

UNIVERSITET U NOVOM SADU

PRIRODNO-MATEMATICKI FAKULTET

P I Z I K A



ODREĐIVANJE EPIKASNOSTI ČISTOG Ge DETEKTORA

- Diplomski rad -

GRUJIC L. RADE

september 1977. god.

NOVI SAD

Zahvaljujem profesorima DR. LAZARU  
MARINKOVU i DR. IŠTVARU BIKITU na  
predloženoj temi i pruženoj pomoći.  
Tekodje zahvaljujem JAROSLAVU SLIVKI  
i JAKOVU IBBJATOVU na pruženoj pomoći.

# S P E K T R O M E T R I J

	Strana
Uvod .....	
I GLAVA	
SPEKTROMETRIJSKI ZAČEPOVNIK .....	3
1.1. OSNOVNI POGLED NA VJEĆE SPECTROMETRA .....	3
1.1.1. Moć razdvajanja spektrometra .....	4
1.1.2. Efikasnost spektrometra .....	5
1.1.3. Nerni opseg spektrometra .....	5
1.2. MIHANJEMENAT POLUPROVODNIČKIH SPEKTROMETARA ..	6
1.2.1. Mekanizam provođenja struje kod poluprovod... ..	7
1.2.2. Čestitljivost poluprovednika (P-N spoj).....	10
II GLAVA	
INTERAKCIJA SVETLICE S VREDOM I PRAVILJEM .....	13
2.1 FOTOEFEKT .....	13
2.2. KOMPONENTI SVETLINE .....	16
2.3. PARALELNE LINIJE .....	17
III GLAVA	
3.1. SISTEMI SVETLINE I SPREMIJATELJ .....	19
3.2. BLOK DIOVI I LASEROPUTA .....	21
3.3. KRIVE EFIKASNOSTI .....	22
IV GLAVA	
KALIBRACIJA SPEKTROMETRA .....	27
4.1. SPECTRI KALIBRACIONIH IZVORA .....	27
4.2. ODREDBITVENE VREDNOSTI INTEGRALNI DIFRAKTORA .....	29
ZAKLJUČAK	
ZAKLJUČAK	
ZAKLJUČAK	

## U V O D

Zahvaljujući dobroj poznavanju interakcije nuklearnog zračenja i materije, veoma brzo su se razvijale metode detekcije u nuklearnoj fizici. Počev od najstarijih detektora (fotografske emulzije), uporedno sa ranijim nuklearne fizike razvijani su i poluprovodnički detektori. Do njihove široke upotrebe za merenje energije i intenziteta gase-zračenja, korišteni su mehanički scintilačioni detektori. Nadjutim, podaci dobijeni od njih nisu bili precizni, jer scintilačioni spektrometri imaju slabo energetsko razlaganje. Poluprovodnički spektrometri imaju veoma dobro energetsko razlaganje, a pri redu nisu potrebni izvori visokih aktivnosti. Zato su oni pogodniji za analizu spektara. Ovis kvalitetin: oni nadmašuju sve ranije korištene spektrometre i zbog toga imaju veoma široku primenu u nuklearnoj spektroskopiji.

Za izradu poluprovodničkih detektora koriste se silicijum i germanijum. Silicijum se koristi za detekciju laskih i teških naložljivih čestica, a može da posluži i za detekciju X-zraka. Germanijum se u početku koristio za detekciju gase-zraka, a u najnovije vreme uključujući specijalnoj tehnologiji napravljen je kristal

Sistog geracnjuna za detekciju X-zraka. U principu mehaničkog rada tekvog detektora isti je kao i rad Ge(Li) detektora.

Danas se u mnogim naučnim oblastima koriste metode nuklearne fizike, a jedna od njih je destruktivna analiza posredom fluorescencije X-zraka. Da bi se kvantitativno moglo vršiti fluorescentna X-analiza potrebno je detektor kalibrirati što je i bilo tona ovog rada. Znači, da bi se detektor mogao koristiti potrebno je odrediti njegovu efikasnost u funkciji od energije gama-izraženja. Za snimanje krive efikasnosti u ovom redu koristišteni su sledeći kalibracioni izvori: Hg<sup>203</sup>, Am<sup>241</sup>, Ce<sup>137</sup> i Ba<sup>133</sup>. Posredom kalibracionih izvora snimljeno je krivo efikasnosti na tri različita rastojanja izvora od detekteora, odakle se može videti kako se efikasnost menja sa rastojanjem izvor - detektor i sa energijom gama-kveneta.

## I G L A V A

### SPEKTROMETRI GAMMA-ZRAČA

Dnevremenim poluprovodničkim detektorima po principu rade ne razlikuju se od nejeterijih, po gennđnjem shvatanju sestreljih detektora. Ovo je i resumljivo kad se može da svaki od njih rade na istim efektima o kojima će tek biti reči. Razlike izmedju poluprovodničkih detektora i npr. ionizacione komore je u osnovu "punjenju" detektora. Dok je ionizaciona komora punjena gasom, poluprovodnički detektor je "punjen" čvrstim materijalom. Uvrate da se interakcijen formira lekki i teški jon, kod interakcije srećenja sa poluprovodnicima formuje se lekki jon - elektron i pozitivno naselektrisanje - dupljina. Dupljina se u aktivnoj zapremini kreće istom brzinom kao i elektron.

#### 1.1. OSNOVNE KARAKTERISTIKE SPEKTROMETRA

Kako se rezultati merenja dobijaju emisijom - obredom spektroa, koji se naziva spektrometru, potrebno je definisati osnovne karakteristike spektrometra a to su:

- 1) Red redleganja spektrometra ( $R$ )
- 2) Efikasnost ( $\epsilon$ )
- 3) Merni opseg spektrometra ( $I$ )

### 1.1.1. Metod razlaganja spektrometra

Pošto je merenje energije u spektru statistički proces to i monoenergijske linijske u spektru iznaju određenu širinu. Zbog toga se dve energijski veoma bliske linijske ne mogu u spektru videti uvek razdvojene. U najčešćim slučaju metod razlaganja se definiše tako što se dve linijske u spektru smanjuju razdvojenjem, tako da su jedne u odnosu na drugu pomerene sa polovinu širine linijske na polovinu maksimuma linijske. Za energiju  $E_1$ , metod razlaganja se definiše kao:

$$R = \frac{E_1}{\Delta E} \cdot 100\% \text{ gde je } \Delta E \text{ širina linijske na polovini visine a } E_1 \text{ energija koja odgovara tej linijski. U praksi se češće koristi recipročna vrednost koja se naziva energetsko razlaganje i izračunava se u procentima.}$$

$$P = \frac{\Delta E}{E_1} \cdot 100\%$$

Pošto broj stvorenih parova sledi Gausovu raspodelu, može se uspostaviti vezu između energetskog razlaganja, broja stvorenih parova i širine linijske na polovini visine. Ako je za stvaranje para nosilac naselektrisanja potrebna energija  $W$ , tada je broj parova dat kao:

$$N = \frac{E}{W}, \text{ gde je } E \text{ energija gama-kvanta.}$$

Širina Gausove raspodele na polovini visine je  $2,35 \sigma_n$ , gde je  $\sigma_n = \sqrt{N}$  greška Gausove raspodele. Ako se vratiš na formulu  $P = \frac{\Delta E}{E_1} \cdot 100\%$  dobije se formula za energetsko razlaganje,

$$P = \frac{2,35 \sigma_n}{E} \cdot 100\% \quad \text{odnosno,}$$

Gornje granice kod poluprovodničkih brojača зависи од deblijine kristala kao i od toga koliko je kristal podložen radijacijonom oštetjenju. Donja granica je određena deblijinom artvog sloja brojača i Sunom pretpostavljače.

### 1.2. MEHANIZAM RADА POLUPРОВОДНИЧКИХ ДЕТЕКТОРА

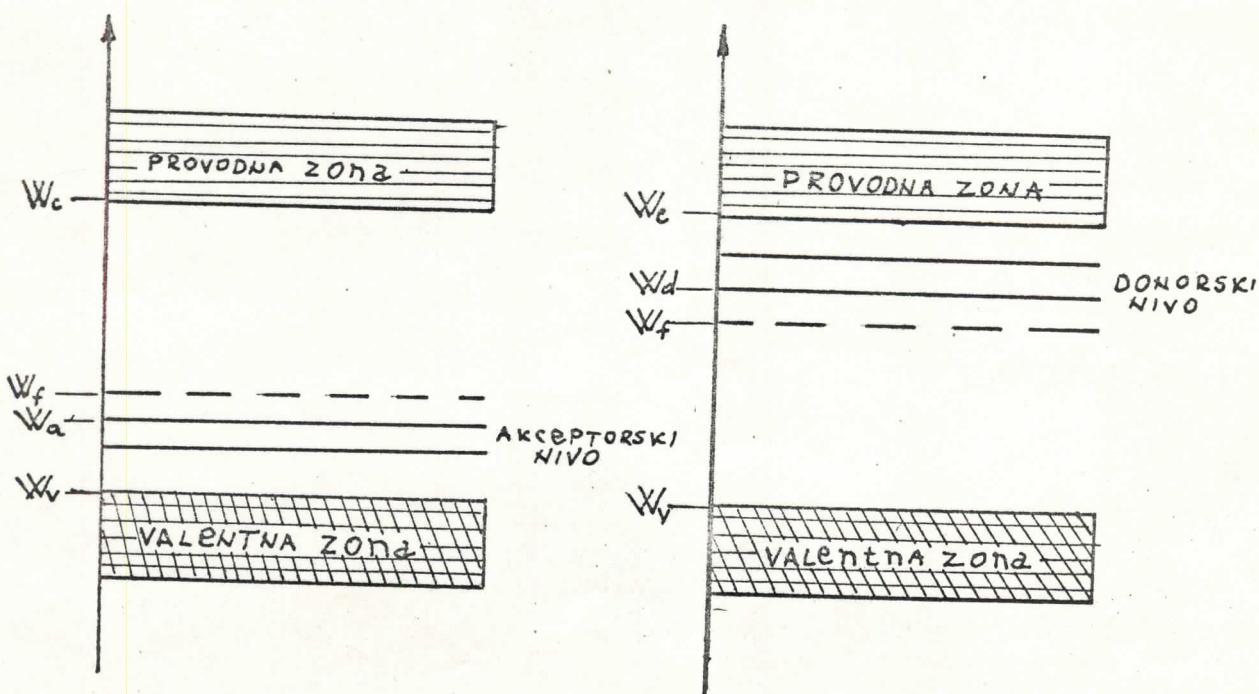
Kristali silicijuma i germanijuma koji se upotrebljavaju se izradu detektora, ingredjeni su tako što su četiri periferne elektrone svakog atoma kovalentno vezana sa elektronima susednih atoma u kristalnoj rešetci. Ovako formirana kovalentna veza snijava energetsku nivoo elektrona. Kod idealno čistih poluprovodnika imamo ravnotežu, tj. jedna broj šupljina i elektrona u kristalu. Kada se u kristal ubaci nečistoća, dolazi do povećanja jedne vrste nosioca neselektrisanija, pa u kristalu imamo glavne i sporedne nosiocese. Ako je ubaćena nečistoća iz pete grupe atoma povećava se koncentracija elektrona ( $n$ ), i ovi poluprovodnici nazivaju se poluprovodnicima N-tipa, a same prinešu donorski atoni. Kad dodano prinesce iz treće grupe atoma povećava se koncentracija šupljina ( $p$ ), dobija se poluprovodnik P-tipa, a prinesni atoni se zovu skeptorski. Vara između slobodnih elektrona ( $e$ ) i šupljina ( $p$ ) na dotoj temperaturi je:

$$n^*p = n_i^2$$

gde je  $n_i$  ravnotežna koncentracija nosioca u materijalu bez prinesaca.

### 1.2.1. Mehanizom provodjenja struje kod poluprovodnika

Iz same strukture poluprovodnika vidimo da umesto diskretnih nivoa, u poluprovodnicima moraju postojati energetske zone. Osobine zone zavise od popunjavanja elektrona. Pošto imamo dve vrste nosilaca nadelektrisanja, razlikujemo provodnu i valentnu zenu. Izmedju provodne i valentne zone nalazi se zatvorenjene zone čije visins kod poluprovodnika iznosi 0,01 - 3 eV. Za silicijum i germanijum iznosi 1,1 i 0,72 eV respektivno. Pošto su akceptorski atomi niže energetski, to su nivoi kristalne rešetke koji od njih potiču bliže valentnoj zoni. Donorski nivo je bliže provodnoj zoni jer su donori u kristalnoj rešetci energetski više, što je prikazano na sl. 1.2.1.



Sl. 1.2.1. Energijske Šeme P i N-tips poluprovodnika

Svi prikazani nivoi su sl. 1.2.1. /provodne i valentne zone, donorski i akceptorски nivo/ popunjaju se prema Fermi-Direktovej statistici. Verovatnoće naloženje atoma na stenu energije E, izražena je Fermi-Direktovom raspodelom:

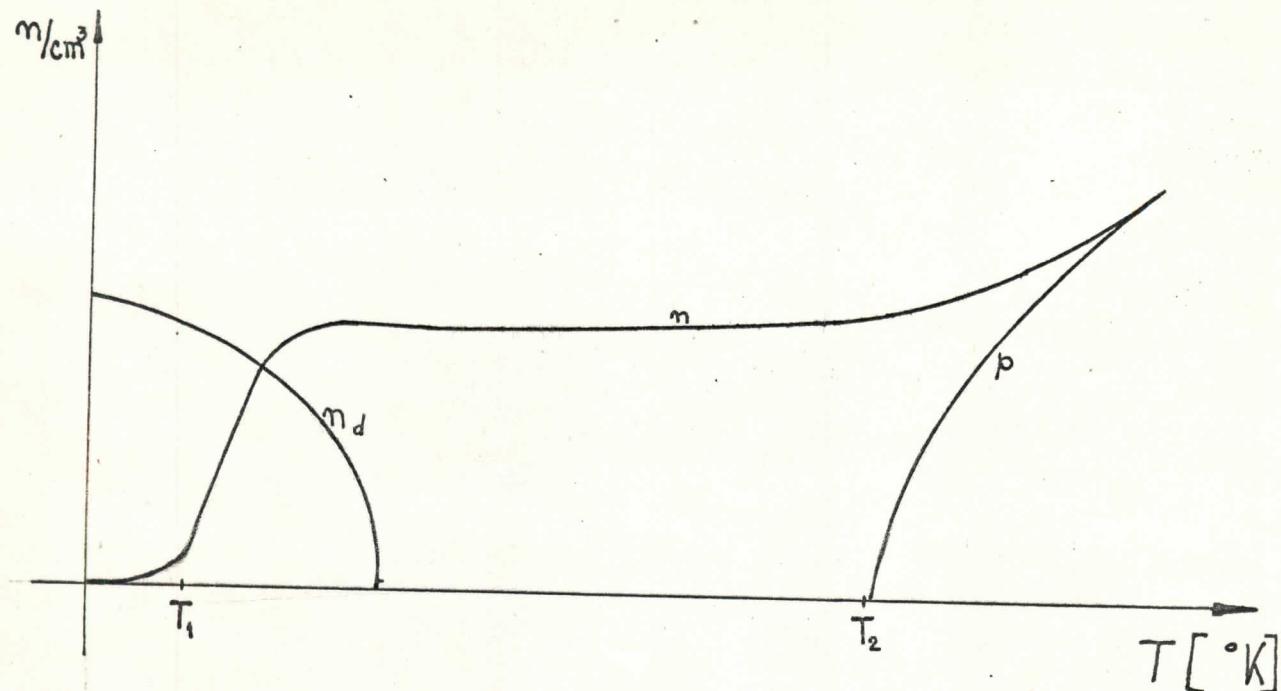
$$f_n = \frac{1}{1 + e^{\frac{E - E_f}{kT}}}$$

Verovatnoće naloženje šupljina na nekom stenu sa energijom E data je:

$$f_p = 1 - f_n = \frac{1}{1 + e^{\frac{E_f - E}{kT}}}$$

U nevedenim izrazima k je Boltzmannova konstanta, T apsolutna temperaturna, a E<sub>f</sub> je Fermijev nivo sa koji je verovatnoće naloženje elektrona jedna polovina.

U materijelu besprimesne čistote, elektroni u provodnoj, a šupljine u valentnoj zoni noseći u jednokom broju, eksitacijom elektrone kroz zaobrenjenu zonom. Ovakva provodnost se naziva sopstvena provodnost. Kako se ova provodnost realizuje samo na višim temperaturama, ugradnjom donora ili akceptora omogućeno je provođenje i na nižim temperaturama njihovom aktivacijom, jer primene deju dodatne elektrone i šupljine. Iz energije i broja donorskikh i akceptorских stenja, a ne osnovu Fermi-Direktove statistike, može se naći tempperturne zavisnost koncentracije slobodnih nosilaca. Ta zavisnost je prikazana na sl. 1.2.2. a za njeno objašnjenje posmatrano poluprovodnik N-tipe.

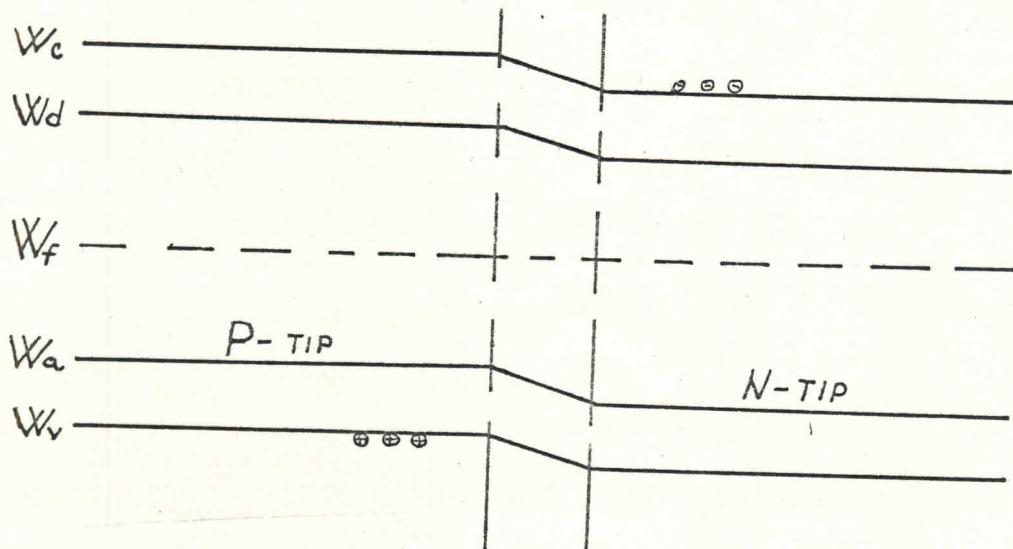


Sl. 1.2.2. Temperaturne zavisnosti koncentracije nosilaca u poluprovodniku N- tipa

Pošto se sa temperaturom menjaju koncentracije elektrona donora i šupljina može se zaključiti da se termičke karakteristike provodnosti može podeliti na više oblasti. Na temperaturne bližkim apsolutnoj nuli svi elektroni su u najnižim energetskim stanjima, pa energije termičkog oscilovanja kristalne rešetke nije dovoljne da otkine elektrone iz donorskih atoma. Povećanjem temperature do  $T_1$  /oko 30 °K/ peti elektroni donorskih atoma počinju da prelaze u provodnu zonu i na nešto višoj temperaturi od  $T_1$  svi peti elektroni donorskih atoma postaju slobodni. Međutim i na ovoj temperaturi nema ekskcitacije elektrona iz valentne zone, broj nosilaca ostaje konstantan i ova oblast se naziva oblast zasićenja. Tek na nekoj temperaturi  $T_2$  /preko 300 °K/, dolazi do primetnog ~~zaklanjanja~~ kovančnih veza atoma poluprovodnika i počinje ekskcitacija elektrona iz valentne u provodnu zonu. Onda koncentracija elektrona negde raste i pojavljuju se slobodne šupljine. Usled ove ekskcitacije raste provodnost kristala i iznad 450 °K oblast sopstvene provodljivosti. Dakle, vidimo da provodnost poluprovodničkih kristala raste sa temperaturom.

### 1.2.2. Osetljiva oblast poluprovodnika /P-N spoj/

Spajanjem P i N - poluprovodnika čeonim površinama, difuzijom dolezi do vrlo brzog, /trenutnog/ razmeštanja slobodnih nosilaca neselektrisanja zbog razlike koncentracije šupljina, odnosno elektrona u jednom i drugom komadu. Ako se u jeden deo kristalne rešetke unesu akceptori, u drugi donori, stvara se prelezne oblasti izmedju te dva sloja, jer su akceptorski i donorski nivoi čvrsto vezani u rešetku dok slobodni elektroni i šupljine difunduju kroz spoj. Usled difuzije dolezi do stvaranje dipolnog sloja i javlja se pomeranje energetskih nivoa u P i N sloju. U N-sloju energetski nivoi se snižavaju, jer rekombinacijom slobodnih elektrona iz N-oblasti se šupljinske iz prelezne oblasti stvara se višak pozitivno naselektrisanih donora. U P-sloju ostaju ionizovani akceptori i oni podižu energetske nivoe. Fermijevi nivoi će se izjednačiti jer svaka energetsko stanje sa obe strane prelezne oblasti poseduje istu vjeratnoću zaposedanja elektronima, što je prikazano na slici 1.2.3.



Sl. 1.2.3. Energetski dijagram P-N spoja

Krajevi ovakog poluprovodnika ponešaju se kao linearni elementi, dok se oblast prostornog neelektrisanja /prelezna/ poneša kao nelinearni element /diode/. Ako se ovakav spoj polarizuje inversno, menjaju se energijske strukture i energijski nivoi se pomenuju. Fermijev ni vo se pomeri teko da se širi oblast prostornog neelektrisanja. Tako formirano električno polje izvlači slobodne nosiće neelektrisanja iz preleznog sloja do neke debeline  $W$ . U depolnom sloju ostaju samo potpuno ionizovani fiksirani donorski i akceptorski atomi. Gustina nosilaca je konstantna u svim slojevima, ali se razlikuje od sloja do sloja. Pošto se električno polje menja linearne sa razdaljom, pa se potencijale koji se javlja je paraboličan sl. 1.2.4. Kako je kod poluprovodničkih detektori N-članog bogat primesama skoro sva potencijala gde je u P-sloju pa je debeline berijere data:

$$W = \frac{K / V + V_0^{1/2}}{2 \pi q N_e}$$

gde je:  $K$ -dielektrične konstante materijala,  $N_e$ -gustine rešetke električne aktivnih centara u P-sloju,  $V_0$ - potencijalna razlika u ravnotežnom stanju.

Kako u berijeri ostaje veoma malo broj nosilaca, njena provednost je mala u odnosu na provednost P i N-sloja. Primenom malih inversnih napona /do  $V$ / u berijeri se stvara veoma jak električno polje /do  $10^4$  V/cm/ i ono brzo sakuplja nosiće stvorene u berijeri. Znati, kad neelektrisane čestice i foton stvoreni u berijeri izvesten broj slobodnih nosilaca oni će biti brzo sakupljeni na elektrodama i na otporniku u električnom kolu brojčan dobija se zimpuls kao dokaz interakcije.

## II G L A V A

### INTERAKCIJA ZRAČENJA I MATERIJE

Pri prolasku elektromagnetskog zračenja kroz materiju, neće biti vrate interakcije zračenje i elektrone iz omotača atoma, ili između jenzgra atoma i zračenja. Ove vrate interakcije mogu se opisati pomoću sledećih efekata: foto-efekat, komptonov efekat i par-efekat. Tri pomenuta efekta su odgovorne za smanjenje intenziteta snopa fotona pri prolasku kroz medijum. Gama-kvantici niskih energija interaguju sa medijumom skoro isključivo preko foto-efekta.

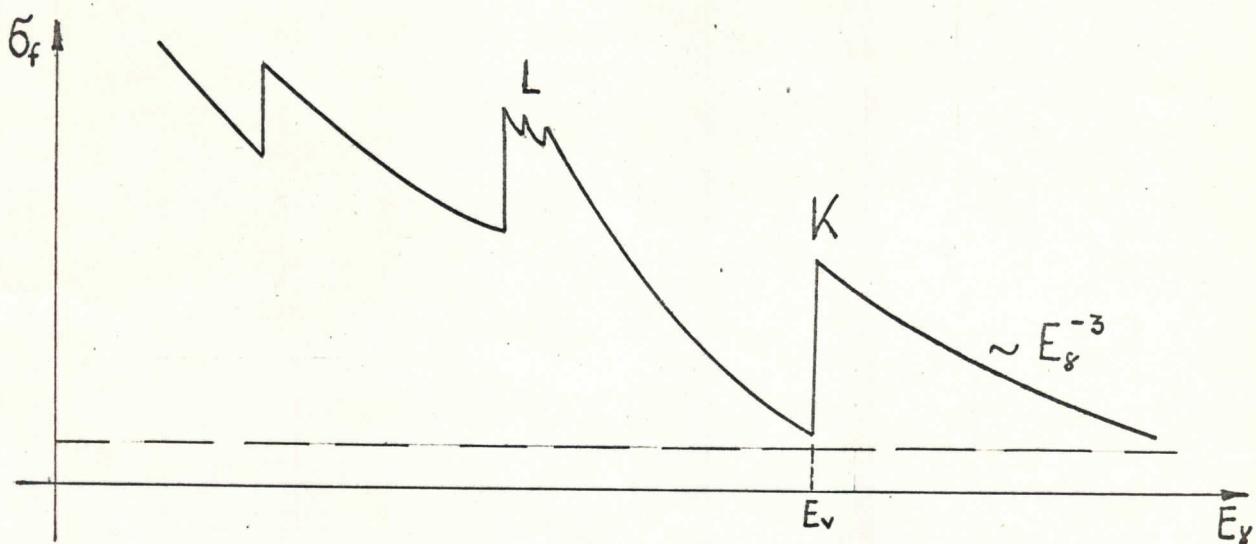
#### 2.1. FOTO-EFEKT

Foto-efekst je pojava pri kojoj se elektromagnetskim zračenjem izbacuju elektroni iz elektronskih slojeva. Proses se dešava na veznom elektronu. Pri interakciji gama-kvanta i atome absorbere, gama-kvant predaje svu svoju energiju elektromu i nestaje. Predane energije troši se jednim delom na izbacivanje elektrone iz omotača, a ostatak predstavlja kinetičku energiju slobodnog elektrona.

$$E_y = E_i^v + E_k \quad \dots \dots \dots /2.1.1./$$

$E_i^v$  predstavlja vezivnu energiju elektrona u i-tom sloju omotača, a  $E_k$  kinetičku energiju slobodnog elektrona. Na osnovu /2.1.1./ može se zaključiti da je foto-efekat moguć jedino kada je energija upadnog fotona  $E_y^v$  veća od vezivne energije elektrona u i-tom sloju, tj.  $E_y^v > E_i^v$ . U slučaju da je  $E_y^v \leq E_i^v$  do foto-efekta neće doći.

Kako se foto-efekat javlja jedino na vezanoj elektronu, to ukoliko je veća energija veze elektrona u omotaču, veća je verovatnoća nastanka foto-efekta. Verovatnoća nastanka foto-efekta meri se presekom. Presek za foto-efekat zavisi od rednog



Sl. 2.1.1. Promena preseka za fotoefekat u zavisnosti od upadne energije fotona

broja medijuma u kome se javlja foto-efekat, od upadne energije fotona i od vezivne energije elektrona u elektronskom omotaču stona. Zavisnost foto-efekta od upadne energije fotona, za određeno z upravljanjem je na sl. 2.11.

Kriva predstavlja presek za svaki sloj u atomu i opada obrnuto proporcionalno trećem stepenu energije fotona, dok presek za sve slojeve opada sa energijom fotona kao  $\frac{1}{E^{7/2}}$ . Sa slike se vidi da je za visoke energije fotona elektron u omotaju slobo vozn, pa je i presek mali. Smanjenjem upadne energije fotona, presek raste sve dotle dok se energija upadnog fotona i energija veze elektrona ne izjednače, a tada veoma brzo teki suli. Presek za rezne slojeve elektrona u atomu i rezne energije fotona može se izračunati primenom kvantne elektrodinamike. Presek u K-sloju daš je kao:

$$\sigma_k = 10^{-9} \frac{z^5}{E_x^{7/2}}, \quad \text{za } m_e c^2 > E_x > E_k \quad / \frac{\text{barn}}{\text{atom}} /$$

$$\sigma_k = 1,45 \cdot 10^{-9} \frac{z^5}{E_x} \quad \text{za } m_e c^2 < E_x \quad / \frac{\text{barn}}{\text{atom}} /$$

Iz ovih formula vidimo da presek zavisi od energije fotona i da je proporcionalan petom stepenu rednog broja medijuma. Iako navedene formule nisu dovoljno precizne za izračunavanje preseka, iz njih se može uočiti kako presek zavisi od upadne energije fotona i rednog broja medijuma. Slične formule mogu se dobiti za presek ostalih slojeva, pa se može uspostaviti odnos između preseka za pojedine slojeve. Odnosi preseka za različite slojeve, izračunati za istu energiju fotona i isti medijum dati su:



$$\frac{\frac{1}{6_f}}{\frac{6_f^m}{6_f}} \sim \frac{1}{5} ; \quad \frac{\frac{1}{6_f^m}}{\frac{6_f}{6_f}} \sim \frac{1}{4} \text{ odnosno } \frac{\frac{1}{6_f^m}}{\frac{6_f^m}{6_f}} \sim \frac{1}{20}$$

Ovim odnosima pokazuje se koliko je verovatnoće nastanka foto-efekta veće u jednom nego u drugom sloju. Od ukupne verovatnoće računate za cee atom, 80% otpada na foto-efekat u K-sloju, a 20% predstavlja verovatnoću nastanka foto-efekta u svim ostalim slojevima atoma.

## 2.2. KOMPTONOV EFENAT

Interakciju elektromagnetskog zračenja i slobodnog elektrona Kompton je tretirao kao elastičan sudar fotona i slobodnog elektrona. Pokazao je da je energija rascejenog fotona data sledećim izrazom:

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + /1 - \cos\theta / \frac{E_\gamma}{mc^2}}$$

gde je:  $E_\gamma$  energije upadnog fotona,  $\theta$  ugao rascejanja.

Pri sudaru energije upadnog fotona se raspodeljuje na rascejeni foton i usmernuti elektron, koji dobija energiju

$$E_\gamma = E_\gamma - E'_\gamma$$

Elektron može imati sve vrednosti energije od nulte do neke maksimale koja se dobija kad se foton reseže pod ugлом od  $180^\circ$ , tj. unazad i ona iznosi:

$$E_{\gamma \text{ max}} = \frac{2E_\gamma}{mc^2 + 2E_\gamma}$$

Problem preseka kod Komptonovog resejenja rešen je u Klein i Nielsenu<sup>1</sup> i pokazali da za energije fotona veće od 1MeV presek ima vrednosti

$$\sigma_0 = 1,25 \cdot 10^{-25} \frac{\text{cm}^2}{E_\gamma} \left[ \ln \frac{2E_\gamma}{mc^2} / - \frac{1}{2} \right]^{-1}$$

Isuzi pokazuje da je presek proporcionalan elektronskoj gustini  $NZ$ , a obrnuto proporcionalan sa  $E_\gamma$ .

### 2.3. PAR-EFEKT

Kod stvarenja par elektro-energije se troši nekresciju par elektro-positron, dok se višak energije javlja kao kinetičke energije. Da bi u polju jasno nase  $N$  neutro par elektro-positron potrebno je da energije gase-kvante bude:

$$E_\gamma > 2m_0c^2 / 2 + \frac{m_0c^2}{N} / \approx 2m_0c^2 = 1,02 \text{ MeV.}$$

Pošto gase-kvant predaje svu svoju energiju on nestaje, a višak je kinetičke energije par:

$$E_{\text{kin}} = E_\gamma - 1,02 \text{ MeV}$$

Presek za stvaranje parc mola se analitički predstaviti samo u dosenu energije  $5m_e c^2 < E_i < 5m_e c^2$ . Aproksimativno presek je dat:

$$\bar{\sigma}_p \sim z^2 \ln z$$

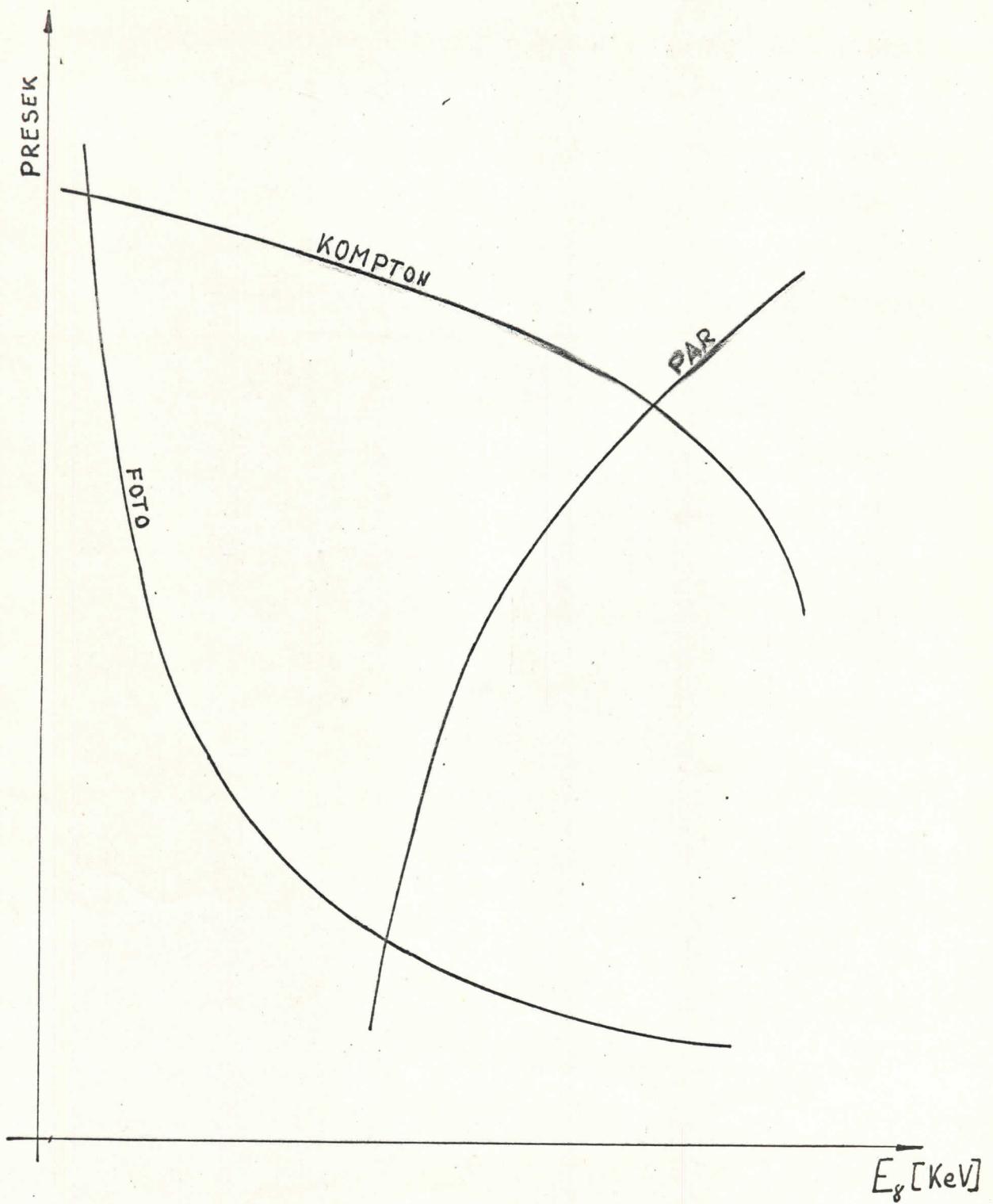
Izvan pomenutog intervala presek restne sporije se povećanjem energije štene.

U ovoj glevi najviše pažnje je posvećeno foto-efektu, jer na niskim energijama gama-kvant interaguje isključivo preko foto-efekta. Kako provodnik apsorbuje izvesten broj kvantata iz inicijalnog snopa početni i tensitet  $I_0$  posle proleske kros apsorber deblijine  $x$  apsorbe po sekundu:

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad \text{gde je } \mu \text{ apsorpcioni koeficijent}$$

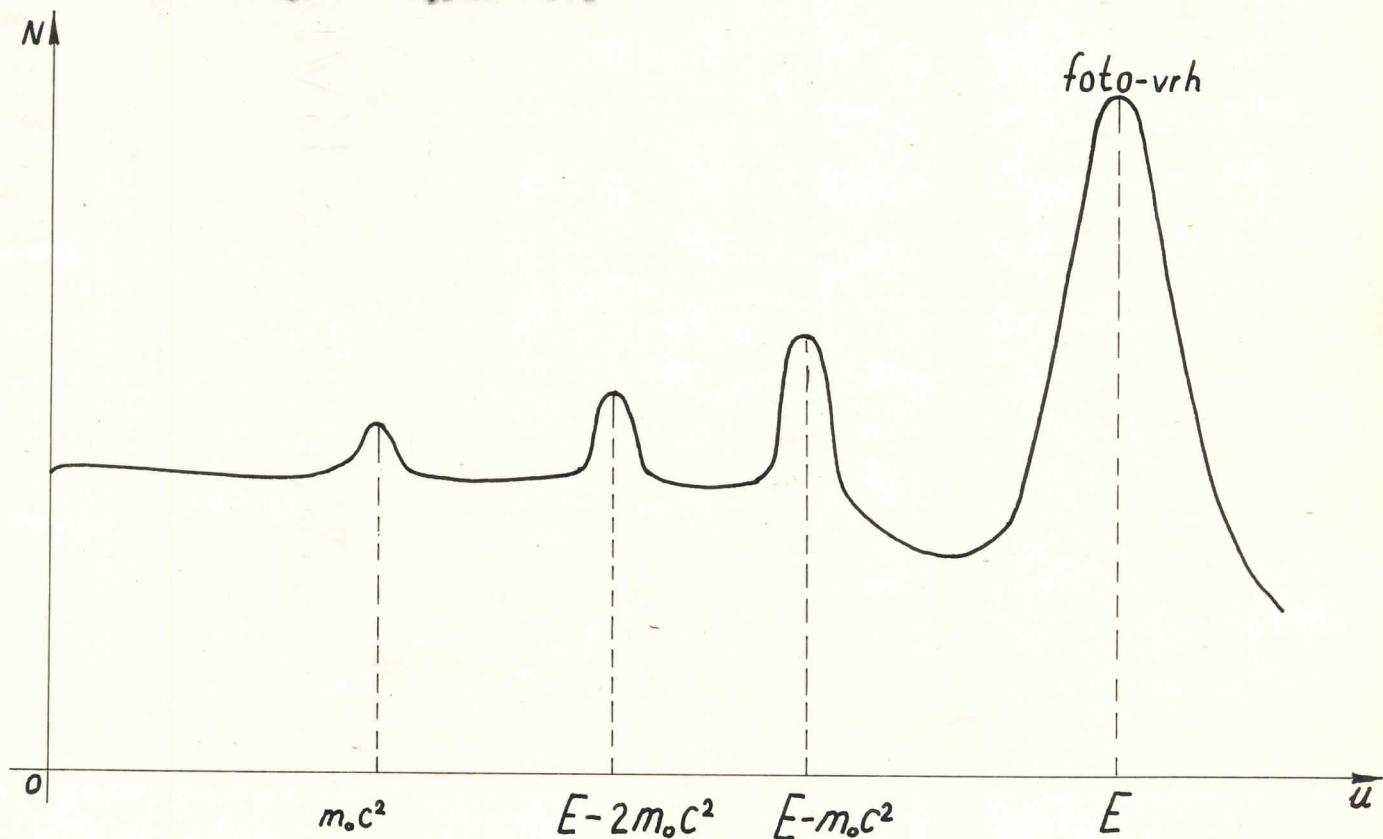
i iznosi u  $\text{cm}^{-1}$  n je ukupan broj atoma po jedinici zapremine  
 $\rho$

$$n = \frac{\rho}{A} N_A, \quad \sigma = \bar{\sigma}_f + \bar{\sigma}_e + \bar{\sigma}_p \quad \text{presek po jednom atomu.}$$



Sl. 2.2.2. Energetske zavisnost za foto, kompton  
i par-efekat u germanijumu

Spektroskopije gama-zračenja sasniva se na tri pomenuta efekta. Zbog toga je potrebno videti kako se oni manifestuju u spektru bilo kog izvora. Videli smo da kod foto-efekta gama-kvant svu svoju energiju predaje atomu apsorberu i nestaje. Kao rezultat toga imamo foto vrh na energiji  $E$ , koja je jednaka energiji gama -kvanta. Ukoliko energija gama zraka dovoljno velika pored foto vrha imamo i Komptonovu raspodelu. Energija usmehnutog elektrona može imati sve vrednosti od nulte do neke maksimalne. Ako imamo energiju dovoljnu za stvaranje para, u spektru se javljaju linije koje potiču od stvaranja para elektron-positron. Anihilacijom positrona dolazi do stvaranja dva gama-kvanta od  $0,511 \text{ MeV}$ . Ako jedan od njih napusti kristal pojavljuje se linija sa energijom od  $E-m_e c^2$ . U slučaju da kristal napuste oba imamo još jednu liniju na energiji od  $E-2m_e c^2$ . Ako oba gama-kvanta isbegnu detekciju u spektu će se pojaviti i treća linija na  $0,511 \text{ MeV}$ .



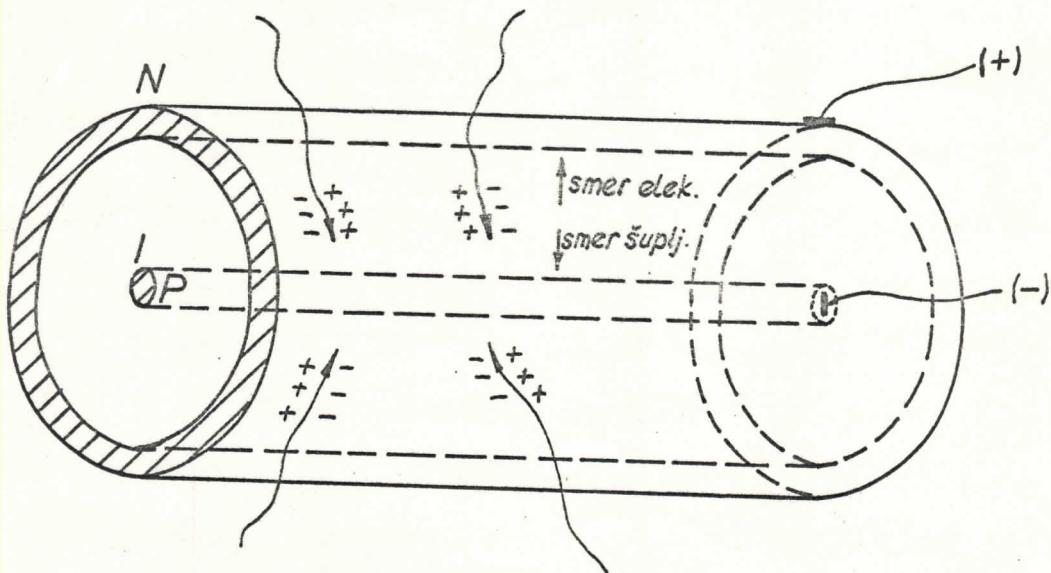
Foto, Komptonov i par-efekat u spektru.

### III G L A V A

#### GERMANIJUNDIJEV SPKTRONETAR

Ze izredu kristala detektorja koriste se poluprovođnici sa vodom Z. Time se povećava verovatnoća apsorpcije gama-kvanta koji dođe u detektor, jer presek zavisi od rednog broja kosa  $Z^2$ . Pri izradi poluprovodničkih brojeđa osnovni problem je da se dobije što dublje barijere, jer efikasnost detektora zavisi od napremine osetljive oblasti. Čist Ge je teško koristiti za spektrometar, pošto se u većoj napremini osetljivim oblastima pojavljuju slobodni nosioci neelektrisanja (nije dovoljno čist). Zbog njihove pojave na sobnoj temperaturi se pojavljuje veliki šum. Kod prvih poluprovodničkih spektrometara nedostade su kompenzirane driftne litijume. Tako su napravljeni Ge(Li) detektori u kojima se za detekciju koristi inverzno polarisani P-N spoj. Dublje barijere se mogu dobiti povećanjem otpora, tj. smanjenjem broja električnog napona. Kad pogodne debljine sloja prelaza oblast se može preći tako da se dobije metalni kontakt na kristalu. Tada dolazi do injekovanja elektrona u kontaktu i javlja se veoma jaku struju. Da bi se ovo sprečilo napravljen je kristal u kome pre metalnog kontakta ima još jedan P-sloj sa mnogo primesa. Ovako dobijen spoj naziva se PIN spoj, mada između P i N nema besprimesnog sloja, već sloj koji ima osobine kristala besprimesne čistoće.

U Ge I-sloj je ostvaren driftot litujum. Primenom inverznog napona na dovoljno visokoj temperaturi imamo usmereno kretanje primesnih jona u električnom polju. Kako litijum u germaniju deje donorske nivoe, pri izradi detektora prvo se litijum difunduje u kristal P-type i dobije se P-N spoj. Posle toga driftot litijum ostvaruje se P-I-N spoj. Uz dovoljne velike polazne kristale driftom je moguće ostvariti kompenzovane slojeve do nekoliko milimetara, što deje dovoljno veliku zapreminu osjetljive oblasti, s time i solidnu efikasnost detektora. Prilikom upada gama-kvanta u I-sloj, dolazi do formiranja par elektron šupljina što je prikazano na sl. 3.1.1.



Sl. 3.1.1. Energetski dijagram Ge/Li/ detektore

Pošto se tehnologije izrade Ge kristale usavršile danas je moguće izraditi kristale koji imaju tako malo slobodnih nosilaca naselektrisanje kao i P-N spoj, kod Ge/Li/ detektora.

Osnovna prednost čistog Ge detektora u odnosu na Ge(Li) detektor je u tome da sene moraju permanentno održavati na temperaturi tečnog azota. Pri upotrebi njihove temperatupe se sene osiljava. Pošto je čist Ge detektor koji je raspolažen, male aktivne napremine, on se koristi samo za detekciju X-zraka i niske energetskih gama-zraka. Za detekciju gama-zraka visokih energija još uvek se koristi Ge(Li) detektor velike napremine.

### 3.2. BLOK ŠENA SPECTROMETRA

Aparatura koja će koristiti za kalibraciju germanijunskog detektora prikazana je na sl. 3.2.1. Sastoji se od: detektorskog pretpojedavača, linearnog pojačavaca, višekanalnog analizatora, osciloskopa, pisala, bušoda trake, i odbacivača sobrenih impulsa.

U detektoru se energije gama-zračenja pretvara u male električne signale koji su veoma slobi. Kako su signali koji se dobijaju u detektoru veoma slobi (niski) te pretpojedavač služi kao transformator impedanse i omogućuje prebacivanje slobih signala do linearnog pojačavaca putem koaksijalnog kabla. U ovoj šeni je koristan specijalan prepojačavač za veliku brzinu brojenja, jer kod uobičajenih pretpojedavača moć razlaganja bitno se smanjuje sa brzinom brojenja, zbog negomilevanja nosioca neselektrisanja u brođaju. Imaće pretpojedavač radi se povratnom spregom, koja nije ostvarena električnim već optičkim putem. Pomoću optičke površne sprege povraćeno se sakupljaaju nosioci naselektrisanja na kontaktima brojčana. Dok ovaj proces traje odbacivač sabranih

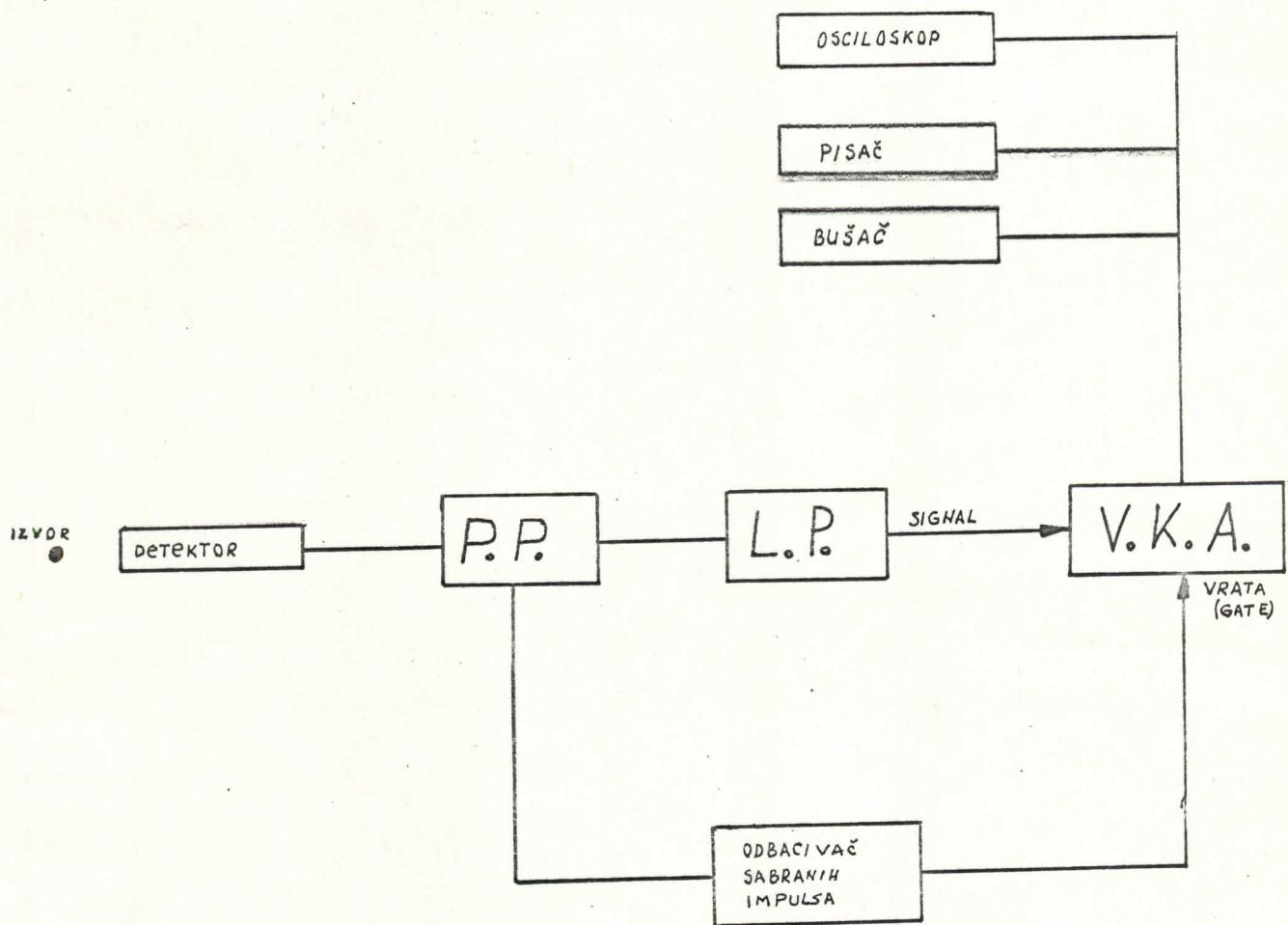
impulse blokira analizu, a takođe je analiza neučestvljena i pri prašnjenju.

Odbacivač sabranih impulsa je poseban uređaj koji odbacuje tka. sabrane impulse. Kada foton upadne u aktivnu suprotnu detektora, sa vremena njegove detekcije upada drugi foton pa umesto dva impulsa isamo jedan dvostruko veći. Kad god se ovakav događaj desi odbacivač sabranih impulsa generiše signal koji blokira analizu u više kanalnom analizatoru.

Signal iz pretpoječaveća koaksijelnim kablom ide u linearni poječavač (L.P.) koji pojađava i uobičjava impulse da bi višekanalni analizator mogao da ih sortira po visini, a tek tada oni dođu spektar. Višekanalni analizator ima dva ulaza. Prvi je **s i g n a l** gde sortira impulse iz linearnog poječavača, a drugi **g a t e** (vrata). U ovom uređaju višekanalni analizator se koristi u tka. antikeincidentnom načinu što znači da se analiza vrši samo u tom slučaju kada na **g a t e** ulazu nema signala. Ovaj sistem je radio sa vremenaskom konstantom od  $10 \mu s$ , grubo pojađenje je isnosilo deset puta, a fino pojađenje 392 puta.

### 3.5. KRIVE EFIKASNOSTI

Da bi smo bili sigurni u podatke koje dobijamo od nekog detektora moramo imati dobro određenu efikasnost detektora. Mnogi naučnici naveze da je efikasnost detektora onaj faktor koji ograničava korisnost i prisenu njihovih rezultata. U toku poslednjih nekoliko godina dato je više pristupa određivanja efikasnosti poluprovodničkih spektro - metara X-zračaka.



Sl. 3.2.1. Blok řemes spektrometru

Za Bi/Li/ detektor interesantne energetiske oblast je u intervalu od 1-40 KeV, Iznad 40 KeV efikasnost Bi/Li/ detektora negle opsega sa porastom energije. Za Ge/Li/ detektor interesantne energetiske oblast je od 20 do 130 KeV, jer ispod 20 KeV efikasnost Ge/Li/ detektora opada do diskontinuitete na 11,1 KeV. Ovo je usled jake apsorpcije upravo iznad K-apsorpcione ivice Ge, što rezultira u gubitku ulaznih fotona.

U suštini postoje dva metoda za određivanje krive efikasnosti. Jeden od metoda za određivanje krive efikasnosti je da se koriste niskoenergijski fotoni iz IAEA standarde. Korijenjem IAEA standarde dobija se eksperimentalne teške efikasnosti i kroz njih se ekstrapolacijom povlači kriva efikasnosti. Međutim, kao i svaki ovaj metod ima svojih nedostataka. Jeden od njih je pojava apsorpcije na polistirenском senzoričnom materijalu u koji su izvori pri proizvodnji pekovenju. One se može odrediti eksperimentalno koristeći jeden tečav polistirenski etalon. Veća nepragodnost je što IAEA standardi ne deju dovoljne teške na niskim energijama pa je teško izvršiti ekstrapolaciju krive efikasnosti kroz eksperimentalne dobijene teške. Pošto se efikasnost menja brzo sa energijom u nekim oblastima, potrebno je dobiti najveći mogući broj teške za ekstrapolaciju. Čelični i srednici<sup>2</sup> dobili su dobru definiciju krive, tako što su IAEA standarde dopunili velikim brojem izvora koji su već bili kalibrirani na NeJ/Tl/ detektoru. Drugi opet uzimaju čitav niz sekundarnih gama-izvora koje su i kalibrirali u odnosu na primerni skup.

Druge grupe naučnika na čelu sa Finkem<sup>3</sup> koristi model te detekciju da bi definisali krivu koja povezuje mali broj vrednosti

efikognosti koje deju IAEA standardi. Modelski pristup detaljno su diskutovali Hensen i srednici<sup>4</sup> izraščavajući efikognost kao:

$$\mathcal{E} = G \mathcal{E}_{e^+ e^-} f_{Au} f_d f_e f_c \mathcal{E}_s$$

gde je:  $G$  - geometrijski faktor koji zavisi od energije,  $\mathcal{E}_s$  - sopstvena efikognost estanjive zarenine,  $f_{e^+}, f_{Au}, f_d$  - transmisioni faktori kroz vodu, berilijumski prozor, kroz zletu i frontalni mrtvi sloj respektivno,  $f_e$  - je korekcija za visinski gubitek X-zraka u germaniju,  $f_c$  - korekcija ako usmene u obzir transmisijsku kroz kolimator na detektorskoj strani u delimično osetljivu prstenastu mrvu oblast, i  $\mathcal{E}_s$  - efikognost prikupljenje neelektronske. Svaki od ovih parametara, određen je serijom merenja što da je vrlo tečno skeniranje svog operete sa visokom kolimacijom snopom fotona različitih energija. Hensen i srednici<sup>4)</sup> ne podešavaju krivnu na eksperimentalne dobijene tečke, već računeju apsolutnu efikognost bezirenu na vrlo tečnim merenjima svih parametara detektora. Znači, kod ovog metoda imamo modelsku idealizaciju relativne efikognosti, delimično osetljivih emulzarnih oblasti kod litijumom „drift“ovnih detektora, a parametri kada se jednom odrede više se ne menjaju.

Hensen je uporedjivao rezultujuću krivu efikognosti sa vrednostima dobijenim iz šest IAEA izvora i video da je sleganje veoma dobro sa čistim germanijumskim detektorom u intervalu od 5-60 KeV. Međutim, u slučaju Ge/Li/ detektora sleganje nije tako zadово- ljavajući iznad 20 KeV. Utvrđio je da razlike između dve nevedene metode određivanja krive efikognosti iznosi  $\pm 3\%$  u intervalu od 5 - 60 KeV pod uslovom da:

- a/ svih parametara se dobro (tečno) izmere
- b/ Sensitivne oblasti koje nisu savršeno kolinisane treba da su male, simetrične i da imaju doste uniformne mrtve slojeve
- c/ da je odnos rep-vrh mal i ne uenja se snađajno sa energijom.

Pored greške zbog netočnosti podataka u rasprava, greške mogu nastupiti i iz drugih razloga. Prvi izvor greške je sauosporacija u materijalu izvora. Ovo ne treba misliti sa osporcijom u emisiji izvora, koja se može iskoristiti u pravim emisijama i korigovati. Svi kristalići, kristale od koga je detektor napravljen su dovoljne veličine da osporuju X-sreke. Garfinken i Radison<sup>9</sup> su našli da je za X-sreke od 5,4 keV koje su emitovali resilični izvori  $\text{Po}^{95}$  sauosporacija 6%. Hansen je kod  $\text{Am}^{241}$  merio individualne intenzitete L X - sreke 8p u dotoj geometriji. Kad je to ponovio sa trideset puta slabijim izvoren i uporedio rezultate sa 1j-ucic je da su 3-5% L X-sreke osporovani u materijalu IAEA izvora. Drugi izvor greške je u centriranju izvora pri njegovoj izradi. Kako su prećnici izvora 2-3 mm, a detektorski prećnici 6-10 mm vrlo male pozorenje izvora u centru može sniziti merenu efikasnost detektora sa nekoliko procenta. Zato uvek od proizvodjaja treba tražiti garantiju da je izvor tečno centriran.

## IV G L A V A

### KALIBRACIJA DETEKTORA

U ovom delu rada posvećuje se bilo posvećene prvo snimanju spektara kalibracionih izvora, a zatim obradi podataka dobijenih merenjem. Po celu snimljenog spektra, da bi odredili efikasnost detektora potrebno je isračunati eksperimentalnu aktivnost tj. površinu svake linije, koja predstavlja broj registrovanih kvenata. Zatim je određena brzina emisije gama-kvenata energije  $E$  svakog izvora. Odnosom eksperimentalne aktivnosti i brzine emitovanja gama-kvenata dobili smo efikasnost detektora.

#### 4.1. SPEKTRI KALIBRACIONIH IZVORA

Kao rezultat merenja energetske raspodele čestica u straženju, merni instrument deje sliku koja se naziva spektrom. U spektru svake monoenergetske grupe čestice odgovara jedna spektralna linijsa. Broj čestica koje se u jedinici vremena registruju u domenu oblike spektralne linijsa, naziva se intensitetom spektralne linijsa. Da bi snimili spekter bilo kog kalibracionog izvora, potrebno je merni dijapozitiv parametra, u našem slučaju energije, podeliti neki broj kvalita. U svakom kvalitu meri se broj čestice

se odredjeno vreme i na osnovu toga crta se spektar.  
Na ordinatu se nenesi broj impulsa, a na apscisu broj  
čestica. Sam proces dobijanja spektra sastoji se u sledećem:

- snimanje
- skidanje iz memorije na traku
- čitanje trake teleprinterom.

Pri početku snimanja spektra napravljen je nosač  
izvora. Pri njegovej izradi vodile se računa o sledećem:

- a) Posebna pažnja bila je posvećena izboru materijala  
od koga je napravljen nosač. Materijal mora imati  
nisku Z da ne bi došlo do rasajanja čestica na nosaču  
izvora. Svako rasajanje od okoline, pa i nosača, unosi  
promene u spektar koji se snima.
- b) Da geometrija bude očuvana tokom celog snimanja  
i da budu iste sa sve koridore izvora pri snimanju.
- c) Da se promene izvora vrši lako.

Kada je napravljen nosač izvora pristupilo se  
snimanju spektara. Kod svakog izvora bile su poznate  
energije svake linije, period poluraspada i aktivnost  
izvora na dan proizvodnje (1. juli 1976.god.). Snimljeni  
su spektari sledećih standarda:

$\text{Am}^{241}$	sa energijama od 14, 17,5, 21, 26 i 60 KeV
$\text{Rb}^{203}$	sa energijama od 71,04, 85,75, i 279 KeV
$\text{Co}^{97}$	sa energijama od 14, 122, i 156 KeV
$\text{Be}^{133}$	sa energijama od 30,7, 55, 80,5, 160, 223, 276, 303, 356, i 384 KeV

Po odabiranju standarde za svaki od njih snimljen su tri spektre u zavisnosti od razstojenja izvor-detektor. Razstojanje izvora od detektora i nesile su: 2 cm, 5 cm. i 8 cm. Da bi dobili što pregledniji spekter, vreme snimanje svakog spektra određivano je prema aktivnosti izvora. Vreme snimanje svakog spektra na svakom ponovljenom razstojanju, doto je u tabelama 1 - 12. Za svaki izvor, na svakom razstojanju dote je posebne tabele. Teko se spekter  $Hg^{203}$  imenuje tabele od 1-3, spektri  $Am^{241}$  prikazani su u tabelama 4,5 i 6, za  $Co^{57}$  dote su tabele 7,8 i 9, dok je  $Be^{133}$  prikazan u tabelama 10,11 i 12. Pošto je  $Hg^{203}$  izvor slobodog intenziteta to su se u spektru pojavile dve linije koje nisu pripadale živi. Identifikacijom je utvrđeno da su to linije  $K_{\alpha}$  i  $K_{\beta}$  olova. Olovo se najverovatnije našezilo u nosaju izvora. Kod snimanja spektara  $Be^{133}$  imeli smo dve etape. Prvo smo snimili niskoenergijski deo spektara kome su pripadale linije od 30,7 KeV, 35 KeV, i 80,5 KeV. Nekon toga je snimljen visoko energijski deo spektara sa linijama: 160, 223, 276, 303, 356, i 384 KeV.

#### 4.2. ODREĐIVANJE FOTO-EFIKASNOSTI DETEKTORA.

Kada je završeno snimanje i nacrtan spektor pristupilo se njegovej obfedi. Obrađe rezultata sastoji se iz dva dela. Prvo je određena aktivnost koju je deo merni uređaj, tks. eksperimentalna aktivnost. Drugi deo je određivanje aktivnosti izvora na dan kada je merenje vršeno, tj. određivanje brzine emitovanja gama-kvantova energije  $E$ .

Da određivanje eksperimentalne ekstivnosti potreban je izračunati površinu pod foto vrhom. Zato je prvo procenjen fon i povućena linija koja razdvaja fon i foto vrh. Posle toga procenjeno je koji su kanali u desnu spektralne linije, pa je određen broj odbroja u njima. Ukupan broj odbroja predstavlja ukupnu površinu pod spektralnom linijom. Od te površine treba odusotiti površinu koja ne pripada foto vrhu, a to je površina fona ili neke druge komponente koja ne pripada spektru izvora. Videli smo, takođe sljedeći bio je kod žive, gde su se pojavile linije  $K_2$  i  $K_{32}$  slova.

Za izračunavanje površine fona uzeto je nekoliko simetričnih tačaka sa obe strane vrha i njihov srednjeg je dio ukupan fon. Kada se ukupan fon podeli sa brojem uzetih tačaka dobija se srednja vrednost fona. Na osnovu opisanog postupka formule za izračunavanje eksperimentalne određenog broja fotona po vrhu izgledala bi:

$$A_e = \frac{H_p - nH_{fs}}{t_s} \quad \text{gde je:}$$

$H_p$  - površina pod foto vrhom

n - broj kanala koji daju foto vrh

$H_{fs}$  - srednja vrednost fona

$t_s$  - vreme na koje je sniman spektar.

Formula nam deje broj registrovanih kvenata za jednu sekundu.

Diferenciranjem formule za  $A_e$  dobijeno izraz za izračunavanje greške na eksperimentalnu ekstivnost.

$$\Delta A_e = t_s^{-1} / H_p + \frac{n^2}{4} H_{fs}^{1/2}$$

m je broj simetričnih teška koji čine fen sa obe strane foto vrha. Resultati dobijeni su eksperimentalnu aktivnost zajedno sa greškom prikazani su u tabelama 1 - 12 u zavisnosti od izvora i rastojanja na kom je spektar sniman.

Sledeći korak u obradi podataka do određivanja efikacnosti detektora je preračunavanje aktivnosti na dan kada je vredno snimanje. Bilo nam je poznata aktivnost izvora kada je isti ispitivan kod proizvođača. Pošto ona opada potrebno ju je izračunati u trenutku snimanja spektra. Brains emisije gase-kvanat, energije E, A(E) izračunava se po sledećoj formuli:

$$A(E) = B(E)A_0 e^{-\lambda t_0} \quad \text{gde je:}$$

B(E) - doprinos koji daje na energiju E, to je broj emitovanih gase-kvanata po raspodu. Brojne vrednosti B(E) su izračunate na osnovu podataka datim u referencama 6 i 7.

$A_0$  - aktivnost izvora 1.6.1976.god.

$\lambda$  - konstanta raspada dobijena iz poznatog perioda poluraspada

$t_0$  - vreme od preisvođenje izvora do trenutka snimanja spektra

Vrednosti za  $A_0$ , period poluraspada i  $t_0$  dobijene su od proizvođača izvora, a snedene su u tabeli 13. Za standardne kod kojih je period poluraspada veliki (veći od jedne godine) faktor  $e^{-\lambda t_0}$  je približno jednak jedinici. Iz tabele(13) vidi se da su takvi izvori  $Am^{241}$  i  $Ba^{133}$ .

Dobijene vrednosti za A(E) prikazane su u tabelama 1 - 12 za svaki izvor i za svako rastojanje.

Odmah po izređivanju  $A/E$  pristupilo se izređivanju greške sa kojom je izređunato prva faktivnost. Diferenciranjem formule za  $A/E$  po  $B/E$  i  $A_0$  dobijene je formule za grešku,

$$\Delta A(E) = \sqrt{\left(\frac{\partial A}{\partial B}\right)^2 (AB)^2 + \left(\frac{\partial A}{\partial A_0}\right)^2 (\Delta A_0)^2}$$

$$\Delta A(E) = \sqrt{A_0^2 (AB)^2 + B^2 (\Delta A_0)^2} e^{-\lambda t_0}$$

$\Delta B$  i  $\Delta A_0$  su greške na  $B$  i  $A_0$  i njih daje preizvodjeno. Vrednosti sa  $\Delta A_0$  prikazane su u tabeli 13. Kako je greška  $\Delta B$  mala u odnosu na grešku  $\Delta A_0$  te se iz formule može zaključiti da greške ne prevuaktivnost potiče uglavnom od greške  $\Delta A_0$ .

Kada je određen broj registrovanih /eksperimentalne aktivnost/ i ukupan broj emitovanih kveneta moglo se pristupiti određivanju efikasnosti detektora sa datu vrednost energije i odgovarajuće rastojenje izvor-detektor. Već je pomenuto da se efikasnost detektora definije kao broj registrovanih prema ukupnom broju emitovanih kveneta:

$$\mathcal{E}_f = \frac{A_e}{A(E)}$$

Vrednosti ovaklobijene efikasnosti prikazane su u tabeli br. 14. za sva tri rastojenje izvor - detektor.

Kao i kod prethodnih veličina, odmah po izređivanju efikasnosti određene su greške na efikasnost. Diferenciranjem izraza za efikasnost dobija se formule za izređivanje greške u obliku:

$$\Delta \mathcal{E}_f = \frac{A_e}{A(E)} \sqrt{\left(\frac{\Delta A_e}{A_e}\right)^2 + \left(\frac{\Delta A(E)}{A(E)}\right)^2}$$

OVE veličine koje figurišu u isezu za  $\mathcal{E}_f$  prethodno su izračunate i prikazane u tabelama 1-12. Vrednosti dobijene sa grešku na efikasnost tehdje su prikazane u tabelama 1-12.

Grafidički prikaz krive efikasnosti na sva tri razstojanja izvora od detektora, u zavisnosti od energije dat je na sl. 4.2.1. Na krivoj sa koju je razstojanje izvor-detektor 2cm nanesene su vrednosti sa grešku.

## S A X I J U C A K

Za dobijanje krive efikasnosti čistog Ge detektora u ovom redu korишћено je detiri ZARA standarda. Dobijene su tečke efikasnosti i kroz njih je ekstrapolacija povućena kriva. Efikasnost se sa niske energije fotona menja zvezomo brzo sa energijom, a baš tamo gde se pojavio skok između tečka efikasnosti, pa je tečko radi koliko je dobro izvršena ekstrapolacija. Sa prikazane krive može se zaključiti da se efikasnost nagnje manje sa energijom u intervalu do 130 KeV. Efikasnost ovakvog detektorja iznad 130 KeV, menja se sasvim neznatno sa energijom. To je i rezumljivo kad se zna da se kristal čistog Ge detektora, zbog male osetljive napremine može *Koristiti* samo za detekciju X-zraka i niske energetskih gamma-zraka.

U obziru da smo se trudili da izvor bude dobro postavljen, a pod pretpostavkom da je dobro contriran, unapred se zaključek da se greške pojavit će uveden sanosporije fotona u materijalu izvora. Krivuljefikasnosti je dobijena bez korekcije na sanosporiju koju je sa ovim standardizm tečko izvršiti. Procenjeno je da sanosporija iznosi 3-5%, to se i sistematsko greške kreće takodje od 3-5%. Ovakva sanosporija potiče verovatno etude što standardi nisu dovoljno tenki.

Na krivici efikasnosti dobijenici sa rastojenje izvor - detektor 5cm i 8 cm, nije nanesena greška. Efikasnost je toliko mala, tako da su greške na dijagramu nevidljive, iako su veće nego u intervalu ispod 130 KeV.

### LEGENDA SA TABELE

$E_J$  = energija gama-kvanta

$N_p$  = površina pod foto vrhom

$n$  = broj kanala koji čine foto vrh

$N_f$  = površina fona

$m$  = broj kanala koji čine fon

$N_{fs}$  = srednja vrednost fona

$A_e$  = eksperimentalno određen broj fotona po foto vrhu

$B(E)$  = broj emitovanih kvantata po raspodu

$A(E)$  = Brzina emisije gama-kvanta energije  $E$

$\mathcal{E}_f$  = efikasnost detektora

TABELA - 1

$H_g^{203}$	$ID = 2\text{ cm}$	$T = 2K_s$												
$E_f [K_eV]$	$N_p$	$n$	$N_f$	$m$	$N_{fs}$	$A_e [s^{-1}]$	$\Delta A_e [s^{-1}]$	$B(E)$	$\Delta B(E)$	$A(E) \times 10^4$ $[s^{-1}]$	$\Delta A(E) \times 10^4$ $[s^{-1}]$	$E_f \times 10^4$	$\Delta E_f \times 10^4$	
71,84	17339	41	539	5	107,8	6,460	0,115	0,0999	0,0013	0,13795	0,00450	46,321	1,728	
83,75	4926	36	685	12	57,1	1,435	0,052	0,0278	0,0005	0,03489	0,00134	38,420	2,128	
279	4573	38	137	31	4,4	2,202	0,034	0,8155	0,0015	1,12617	0,03381	1,455	0,066	

TABELA - 2

$H_g^{203}$	$ID = 5\text{cm}$	$T = 7,3\text{Ks}$										
$E_\mu [\text{KeV}]$	$N_p$	$n$	$N_f$	$m$	$N_{fs}$	$A_e [s^{-1}]$	$\Delta A_e [s^{-1}]$	$A(E) \times 10^4$ $[s^{-1}]$	$\Delta A(E) \times 10^4$ $[s^{-1}]$	$\mathcal{E}_f \times 10^4$	$\Delta \mathcal{E}_f \times 10^4$	
71,84	12237	41	470	5	94	1,160	0,028	0,1382	0,045	8,927	0,147	
83,75	3879	36	521	12	43,41	0,317	0,012	0,0384	0,0013	7,110	0,156	
279	2952	38	92	31	2,96	0,389	0,007	1,1286	0,0338	0,344	0,005	

TABELA - 3

$H_g^{203}$	$ID = 8$	$T = 40K$										
$E_f [KeV]$	$N_p$	$n$	$N_f$	$m$	$N_{fs}$	$A_e [s^{-1}]$	$\Delta A_e [s^{-1}]$	$A(E) \times 10^4$ $[s^{-1}]$	$\Delta A(E) \times 10^4$ $[s^{-1}]$	$E_f \times 10^{-4}$	$\Delta E_f \times 10^{-4}$	
71,84	35459	41	1544	5	308,8	0,569	0,009	0,1397	0,0045	3,960	0,147	
83,75	12221	36	2523	12	210,2	0,116	0,004	0,0388	0,0013	2,875	0,156	
279	8034	38	315	31	10,2	0,191	0,002	1,1409	0,0342	0,168	0,005	

TABELA - 4

$A_m^{241}$	$I.D=2\text{cm}$	$T=1K_S$	$E_g[\text{KeV}]$	$N_p$	$n$	$N_f$	$m$	$N_{fs}$	$A_e[\text{s}^{-1}]$	$\Delta A_e[\text{s}^{-1}]$	$B(E)$	$\Delta B(E)$	$A(E) \times 10^4$	$\Delta A(E) \times 10^4$	$E_f \times 10^{-4}$	$\Delta E_f \times 10^{-4}$
14	127484	27	10560	18	586,66	111,64	0,388	0,135	0,0005	5,574	0,279	20,029	1,006			
17,5	270887	52	8218	14	587,00	240,36	0,619	0,21	0,005	8,671	0,480	27,720	1,536			
21	96549	51	7487	15	499,15	71,09	0,427	0,05	0,005	2,064	0,230	34,432	3,854			
26	55270	29	10441	22	474,59	41,50	0,270	0,025	0,0005	1,031	0,055	40,256	2,197			
60	773374	78	14323	28	511,50	733,474	0,940	0,36	0,005	14,865	0,771	49,340	2,561			

TABELA - 5

$A_m^{241}$	$ID = 5\text{cm}$	$T = 2\text{Ks}$									
$E_f [\text{KeV}]$	$N_p$	$n$	$N_f$	$m$	$N_{fs}$	$A_e [s^{-1}]$	$\Delta A_e [s^{-1}]$	$A(E) \times 10^4$ $[s^{-1}]$	$\Delta A(E) \times 10^4$ $[s^{-1}]$	$\mathcal{E}_f \times 10^{-4}$	$\Delta \mathcal{E}_f \times 10^{-4}$
14	48030	27	4704	18	261,33	20,487	0,121	5,574	0,279	3,675	0,185
17,5	102922	52	3388	14	242,00	45,169	0,193	8,671	0,480	5,209	0,289
21	37528	51	2972	15	198,13	13,710	0,134	2,046	0,230	6,640	0,745
26	21758	29	4631	22	210,25	7,826	0,086	1,031	0,055	7,580	0,419
60	300762	78	4643	28	165,82	143,910	0,290	14,860	0,771	9,680	0,525

TABELA - 6

$A_m^{241}$	$I.D = 8_{cm}$	$T = 4K_s$	$E_p [KeV]$	$N_p$	$n$	$N_f$	$m$	$N_{fs}$	$A_e [S^{-1}]$	$\Delta A_e [S^{-1}]$	$A(E) \times 10^4$ $[S^{-1}]$	$\Delta A(E) \times 10^4$ $[S^{-1}]$	$E_f \times 10^4$	$\Delta E_f \times 10^4$
14	46210	27	4485	18	249,16	9,870	0,059	5,574	0,279	1,770	0,089			
17,5	98,421	52	3212	14	229,43	21,622	0,094	8,671	0,480	2,490	0,138			
21	35555	51	2808	15	187,20	6,501	0,065	2,064	0,230	3,149	0,353			
26	21144	29	4271	22	194,13	3,878	0,042	1,031	0,055	3,760	0,207			
60	293731	78	5064	28	180,86	69,905	0,144	14,860	0,771	4,800	0,244			

TABELA-7

$C_0^{57}$	$D=2\text{cm}$	$T=1K_S$	$E_y [\text{KeV}]$	$N_p$	$n$	$N_f$	$m$	$N_{fs}$	$A_e [s^{-1}]$	$\Delta A_e [s^{-1}]$	$B(E)$	$\Delta B(E)$	$A(E) \times 10^4$ $[s^{-1}]$	$\Delta A(E) \times 10^4$ $[s^{-1}]$	$E_f \times 10^{-4}$	$\Delta E_f \times 10^{-4}$
14	77046	24	16616	18		923,11	54,890	0,326	0,094	0,0005	2,047	0,090	26,813	1,197		
122	361540	54	9554	26		367,46	341,697	0,634	0,852	0,0005	18,550	0,823	18,416	0,818		
136	33176	27	1452	20		71,10	31,250	0,189	0,111	0,0005	2,417	0,107	12,927	0,581		

TABELA-8

$C_0^{57}$	$ID = 5\text{cm}$	$T = 2\text{Ks}$										
$E_g [\text{KeV}]$	$N_p$	$n$	$N_f$	$m$	$N_{fs}$	$A_e [S^{-1}]$	$\Delta A_e [S^{-1}]$	$A(E) \times 10^4$ $[S^{-1}]$	$\Delta A(E) \times 10^4$ $[S^{-1}]$	$\epsilon_f \times 10^{-4}$	$\Delta \epsilon_f \times 10^{-4}$	
14	27388	24	6669	18	370,50	9,428	0,099	2,045	0,090	4,520	0,205	
122	132387	54	2992	26	115,07	63,068	0,190	18,542	0,823	3,402	0,151	
136	12035	27	291	20	14,55	5,820	0,056	2,415	0,107	2,409	0,109	

TABELA-9

$^{57}_{Co}$	$ID = 8\text{cm}$	$T = 4\text{Ks}$									
$E_g[\text{KeV}]$	$N_p$	$n$	$N_f$	$m$	$N_{fs}$	$A_e[5]$	$\Delta A_e[5]$	$A(E) \times 10^4$	$\Delta A(E) \times 10^4$	$E_f \times 10^{-4}$	$\Delta E_f \times 10^{-4}$
14	26390	27	6467	18	359,27	4,172	0,050	2,045	0,090	2,039	0,093
122	127238	54	2999	26	115,34	30,250	0,093	18,540	0,823	1,431	0,072
136	11566	27	272	20	13,60	2,799	0,027	2,415	0,107	1,158	0,052

TABELA - 10

<sup>133</sup> Ba	ID=2cm	T=400s	Za energije od 160 do 384 KeV T=4Ks											
E [eV]	N <sub>p</sub>	n	N <sub>f</sub>	m	N <sub>fs</sub>	A <sub>e</sub> [ $s^{-1}$ ]	ΔA <sub>e</sub> [ $s^{-1}$ ]	B(E)	ΔB(E)	A(E) × 10 <sup>4</sup> [ $s^{-1}$ ]	ΔA(E) × 10 <sup>4</sup> [ $s^{-1}$ ]	E <sub>f</sub> × 10 <sup>-4</sup>	ΔE <sub>f</sub> × 10 <sup>-4</sup>	
30,7	833579	71	20416	22	928	1919,22	2,557	1,010	0,0005	39,915	1,917	48,082	2,31	
35	198803	40	12076	22	548,9	442,11	1,221	0,2259	0,00005	9,016	0,413	49,035	2,25	
80,5	205014	53	5196	24	216,5	483,84	1,119	0,3620	0,00005	14,306	0,686	38,022	1,62	
160	48743	13	49344	16	3084	2,162	0,712	0,007	0,0005	0,276	0,023	7,922	0,77	
223	11800	12	12582	15	838,8	0,433	0,035	0,005	0,0005	0,197	0,021	2,623	0,30	
276	17347	12	2951	10	295,1	3,450	0,036	0,071	0,0005	2,804	0,136	1,245	0,083	
303	33809	21	4276	16	267,2	7,049	0,050	0,187	0,0005	7,387	0,355	0,966	0,060	
356	64454	22	3630	14	259,3	14,687	0,067	0,619	0,0005	24,454	0,117	0,608	0,038	
384	8850	12	1793	9	199,2	1,614	0,027	0,089	0,0005	2,516	0,100	0,100	0,000	

TABELA - 11

$B_a^{133}$	$I.D=5\text{cm}$	$T=800\text{s}$	Za energije od 160 do 384 KeV $T=4\text{Ks}$								
$E_f[\text{KeV}]$	$N_p$	$n$	$N_f$	$m$	$N_{fs}$	$A_e[\bar{s}']$	$\Delta A_e[\bar{s}']$	$A(E) \times 10^4$ $(\text{s}^{-1})$	$\Delta A(E) \times 10^4$ $(\text{s}^{-1})$	$E_f \times 10^{-4}$	$\Delta E_f \times 10^{-4}$
30,7	332237	71	1269	22	512,22	369,836	0,838	39,915	1,917	9,165	0445
35	77157	40	5882	22	267,36	83,078	0,388	9,016	0,413	9,315	0,433
80,5	82982	54	3235	24	134,79	94,630	0,394	14,306	0,686	7,157	0,318
160	8255	12	8755	16	548,43	0,41	0,028	0,276	0,023	1,485	0,164
223	1743	10	2120	16	132,50	0,104	0,012	0,197	0,021	0,527	0,087
276	4577	19	569	17	33,47	0,987	0,018	2,804	0,136	0,387	0,020
303	8433	21	434	16	27,12	1,965	0,023	7,387	0,355	0,288	0,013
356	16963	23	434	16	27,12	4,080	0,033	24,454	0,117	0,166	0,008
384	1887	11	86	20	4,3	0,460	0,010	3,516	0,169	0,146	0,007

TABELA-12

$Ba^{133}$	$ID=8\text{cm}$	$T=800\text{s}$	Za energije od 160 do 384 KeV $T=10\text{Ks}$								
$E/\text{KeV}$	$N_p$	$n$	$N_f$	$m$	$N_{fs}$	$A_e[\text{s}^{-1}]$	$\Delta A_e[\text{s}^{-1}]$	$A(E) \times 10^4$ $[\text{s}^{-1}]$	$\Delta A(E) \times 10^4$ $[\text{s}^{-1}]$	$E_f \times 10^4$	$\Delta E_f \times 10^4$
30,7	164468	71	5623	22	255,6	182,90	0,590	39,915	1,917	4,582	0,220
35	38312	40	2757	22	125,3	41,624	0,272	9,006	0,413	4,662	0,218
80,5	41110	54	1554	24	64,75	47,016	0,276	14,306	0,686	3,285	0,159
160	9812	12	10565	16	660,3	0,188	0,012	0,276	0,023	0,684	0,074
223	2238	10	2705	16	169,06	0,0548	0,005	0,197	0,021	0,278	0,042
276	5678	19	854	17	50,23	0,472	0,008	2,804	0,136	0,11	0,008
303	10102	21	522	16	32,62	0,942	0,010	7,387	0,355	0,12	0,006
356	20688	23	389	16	24,3	2,012	0,014	24,454	0,117	0,082	0,004
384	2255	11	100	20	5	0,220	0,004	3,516	0,169	0,069	0.0036

TABELA-13

	$A_0 \text{ [uc]}$	$A_0 \times 10^4 \text{ [s]}$	$\Delta A_0 \text{ [%]}$	$\Delta A_0 \times 10^4 \text{ [s]}$	$T$	$t_0 \text{ [dias]}$
$H_g^{203}$	22,05	81,585	3,0	2,440	46,6 d	275,458
						2cm
						275,354
$A_m^{241}$	11,16	41,29	5,0	2,064	463 g	5cm
						274,625
						8cm
$C_o^{57}$	12,10	44,77	4,4	1,969	270,5 d	281,52
						2cm
						281,76
$B_a^{133}$	11,23	41,55	4,8	1,994	10,8 g	281,798
						5cm
						8cm

TABELA-14

$\backslash D = 2\text{cm}$	$D = 5\text{cm}$	$D = 8\text{cm}$	
$E_\mu [\text{KeV}]$	$E_f \times 10^{-4}$	$E_f \times 10^{-4}$	$E_f \times 10^{-4}$
14	20,029	3,675	1,770
17,5	27,720	5,209	2,490
21	34,432	6,640	3,142
26	40,256	7,580	3,760
30,7	48,082	9,165	4,582
35	49,035	9,315	4,662
60	49,340	9,680	4,800
71,8	46,321	8,927	3,960
80,5	38,022	7,157	3,285
83,75	38,420	7,110	2,875
122	18,416	3,402	1,431
136	12,929	2,409	1,158
160	7,922	1,485	0,684
223	2,623	0,527	0,278
276	1,245	0,387	0,168
279	1,455	0,344	0,168
303	0,966	0,266	0,127
356	0,608	0,166	0,082
384	0,464	0,146	0,069

A P P E N D I C E

1. Dr. Jasap Marinkov, OSNOVI NUKLEARNE FIZIKE 1976 god.
2. V.V. Matveev, B.I. Nasanov, PRIMENI TEORIJE ZA  
KONSTRUKCIJU IZLUČENJA 1972 god.
3. A.A. Sosin, EKSPERIMENTALNA RADARNA FIZIKA 1964 god.
4. L. Baran, S.I. ČUBAROV, METOD REGISTRACIJE I OBRABOTKE  
DANŠE VREDNOSTI FIZIKE I TEHNIKE 1968 god.
5. E Segre, EKSPERIMENTALNA RADARNA FIZIKA
6. G. Nuclear Instruments and methods, AN INTER-COMPARISON  
OF EFFICIENCY - CALIBRATION TECHNIQUES FOR SEMICONDUCTOR  
X-RAY DETECTORS  
J.L. Campbell and L.A. Wileman
7. Bikit Istvan, DIPLOMSKI RAD
8. Petanec Dragoljub, DIPLOMSKI RAD
9. Gernon Mirjana, DIPLOMSKI RAD
10. Ivan Drganic, RADICAKTIVNI IZOTOPI I ZRAČENJA



