Co na energiji $E_\gamma = 1332,501 \text{ keV}$ i dobijene su sledeće vrednosti: FWHM = 1,97 keV i FWTM = 3,81 keV. Odgovarajuće vrednosti koje je deklarisao proizvodjač 5.05.1988. iznose: FWHM = 1,83 keV i FWTM = 3,42 keV. Širna na 1/10 visine kako je izneto u poglavljju 1.7, treba da bude manja od $1,82 \times FWHM = 3,59 \text{ keV}$

Dobijene vrednosti u određenoj meri odstupaju od deklarisanih vrednosti (FWHM = 1,83 keV, FWTM = 3,42 keV). Ovo odstupanje je očekivano za detektor koji je u upotrebi oko 10 godina. Ipak izmerene vrednosti su u okviru granica predstavljenih Pravilnikom (FWHM < 2,5 keV; FWTM < 5 keV).

2.3.5. Provera odnosa P/C

Provera odnosa P/C je izvršena pomoću tačkastog izvora ^{60}Co koji se nalazi na osi detektora na rastojanju od 25 cm.

Odbroj u kanalu maksimuma vrha $E_\gamma = 1332,501\text{keV}$ je iznosio $P_{\max} = 12073$. Komptonski plato koji se koristi pri određivanju P/C se nalazi izmedju 1040 keV i 1096 keV što je u našem slučaju odgovaralo odbroju u kanalima izmedju 1497 i 1579 (83.). Integralni odbroj iznosio je 20091.

$$C = \frac{20091}{83} = 242,1(17) \quad P = 12073(110)$$

$$P/C = \frac{12073}{242,1} = 49,9$$

$$\frac{\Delta(P/C)}{P/C} = \sqrt{\left(\frac{\Delta P}{P}\right)^2 + \left(\frac{\Delta C}{C}\right)^2} = 0,07 = 7\%$$

$$\Delta(P/C) = 3,5 \quad P/C = 49,9(35) : 1$$

Vrednost deklarisana od proizvodjača: $P/C = 57,6 : 1$ Izmereni odnos se u izvesnoj meri razlikuje od deklarisanih što je moguće objasniti specifičnošću uslova merenja (antikomptonski NaI se nalazio oko Ge detektora što povećava broj komptonski rasejanih fotona i smanjuje odnos P/C).

2.3.6. Provera reproducibilnosti broja impulsa i položaja vrha

Reproducibilnost broja impulsa i položaja vrha je izvršena pomoću radioaktivnih izvora ^{133}Ba , ^{137}Cs , ^{60}Co . Dobijeni rezultati dati su u tabeli.

Radionuklid	Energija (keV)	R. br.kanala	Površina vrha	σ	3σ
^{133}Ba	80,99	89,5(1)	84545	291	872
		89,5	84625	291	873
^{133}Ba	276,39	376,3	13746	117	352
		376,3	13472	116	348
^{133}Ba	302,85	415,2	26638	163	489
		415,2	26291	162	486
^{133}Ba	356,00	493,2	70678	266	798
		493,2	70234	265	795
^{133}Ba	383,84	534,0	9632	98	294
		534,0	9628	98	294
^{137}Cs	661,66	941,6	35945	190	569
		941,6	35839	189	568
^{60}Co	1173,237	1692,7	28615	169	507
		1692,7	28912	170	510
^{60}Co	1332,50	1926,3	25936	161	483
		1926,3	25597	180	480

Vremena merenja pojedinih izvora su birana tako da je njihov statistički značaj jednak. Od 8 vrhova čija se reproducibilnost pratila svih 8 položaja se međusobno poklapaju u okviru greške odredjivanja položaja vrha. Površine dva od osam vrhova se međusobno ne preklapaju u okvirima greške od 1σ , dok svih 8 imaju vrednosti koje se nalaze u okvirima $\pm 3\sigma$.

2.3.7. Odredjivanje apsolutne i relativne efikasnosti

Apsolutna efikasnost je određena na osnovu formule:

$$\epsilon(E) = \frac{N(E)}{P(E)At}$$

Vidi poglavlje 2.1.2.

$$E_\gamma = 1332,5 \text{ keV}$$

$$A = 384,80 \text{ kBq} \pm 1,9 \quad \text{1.VI 1976.}$$

$$T_{1/2} = 1925,5 \text{ dana}$$

$$P_\gamma = 0,9998$$

$T = 7813$ dana - Vreme proteko od 1. VI 1976. do datuma merenja

$A = 23,108(439)kBq$ - Aktivnost u trenutku merenja

$$N = 21936(148)$$

$$t = 3000s$$

$$d = 25cm$$

$$\epsilon(1332,5) = \frac{21936}{23,108 \cdot 10^3 \cdot 0,9998 \cdot 3000} = 3,16(6) \cdot 10^{-4}$$

$$\epsilon_{rel} = \frac{3,16(6) \cdot 10^{-4}}{1,2 \cdot 10^{-3}} = 26,3(5)\%$$

Vrednost ϵ_{rel} deklarisana od proizvodjača na dan 5. V 1988. $\epsilon_{rel} = 27\%$. Izmerena vrednost se od deklarisane razlikuje približno 2,5 %, što je u okviru uslova predvidjenih pravilnikom.

ZAKLJUČAK

Ovaj rad je bio pokušaj da se radu sa poluprovodničkim γ spektrometrima pridje sa potpuno praktične strane i da se kombinujući razne metode (merenja, računarske simulacije i teorijska razmatranja) dobije što potpuniji uvid u rad i način kontrole poluprovodničkih Ge spektrometara.

U vreme kada ideja standardizacije - procedura kontrole kvaliteta predstavlja jednu od najznačajnijih oblasti rada u fundamentalnoj i primjenjenoj nauci, pokušali smo da sumirajući svetska iskustva i iskustva Laboratorije za nuklearnu fiziku Instituta za fiziku u Novom Sadu odredjene procedure proverimo i eventualno predložimo načine za njihovo poboljšavanje.

Način rada i metodologija merenja su delom bili uslovljeni raspoloživom opremom i radioaktivnim izvorima dovoljne aktivnosti.

Metodologija je testirana na poluprovodničkom detektoru u Laboratoriji za nuklearnu fiziku Instituta za fiziku u Novom Sadu što je omogućilo da se uoče nedostaci i sugerisu poboljšanja.

Tokom rada smo pokušali da koristeći mogućnosti Interneta dobijemo podatke o trenutnom stanju u ovoj oblasti u svetu.

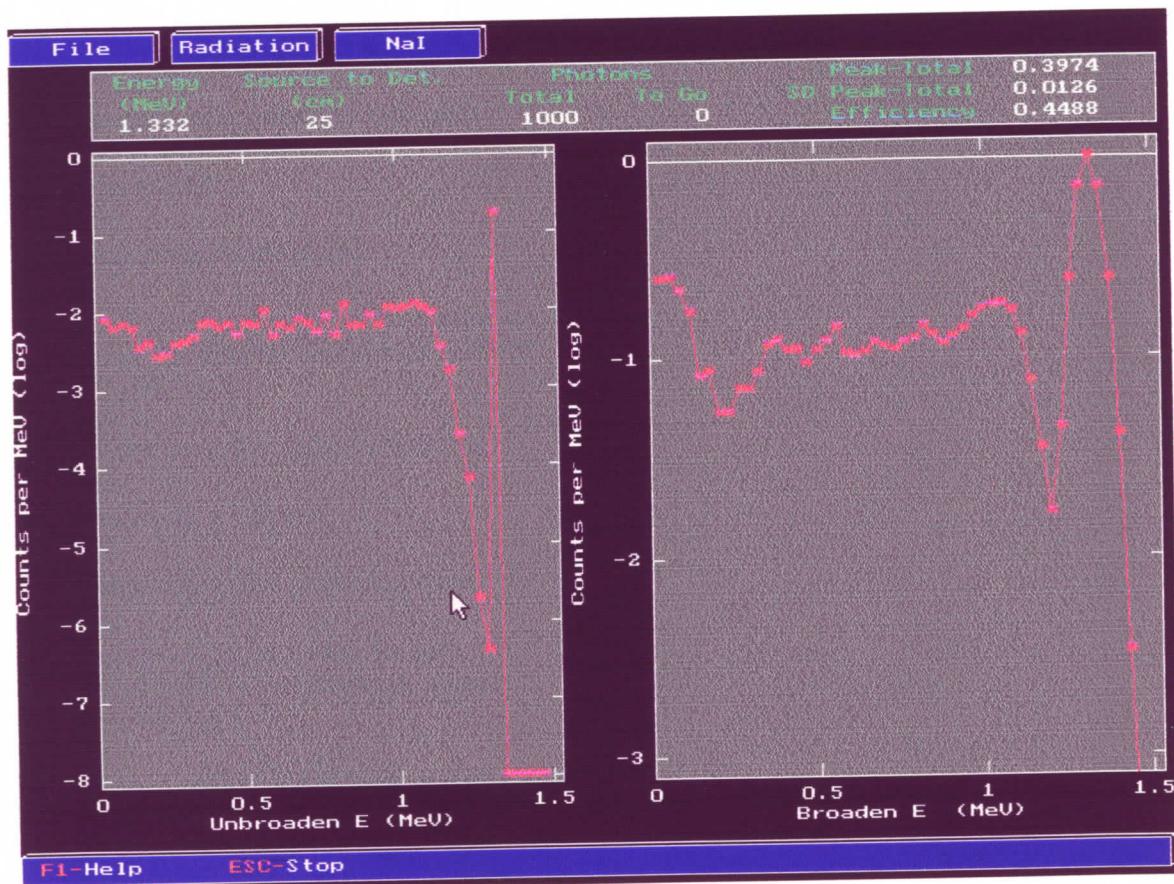
Literatura

1. Leo, W.R. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer - Verlag, Berlin Heidelberg, New York (1994)
2. G.F. Knoll, *Radiation Detection and Measurements* (second edition) John Wiley and Sons, New York, 1989.
3. *IEEE Test Procedures for Germanium Detectors for Ionizing Radiation*, ANSI/IEEE Standard 325 - 1986.
update 1996.
4. Bigelow, Moloney, Philpott, Rothberg, Nuclear and Particle Physics Simulations Consortium for Upper - level Physics Software John Wiley & Sons, INC.
5. EG & G ORTEC *Modular Pulse - Processing Electronics and Semiconductor Radiation Detectors*, 1995.
6. CANBERRA Reference 1, *Detector Basics*
7. CANBERRA Reference 2, *Low - Level γ Spectroscopy*
8. Virginia S. Shirley, *Table of Radioactive Isotopes* John Wiley & Sons, 1986.
9. *Pravilnik o metrološkim uslovima za poluprovodničke brojače - spektrometre γ zračenja*, Službeni list SFRJ broj 22, 29 Mart 1991.
10. *Metrološko uputstvo za pregled poluprovodničkih brojača - spektrometara γ račenja*, Savezni zavod za mere i dragocene metale, Beograd, Glasnik broj 2 od 30. juna 1991. godine.

Internet adresse

- <http://www.oxfordnuclear.com/prodgsp.htm>
- <http://www.canberra.com/products/det.htm>
- <http://www.nucleonics-online.com/6e208.html>
- <http://www.cern.ch>
- <http://www.egginc.com>
- <http://www.ansi.org>
- <http://www.nnds.bnl.gov>
- <http://www.t2lanl.gov>





UNIVERZITET U NOVOM SADU
PRIRODNO-MATEMATIČKI FAKULTET
KLJUČNA DOKUMENTACIJSKA INFORMACIJA

- Redni broj:
RBR
 - Identifikacioni broj:
IBR
 - Tip dokumentacije: *Monografska dokumentacija*
TD
 - Tip zapisa: *Tekstualni štampani materijal*
TZ
 - Vrsta rada: *Diplomski rad*
VR
 - Autor: *Jelena Marković, 86/91*
AU
 - Mentor: *Dr Miroslav Vesković, vanredni profesor PMF Novi Sad*
MN
 - Naslov rada: *Standardizacija kontrole kvaliteta poluprovodničkih gama-spektrometara*
NR
 - Jezik publikacije: *Srpski (latinica)*
JP
 - Jezik izvoda: *Srpski*
JI
 - Zemlja publikovanja: *Jugoslavija*
ZP
 - Uže geografsko područje: *Vojvodina*
UGP
 - Godina: *1997.*
GO
 - Izdavač: *Autorski reprint*
IZ
 - Mesto i adresa: *Prirodno-matematički fakultet, Trg Dositeja Obradovića 4, 21000 Novi Sad*
MA
 - Fizički opis rada: *(2/54/10/25/0/7/0)*
FO
 - Naučna oblast: *Fizika*
NO
 - Naučna disciplina: *Nuklearna fizika*
ND
 - Predmetna odrednica/ključne reči:
Standardizacija, Ge detektori, Gama-spektrometrija
PO
 - Čuva se: *Biblioteka Instituta za fiziku, PMF Novi Sad*
ČU
 - Važna napomena: *Nema*
VN
 - Izvod: *U radu je je izvršeno proveravanje različitih procedura za standardizaciju poluprovodničkih gama-spektrometara. Takođe*
- je dat i pregled o trenutnom stanju u ovoj oblasti u svetu.*
- Datum prihvatanja teme od strane Veća:
28.11.1997.
 - Datum odbrane:
DO
 - Članovi komisije:
Predsednik:
Dr. Išvan Bikit, redovni profesor,
PMF, Novi Sad
Članovi:
Dr. Željko Škrbić, docent,
PMF, Novi Sad
Dr. Miroslav Vesković, vanredni profesor
PMF, Novi Sad
KO