

**Природно-математички факултет**  
Радна заједница заједничких послова  
**НОВИ САД**

Пријемљено:		27-02-1990	
Орг. јед.	Фр. бр.	Документ.	Вредност
03	10/12		

UNIVERZITET U NOVOM SADU  
PRIRODNO - МАТЕМАТИЧКИ ФАКУЛТЕТ

**ENERGETSKO ŠIRENJE ANIHILACIONIH  
ГАМА ЗРАКА У ЏВРСТИМ ТЕЛИМА**

- Diplomski rad -

Jocić Tatjana

Novi Sad, februar 1990.

268

Zahvaljujem profesorima Dr Ištvanu  
Bikitu i Dr Jaroslavu Slivki na predloženoj  
temi i pruženoj pomoći.

Posebno se zahvaljujem Dr Miroslavu  
Veskoviću za savete i neophodna uputstva koja  
mi je pružao u toku rada.

## S A D R Ž A J

### U v o d

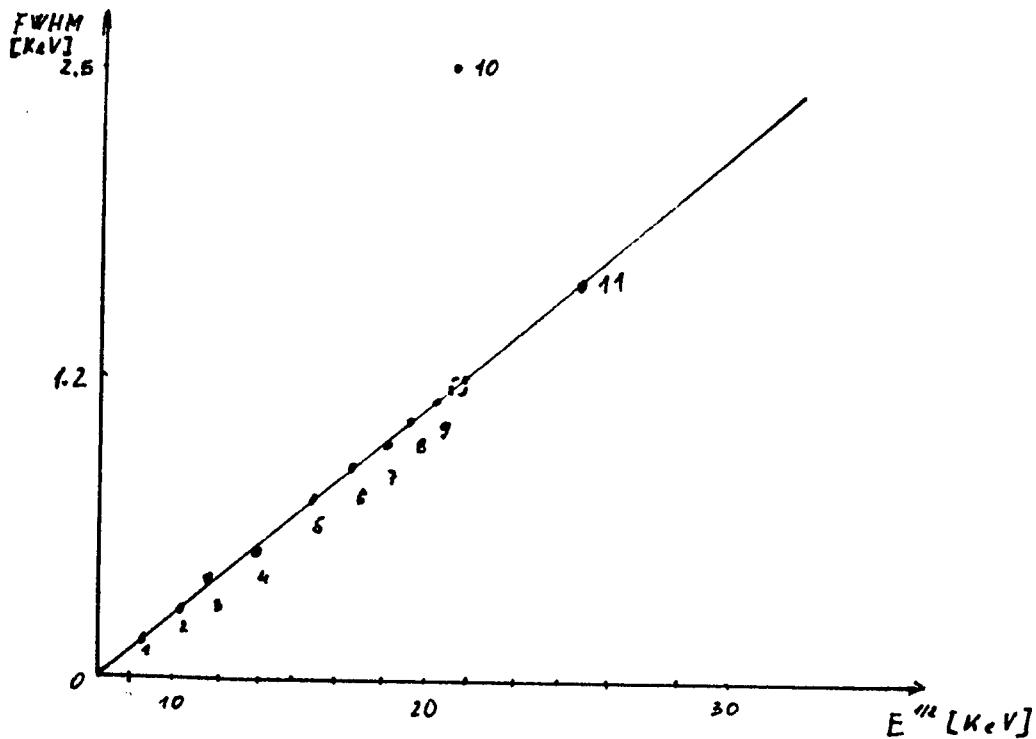
1.	POZITRONI I NAČINI STVARANJA POZITRONA .....	3
1.1.	Produkcija para elektron-pozitron .....	3
1.2.	Beta raspad .....	6
1.2.1.	Radioaktivni raspad .....	6
1.2.2.	Beta raspad putem emisije pozitrona .....	6
2.	PROCES ANIHILACIJE .....	12
2.1.	Anihilacija pozitrona u materijalu .....	12
2.2.	Formiranje pozitronijuma .....	16
3.	MERENJE GAMA ZRAKA POLUPROVODNIČKIM SPEKTROMETROM .....	18
3.1.	Mehanizam rada poluprovodničkih spektrometara ..	18
3.2.	Germanijumski spektrometar .....	21
3.3.	Moć razlaganja spektrometra .....	25
4.	EKSPERIMENTALNI POSTUPAK .....	29
4.1.	Pozitronska dijagnostika .....	29
4.2.	Opis tehnike DOŠAK .....	29
4.3.	Spektrometarski sistem .....	33
4.4.	Eksperimentalni rezultati i diskusija .....	34
4.5.	Z a k l j u č a k .....	49
	R e f e r e n c e .....	50

## U V O D

U ovom radu korišćen je proces anihilacije pozitrona u različitim materijalima i odgovarajuće Doppler-ovsko širenje anihilacionih gama zraka za analizu raspodele brzina elektrona.

Kada se pozitron anihilira u čvrstom materijalu energetska raspodela anihilacionih gama zraka je mnogo šira od one očekivane i to na gama vrhu koji odgovara energiji od 0.511 MeV. Ovo širenje je prouzrokovano impulsom elektrona u materijalu.

Impuls elektrona može se proučavati merenjem ugaone raspodele anihilacionih gama kvanata ili merenjem energetske raspodele anihilacionih zraka. Drugi metod je postao zanimljiv razvojem gama detektora visoke moći razlaganja. Proučavanjem promene pune širine na polovini visine maksimuma fotovrha (FWHM), dobijeno je da je širenje anihilacionih gama zraka reda veličine KeV. Prikaz na slici A:



SLIKA A.

Eksperimentalne tačke od 1-9 (na slici A) potiču od gama zraka  $^{75}\text{Se}$  čije su energije 81, 97, 121, 136, 199, 265, 280, i 402 KeV. Tačka 11 je od  $^{137}\text{Cs}$  gama zraka energije 661,6 KeV. Za tačku 10, čija je očekivana vrednost obeležena isprekidanim kružićem, vidi se da je dobijena duprovoćena eksperimentalna vrednost (obeležena punim kružićem).

Anihilacioni gama kvanti nose informaciju o impulsu elektronsko-pozitronskog para pri anihilaciji, što obezbeđuje da se proces anihilacije pozitrona može koristiti kao mikroproba za merenje impulsa elektrona u materijalu.

U radu su korišćeni merni instrumenti koje poseduje Laboratorija za nuklearnu fiziku PMF Univerziteta u Novom Sadu. Dobijeni rezultati su u saglasnosti sa publikovanim vrednostima.

## 1. POZITRONI I NAČINI STVARANJA POZITRONA

Pozitron je teorijski predskazao kao česticu engleski fizičar DIRACK, a 1932 Anderson je eksperimentalno otkrio pozitrone u maglenoj komori na snimcima kosmičkog zračenja.

To je pozitivno nanelektrisana čestica koja ima istu masu i količinu nanelektrisanja kao i elektron. Pri interakciji sa materijalom pozitroni se ponašaju slično kao elektroni. Zbog male mase pozitrona pri svakoj elektromagnetnoj interakciji sa elektronima i atomskim jezgrima sredine oni bitno menjaju pravac kretanja i kroz materijal se kreću izlomljeno (cik-cak). Pri usporavanju pozitroni emituju zakočno zračenje, pa se sem ionizacije kod njih pojavljuje još jedan bitan mehanizam gubitka energije.

Pozitroni se u prirodi dominantno stvaraju u procesu nastajanja para elektron-pozitron pri čemu se gamma foton velike energije transformiše u par elektron-pozitron:

$$\gamma \Rightarrow e^- + e^+$$

i pri radioaktivnom raspadu ( $\beta^+$ - raspad).

### 1.1. Producija para elektron-pozitron

Prilikom stvaranja para elektron-pozitron, foton potpuno nestaje, pri čemu se njegova energija rasporedjuje na stvaranje ovih čestic i na njihove kinetičke energije. Energija fotona  $2 m_e c^2$  (1,022 MeV) je prag za ovaj proces, kada se proces stvaranja parova dešava u Coulomb-ovom polju Jezgra.

$$E_\gamma = 2 m_e c^2 + T_{e^-} + T_{e^+}$$

Presek za proizvodnju para na energijama

$$5 m_e c^2 < E_Y < 50 m_e c^2$$

može se pretstaviti izrazom:

$$\zeta_p \approx z^2 \ln E_Y$$

Par elektron-pozitron može se obrazovati u prisustvu elektrona i tada energija praga iznosi:

$$E_0 = 4 m_e c^2 = 2,04 \text{ MeV}$$

Ukoliko par elektron-pozitron nastaje pod dejstvom dva fotona, tada je ispunjen uslov da je:

$$(E_{Y1} + E_{Y2}) > 2 m_e c^2$$

Prilikom sudara dva elektrona čija je totalna energija

$$E_e > 7 m_e c^2$$

takodje dolazi do stvaranja para.

Dirack-ova teorija elektrona objašnjava stvaranje para elektron-pozitron. Po ovoj teoriji elektron može posedovati i stanja sa negativnom energijom. Izraz za totalnu energiju elektrona glasi:

$$E^2 = (T + m_e c^2)^2 = p^2 c^2 + m_e^2 c^4$$

odnosno

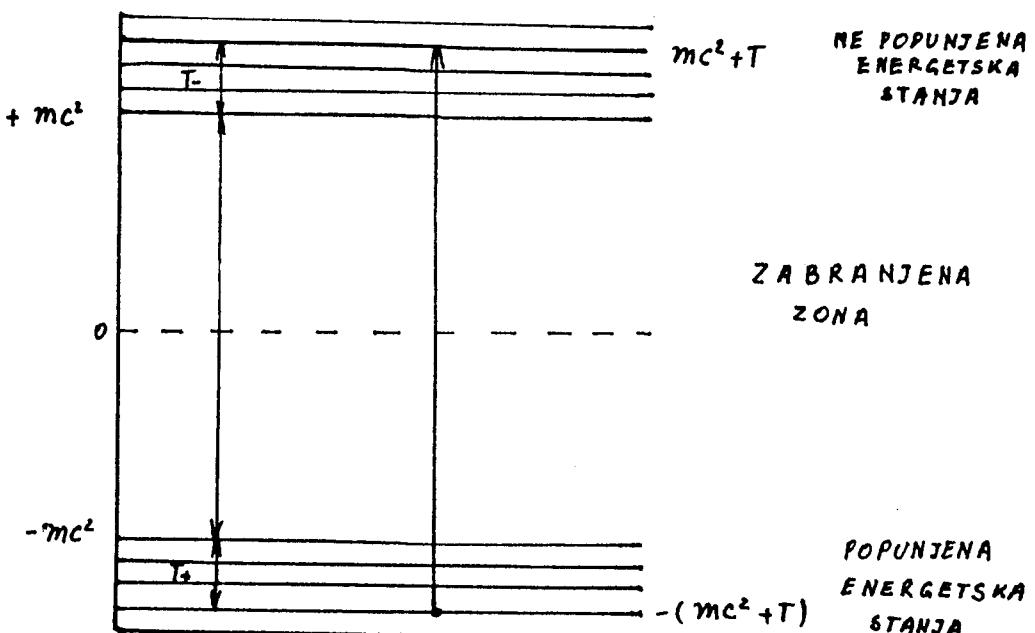
$$E = \pm \sqrt{p^2 c^2 + m_e^2 c^4}$$

gde je  $m_e c^2$  - energija mirovanja elektrona.

Ovo ujedno znači da elektron može da zaposedne sva stanja sa pozitivnom energijom od  $+ m_e c^2$  do  $+\infty$ , a isto tako i sva stanja sa negativnom energijom od  $- m_e c^2$  do  $-\infty$ . Dirack-ova kvantna mehanika daje potvrdu postojanja stanja sa negativnom energijom, koja su bila isključena sa stanovišta klasične fizike. Uvedeni su, dakle, prelazi takve vrste u kojima se održava moment ali ne i energija. Ovakvi procesi su dozvoljeni uz ograničenja relacije neodredjenosti. Energija ne mora biti održana u intermedijalnom stanju samo ako je ono dovoljno kratkog života.

Prema Dirack-ovoj teoriji o "šupljinama" sva negativna energetska stanja popunjena su elektronima u slučaju kada ne deluje spoljašnje polje. Prelazi u ova zaposetnuta stanja ne mogu se odvijati. Izbacivanjem elektrona iz te raspodele dejstvom spoljašnjeg polja stvara se šupljina i sistem poprima energiju  $-(E)$ , momenat  $-(p)$  i naboj  $-(e)$ . Time je dobijen elektron sa običnim momentom i energijom, ali sa pozitivnim nabojem.

Spoljašnje polje je u mogućnosti da izazove ovaj proces jedino ako predaje energiju veću od  $2mc_e^2$ . Sa slike 1. se vidi da toliko iznosi razmak izmedju dve energetske zone, popunjene i nepunjene.



SLIKA 1.

Elektron podignut na viši energetski nivo i šupljina zajedno formiraju elektronsko-pozitronski par. Da bi se zadovoljili zakoni održanja, stvaranje parova se mora dešavati u polju elektrona ili jezgra, koji mogu da apsorbuju linearni momenat.

## 1.2. Beta\_raspad

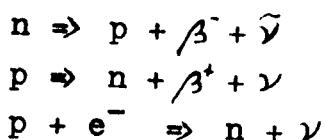
### 1.2.1. Radioaktivan\_raspad

Radioaktivnost je spontana transformacija jednog nestabilnog izotopa jednog hemijskog elementa u izotop drugog elementa, uz emisiju elementarnih čestica ili jezgara.

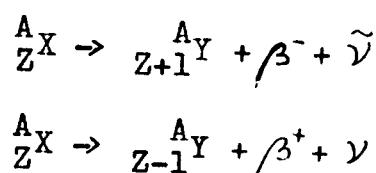
Osnovne vrste radioaktivnog raspada su: alfa i beta raspad. Obično se kao prateće zračenje javlja i gama zračenje.

Pri beta raspodu može doći do emisije beta čestice sa negativnim  $\beta^-$ , odnosno pozitivnim  $\beta^+$  nanelektrisanjem iz jezgra, ili pak do elektronskog zahvata.

Beta raspad se može prikazati:



Ovo su uprošćeni izrazi koje koristimo za slikovitiji prikaz beta raspada, dok je pravilno pisati:



Putem  $\beta^+$  raspada dobijaju se pozitroni pa će zbog toga i biti objašnjena ova vrsta raspada.

### 1.2.2. Beta\_raspad putem emisije pozitrona

Ovaj proces se vrlo pojednostavljano može shvatiti kao da proton u jezgru prelazi u neutron uz emisiju pozitrona i neutrina,



a zapravo čitavo jezgro nanelektrisanja  $Z$  i mase  $Z^M$  prelazi u jezgro nanelektrisanja  $Z-1$  i mase  $Z-1^M$  uz emisiju  $\beta^+$  i  $\nu$ .

Maseno-energetska jednačina glasi:

$$Z^M c^2 = Z-1^M c^2 + m_0 c^2 + m_\nu c^2 + T_\beta + T_\nu + T_Y + T_M,$$

$m_0$  - masa mirovanja pozitrona

$m_\nu$  - masa mirovanja pratećeg neutrina

$T_\beta$  - kinetička energija beta čestice (pozitrona)

$T_\nu$  - kinetička energija neutrina

$T_M$ , - kinetička energija uzmaknutog jezgra mase  $Z-1^M$ ,

$T_Y$  - ukupna energija gama zraka emitovanih posle beta rasada

Ako je  $m_\nu = 0$  dobićemo da je maksimalna kinetička energija beta čestice:

$$T_{\max} = T_\beta + T_\nu$$

Kinatička energija uzmaknutog jezgra mase  $Z-1^M$  je mnogo manja od  $T_{\max}$  jer je masa preostalog jezgra mnogo veća od mase elektrona.

$$T_M \ll T_{\max}$$

Uvodimo i aproksimaciju

$$T_0 \approx T_{\max} + T_Y$$

Uzimajući u obzir gore navedene pretpostavke dobija se izraz

$$Z^M c^2 = Z-1^M c^2 + m_0 c^2 + T_0$$

Ako dodamo masu od  $Z$  atomskih elektrona na obe strane jednačine dobija se :

$$Z^M c^2 + Z m_0 c^2 = Z-1^M c^2 + (Z+1) m_0 c^2 + T_0$$

$$Z^M c^2 = Z-1^M c^2 + 2 m_0 c^2 + T_0$$

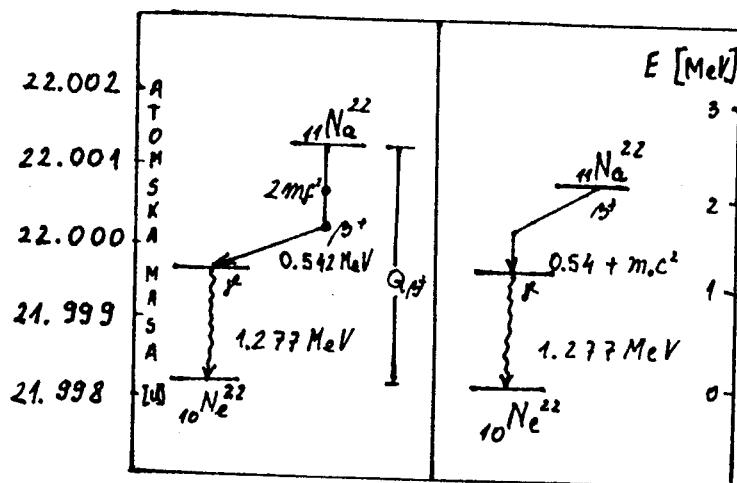
Razliku u totalu energije atoma početnog i krajnjeg izotopa označimo  $Q_{\beta^+}$  pa će energetski uslov za  $\beta^+$  raspod imati oblik:

$$Q_{\beta^+} = Z^{\text{Mc}}^2 - Z-1^{\text{Mc}}^2 = 2 m_0 c^2 + T_0 = 2 m_0 c^2 + T_{\max} + T_Y$$

Kod  $\beta^+$  raspada, kao što se vidi, energija raspada  $T_0$  nije direktno jednaka promeni u neutralnim masama atoma. Ona je uvećana za energiju mirovanja dva elektrona. Razlog je sledeći:

Prilikom emisije pozitrona iz jezgra, nanelektrisanje jezgra se smanjuje za jedinicu, što znači da je za formiranje neutralnog atoma potreban jedan elektron manje nego kod početnog atoma. Znači da se istovremeno sa emisijom pozitrona oslobadja i elektron iz omotača. Mase pozitrona i elektrona su jednake pa otuda član  $2m_0 c^2$  koji se dodaje produktu raspada.

Šema  $\beta^+$  raspada  $\text{Na}^{22}$ :



SLIKA 2.

Na levoj strani crteža prikazana je šema raspada  $^{22}\text{Na}^{22}$  u atomsko energetskoj-masenoj skali kod koje su nuklearni energetski nivoi, odnosi i prelazi nacrtani u skali atomskih masa. Masa atoma  $\text{Na}^{22}$  sadrži masu od 11 atomskih

elektrona pored mase jezgra  $\text{Na}^{22}$ . Atom produkta  $\text{Ne}^{22}$  ima jedan elektron manje od polaznog jezgra.

Na desnoj strani data je šema raspada  $\text{Na}^{22}$  u nuklearnoj energetsko-masenoj skali. Iz jednačine

$$T_0 = T_{\max} + T_Y$$

dobija se da je

$$T_0 = 0,542 \text{ MeV} + 1,277 \text{ MeV} = 1,819 \text{ MeV}$$

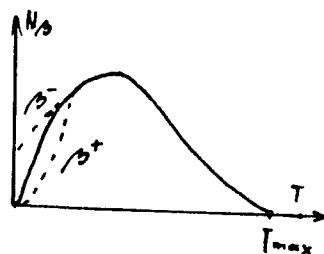
Osnovni nivo jezgra  $\text{Na}^{22}$  nalazi se na energiji

$$T_0 + m_0 c^2 = 1,819 \text{ MeV} + 0,511 \text{ MeV} = 2,33 \text{ MeV}$$

iznad osnovnog nivoa  $\text{Ne}^{22}$ .

Dijagonalna linija pokazuje emisiju pozitrona, energije  $m_0 c^2 = 0,511 \text{ MeV}$ . Vertikalna linija pokazuje kinetičku energiju od  $0,542 \text{ MeV}$  para pozitron-neutrino ( $T_{\max}$ ). Talsasta linija pokazuje završni prelaz gama zraka pobudjenog jezgra  $\text{Ne}^{22}$ .

Beta spektar je kontinualan (što je još 1919 ustanovio Chadwick) a njegov izgled razlikuje se zavisno od toga da li se emituju pozitroni ili elektroni. Produkti beta raspada su tri čestice: uzmaknuto jezgro, beta čestica i neutrino (antineutrino). To je proces u kome su održani impuls i energija. Prilikom emisije elektrona ( $\beta^-$  raspad) deo spektra u oblasti niskih energija izgleda kao da je "privučen", dok je pri emisiji pozitrona suprotan slučaj.



SLIKA 3.

Na slici 3 je obeležena krajnja tačka kontinualnog beta spektra  $T_{\max}$ .

Energija raspada je uglavnom rasporedjena izmedju

beta čestice i neutrina (antineutrina), jer se energija uzmaknutog jezgra može zanemariti. Energija raspada data je sledećom relacijom:

$$E_0 = cp_{\nu} + (m_{\beta}^2 c^4 + c^2 p_{\beta}^2) = E_{\nu} + E_{\beta}$$

$E_{\nu}$  i  $E_{\beta}$  - energije neutrina (antineutrina) i beta čestice,  $p_{\nu}$  i  $p_{\beta}$  - impulsi neutrina (antineutrina) i beta čestice,  $m_{\beta}^2 c^2$  - energija mirovanja beta čestice.

Statistički faktor  $dn/dE_0$ , odnosno gustina konačnih stanja u beta raspodu objašnjava oblik beta spektra:

$$\frac{dn}{dE_0} = \frac{16\pi^2 \Omega^2}{c^3 h^6} (E_0 - E_{\beta})^2 p_{\beta}^2 dp$$

( $\Omega = dx dy dz$  jer se odnosi na zapreminski element faznog prostora).

Ova relacija ustvari pretstavlja gustinu konačnih stanja za koje elektron ima vrednost impulsa u intervalu  $p_{\beta}$  i  $p_{\beta} + dp_{\beta}$  i energiju u intervalu  $E_{\beta}$  i  $E_{\beta} + dE_{\beta}$ .

Oblik impulsnog spektra emitovanih beta čestica u raspodu ima oblik definisan jednačinom:

$$N(p_{\beta}) dp_{\beta} = \frac{16\pi^2 \Omega^2}{c^3 h^7} / H_{fi} /^2 (E_0 - E_{\beta})^2 p_{\beta}^2 dp_{\beta}$$

pri čemu je  $H_{fi}$  - matrični element interakcije (zavisi od brzine, odnosno energije emitovane beta čestice).

Pri razmatranju beta raspada mora se uzeti u obzir i Columb-ova interakcija nanelektrisanja jezgra i emitovane beta čestice. Ova interakcija utiče na oblik spektra i to u oblasti nižih energija, dok je na višim energijama beznačajna.

Emitovanoj čestici se ne može pripisati ravan talas tj. funkcija  $\Psi(0)$  koja u domenu jezgra ima konstantnu vrednost, već talasna funkcija koja je energetski zavisna. Fermijeva funkcija služi za korekciju talasne funkcije elektrona:

$$F(E, Z) = \frac{|\Psi_{\beta}(0)|_Z^2}{|\Psi_{\beta}(0)|_{sl}^2}$$

pri čemu je:

$$F(E, Z) > 1 \text{ za } \beta^- \text{- emisiju}$$

$$F(E, Z) = 1 \text{ za } Z = 0$$

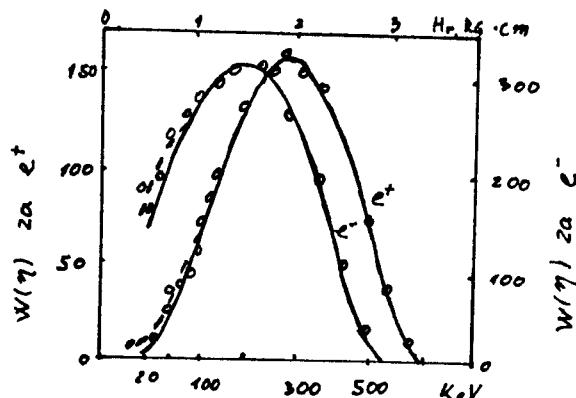
$$F(E, Z) < 1 \text{ za } \beta^+ \text{- emisiju}$$

Coulomb-ova korekciona funkcija  $F(E, Z)$  za nerelativističku česticu ima oblik:

$$F(E, Z) = \frac{2\pi\eta}{1 - \exp(-2\pi\eta)}$$

gde je  $\eta = Ze^2/hv_\beta$  za elektrone; a  $\eta = -Ze^2/hv_{\beta^+}$  za pozitrone;  $v$  je brzina emitovane čestice;  $Z$  je redni broj jednogra potomka.

U oblasti niskih energija dešava se da interakcija povećava verovatnoću za emisiju beta ( $\beta^-$ ) čestice, a smanjuje verovatnoću emisije pozitrona (slika 4.).



SLIKA 4.

Ilustruje spektar elektrona i pozitrona  $^{64}\text{Cu}$ . Kružicima su označene eksperimentalne vrednosti, a izvučene linije predstavljaju teorijski spektar. Uticaj Kulonove interakcije je očigledan u nisko-energijskom delu spektra.

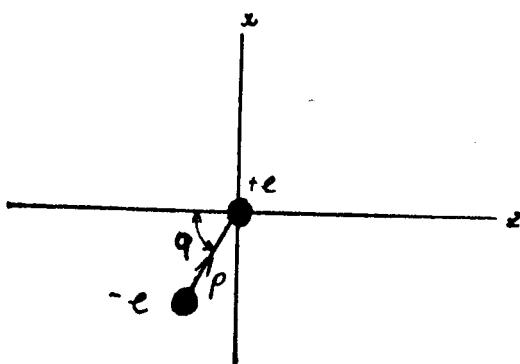
## 2. PROCES ANIHILACIJE

### 2.1. Anihilacija pozitrona u materijalu

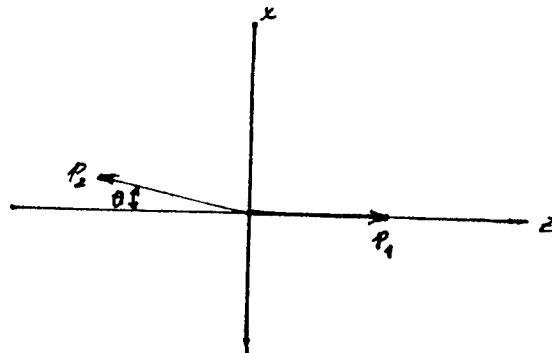
U procesu anihilacije i stvaranja para vrši se pretvaranje jednog oblika postojanja materije u drugi, tj. čestice (korpuskule supstance) prelaze u kvante radijacije polja (elektromagnetsko polje).

Pri anihilaciji slobodnih pozitrona u miru sa slobodnim elektronima tj. kada centar masa sistema elektron-pozitron miruje, javljaju se dva suprotno usmerena kvanta energije  $mc^2 = 0,511 \text{ MeV}$ , što je u saglasnosti sa zakonima održanja energije i impulsa.

U slučaju kada se pozitron anihilira sa elektromnom u kretanju, uglovi izmedju anihilacionih kvanata postaju manji od  $180^\circ$ . Merenje ovog ugla daje informaciju o raspodeli impulsa elektrona u supstanci.



SЛИКА 5.



SЛИКА 6.

Za analizu koja sledi z osa je uzeta kao pravac jednog fotona, a x osa tako da bude u ravni fotona. Eksperimentalno se z osa uzima kao osa detektora (slike 5, 6).

Totalna relativistička energija se održava prilikom anihilacionog procesa tako da je:

$$2m_0c^2 = cp_1 + cp_2$$

$m_0$  - masa mirovanja elektrona (ili pozitrona)

$p_1$  - impuls jednog fotona

$p_2$  - impuls drugog fotona

Kinetička i potencijalna energija elektrona su male u poređenju sa njegovom energijom mirovanja  $m_0c^2$  i zanemarljive su.

Impuls se dakle održava pri anihilaciji, pa je:

$$p \cos \varphi = p_1 - p_2 \cos \theta$$

$$p \sin \varphi = p_2 \sin \theta$$

$$p_2 = p \sin \varphi / \sin \theta$$

odakle sledi:

$$p \cos \varphi + p \sin \varphi \cos \theta / \sin \theta = p_1$$

gde je  $p$  impuls elektrona a uglovi  $\varphi$  i  $\theta$  definisani su na slici s. i 6.

Vrednosti za  $p_1$  i  $p_2$  zamenjuju se u jednačinu za energiju:

$$2m_0c^2 = cp \cos \varphi + cp \frac{-\sin \varphi \cos \theta}{\sin \theta} + cp \frac{\sin \varphi}{\sin \theta}$$

što daje :

$$2m_0c^2 = p(\cos \varphi \sin \theta + \sin \varphi \cos \theta + \sin \varphi) / \sin \theta$$

Za sve elektrone u materijalu  $p \ll m_0c$  i  $\theta$  je ekstremno malo, obično oko  $10^{-3}$  radijana. Stoga se  $\sin \theta$  aproksimira sa  $\theta$  (u radijanima) i  $\cos \theta$  sa 1. Prvi član je mali u poređenju sa preostala dva i zanemarljiv je. Kada se zadnja jednačina reši po  $\theta$  uvodeći i aproksimacije dobija se:

$$\theta = \frac{p \sin \varphi}{m_0 c}$$

Merenjem ugla  $\theta$  može se izračunati x komponenta impulsa elektrona,  $p \sin \varphi$ .

Razmatranje slike 6. jasno pokazuje da  $\sigma$  ima najveću vrednost kada anihilirani elektron ima najveći mogući impuls.

Elektroni sa energijom jednakom Fermi energiji  $E_F$  imaju imeren najveći impuls. To je Fermi impuls  $p_F$  gde je:

$$E_F = p_F^2 / 2m_0$$

Druga mogućnost za analizu energije (brzine) elektrona u materijalu je na osnovu Doppler-ovskog proširenja anihilacionih gama linija.

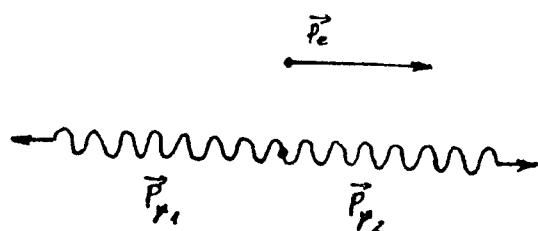
Gama kvanti nastali pri anihilaciji pozitrona daju informaciju zadovoljavajuće tačnosti o energijama elektrona u materijalu. Naime, kretanje centra masa elektronsko-pozitronskog para, pri anihilaciji, sa impulsom  $p$  prouzrokuje Doppler-ovski pomak energije emitovanih gama kvanata. Maksimalna veličina Doppler-ovskog pomaka definisana je relacijom:

$$\Delta E_Y \approx \pm \sqrt{(m_0 c^2) c p_x}$$

gde je  $p_x$  - projekcija impulsa para u pravcu posmatranja, a znaci "+" i "-" odnose se na smer kretanja para.

Doppler-ovsko širenje anihilacionih gama zraka je reda veličine KeV, dakle reda veličine širine gama linija detektovanih poluprovodničkim detektorom (rezolucije Ge detektora). Radi razjašnjenja ove očigledne nelogičnosti, da energetskoj raspodeli od nekoliko eV za elektrone (u materijalima gde može doći do anihilacije) odgovara širenje anihilacionog gama zraka od nekoliko KeV, dat je ovaj specijalan slučaj:

Polazi se od pretpostavke da je impuls elektrona pre anihilacije  $p_e$  i da su impulsi anihilacionih gama kvanata平行ni impulsu elektrona (slika 7.).



SLIKA 7.

U ovom specijalnom slučaju je promena energije gama zraka maksimalna. Ovo energetsko pomeranje dato je jednačinom:

$$\Delta E = (E_{Y2} - E_{Y1})/2$$

Zakon održanja impulsa daje:

$$p_e = p_{Y1} - p_{Y2} = E_{Y1}/c - E_{Y2}/c$$

iz ovoga sledi:

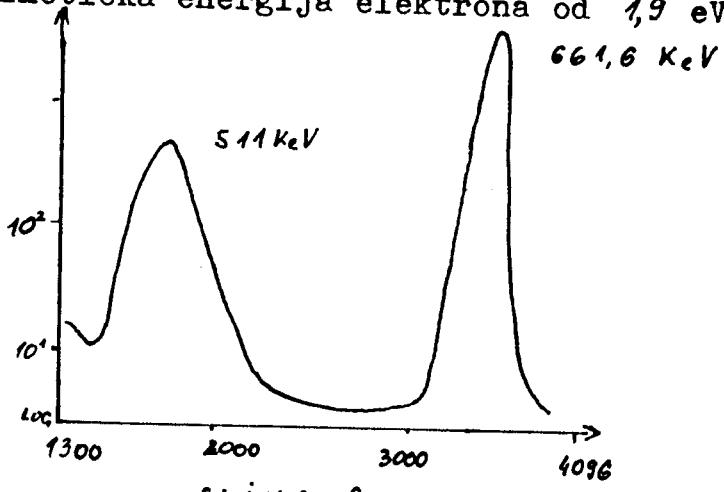
$$\Delta E = p_e c/2 = E_e c/v$$

pri čemu je:  $E_e$  - energija elektrona,  $v$ -brzina elektrona. Saglasno ovoj jednačini maksimalna vrednost pomeranja energije anihilacionog gama zraka dobijena je množenjem energije elektrona sa  $c/v$  i otuda će širenje biti nekoliko puta veće od energije anihilacionog elektrona.

Gornja jednačina se može napisati u sledećem obliku:

$$\Delta E = E_e \left( \frac{-c^2 m_e / 2}{v^2 m_0 / 2} \right)^{1/2} = E_e \left( \frac{m_e^2 / 2}{E_e} \right)^{1/2}$$

odakle se vidi da energetskom pomaku od 0,69 KeV (što je aproksimativno pola proširenja linije na polovini maksimuma) odgovara kinetička energija elektrona od 1,9 eV.



SLIKA 8.

Slika 8. prikazuje fotovrhove anihilacionih gama zraka i gama zraka  $^{137}\text{Cs}$ , energije 661 KeV.

Razmatran je slučaj za dvokvantnu anihilaciju jer su verovatnoće za jednokvantnu ili trokvantnu anihilaciju manje, što se vidi iz odnosa verovatnoća.

$$\frac{\delta(2Y)}{\delta(2Y)} \approx \alpha^4 \quad i \quad -\frac{\delta(3Y)}{\delta(2Y)} \approx \alpha$$

gde je  $\alpha = e^2/\hbar c = 1/137$  - konstanta fine strukture.  
Verovatnoća dvokvantne anihilacije iznosi:

$$\delta(2Y) = \pi r_0^2 \frac{c}{v}$$

$r_0 = (\frac{m_e^2}{4\pi m_0})^{1/2} = 2,8 \cdot 10^{-15} \text{ m}$  - klasični poluprečnik elektrona,  $v$  - relativna brzina pozitrona u odnosu na elektron.

## 2.2. Formiranje pozitronijuma

Pored opisanog, anihilacija sporih pozitrona može se odigrati formiranjem atoma pozitronijuma. Naime, pozitronu, koji prodire u materijal, pridružuje se elektron koji orbitira oko pozitrona, gradeći tako atom sličan vodoniku. Ovde se javljaju dva stanja: Singletno stanje sa antiparalelnim spinom čestica i tripletno stanje sa paralelnim spinom. Singletno stanje se raspada dvokvantnom anihilacijom, a vreme života u ovom stanju iznosi približno  $10^{-10} \text{ s}$ . Tripletne stanje se raspadaju trokvantnom anihilacijom, a vreme života ovog stanja je  $10^{-7} \text{ s}$  u slobodnom prostoru.

Pozitronijum se ne formira u materijalu kao što je metal jer je u njemu koncentracija elektrona velika i pozitroni bi pretrpeli veliki broj sudara.

U čvrstim materijalima vreme života tripletnog stanja je kraće od  $10^{-9} \text{ s}$ , znači kraće od vremena života tripletnog stanja u "slobodnom" prostoru. Ovo smanjenje se dešava jer se pozitron anihilira drugim elektronom van pozitronijumovskog atoma. Vreme života zavisi, dakle, od koncentracije elektrona oko pozitronijuma i takvo merenje vremena života obezbeđuje informaciju o koncentraciji elektrona.

Pozitronijum je obično smešten izmedju molekula pri čemu pozitron privlači elektrone iz te oblasti. Broj ovih oblasti i koncentracija elektrona u njima trpi promene kada se menja faza materijala, pa se merenje vremena života pozitronijuma može koristiti za analizu faznog prelaza amorfnih supstanci kao što su staklo i organski kristali.

### 3. MERENJE GAMA ZRAKA POLUPROVODNIČKIM SPEKTROMETROM

#### 3.1. Mehanizam rada poluprovodničkih spektrometara

Poluprovodnici su čvrsta kristalna tela koja izmedju valentne i provodne zone imaju zabranjenu zonu, čija je širina  $W_g$  oko 1 eV na 0°K, a izmedju motiva (čvorova) kristalne rešetke postoje kovalentne veze. Čisti poluprovodnici sadrže samo atome, odnosno molekule, jednog poluprovodnika. Najpoznatiji poluprovodnici su: Ge, Si, GaAs, ... Dakle, elementi četvrte grupe periodnog sistema. U tabeli koja sledi date su neke karakteristike Ge i Si (temperatura topljenja, širina zabranjene zone  $W_g$ , pokretljivost elektrona  $\mu_m$  i šupljina  $\mu_p$ ).

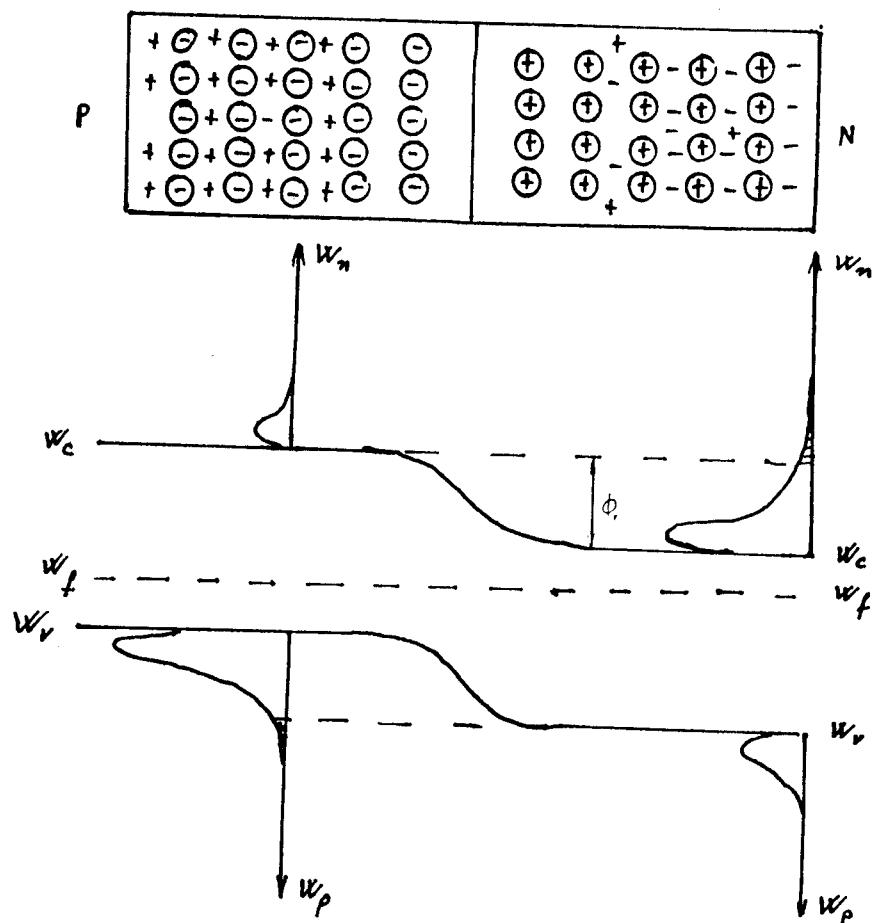
element	$t_t [K]$	$\epsilon_\alpha$	$W_g [eV]$	$\mu_m \left[ \frac{m}{v_s} \right]$	$\mu_p \left[ \frac{m^2}{v_s} \right]$
Si	1693	12	1,09 - 1,02	0,12	0,05
Ge	1231	16	0,66 - 0,70	0,38	0,18

$$\text{gde je } \epsilon = \epsilon_\alpha \cdot \epsilon_0 \quad \epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{F}{m}$$

$\epsilon_\alpha$  - relativna dielektrična konstanta.

Kod čistih provodnika eksitacijom elektrona kroz zabranjenu zonu, javlja se isti broj elektrona u provodnoj i šupljina u valentnoj zoni. Ovakva provodnost naziva se sopstvena provodnost, a realizuje se samo na višim temperaturama. Ugradjivanjem donora ili akceptora

omogućava se provodjenje i na nižim temperaturama, jer primese daju dodatne elektrone i šupljine. Ako su u višku slobodni elektroni kristal je N-tipa, a u suprotnom slučaju je P-tipa. Monokristal kod kojeg je jedna oblast P-tip, a druga N-tip poluprovodnika, naziva se PN spoj. Između P i N sloja stvara se prelazna oblast pri čemu slobodni elektroni i šupljine mogu da difunduju kroz sloj. Doći će do pomeranja energetskog nivoa u P i N sloju, jer se rekombinacijom slobodnih elektrona iz N dela sa šupljinama iz prelazne oblasti stvara višak pozitivno nanelektrisanih donora, pa se u N oblasti snižavaju energetski nivoi. U P oblasti ionizovani akceptorji podižu energetske nivoe. Fermijevi nivoi će se izjednačiti, jer svakog energetsko stanje sa obe strane prelazne oblasti poseduje istu verovatnoću zaposedenja elektronima (slika 9.).



SLIKA 9.

Inverznom polarizacijom spoja (N oblast na + naponu) dolazi do širenja oblasti prostornog naelektrisanja, naime, električno polje "izvlači" slobodne nosioce naelektrisanja iz prelaznog sloja do neke debljine  $W$  pa se dipolni sloj sastoji od ionizovanih fiksiranih donorskih i akceptorskih atoma. Kod poluprovodničkih detektora imamo slučaj da je N sloj jako bogat primesama, pa se ceo pad potencijala javlja u P delu. Debljina barijere može se izraziti funkcijom:

$$W = \frac{K(V+V_0)^{1/2}}{2\pi qNa}$$

pri čemu je:

K - dielektrična konstanta materijala

$V_0$  - potencijalna barijera u ravnotežnom stanju

Na - gustina rešetke električno aktivnih centara u sloju sa manje primesa

Provodnost barijere je neznatna (jer sadrži mali broj nosilaca naelektrisanja), dok je provodnost P i N sloja relativno velika. U barijeri se, stoga, i primenom malih inverznih napona ( $\sim 10V$ ) stvara polje i do  $10^4 V/cm$  i veoma brzo sakuplja nosioce stvorene u barijeri. Znači da će slobodni nosioci naelektrisanja, koje su stvorili foton ili nanelektrisana čestica, biti brzo sakupljeni na elektrodama, a na otporniku u električnom kolu dobiće se impuls, čime je zabeležena interakcija čestice ili fotona i kristala.

Interakcije zračenja sa elektronima ili atomskim jezgrima materije mogu se opisati pomoću: foto-efekta; Compton-ovog efekta i par-efekta, pri čemu je za nas najinteresantniji foto-efekat jer registrujemo foto-vrhove. Za foto-efekat je važno naglasiti da je to proces koji se odvija na vezanom elektronu. Kvant elektromagnetskog zračenja predaje svu svoju energiju vezanom elektronu i nestaje. Predata energija troši se delom na izbacivanje elektrona iz elektronskog omotača atoma dok preostali deo pretstavlja kinetičku energiju emitovanog fotoelektrona.

$$E_Y = E_i^V + E_e$$

$E_Y$  - energija upadnog fotona

$E_i^V$  - energija veze elektrona u i-tom sloju elektronskog omotača

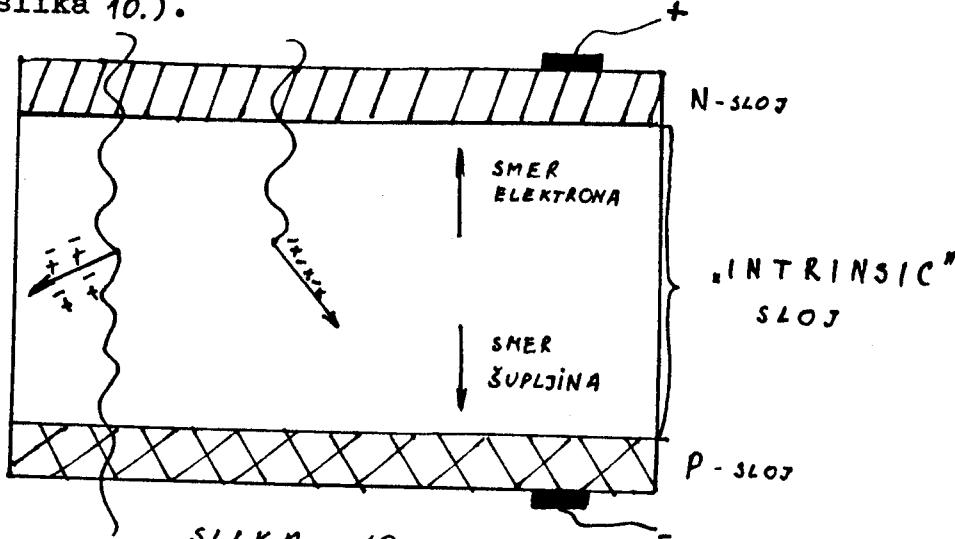
$E_e$  - kinetička energija emitovanog fotoelektrona

Na osnovu gornjeg izraza može se zaključiti da je fotoefekat moguć jedino kada je energija upadnog fotona  $E_Y$  veća od vezivne energije elektrona u i-tom sloju tj.  $E_Y > E_i^V$ .

### 3.2. Germanijumski spektrometar

Za germanijum važi da je čak i u slučaju velike čistoće poluprovodnik P tipa, naime, nije "dovoljno" čist tako da se prilikom merenja javlja šum. Kompenzovanje akceptorskih primesa vrši se dodavanjem donorskih atoma litijuma.

Kada difuzijom unesemo dovoljan broj litijumovih atoma kroz jednu površinu kristala Ge, tu će se formirati n-tip poluprovodnika. Litijumovi atomi otpuštaju elektron i time postaju pozitivni joni. Dobijen p-n spoj se polariše inverzno. Pri višim temperaturama i pod uticajem jakog električnog polja litijumovi joni driftuju u p-deo poluprovodnika, što dovodi do izjednačenja sa koncentracijom akceptor-skih primesa. Jedan deo p-poluprovodnika ostaje nekompenzovan (slika 10.).



SLIKA 10.

Dobijen je p-i-n spoj koji se polariše inverzno da bi se vršila detekcija. I-sloj je značajan jer njegova zapremina ustvari predstavlja efikasnu zapreminu detektora.

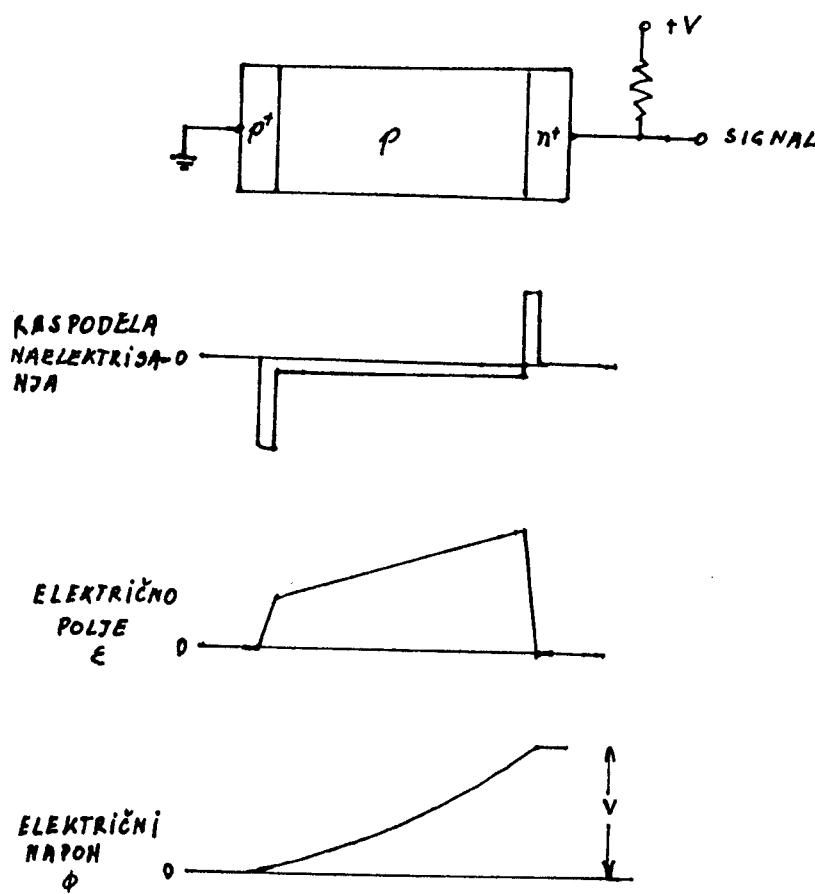
Koaksialni detektori daju veću aktivnu zapreminu, naime, ovde su litijumovi atomi unešeni kroz spoljašnju površinu cilindričnog kristala.

Kod čistih Ge detektora koji se mogu koristiti za detekciju gama zraka koncentracija primesa je mala i ceo kristal ustvari predstavlja I-sloj. Prednost čistog Ge detektora nad Ge(Li) je u tome što se ne moraju permanentno održavati na temperaturi tečnog azota. Kod Ge(Li) potrebno je redovno pratiti nivo tečnog azota, a i vrlo često vršiti redriftovanje litijuma (vrši proizvodjač). Zbog toga što je potrebno neprekidno hladjenje ( kod Ge(Li) detektora) ograničina mu je primena, naime, potrebno je imati redno vezane detektore da bi im se povećala efikasna zapremina. Ukoliko se nečistoća Ge može smanjiti do nekih  $10^{10}$  atoma/cm<sup>3</sup> može se postići radna zapremina od lomm uz korišćenje inverznog napona manjeg od 1000 V. Moguće je dakle, dobiti aktivne zapremine istih veličina kao što su kod Ge(Li) detektora bez vršenja kompenzacije litijumom. Ova vrsta detektora naziva se "intrinsic germanijum" ili "visoko čisti germanijum" detektori.

Ge detektori visoke čistoće ne mogu se koristiti na sobnoj temperaturi jer bi došlo do naglog oticanja struje, ali mogu se držati na sobnoj temperaturi u slučaju kada se ne koriste (što se nesme učiniti sa Ge(Li) detektorom). Proizvodjači Ge detektora ipak sugerisu da ovaj detektor treba držati na temperaturi tečnog azota da bi se izbegla moguća kontaminacija površine detektora usled nekih preostalih para koje bi se našle u okolini detektora. Ovi zahtevi pak, nisu strogo postavljeni, tako da je dozvoljeno korišćenje HPGe detektora i pri temperaturama od 150-180K (nominalna je oko 77K), pri čemu su postizani vrlo dobri rezultati.

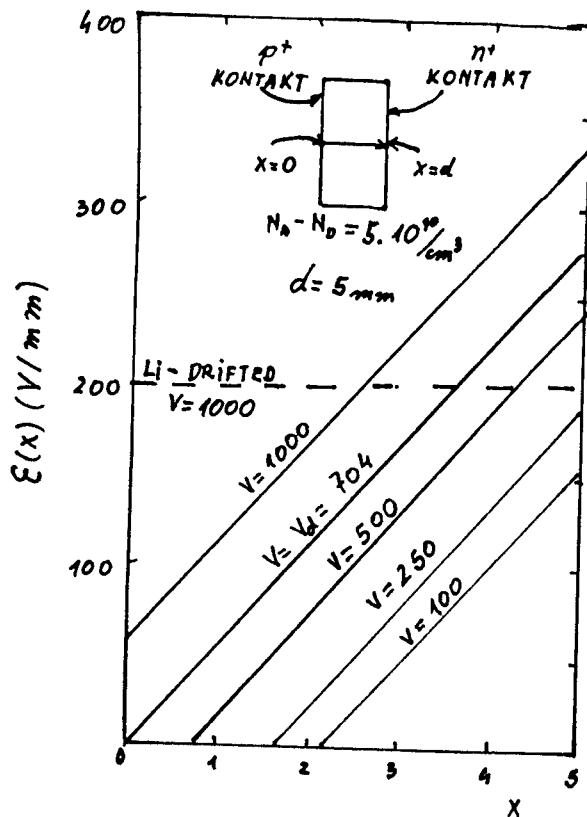
Šema HPGe detektora data je na slici 11 . Kao što se vidi imamo n<sup>+</sup> - p - p<sup>+</sup> diodnu strukturu (oznaka + odnosi se na visoko provodne materijale).

Sloj  $n^+$  formira se uparavanjem litijuma na glatku površinu germanijuma, što prati kratak period difuzije. Radna zona detektora formira se inverznom polarizacijom  $n^+ - p$  spoja.



SLIKA 11.

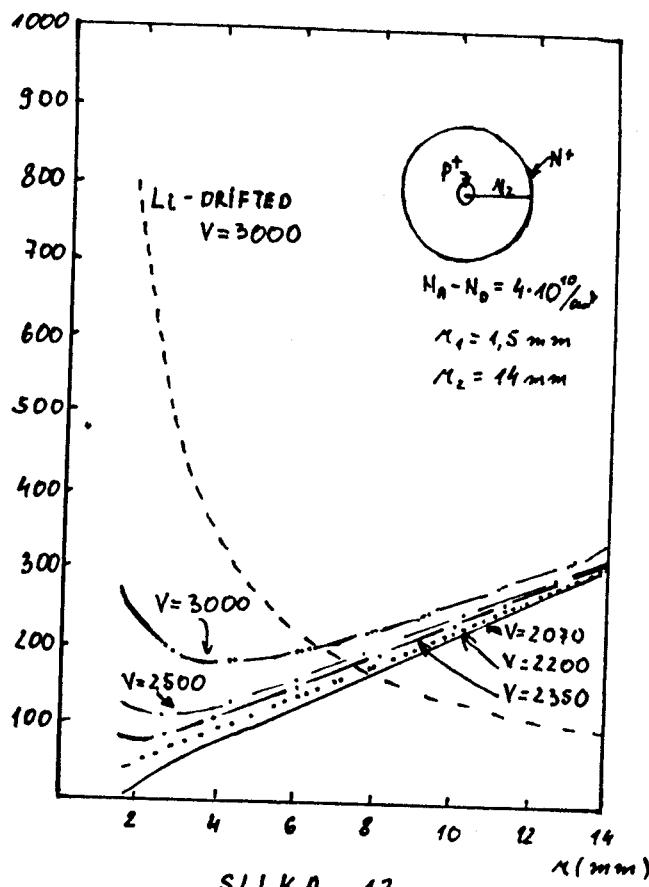
Spoj na suprotnoj strani sastoje se obično od metala koji reaguju kao  $p^+$ , ili ako je potreban vrlo tanak sloj može se koristiti tehnika jonske implantacije za stvaranje  $p^+$  dela. Kada se postigne dovoljno visok napon, detektor postaje potpuno provodljiv i aktivna zapremina se proširuje od jednog kontakta do drugog. Pod ovim uslovima električno polje je maksimalno u  $p$ -delu blizu  $n^+$  sloja i opada do nule u  $p^+$  sloju. Primenom "nad-napona" postiže se efekat podizanja električnog polja za neku konstantnu vrednost (slika 11.).



SLIKA 12.

Na slici (12.) prikazana je promena jačine električnog polja kroz aktivnu zapreminu planarnog HPGe detektora za različite vrednosti inverznog napona. Vrednost napna kojim se postiže potpuno pražnjenje označena je sa  $V_d$ . Za poređenje dato je i uniformno polje koje javlja u Ge(Li) detektoru.

Slika 13.prikazuje promenu jačine električnog polja u aktivnoj zapremini HPGe koaksijalnog detektora. U ovom slučaju je za potpuno pražnjenje detektora potrebna minimalna vrednost napona od 2070 V. Za poređenje data je i promena električnog polja u koaksijalnom Ge(Li) detektoru.



SLIKA 13.

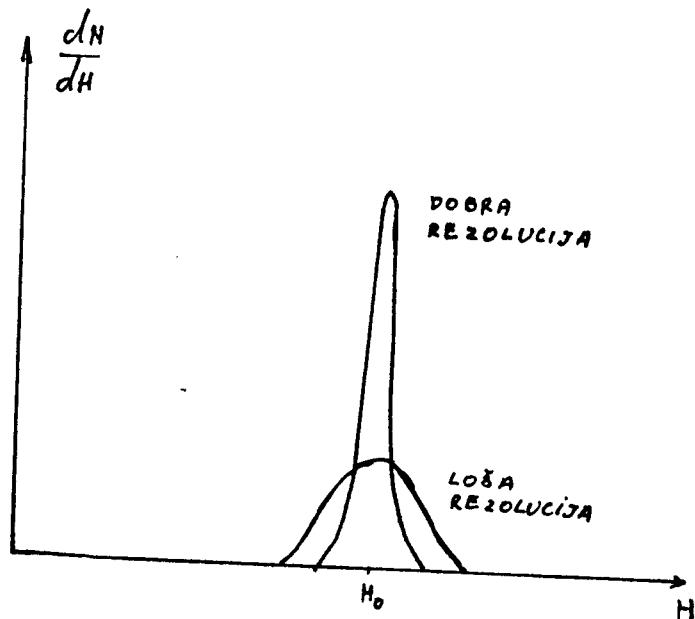
### 3.3. Moć razlaganja spektrometra

Pri merenju neke nepoznate raspodele emitovanih čestica po energijama  $I(E_Y)$  u instrumentu se registruje spektar  $N(E'_Y)$ . Osnovni problem spektroskopije je nalaženje nepoznate funkcije pomoću spektralne karakteristike instrumenta  $\phi(E_Y, E'_Y)$ . Ove tri veličine povezane su relacijom:

$$N(E'_Y) = \int I(E_Y) \phi(E_Y, E'_Y) dE_Y$$

$\phi(E_Y, E'_Y)$  - je "funkcija odziva detektora" i pretstavlja verovatnoću da se gama kvant energije  $E_Y$  u detektoru registruje sa energijom  $E'_Y$ . Dakle, monoenergetske linije u spektru dobijaju izvesnu širinu. Upravo zbog ove širine ne mogu se uvek videti odvojene dve bliske monoenergetske linije,

Na slici 14. data je raspodela "funkcije odziva" detektora. Obe distribucije su centrirane na istu vrednost  $E_0$ , pri čemu je širina raspodele "loše rezolucije" mnogo veća.



SLIKA 14.

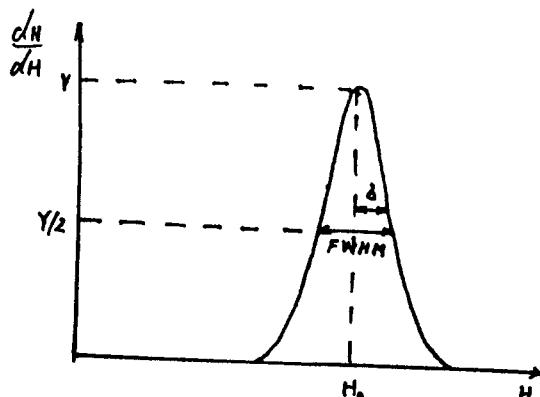
Ova širina dokazuje da su zabeležene velike fluktuacije od impulsa do impulsa, mada je sačuvana ista energija u detektoru za svaki dogadjaj. Ako se fluktuacije smanje, smanjiće se i širina odgovarajuće distribucije, vrh će se zaoštiti tj. matematički će se približiti delta funkciji.

Po konvenciji se moć razlaganja definiše tako što se dve linije u spektru smatraju razdvojenim ako su jedna u odnosu na drugu pomerene za polovinu širine linije na polovini maksimuma linije (slika 15.).

Moć razlaganja dakle, definišemo kao:

$$R = \frac{E_0}{FWHM}$$

FWHM - širina linije na polovini visine maksimuma  
E<sub>0</sub> - energija koja odgovara toj liniji



SLIKA 15.

U praksi se češće koristi recipročna vrednost koja se naziva energija razlaganja i izražava se u procentima.

$$r = \frac{\text{FWHM}}{E_0} \cdot 100\%$$

Pošto funkcija odziva sledi Gauss-ovu raspodelu sa standardnom devijacijom  $\delta$ , tada je FWHM data kao  $2,35 \delta$

$$\delta = K\sqrt{N}$$

Gde je: K-konstanta proporcionalnosti, a N-broj parova generisanih oko neke srednje vrednosti energije. Centar amplitude je

$$E_0 = KN$$

sledi da je:

$$r = \frac{2,35K\sqrt{N}}{KN} \cdot 100\% = \frac{2,35}{\sqrt{N}} \cdot 100\%$$

Ako je za stvaranje para nosioca nanelektrisanja potrebna energija W tada se može pisati:

$$N = \frac{E}{W}$$

E - energija gama kvanta, tada je:

$$r = 2,35 \sqrt{\frac{W}{E}} \cdot 100\%$$

Iz gornje jednačine sledi da se energetsko razlaganje povećava sa energijom potrebnom za stvaranje jednog para nosioca nanelektrisanja.

Poredjenjem moći razlaganja scintilacionog i germanijumskog detektora, bolji rezultati dobijeni su germanijumski detektor. Za prelazak elektrona iz valentne u provodnu zonu kod germanijuma, potrebno je utrošiti  $3\text{eV}$ , dok je u scintilacionom detektoru za oslobođanje elektrona iz fotokatode potrebno  $300\text{ eV}$ . Iz ovoga je očigledno da germanijumski detektor ima deset puta veću moć razlaganja.

#### 4. EKSPERIMENTALNI POSTUPAK

##### 4.1. Pozitronska dijagnostika

Metoda pozitronske dijagnostike zauzima značajno mesto u ispitivanju materijala. Ona obuhvata sledeća merenja:

- a) Merenje Doppler-ovskog širenja anihilacionih gama-kvanata (DOŠAK), čime se dobijaju informacije o srednjoj kinetičkoj energiji elektrona u materijalu.
- b) merenje ugaone raspodele anihilacionih gama-kvanata, što daje direktnе informacije o raspodeli impulsa elektrona u provodnoj zoni.
- c) merenje perioda poluraspada pozitronijuma u materijalu. Ova tehnika se najviše koristi pri proučavanju procesa  $2\gamma$ -anihilacije pozitrona u materijalu.

Veoma značajnu ulogu zauzima pozitronska dijagnostika poluprovodnika, koja obuhvata: određivanje elektronskih talasnih funkcija, mikrostrukture defekata i stvaranje bezkontaktne metodike kontrole kvaliteta materijala u tehnološkim procesima mikroelektronike i elektronske industrije.

##### 4.2. Opis tehnike DOŠAK

Ispitivani materijal je ozračen pozitronima, a zatim je vršena spektrometrija anihilacionih gama-kvanata. Kao izvor pozitrona korišćen je  $^{22}\text{Na}$  iz seta Amersham, izradjen u obliku kuglice prečnika 1 mm i zatopljen u polistirensku zaštitu, pri čemu je debljina polistirenskog prozora 0,5 mm. Aktivnost mu je 1  $\mu\text{Ci}$ . Izvor se oblaže sa obe strane ispitivanim materijalom i postavlja ispred detektora na rastojanju od 10 mm. Vreme merenja je iznosilo 4 ks.

Ispitivani materijali izradjeni su u obliku plačica dimenzije  $2 \times 2$  cm, a debljine preko 2 mm. Korisćeno je šest vrste materijala i to: staklo, kaučuk, olovo, guma, aluminijum i pleksiglas. Uzorci su izabrani proizvoljno, ali ipak tako da se razlikuju po gustoći. Merenje energetskog spektra vršeno je HPGe detektrom.

Kao što je u odeljku 3.3. rečeno, javlja se razlika izmedju stvarnog spektra  $I(E_Y)$  i spektra registrovanog u eksperimentu  $N(E'_Y)$ . Znamo da su ova dva spektra povezana Fredholmovom integralnom jednačinom prve vrste:

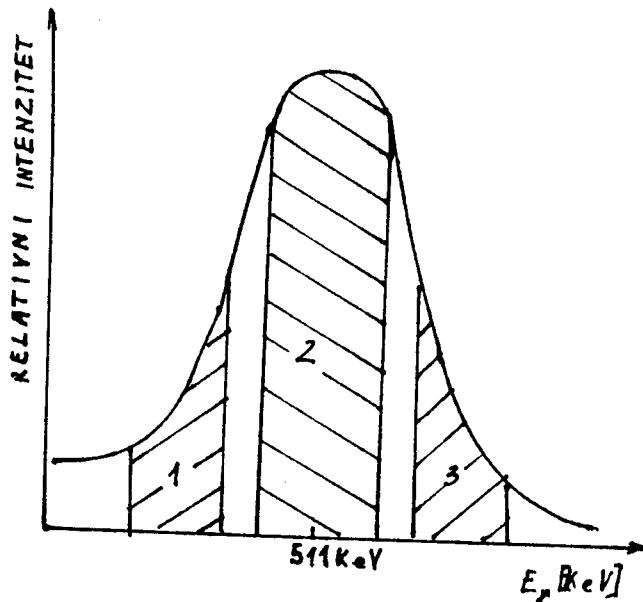
$$N(E'_Y) = \int I(E_Y) \phi(E_Y; E'_Y) dE_Y$$

ali rešenje ove jednačine po  $I(E_Y)$  daće statistički nestabilna rešenja. Metode razradjene za kvantitativnu analizu spektra ugaone korelacije takodje se ne mogu koristiti u slučaju Doppler-ovskih spektara jer je funkcija "odziva" detektora  $\phi(E_Y, E'_Y)$  asimetrična i složenog je karaktera. Međutim, moguće je dobiti informacije o relativnoj promeni oblika anihilacione linije u seriji posmatranja anihilacije pozitrona u različitim materijalima. U ovom slučaju koriste se parametri  $S$ ,  $W$  i  $D$  formirani od integrala  $S_0$ ,  $S_1$ ,  $S_2$  i  $S_3$ . Na slici 16. su naznačeni delovi  $S_1$ ,  $S_2$ ,  $S_3$  dok  $S_0$  predstavlja integral cele linije, gde su:

$$S = \frac{S_2}{S_0} \quad W = \frac{S_1 + S_3}{S_0} \quad D = \frac{S_2}{S_1 + S_3}$$

Parametri  $S$  i  $W$  imaju određeni fizički smisao. Parametar  $S$  daje verovatnoću obrazovanja atoma pozitronijuma i pretstavlja deo pozitrona koji se anihilira na slabu vezanim elektronima.

Parametar  $W$  definiše broj kvanata sa najvećim Doppler-ovskim pomakom energije i njegova veličina je proporcionalna broju anihilacija sa elektronima jonske rešetke.



SLIKA 16.

Campbell je u svom radu izgradio proceduru izbora optimalnog položaja granica delova spektra, čije površine se koriste za izučavanje "parametara forme linije (PFL)". S, W i D. Izračunati parametri su se uporedjivali po svojoj "osetljivosti" ( $K_{PFL}$ ) koja je definisana kao veličina obrnuto proporcionalna relativnoj grešci razlike izmedju "PFL" uporedjivanih spektara. Osetljivost parametara je rasla pri uvećanju širine segmenata i maksimalna osetljivost se dobija ako se granice integracije dodiruju i ako se izaberu tako da se spektralni delovi u oblastima 1, 2, 3 pri normiranju na istu površinu presekut.

Campbell-ova procedura proračuna pokazala se ne efikasnom pri maloj razlici uporedjivanih spektara.

Kako je metoda DOŠAK veoma efikasna pri izučavanju kinetike grupisanja defekata u tvrdom telu, vrše se istraživanja za uprošćenje merenja i kvantitativne analize Doppler-ovskih spektara.

Doppler-ovske spektre (kao i spektre ugaone korelacije) možemo opisati sumom od  $m$  Gausijana, ali pod uslovom da se ne uračunava fon i da se funkcija "odziva"  $\phi(E_y, E'_y)$  uzima kao simetrična:

$$N(n) = \sum_{k=1}^m A_k \exp(-(n_0 - n)^2 / 2 \sigma_k^2)$$

gde je:

$N(n)$  - brzina računanja u kanalu analizatora sa brojem n  
 $n_0$  - broj kanala koji odgovara maksimumu spektra  
 $A_k, \sigma_k$  - redom amplituda i disperzija gausijana

Pri anihilaciji pozitrona u metalu, Doppler-ovski spektar će se opisati sumom od tri gausijana, koji odgovaraju anihilaciji pozitrona na elektronima u jonskoj rešetci ( $A_1, \sigma_1$ ), na provodnim elektronima ( $A_2, \sigma_2$ ) i na elektronima u oblasti defekata ( $A_3, \sigma_3$ ). Ukoliko se koncentracija defekata u uzorku promeni, menja se i broj pozitrona koji anihiliraju u oblasti defekata, a samim tim i deo odgovarajućeg gausijana u izmerenom spektru. Ako se tip defekata nije promenio, površina gausijana određena je njegovom amplitudom. Ukupna površina spektra dobija se iz relacije:

$$\Gamma = \sum_{k=1}^m A_k \sigma_k \sqrt{\pi} = c \sum_{k=1}^m A_k \Gamma_k$$
$$c = 0,5\sqrt{\pi/\ln 2} \approx 1,06$$

$\Gamma$  - puna širina na polovini visine gausijana.  
Radi pojednostavljenja uvodi se pretpostavka da deo pozitrona koji se anihiliraju na elektronima u jonskoj rešetci, ne zavisi od stepena defektnosti uzorka. Sada površina spektra za uzorak sa velikom koncentracijom defekata iznosi:

$$\Gamma' = c(A_3 + \Delta A) \Gamma_3 + c(A_2 - \Delta A) \Gamma_2 + cA_1 \Gamma_1$$

$\Delta A$ -promena amplitude gausijana, proporcionalna uvećanju koncentracije defekata. Oduzimanjem poslednje dve jednacine dobija se:

$$\Delta \Gamma = \Gamma - \Gamma' = c \Delta A (\Gamma_2 - \Gamma_3)$$

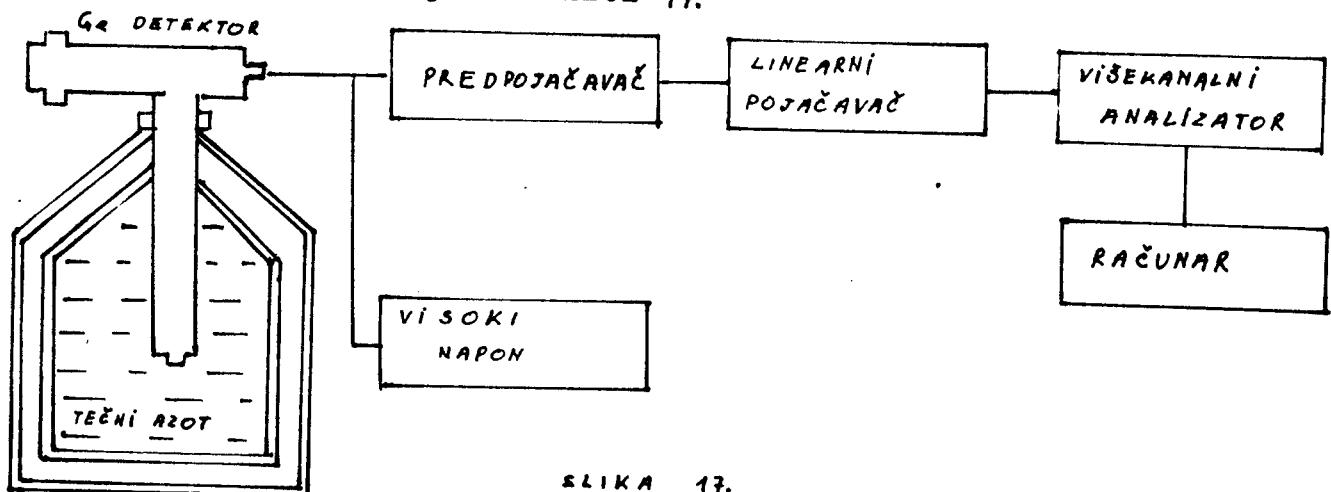
Obično je širina gausijana  $\Gamma_3$  manja od  $\Gamma_2$  što znači da se pri uvećanju koncentracije defekata površina spektra smanjuje. (Primer niobijum i guma (1)).

Tehnika DOŠAK našla je veoma veliku primenu i u izučavanju elastomera kao i drugih polimera. Proces anihilacije pozitrona u ovim materijalima karakteriše se

obrazovanjem atoma pozitronijuma, koji se pojavljuje i pri bombardovanju površine tvrdog tela snopom sporih pozitrona.

#### 4.3. Spektrometarski sistem

Spektrometarski sistem se sastoji iz: detektora, izvora visokog napona, predpojačavača, linearnog pojačavača, višekanalnog analizatora i računara. Šema spektrometra data je na slici 17.



SLIKA 17.

Visoki napon služi za inverznu polarizaciju  $n^+$ -p sloja. Obezbeđuje dovoljno brzo sakupljanje slobodnih nosilaca nanelektrisanja da ne bi došlo do rekombinacije. Korišćen je napon od 4000 V.

Apsorpcijom gama-kvanata formira se "veoma mala" količina nanelektrisanja, a samim tim je i struja kroz kolo toliko mala da se signali ne bi mogli detektovati bez prethodnog pojačanja.

Pojačanje predpojačavača je malo, ali je izlaz tako podešen da se signal može dalje prenositi koaksialnim kablom.

Linearni pojačavač povećava amplitudu impulsa srazmerno prvobitnoj visini impulsa. Grubo pojačanje pojačavača iznosilo je  $C_G = 100$ , a fino pojačanje  $F_G = 458$ .

Višekanalni analizator razvrstava impulse po visini. Analogni signal pretvara se u odgovarajući digitalni broj.

U radu je korišćen intrinsic Ge detektor, nominalne efikasnosti od 25 % i moći razlaganja od oko 2 KeV. Spektri su registrovani u višekanalnom analizatoru Canberra model 35<sup>+</sup>, na 4096 kanala i analizirani pomoću programa micro-SAMPO, na računaru PC-AT.

#### 4.4. Eksperimentalni rezultati i diskusija

Izvor <sup>152</sup>Eu korišćen je za energetsku kalibraciju spektrometra i za merenje pune širine gama-linije na poluvisini (FWHM) u zavisnosti od energije, pri standardnom pojačanju od 0,5 KeV po kanalu (rezultati na slici 18). FWHM se linearno povećava sa  $E_Y$ , i na energiji od 0,511 MeV iznosi 1,4 KeV za monoenergetske gama-kvante, a to je oko 2 puta manje od izmerene širine linije koja potiče od anihilacije.

Da bi se mogla izvršiti kvantitativna analiza širine oblika anihilacione linije bilo je neophodno ostvariti disperziju od 0,07 KeV po kanalu. Ovo je ostvareno na taj način što je spektar na analizatoru podešen tako da se linija <sup>133</sup>Ba od 384 KeV nalazi na njegovom početku, a linija od 662 KeV iz <sup>137</sup>Cs na kraju (slika 19.). Pod ovim uslovima se anihilaciona linija rasprostirala u više od pedeset kanala. U tabeli 1. dati su: energije i položaji vrha. Spektri anihilacione linije pozitrona u aluminijumu i olovu dati su na slikama 21.i 22., a na slici 20.prikazan je spektar u slučaju kada je izvor ne obložen.

U tabeli 2. date su izračunate vrednosti za "parametre forme linije" S,W,D za šest uzoraka i za slučaj kada je izvor ne obložen.

Uočava se da parametar D pokazuje najveću zavisnost od vrste materijala, a i rezultati su svrstani upravo onim redosledom kako parametar D opada.

Parametar W, kao što je rečeno, određuje broj kvanata sa najvećim Doppler-ovskim pomakom, a veličina mu je proporcionalna broju anihilacija sa elektronima u jonskoj rešetki. Najveća vrednost dobijena je za pleksiglas.

Parametar S daje informaciju o anihilaciji na slabo vezanim elektronima i o verovatnoći formiranja pozitronijuma. Vrednosti parametra S su vrlo bliske za korištene materijale.

Uočljiva je takođe i relativno mala razlika u vrednosti parametara anihilacionih linija za ne obložen izvor i za izvor obložen ispitivanim materijalima. Uzrok ovome leži u maloj transparenciji izvora za pozitrone. Može se reći da se najveći broj anihilacionih gama-kvanata emitiše upravo iz samog izvora.

Kao što je rečeno izvor  $^{22}\text{Na}$  zatopljen je u polistirensku zaštitu, a debljina polistirenskog prozora je 0,5 mm. Pretpostavka je da se veliki deo pozitrona anihilira upravo u ovoj zaštitnoj oblozi. Poznato je da se pozitron kreće kroz materijal izlomljeno (cik-cak), jer mu se pri svakoj elektromagnetnoj interakciji sa elektronima i atomskim jezgrima sredine bitno menja pravac kretanja. Dubina prodora monoenergetskih pozitrona u materijal može se proceniti iz formule:

$$R, \text{ cm} = \frac{E(\text{KeV})}{29,7} \frac{A}{Z}$$

a anihilacija se najintenzivnije odvija na rastojanju:

$$d \approx 0,7R'$$

od površine materijala. Na osnovu ovoga može se oceniti u kolikoj meri polistirenska zaštita utiče na dobijene vrednosti.

U tabeli 3. date su vrednosti pune širine na polovini linije (FWHM) za sve uzorke. Očitavane su vrednosti za FWHM u kanalima, a zatim je izračunato koliko je to u KeV.

Prikazan je i postupak za izračunavanje FWHM za liniju 511 KeV što je dalje korišćeno za računanje Doppler-ovskog proširenja anihilacionih linija. Razultati su dati u tabeli 5.

Korišćenjem dobijenih vrednosti izračunate su i vrednosti energija elektrona Ee. Dakle, energetskom pomaku u KeV odgovara energija elektrona u eV.

Merenje je vršeno uvek do istog odbroja u oblasti od interesa, kako bi greška bila konstantna.

element	$^{133}\text{Ba}$	$^{137}\text{Cs}$	anihilacioni gama zraci
energija vrha (KeV)	383,8	661,6	511,1
položaj vrha (CH)	103,9	3.651,5	1.729,3
širina vrha (KeV)	1,1554	1,3581	

Tabela 1.

materijal	$S=S_2/S_0$	$W=(S_1+S_3)/S_0$	$D=S_2/(S_1+S_3)$
vazduh	0,766(4)	0,2340(20)	3,273(27)
staklo	0,767(4)	0,2329(18)	3,292(27)
kaučuk	0,765(4)	0,2353(18)	3,249(26)
olovo	0,764(5)	0,2356(20)	3,24(3)
guma	0,763(4)	0,2368(18)	3,223(26)
aluminijum	0,762(5)	0,2382(19)	3,198(26)
pleksiglas	0,759(4)	0,2411(19)	3,147(24)

Tabela 2.

materijal	FWHM (CH)	FWHM (KeV)
staklo	33,05	2,5878
kaučuk	33,21	2,6003
olovo	32,86	2,5729
guma	33,44	2,6183
aluminijum	31,95	2,5017
pleksiglas	31,94	2,5009

Tabela 3.

Vrednosti za FWHM za uzorke očitavani su u kanalima (CH), a vrednosti prikazane u (KeV) dobijene su na sledeći način:

Od energije vrha  $^{137}\text{Cs}$  oduzeta je energija vrha  $^{133}\text{Ba}$  pa je dobijena vrednost podeljena razlikom odgovarajućih položaja vrhova u kanalima. Dobijena je vrednost 0,0783 KeV/CH.  
Naime:

$$\frac{661,6 - 383,8}{3651,5 - 103,9} = 0,0783 \text{ KeV/CH}$$

Ovim brojem pomnožena je svaka vrednost FWHM data u (CH) i dobijene su vrednosti u KeV.

Greške u tabeli 2. izračunate su preko formula:

$$\frac{\Delta S}{S} = \sqrt{\left( \frac{\Delta S_2}{S_2} \right)^2 + \left( \frac{\Delta S_0}{S_0} \right)^2} = \sqrt{\frac{1}{S_2} + \frac{1}{S_0}}$$

$$\Delta S = S \sqrt{-\frac{1}{S_2} + -\frac{1}{S_0}}$$

$$\frac{\Delta W}{W} = \sqrt{\left(\frac{\Delta(S_1 + S_3)}{S_1 + S_3}\right)^2 + \left(\frac{\Delta S_0}{S_0}\right)^2} = \sqrt{\frac{1}{S_1 + S_3} + \frac{1}{S_0}}$$

$$\Delta W = W \sqrt{\frac{1}{S_1 + S_3} + \frac{1}{S_0}}$$

$$\frac{\Delta D}{D} = \sqrt{\left(\frac{\Delta S_2}{S_2}\right)^2 + \left(\frac{\Delta(S_1 + S_3)}{S_1 + S_3}\right)^2} = \sqrt{\frac{1}{S_2} + \frac{1}{S_1 + S_3}}$$

$$\Delta D = D \sqrt{\frac{1}{S_2} + \frac{1}{S_1 + S_3}}$$

Puna širina linije na polovini maksimuma (FWHM) za liniju 511 KeV dobijena je sledećim računom:  
Od energije 511 KeV oduzmemmo energiju vrha  $^{133}\text{Ba}$  (koja se nalazi na početku spektra) i dobija se:

$$511 - 383,8 = 127,2 \text{ KeV}$$

Ovu vrednost množimo sa nagibom krive (iskoristili smo kalibracionu krivu  $^{152}\text{Eu}$ ) i dodajemo vrednost širine vrha  $^{133}\text{Ba}$ , tako da se dobija:

$$127,2 \cdot 5,44 \cdot 10^{-4} + 1,1554 = 1,2246 \text{ KeV}$$

Nagib krive dobijen je preko sledećih jednačina:

$$a_0 n + a_1 \sum_{i=1}^{19} x_i = \sum_{i=1}^{19} y_i$$

$$a_0 \sum_{i=1}^{19} x_i + a_1 \sum_{i=1}^{19} x_i^2 = \sum_{i=1}^{19} x_i y_i$$

U tabeli 4. date su vrednosti pri čemu je za  $x$  uzeto E(KeV), a za  $y$ , FWHM (KeV).

Dobija se da je:

$$\sum_{i=1}^{19} x_i = 15712,443 \quad (9)$$

$$\sum_{i=1}^{19} y_i = 30,757 \quad (5)$$

$$\sum_{i=1}^{19} x_i^2 = 17216318,01 \quad (2)$$

$$\sum_{i=1}^{19} x_i y_i = 27734,405 \quad (7)$$

pa je:

$$19 a_0 + 15712,443 a_1 = 30,757$$

$$15712,443 a_0 + 17216318,01 a_1 = 27734,405$$

odakle se dobija da je:

$$a_0 = 1,1689 \text{ KeV}$$

$$a_1 = 5,44 \cdot 10^{-4} \text{ KeV}$$

dakle:

$$y = a_1 x + a_0$$

$$y = 5,44 \cdot 10^{-4} x + 1,1689$$

Izračunata vrednost FWHM za liniju 511 KeV dalje može da posluži za izračunavanje  $\Delta E$ , odnosno Doppler-ovsko proširenje anihilacionih gama zraka za korišćene uzorke. Za to je potrebno da se od vrednosti FWHM za dati uzorak oduzme izračunata vrednost FWHM za liniju 511 KeV i podeli sa 2. Rezultati su dati u tabeli 5. Pomoću formule

$$E = E_e \left( \frac{m_e c^2 / 2}{E_e} \right)^{1/2}$$

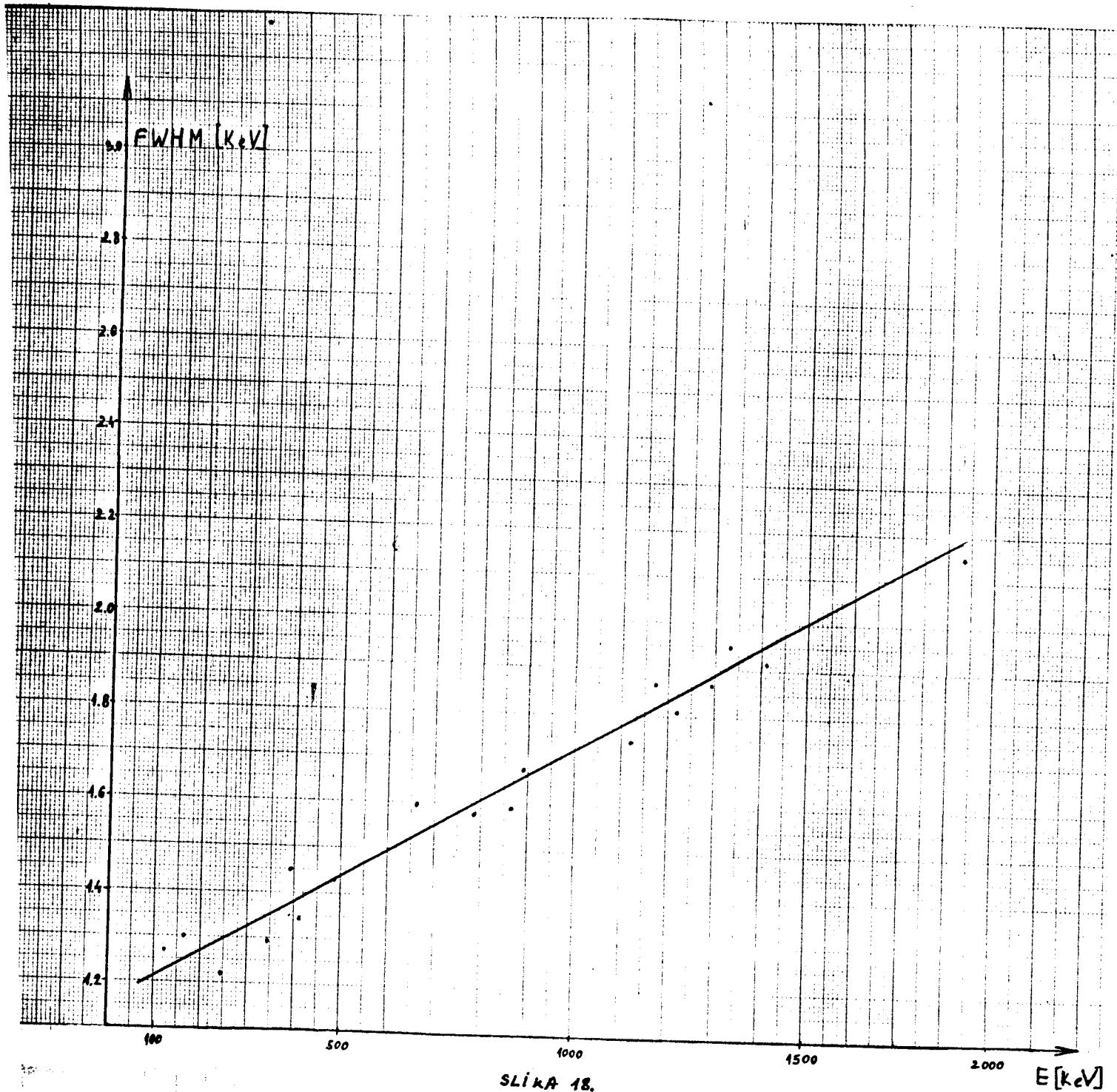
izračunate su i energije elektrona u materijalu (tabela 5.).

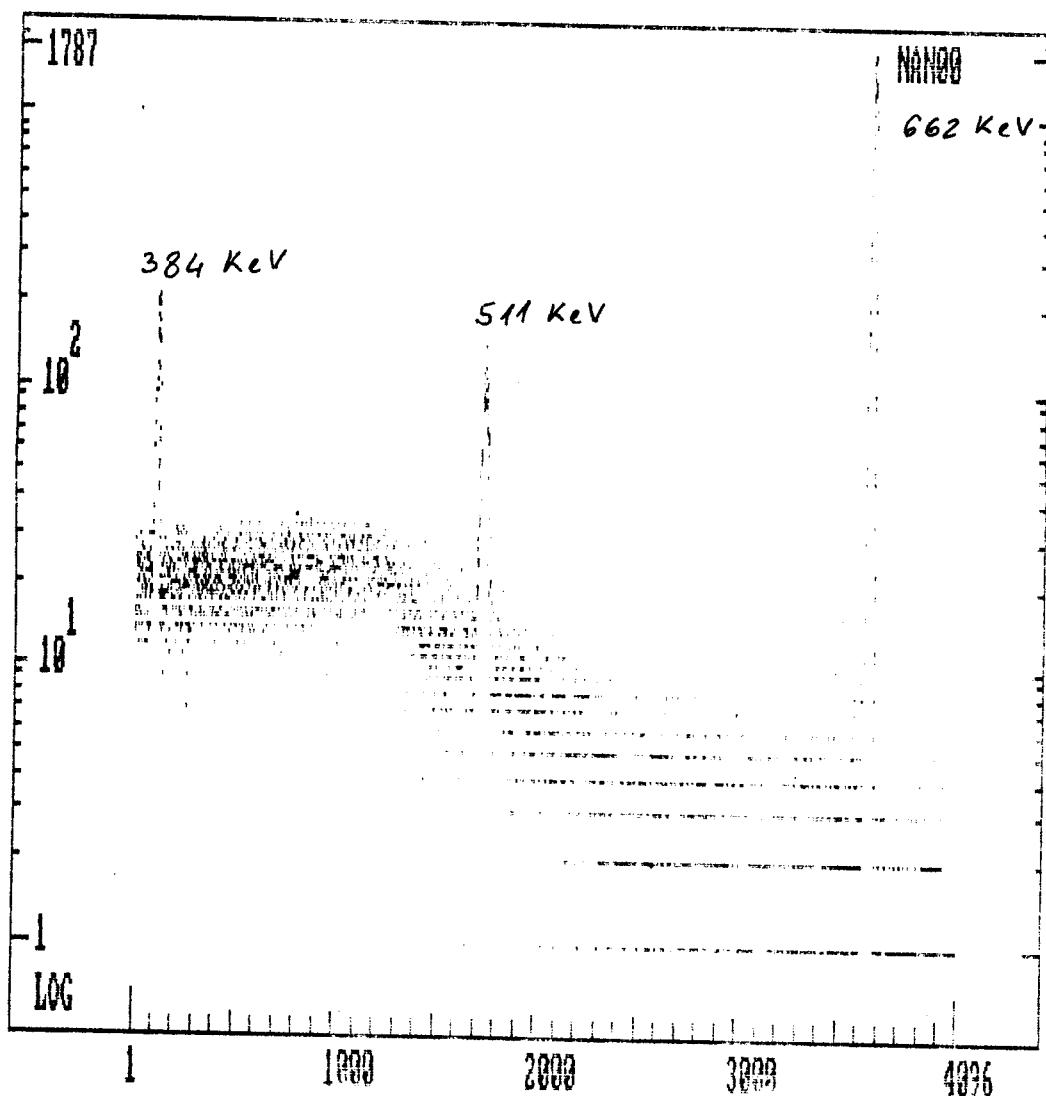
E(KeV)	FWHM (KeV)	$E^2(\text{KeV})^2$	$E \cdot \text{FWHM} (\text{KeV})^2$
122.0612(15)	1.271(9)	14898.9365(10)	155.1397(12)
165.853(7)	1.302(6)	27507.217(8)	215.9406(14)
244.6923(10)	1.222(4)	59874.3216(11)	299.0139(11)
344.2860(20)	1.296(4)	118532.8498(15)	446.194(7)
391.690(7)	1.456(14)	153421.056(6)	570.3006(10)
411.122(4)	1.3456(27)	169021.2989(9)	553.2057(19)
488.615(9)	1.43(3)	238744.618(8)	698.7194(14)
661.660(3)	1.599(4)	437793.9556(10)	1057.994(4)
778.920(4)	1.579(4)	606716.3664(12)	1229.9146(11)
867.384(6)	1.593(3)	752355.0035(13)	1381.7427(19)
898.065(17)	1.67(4)	806520.744(5)	1499.768(9)
964.110(12)	1.678(7)	929508.092(5)	1617.7765(15)
1112.075(6)	1.744(10)	1236710.806(7)	1939.4588(12)
1173.237(4)	1.8735(22)	1376485.058(5)	2198.0595(18)
1212.934(7)	1.81(3)	1471208.888(9)	2195.410(5)
1299.158(5)	1.87(3)	1687811.509(7)	2429.4255(17)
1332.501(5)	1.952(5)	1775558.915(8)	2601.0419(4)
1408.002(7)	1.916(7)	1982469.632(8)	2697.7318(18)
1836.077(18)	2.15(4)	3371178.75(3)	3947.565(7)

Tabela 4.

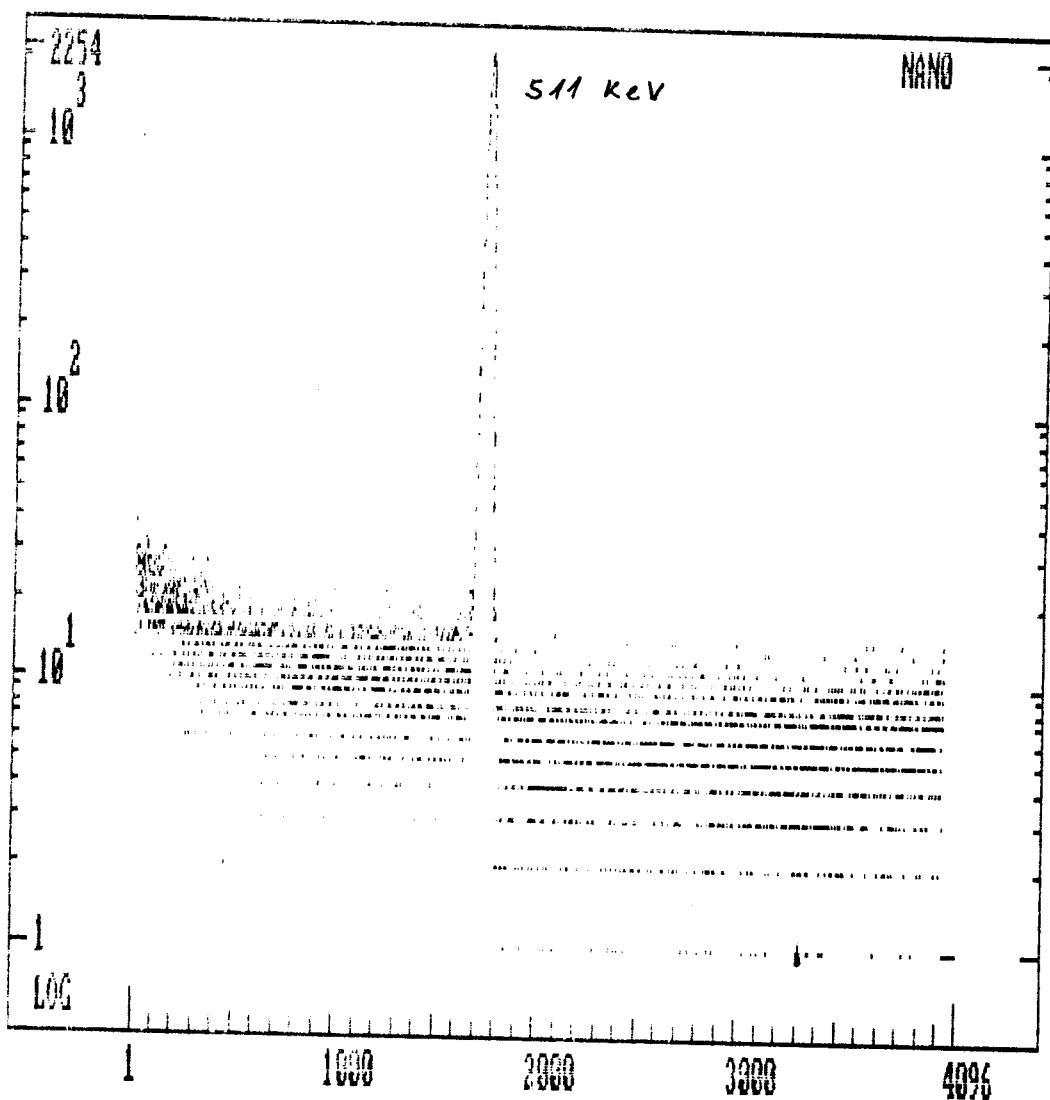
materijal	$\Delta E$ (KeV)	$E_e$ (eV)
staklo	0.6816(4)	1.82(3)
kaučuk	0.6878(2)	1.85(2)
olovo	0.6742(2)	1.80(2)
guma	0.6968(3)	1.90(3)
aluminijum	0.6385(2)	1.60(2)
pleksiglas	0.6382(1)	1.60(1)

Tabela 5.

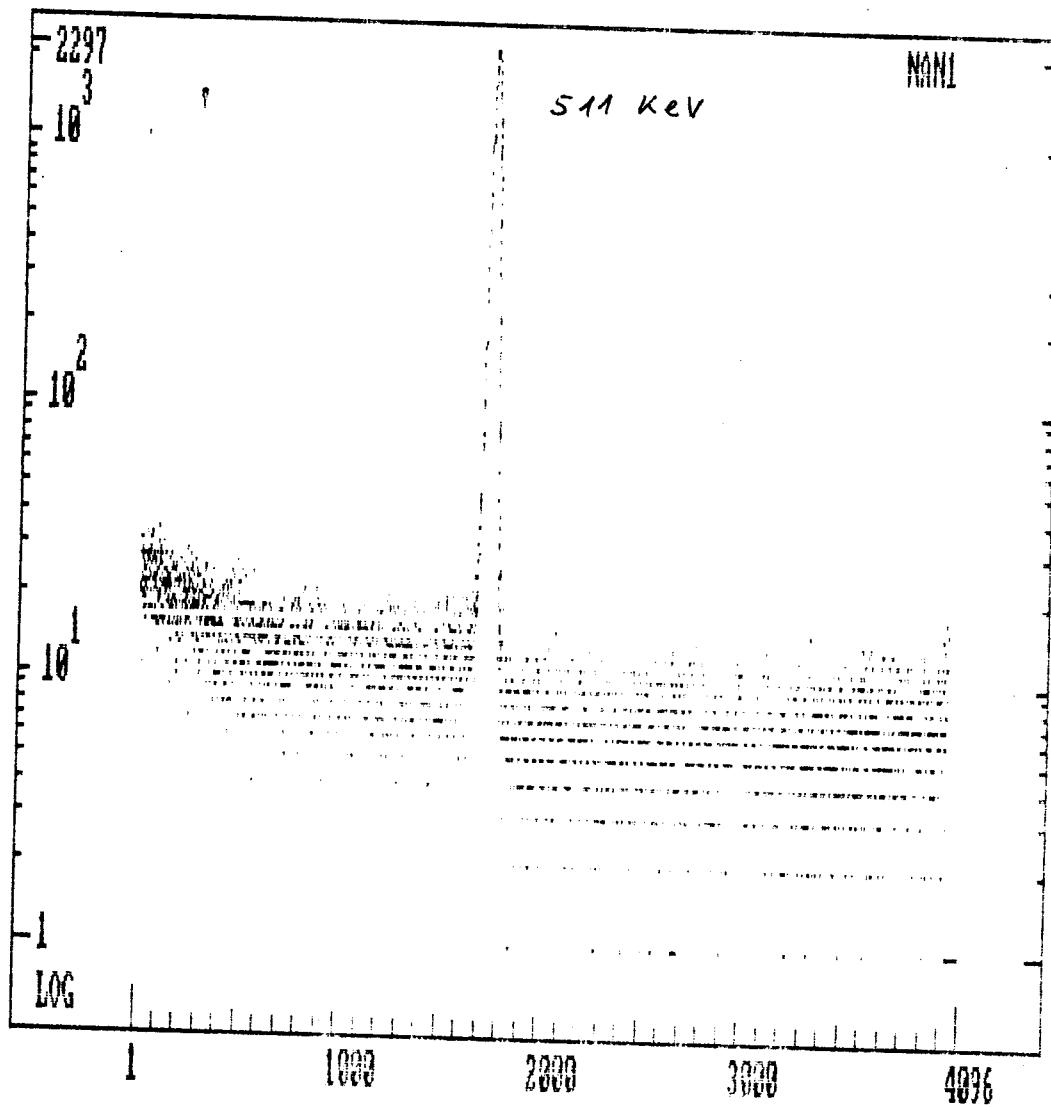




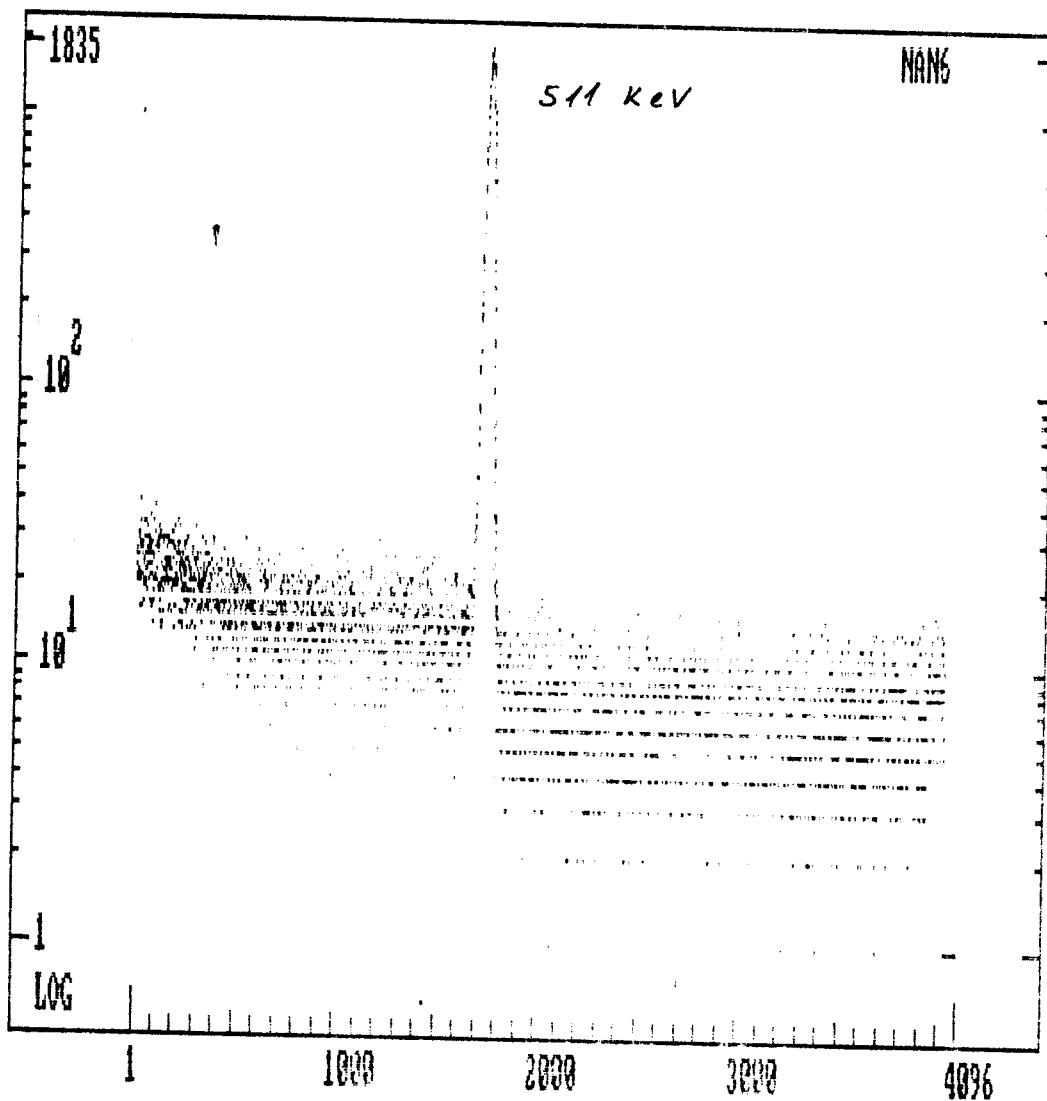
SLIKA 19.



SLIKA 20.



SLIKA 21.



SLIKA 22.

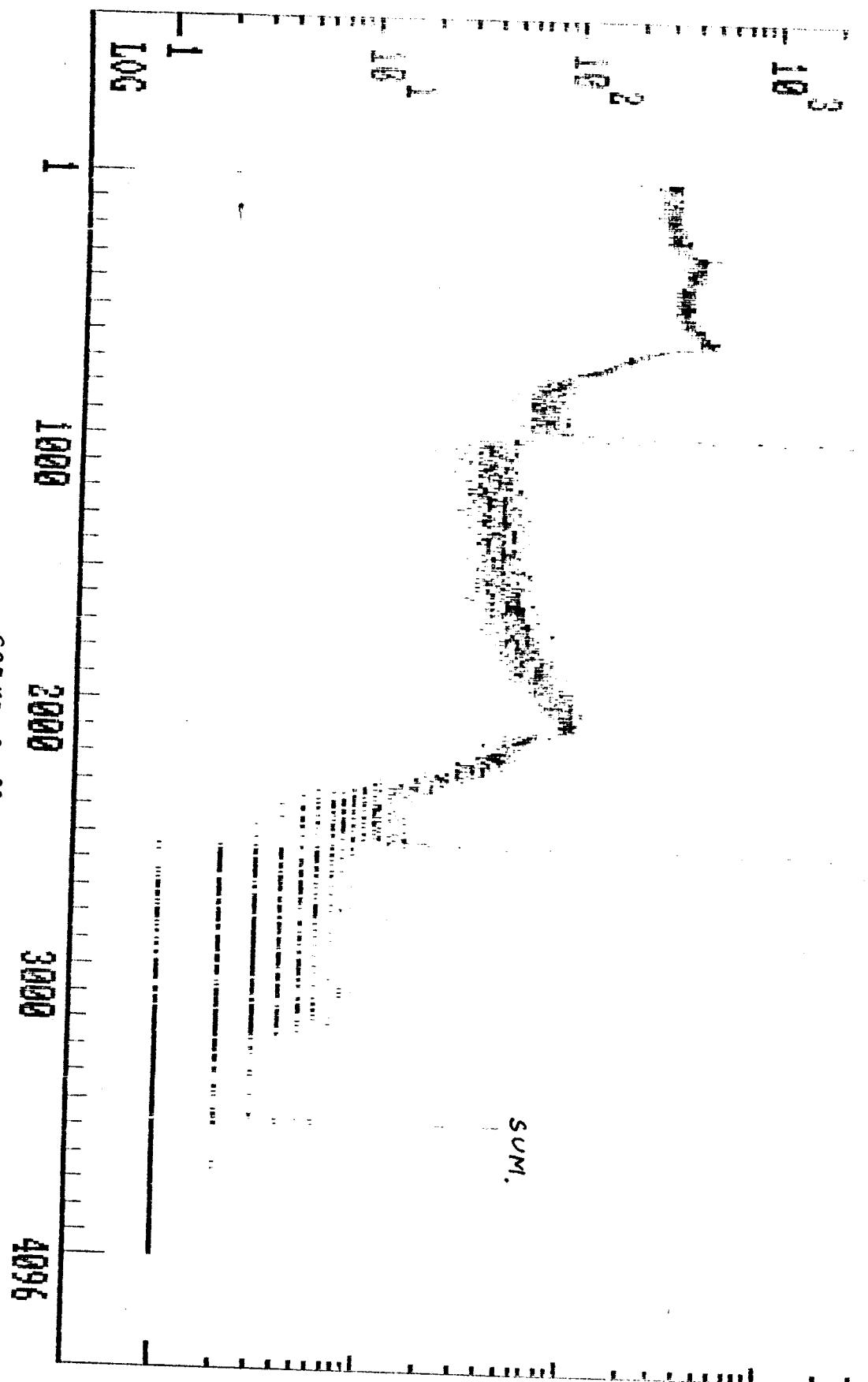
- 16885

514 keV

1274 keV

SPACE = CONTINUE, Q = OUT

SUM.



SLIKA 23.

#### 4.5. Z a k l j u č a k

Eksperimentalni rezultati potvrđuju postojanje efekta Doppler-ovskog proširenja anihilacionih gama-kvanta. Isto tako, iz rezultata je očigledno da energetskom pomaku reda veličine KeV odgovara energija elektrona reda veličine eV. Međutim, iz tabele 1. se vidi da su razlike u parametrima anihilacionih linija za neobložen izvor i za izvor obložen različitim materijalima male. (Kod neobloženog izvora smatra se da se pozitroni koji napuštaju izvor uglavnom anihiliraju u vazduhu i zaštitnoj kapi detektora.)

Uzrok ovako "male" razlike treba potražiti u činjenici da je izvor zatopljen u polistirensku oblogu u kojoj se izvestan broj pozitrona gubi. Potrebno je dakle, obezbediti takav izvor koji neće biti obložen materijalom u kome je moguća anihilacija.

Za izvor koji smo upotrebili procenjeno je, na osnovu poznatih konstrukcionih detalja, da je transparentacija za pozitrone manja od 10 % .

U radu je takođe navedeno da se spektri mogu analizirati i metodom Gausijana, ali je ipak analiza izršena pomoću parametara S, W i D. Razlog je sledeći: Metoda Gausijana zahteva da se radi sa tri Gausijana koji imaju različitu širinu (slobodna širina) i slobodan položaj vrha koji zavisi od energije elektrona. Kao rezultat dobijaju se širina i intenzitet, a ocenu kvaliteta rezulta-ta treba dati preko  $\chi^2$  (hi kvadrata).

Vidi se da je navedeni metod otežan time što su i širina i položaj vrha Gausijana slobodni, pa je stoga analiza dugotrajna i složena.

Metoda DOŠAK (i analiza spektara preko parametara S, W i D) je relativno jednostavna, ali da bi se dobili što bolji rezultati neophodno je koristiti kvalitetan izvor pozitrona.

R e f e r e n c e

1. P. Habibulajev, Metode pozitronske dijagnostike i izračunavanja spektara anihilacionih pozitrona, FAN, Taškent 1985.
2. Nuclear Instruments and Systems, EG G ORTEC, 86/87.
3. Glenn Knoll "Radiation Detection and Measurement", John Wiley Sons, New York 1979.
4. W. Heitler, The quantum Theory of Radiation, Oxford Press, New York 1954.
5. E. Segre, Experimental Nuclear Physics, Willey, New York 1953-1959.
6. J. Campbell, Appl. Phys. 13 365 (1978).
7. Dr Lazar Marinkov, Osnovi nuklearne fizike, Novi Sad 1976.
8. Dr M. Pavlov, Elektronika 2, Novi Sad
9. Bikit Ištvan - Diplomski rad, Vinča.
10. Rade Grujić - Diplomski rad, Novi Sad 1977.