

Univerza v Ljubljani
Fakulteta za matematiko in fiziko
Oddelek za fiziko
Matematično-fizikalna smer

Damjan Mencej

Izdelava in preizkus pozicijsko občutljivih detektorjev
za fotone energije 511keV

DIPLOMSKO DELO

mentor: prof. dr. Aleš Stanovnik
somentor: dr. Marko Starič

Ljubljana, 1996

Iskreno se zahvaljujem mentorju prof. dr. Alešu Stanovniku za vso potrpežljivo strokovno pomoč, ki mi jo je nudil pri izvedbi meritev in za vse nasvete in pripombe pri pisanju diplomskega dela.

Zahvaljujem se tudi delovnemu mentorju dr. Marku Stariču za vso pomoč in znanje, ki sem ju dobil med tehničnimi pripravami za meritve. V veliko veselje in zabavo mi je bilo delo z Juretom Erženom pri ne lahki izdelavi obeh VŽPK detektorjev. Zahvaljujem se vsem na oddelku F9 Inštituta Jožef Štefan za vse majhne pomoči in nasvete, predvsem pa za vse odprte možnosti za delo in učenje, ki so mi ga nudili.

Zelo sem hvaležen staršema, ki sta mi pomagala, me razumela in potrpežljivo dočakala zaključek.

Povzetek

Na podlagi dobrih rezultatov, dobljenih z manjšim sistemom za pozitronsko tomografijo (PET), smo na Odseku za eksperimentalno fiziko osnovnih delcev IJS izdelali in preiskusili večžični detektor velikosti $32 \times 32 \text{ cm}^2$. Velikost detektorja je že primerna za tomografijo večjih delov telesa, kot na primer glave. Diplomsko delo predstavlja posamezne dele detektorja, njihovo izdelavo, delovanje in na koncu še sestavo čitalne elektronike za signale iz detektorja. Eksperimentalni del zajema meritev pozicijske ločljivosti, časovne ločljivosti ter izkoristek detektorja.

Ključne besede: pozitronska tomografija, večžične proporcionalne komore, zakasnilne linije, nabojno občutljivi predojačevalci, NIM elektronika, CAMAC elektronika, pozicijska ločljivost, časovna ločljivost, izkoristek detektorja.

PACS: 29.40.Cs

Abstract

On the basis of excellent results obtained with a small apparatus for positron emission tomography (PET) constructed at the Josef Stefan Institute, Department of high energy physics, we have constructed a MWPC of dimensions $32 \times 32 \text{ cm}^2$. The detector is convenient for tomography of the head and other parts of the human body. This work represents the main parts of detector, their construction and operation and finally the data acquisition electronics for the signals from the detector. The experimental part of this work includes measurements of position resolution, timing resolution and efficiency of the detector.

Key words: positron emission tomography, multiwire proportional chamber, delay line, charge sensitive preamplifier, NIM electronics, CAMAC electronics, position resolution, timing resolution, efficiency.

PACS: 29.40.Cs

Kazalo

1	Uvod	9
2	Večžična proporcionalna komora	11
2.1	Namen VŽPK	11
2.2	Splošno o delovanju	11
2.3	Izdelava VŽPK	15
2.3.1	Anodna ravnina	15
2.3.2	Katodna ravnina	18
2.3.3	Zakasnilna linija	20
2.3.4	Predojačevalec	23
2.3.5	Detektor iz več plasti VŽPK	25
2.4	Ocena pozicijske in časovne ločljivosti ter izkoristka VŽPK	26
2.4.1	Pozicijska ločljivost	26
2.4.2	Časovna ločljivost	28
2.4.3	Izkoristek	29
3	Postavitev poskusa	31
3.1	Opis postavitve	31
3.2	Čitalna elektronika	32
3.2.1	NIM elektronika	32
3.2.2	CAMAC	34
4	Meritve	37
4.1	Umeritev aparature	37
4.2	Izkoristek	41
4.3	Pozicijska ločljivost	47
4.4	Časovna ločljivost	53
5	Zaključek	57
	Literatura	57

Poglavje 1

Uvod

Pozitronska tomografija je postala v medicini pomembna metoda pri postavljanju diagnoz in opazovanju sprememb bioloških procesov v obolelih organizmih in dopolnjuje ostale neinvazivne metode za morfološka opazovanja, kot sta NMR in CT.

Pozitronska emisijska tomografija (PET) temelji na zasledovanju pomembnih biomolekul, kar nam daje možnost opazovanja fiziološkega dogajanja v organizmu. Vrsta raziskave določa molekulo, ki jo je potrebno označiti z radioaktivnim sevalcem. Izotopi, ki jih uporabljamo v PET, razpadejo z β^+ razpadom. Nekaj znanih biomolekul, označevalcev in vrst meritev je navedenih v tabeli 1 [1].

Tabela 1

izotop	označena spojina	primer uporabe
^{11}C	^{11}CO , $^{11}\text{CO}_2$ ^{11}C -glukoza ^{11}C -dopamin	volumen krvi v srcu hitrost metabolizma nevrotransmitter
^{13}N	$^{13}\text{NH}_3$ $^{13}\text{N}_2$, $^{13}\text{NO}_2$	pretok krvi v srcu pretok krvi
^{15}O	C^{15}O , C^{15}O_2 $^{15}\text{O}_2$	pretok krvi v možganih poraba kisika
^{18}F	2- ^{18}F -2-deoksi-D-glukoza ^{18}F -DOPA	hitrost metabolizma nevroreceptor
^{68}Ga	^{68}Ga -EDTA	volumen krvi v možganih
^{82}Rb	^{82}Rb -ion	pretok krvi v srcu

Označene spojine potujejo po živem organizmu, ki pri tem prejme dozo sevanja. Zato je pomembno, da imajo izotopi kratek razpadni čas, vendar še dovolj dolg, da naprava za-

jane dovolj podatkov za rekonstrukcijo slike. Za njihovo proizvodnjo so potrebni ciklotroni, ki se morajo nahajati čim bližje PET napravam. Nekaj primernih izotopov z navedenim razpolovnim časom in maksimalno energijo pri razpadu β^+ je navedenih v tabeli 2.

Tabela 2

izotop	razpolovni čas	E_{max}
^{11}C	20.4 min.	961 keV
^{13}N	9.96 min.	1190 keV
^{15}O	2.04 min.	1730 keV
^{18}F	110 min.	635 keV
^{68}Ga	68.1 min.	1900 keV
^{82}Rb	1.3 min.	3400 keV

Pozitron, ki odleti iz jedra izotopa, prepotuje v snovi določeno pot (približno 1 mm v vodi), preden se ujame v sistem e^+e^- in anihilira. Ob anihilaciji nastaneta v večini primerov dva foton z energijo 511 keV, ki odletita v nasprotnih smereh. Z detekcijo več milijonov parov fotonov določimo porazdelitev označenih spojin. Merjene koordinate hkratnih zadevkov na obeh detektorjih nam dajo na podlagi rekonstrukcije tomografsko sliko.

Lastnosti dobrih detektorjev so dobra pozicijska in časovna ločljivost ter izkoristek. Zaradi dosega pozitrona in gibanja težišča sistema pred anihilacijo (kar povzroči nekolinearnost poti anihilacijskih fotonov) je pozicijska ločljivost omejena na približno 2 mm.

Danes so v uporabi tomografi s scintilacijskimi kristali z najboljšo pozicijsko ločljivostjo do 5 mm in časovno ločljivostjo 10 ns. Uporaba večžične proporcionalne komore (VŽPK), ki jo v fiziki visokih energij uporabljamo za opazovanje sledi delcev, lahko ob znatno nižji ceni prinese izboljšanje pozicijske ločljivosti naprave in večjo površino detekcije. Slaba stran teh detektorjev pa je majhen izkoristek.

Namen diplomskega dela je izdelati in preiskusiti $32 \times 32 \text{ cm}^2$ veliko VŽPK kot pozicijsko občutljiv detektor anihilacijskih fotonov energije 511 keV. Predvsem nas zanimajo parametri detektorja, ki so pomembni pri PET; pozicijska ločljivost, časovna ločljivost in izkoristek.

Po

Ve

2.1

Večži
cijo l
možn

2.2

Večži
okvir
našer
več r
vzpoi
(slikaP
katod
poter

Poglavje 2

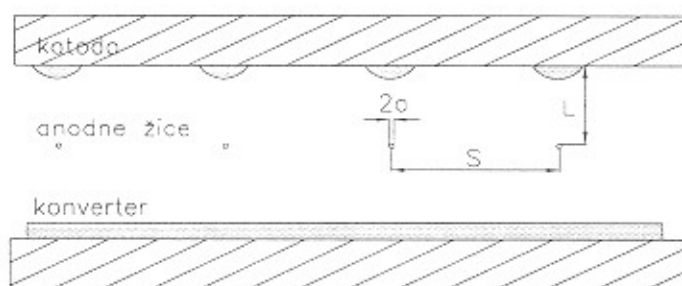
Večžična proporcionalna komora

2.1 Namen VŽPK

Večžična proporcionalna komora (VŽPK) je plinski ionizacijski detektor za pozicijsko detekcijo hitrih nabitih delcev. Večinoma se uporablja v eksperimentalni fiziki visokih energij, možna pa je tudi uporaba v medicini, na področju pozitronske tomografije (PET).

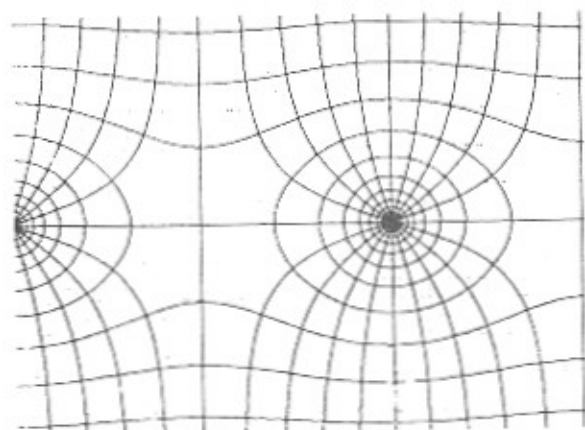
2.2 Splošno o delovanju

Večžična proporcionalna komora (VŽPK) je sestavljena iz ravnine tankih, vzporednih, na okvir ekvidistantno pritrjenih žic (anodne žice), ki so položene med katodi (slika 2.1). V našem primeru je bila ta v sredini med vzporednima katodama (simetrična VŽPK). Obstaja več različnih izvedb katod. Za nas je bila najprimernejša izvedba s ploščo, ki je tiskanina z vzporednimi, med seboj izoliranimi bakrenimi pasovi, na katere je nanešena plast konverterja (slika 2.1).



Slika 2.1: Večžična proporcionalna komora v prerezu

Prostor med katodama je napolnjen s plinom, ki se v komori stalno izmenjuje. Med katodi in anodne žice je priključena visoka napetost tako, da imajo anodne žice pozitivni potencial glede na katodi. V VŽPK zato nastane električno polje značilne oblike (slika 2.2).



Slika 2.2: Silnice električnega polja v VŽPK

Polje v komori opisujeta enačbi [3]

$$E_x = \frac{CU_0}{2\epsilon_0 s} \coth \frac{\pi x}{s} \quad (2.1)$$

$$E_y = \frac{CU_0}{2\epsilon_0 s} \cot \frac{\pi y}{s} \quad (2.2)$$

s je razmik med anodnimi žicami, U_0 delovna napetost in C kapacitivnost na enoto dolžine žice, ki je:

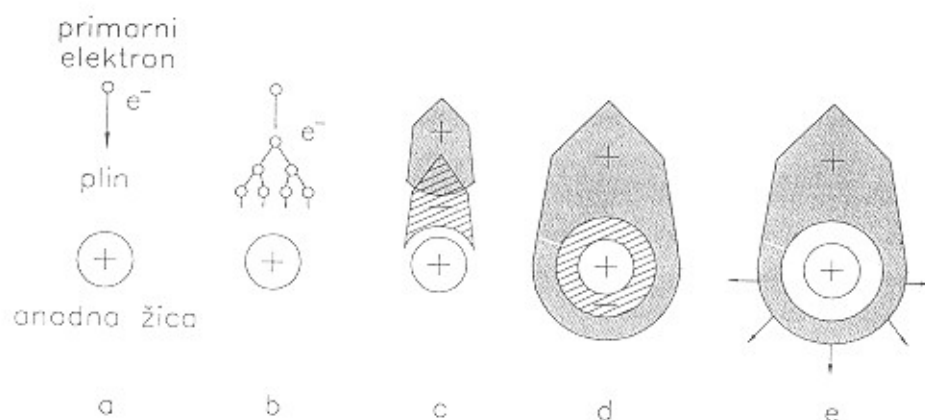
$$C = \frac{2\pi\epsilon_0}{(\pi L/s) - \ln(2\pi a/s)} \quad (2.3)$$

$2L$ je debelina komore in $2a$ premer anodnih žic. Glede na obliko silnic lahko električno polje razdelimo na tri področja. To so: področje homogenega polja, področje valjno simetričnega polja v bližini anodnih žic in med anodnimi žicami vmesno področje zelo majhnega polja.

Foton, ki prileti na detektor VŽPK, po interakciji v konverterju na katodnih pasovih izbije elektron. Primarni elektron nato vstopi v komoro, kjer ionizira molekule plina (slika 2.3 a). Homogeno električno polje pospeši elektrone proti najbližji anodni žici (slika 2.3 b). Nekaj radijev od žice (področje valjno simetričnega polja) je električno polje dovolj močno, da med trki delcev z molekulami plina le te dovolj pospeši, da naprej sami ionizirajo (slika 2.3 c). V neposredni bližini anodne žice (okoli $5 \mu\text{m}$ daleč) pride do pomnoževanja v plazmo, ki poteče v manj kot 1 ns. Število elektronov in hkrati ionov naraste za več kot 10^4 -krat (odvisno od plina v komori). Nastali elektroni difundirajo in oblijejo anodno žico, ki jih posrka (slika 2.3 d). Spremljajoči oblak ionov, ki na začetku obliva žico, z mnogo manjšo hitrostjo potuje vzdolž silnic proti katodi in delno tudi proti sosednjim žicam (slika 2.3 e).

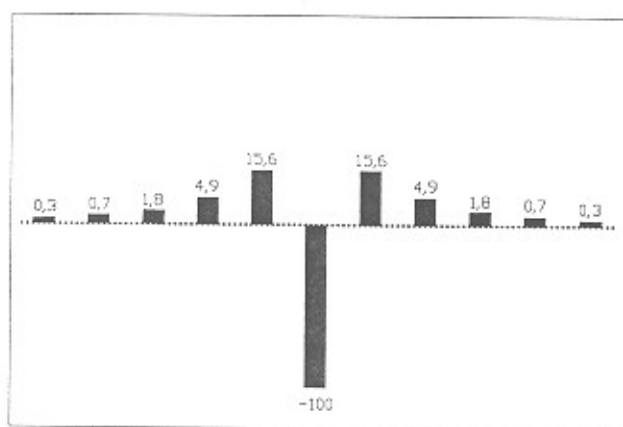
s č:
nap
iz a
nap
njih
prit
sigr

Slik
žice
[2]
žica



Slika 2.3: Razvoj nabojnega plazmu

Zaradi tega se množina induciranih nabojev na anodi, na kateri je poteklo pomnoževanje, s časom spreminja. Vsaka anodna žica je prek upora ozemljena in priključena na visoko napetost. Prav tako so ozemljeni tudi vsi katodni pasovi. Odtekanje negativnega naboja iz anodne žice prek upora izmerimo kot padec napetosti na uporu, ki nam dá negativni napetostni (nabojni) signal. V trenutku, ko je pomnoževanje poteklo, je naboj na sosednjih žicah in katodnih pasovih enak nič. Oblak ionov, ki potuje od anode stran, povzroči pritekanje negativnega naboja v sosednje anode in katodo, kamor oblak potuje. Napetostni signal, ki ga tu dobimo, je pozitiven (slika 2.4 [2]).

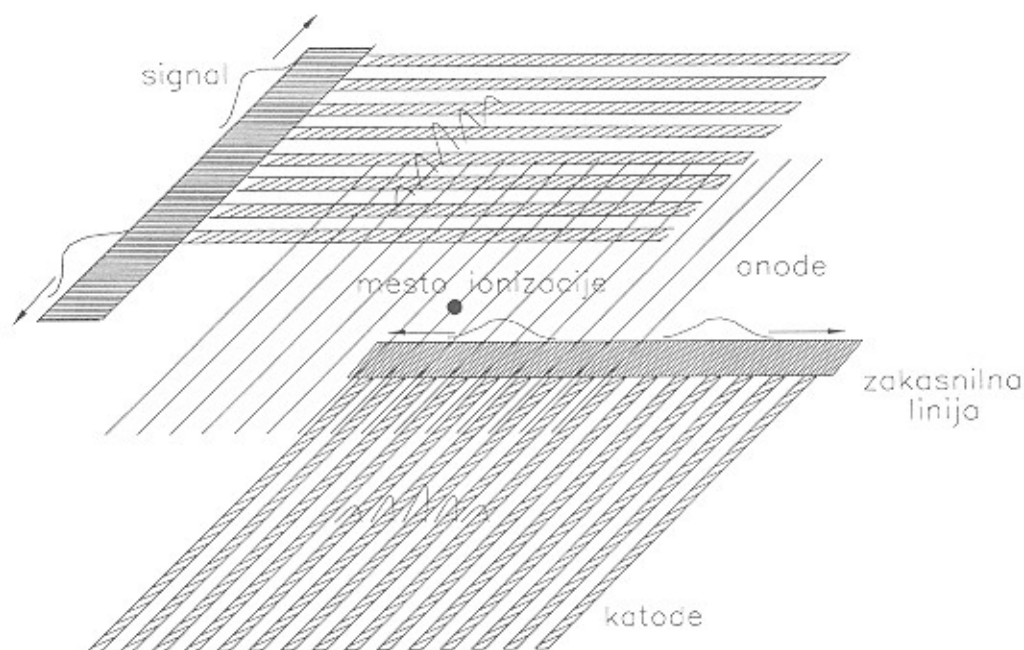


Slika 2.4: Porazdelitev nabojnega signala po anodnih žicah normirana na velikost signala iz žice s plazmo, za $L=5$ mm, $2a=20$ μm pri oddaljenosti točkastega naboja za 200 μm od žice [2]

Na koncu ioni prispejo do katode, kjer jih čaka enaka množina negativnih nabojev. Na žicah, ki so sosednje žici s plazmo, pa naboj začne odtekati, zato je nabojni signal negativen,

vendar se inducirani naboj tedaj že prepočasi spreminja, da bi ga lahko opazili.

Nabojni signali iz katodnih pasov na zgornji plošči, ki potekajo pravokotno na anodne žice, so porazdeljeni na več katodnih pasov, vendar je težišče porazdelitve nad anodno žico, na kateri je poteklo pomnoževanje (slika 2.5). Težišče porazdelitve signalov po katodnih pasovih na spodnji plošči, ki potekajo vzporedno z žicami je odvisno od lege silnic po katerih prihaja oblak ionov. Po istih silnicah so potovali tudi primarni elektroni iz konverterja na katodni liniji do anodne žice, torej lahko lego v tej smeri določimo zelo natančno. Signal iz anodne žice s plazom je natanko določen, saj je le signal na tej anodi negativen (slika 2.4).



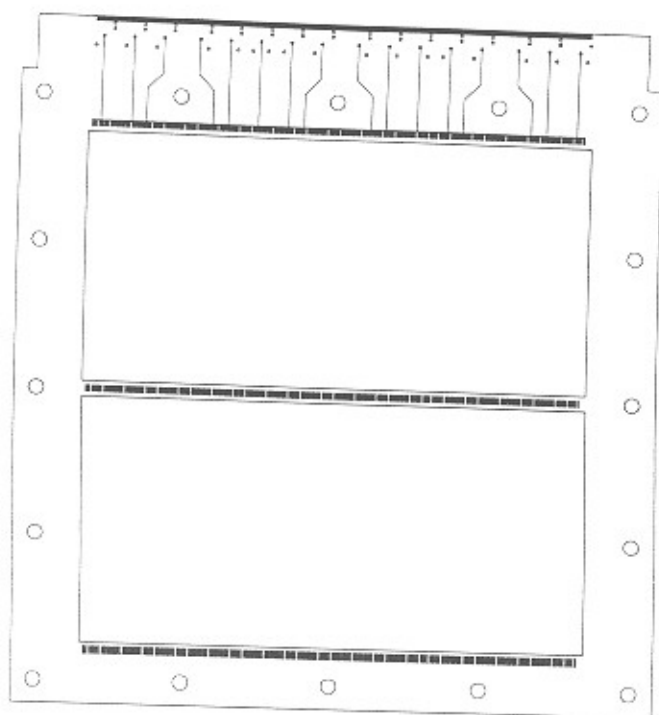
Slika 2.5: Nabojni signali v VŽPK

Na enem koncu katodnih pasov imamo kapacitivno sklopljeno zakasnilno linijo, ki je enakomerno gosto navitje (tuljava). Naboj iz katodnega pasu inducira na mestu, kjer je pas sklopljen, z zakasnilno linijo naboj, ki odteče po liniji (slika 2.5). Nabojni signal se v zakasnilni liniji zakasni sorazmerno glede na mesto, kjer je vstopil v linijo. Iz zakasnitve obeh nabojnih signalov iz obeh zakasnilnih linij za signalom iz anodne žice lahko določimo dve krajevni koordinati zadetka fotona na detektorju.

2.3 Izdelava VŽPK

2.3.1 Anodna ravnina

Anodna ravnina je okvir velikosti $42 \times 42 \text{ cm}^2$ s prečno oporo za anodne žice, ki razpolavlja eno od stranic (slika 2.6).



Slika 2.6: Okvir za anodno ravnino

Na okvir z odprtino $34 \times 34 \text{ cm}^2$ in na prečno oporo je enakomerno z razmikom 2 mm prispajkanih 162 žic iz volframa s premerom $15 \mu\text{m}$ in na robovih žici s premerom $20 \mu\text{m}$. Žice so na enem koncu vezane skupaj (slika 2.7).

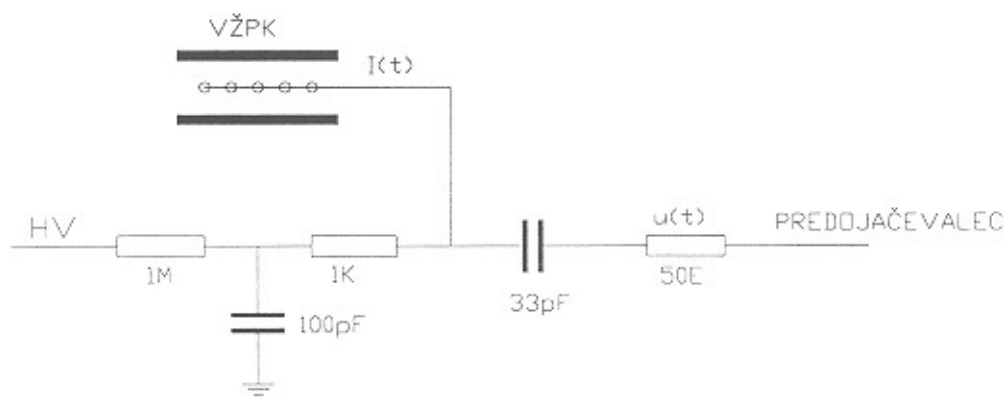
Časovno spremembo inducirane naboja na anodni žici izmerimo kot padeč napetosti na uporu.

Zaradi močnega elektrostaticnega odboja med žicami se te med seboj odmaknejo iz ravnine tako, da so druga od druge čim bolj odmaknjene (slika 2.8).

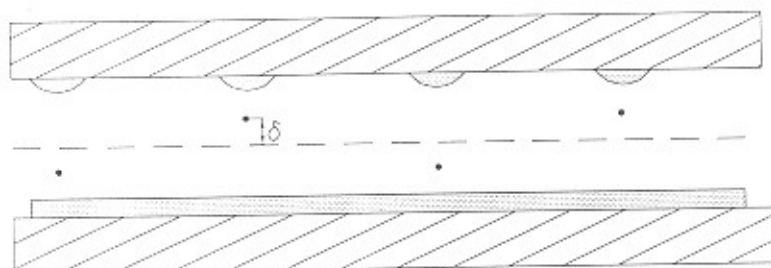
Da ne pride do odmikov, mora biti žica napeta najmanj s silo T_c [3],

$$T_c = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{CU_0 d}{s} \right)^2$$

izračunano pri pogoju, da je odmik na koncih, kjer je žica vpeta, enak nič. V enačbi je U_0 delovna napetost (2,1 kV), d je dolžina anodne žice (34 cm), s razmik med anodnimi žicami



Slika 2.7: Vezje za zaključek anodnih žic

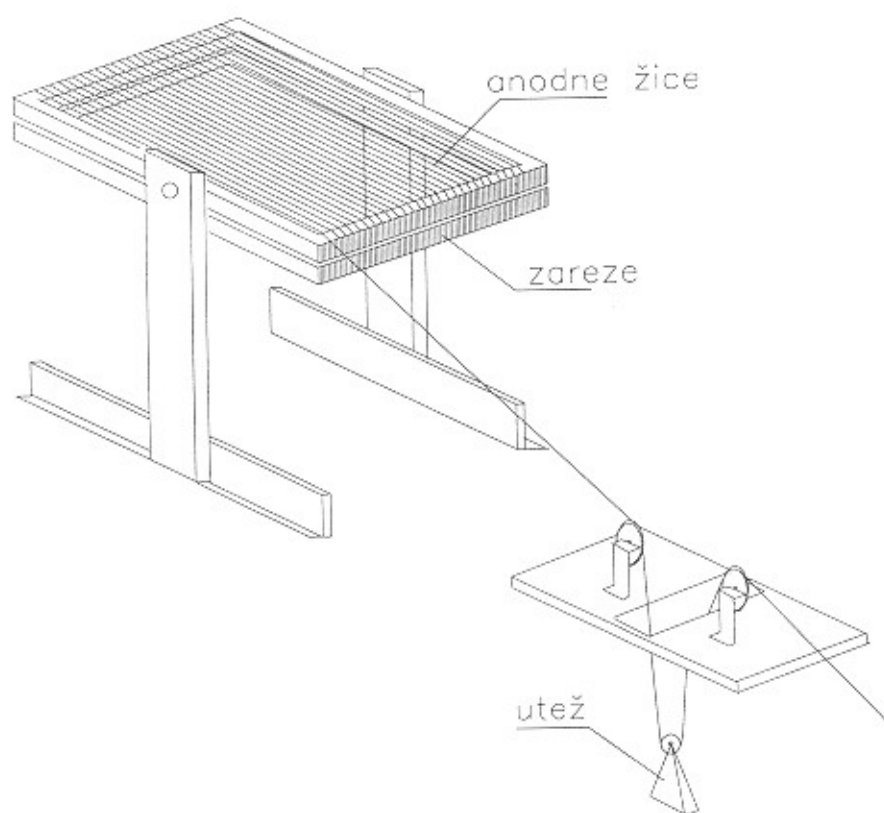


Slika 2.8: Lega žic zaradi elektrostatskega odboja

(2 mm) in C kapacitivnost na enoto dolžine žice, ki je iz enačbe (2.3) enaka 10,4 pF in $T_c=0.12$ N. Pri maksimalni sili, s katero še lahko napnemo žico iz volframa premera $15\mu\text{m}$ ($T_M = 0.41\text{N}$ [3]), ki jo še dovoljuje meja trdnosti, je žica lahko dolga [3]

$$L_c = \frac{s}{CU_0} \sqrt{4\pi\epsilon_0 T_M}.$$

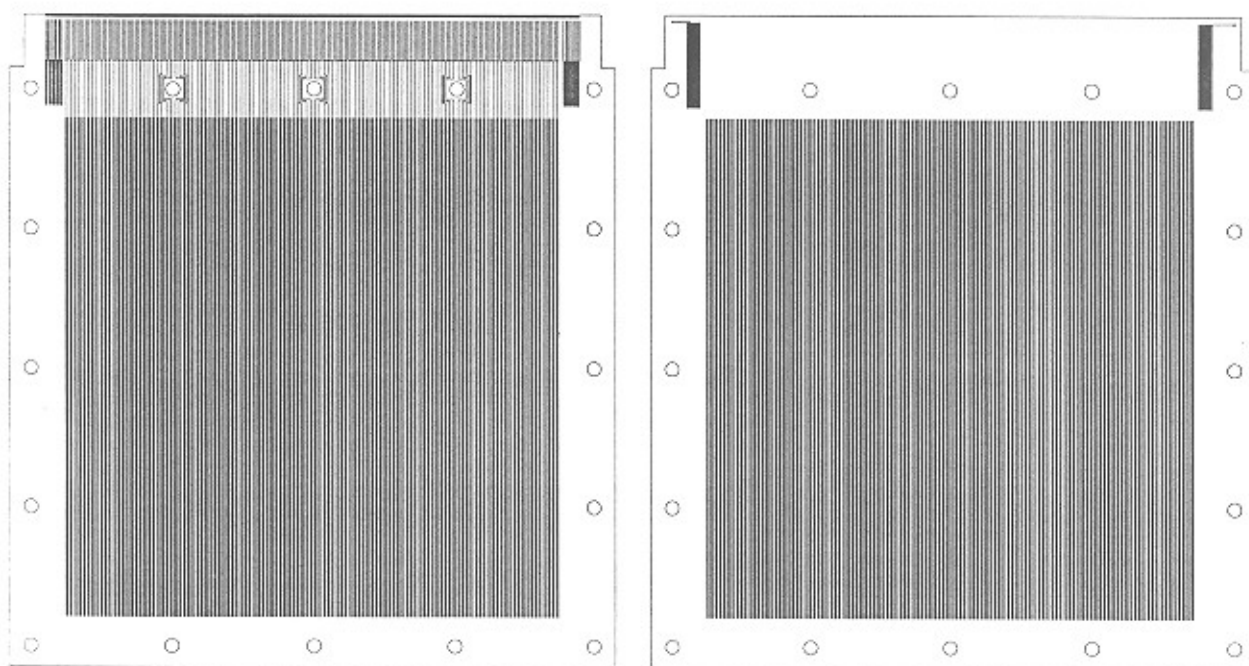
Za našo komoro z delovno napetostjo 2,1 kV je $L_c=0,62$ m. Žice iz volframa s premerom $15\mu\text{m}$ smo napeli s silo 0.30 N in jih na polovici podprli z 1 cm široko prečko. Pri izdelavi anodne ravnine smo uporabili vreteno z vrezi na vsaka 2 mm, v katere se je vlegala žica, ki je bila obtežena in zato pod stalno napetostjo (slika 2.9) [1].



Slika 2.9: Napenjanje anodnih žic [1]

2.3.2 Katodna ravnina

Katodna ravnina je tiskovina iz vitroplasta, debeline 1.5 mm s 170 pasovi, širokimi 1.5 mm in dolgimi 345 mm (z vmesnim razmikom 0.5 mm), ki se na enem koncu končujejo v tanke linije. Linije smo na mestu, kjer je na katodno ravnino pritrjena zakasnilna linija, razcepili na dva katodna pasova, široka 0.8 mm in ločena za 0.2 mm (slika 2.10). Takšna oblika vrhnjega dela katodnega pasu daje prek plasti izolacije (na žici navitja) in zelo tanke plasti lepila, s katerim je zakasnilna linija pritrjena na katode, dobro kapacitivno sklopitev. Namenjena pa je tudi za kompenzacijo upadanja induktivnosti in s tem časovne zakasnitve pri visokih frekvencah [6].



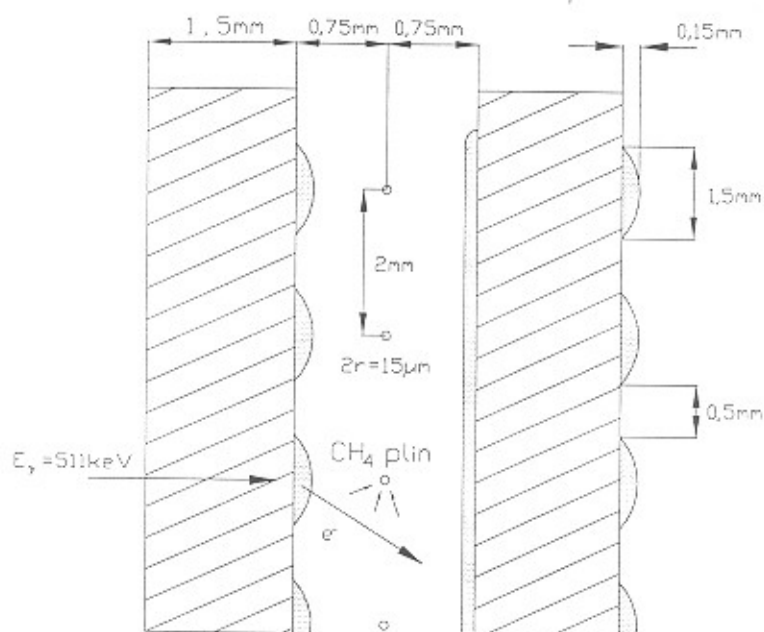
Slika 2.10: Izgled tiskovine za katodno ravnino z obeh strani

Katodna plošča je na drugi strani podobna, le katodne linije se ne končajo z ozko linijo, ki bi se razcepila v dva katodna pasova, ampak so istoležni pasovi prek odprtine kratko sklenjeni z linijami na drugi stran. Tako uporabimo eno zakasnilno linijo za dve katodni ravnini.

Za konverter, nanešen na katodne pasove, je najprimernejša snov tista, ki ima največji izkoristek za konverzijo fotonov z energijo 511 keV.

Primeren material za konverter je zlitina svinca in bizmuta v razmerju 45 ut.% Pb in 55 ut.% Bi [1] z izkoristkom 0,37% za sipanje naprej in 0,17% za sipanje nazaj, pri debelini $\approx 100\mu\text{m}$. Tališče ima pri 124°C , kar je dovolj nizka temperatura za nanašanje na tiskovino.

Tiskovino najprej premažemo z 31% raztopino cinkovega klorida (Flux), nato s spajkalnikom vlečemo vzdolž pasov in dodajamo zlitino. Zaradi površinske napetosti dobi nanos polkrožno obliko (slika 2.11). Največja debelina nanešenega konverterja je na celi dolžini katodne linije približno $150\mu\text{m}$.

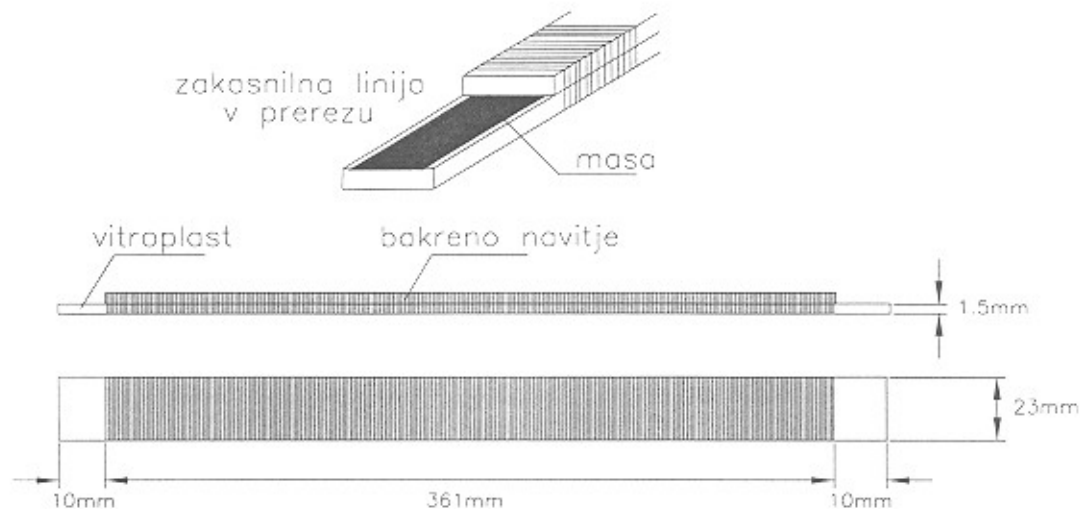


Slika 2.11: Prečni prerez pasu s konverterjem na katodni ravnini

Na vsakem pasu smo nanos še dodatno izravnali tako, da smo začetek in konec pasu priključili na električni tok in s taljenjem izravnali nanos.

2.3.3 Zakasnilna linija

Zakasnilna linija nam služi za pretvorbo krajevne porazdelitve signala iz katodnih linij v časovno. Sestavljena je iz dveh vitroplastnih ploščic, zlepljenih skupaj tako, da je med njima bakreni nanos, ki je ozemljen. Nanju je enakomerno gosto navit sloj bakrene izolirane žice debeline 0.2 mm (slika 2.12).



Slika 2.12: Zakasnilna linija

Linija je prilepljena na konec katodnih pasov in prek plasti izolacije na žici navitja, kapacitivno sklopljena z zakasnilno linijo. Širina enega pasu na dva dela razdeljene katodne linije je 0.8 mm. Na te konce je prečno položena zakasnilna linija, ki je široka 2.3 cm. Sklopljena prek izolacije navitja, ki je debela 20 μm in ima dielektrično konstanto 3, tvori kondenzator s kapaciteto 24.4 pF/cm.

Zakasnilna linija deluje kot električna linija, torej se pokorava telegrafskim enačbam [7]

$$\frac{\partial^2 U(x)}{\partial x^2} = fl \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} + (rf + ls) \frac{\partial U}{\partial t} + rsU. \quad (2.4)$$

r je upornost bakrenega navitja, f kapacitivnost navitja proti bakreni masi med ploščicama, l induktivnost navitja in s recipročni upor med navitjem in ozemljitvijo na enoto dolžine. V idealnem primeru, ko linija nima izgub ($r = 0, s = 0$), se telegrafska enačba skrči v homogeno valovno enačbo. Električno valovanje potuje tedaj po liniji s hitrostjo $c = 1/\sqrt{lf}$. Zakasnitev električne linije na enoto dolžine podaja enačba

$$\tau = \sqrt{lf} \quad (2.5)$$

Za naš primer je l induktivnost bakrenega navitja, f pa kapacitivnost žice proti ozemljitvi med vitroplastnima ploščama na enoto dolžine. Karakteristična impedanca zakasnilne linije pa je:

$$Z = \sqrt{\frac{l}{f}}$$

Izraza l in f za našo zakasnilno linijo podajata enačbi [8]

$$f = 2\varepsilon_r\varepsilon_0\frac{a}{d}$$

$$l = \mu_0\frac{ad}{2r^2}$$

a je širina (23 mm), $2d$ pa debelina zakasnilne linije (2.4 mm), $2r$ je debelina žice (0.2 mm) in ε_r dielektrična konstanta z vrednostjo 5,2. Izračunane vrednosti podaja tabela 3.

Tabela 3

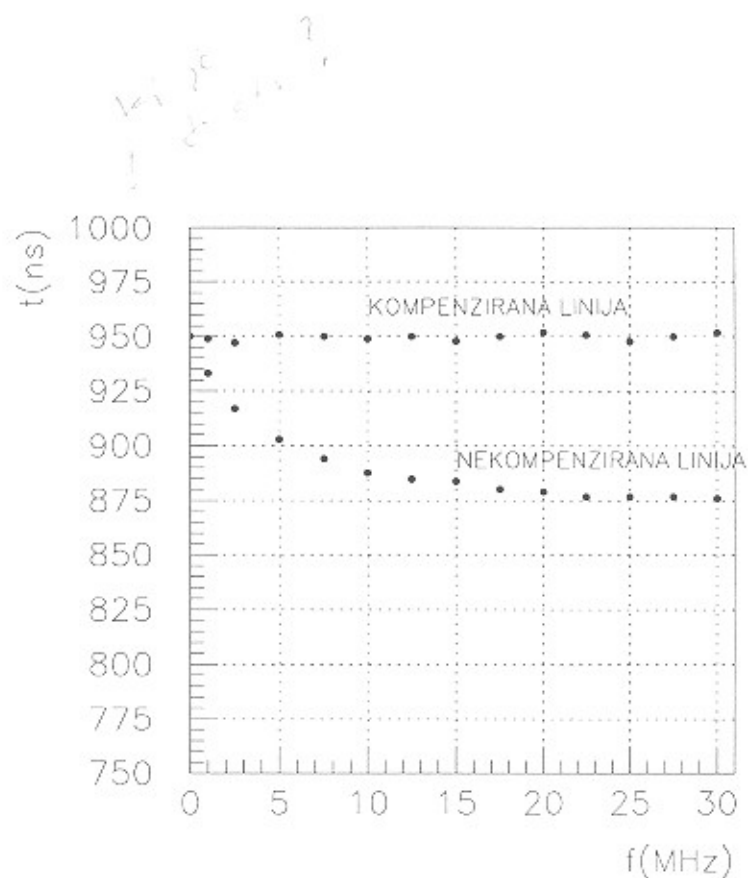
f	1.40 pF/mm
l	2.21 μ H/mm
τ	1.75 ns/mm
Z	1.25 k Ω

Zakasnitev signala v zakasnilni liniji smo izmerili pri nizkih frekvencah (nekaj kHz) in je $\tau_e=1,27$ ns/mm. Karakteristična impedanca, s katero je bilo potrebno zaključiti linijo, da je bil odboj najmanjši, je $Z_e=1,20$ k Ω .

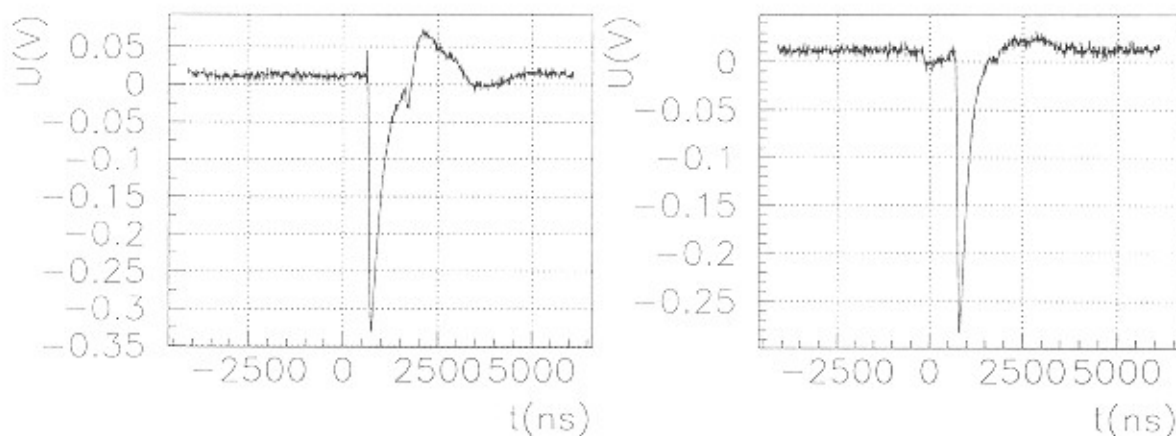
Zgornje enačbe veljajo le za nizke frekvence vhodnih signalov. Pri višjih frekvencah moramo upoštevati frekvenčno odvisnost induktivnosti zakasnilne linije, ki pri višjih frekvencah pada, medtem, ko je kapacitivnost od frekvence neodvisna. Pri frekvencah, ki so višje od inverzne vrednosti celotne zakasnitve, tokovi v posameznih zankah niso več v fazi in skupni magnetni pretok se zmanjša [6]. Posledica padanja induktivnosti je padanje časovne zakasnitve (slika 2.13, nekompenzirana linija).

Vplivu na induktivnost pa se izognemo z metodo Kallmanna [6]. Na navitje, ki je z izolacijo obdana žica, položimo neozemljene prevodne plošče. Navitje in dodani prevodniki so kapacitivno sklopljeni, zato sama sklopitev med navoji zaradi potenciala na dodanih prevodnih ploščah izgine. S tem frekvenčna odvisnost zakasnitve izgine (slika 2.13, kompenzirana linija). V našem primeru smo za kompenzacijo uporabili konec katodne linije, ki smo ga razcepili na dva 0.8 mm široka pasova. Vsako povečanje frekvence signala v sklopljeni zakasnilni liniji povzroči povečanje potenciala na pasovih in s tem kapacitivnosti.

Pri visokih frekvencah dobimo zaradi disperzije izhodni signal, ki je širši in ima nižjo amplitudo. Razmerje šuma in višine signala se zato zmanjša, kar vpliva na pozicijsko ločljivost naprave. Slika 2.14a prikazuje izhodni signal iz nesklapljene linije, slika 2.14b pa signal iz zakasnilne linije, ki je bila sklopljena s konci katodne linije. Na prvi sliki je šum znatno večji kot na drugi sliki. Višja amplituda šuma nam po diskriminaciji povzroči slabšo ločljivost naprave. Vhodni signal je bil stopničasti signal s časom trajanja 50 ns.



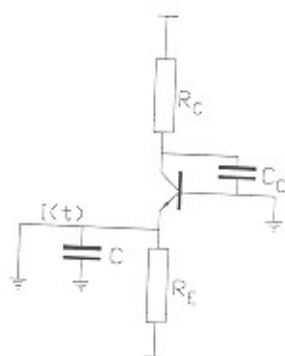
Slika 2.13: Frekvenčna odvisnost zakasnitve



Slika 2.14: Signal iz nesklapljene in signal iz zakasnilne linije, ki je sklopljena s konci katodne linije

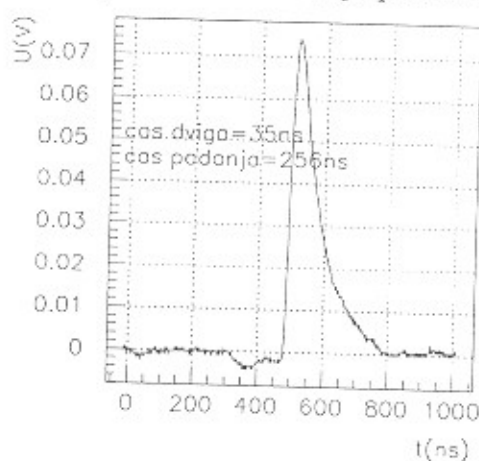
2.3.4 Predojačevalec

Inducirani naboj iz zakasnilnih linij in anodnih ravnin pretvorimo v napetostni signal z nabojno občutljivim predojačevalcem. Za časovne meritve so uporabni predojačevalci s kratkim dvižnim časom izhodnega sunka. Električni signal iz žice s plazom je negativen, saj negativni naboj steče skozi upornik v kondenzator (slika 2.7). Sosednje žice imajo na začetku pozitiven, kasneje pa negativen električni signal. Negativnega dela signala ne opazimo, ker se inducirani naboj tedaj že prepočasi spreminja. Na žici s plazom se inducirani naboj najhitreje spreminja na začetku. V naši VŽPK se polovica naboja pretoči že v 120 ns, celoten pa v 15 μ s. Odziv na tak napetostni signal mora biti zelo hiter, zato so primerni nabojno občutljivi predojačevalci s skupno bazo, ki imajo zelo hiter odziv na δ impulz (slika 2.15).



Slika 2.15: Predojačevalec s skupno bazo

Odziv našega predojačevalca [1] na δ impulz sem izmeril s pulzno funkcijskim generatorjem, ki daje stopničasti pulz z najmanjšo dolžino 10 ns. Na sliki 2.16 lahko vidimo, da je odziv predojačevalca na tak impulz zelo hiter in je primeren kot predojačevalec v VŽPK.

Slika 2.16: Izhodni signal iz predojačevalca z δ impulzom na vhodu

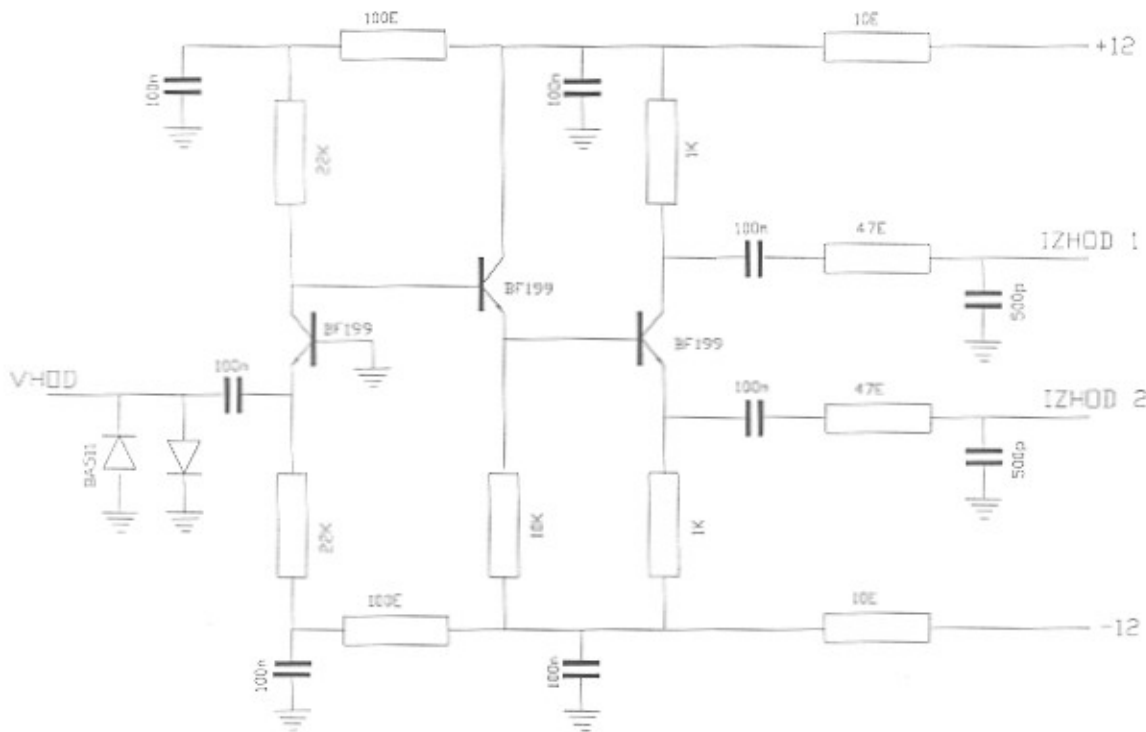
Napetostno ojačanje skupne baze je pri nizkih frekvencah [4]:

$$A = \frac{U_E - U_{BE}}{U_T} \frac{R_C}{R_E}$$

$$R_C \leq R_E \cdot \frac{U_C}{U_E}$$

R_E je upor na emitorju tranzistorja, R_C upor na kolektorju, U_E napetost na emitorju, $U_{BE} \approx 0.7$ V napetost med bazo in emitorjem, $U_T = kT/e_0 \approx 25.3$ mV termična napetost pri $T=293$ K, U_C pa napetost na kolektorju (slika 2.15). Napetostno ojačanje je največje pri $R_C = R_E$, če je napajanje simetrično (± 12).

Za izdelavo predojačevalca smo uporabili visokofrekvenčne tranzistorje BF 199. Na emitor in kolektor sta vezana enaka upora $22 \text{ k}\Omega$ (slika 2.17).



Slika 2.17: Shema predojačevalca

Baza je ozemljena in nanjo kondenzatorja ne dodamo. Zaradi čim manjše kapacitivnosti izkoristimo kapacitivnost med bazo in kolektorjem [1]. Dve dodani diodi na vhodu preprečujeta poškodbe pri prebojih v komori. Dodatna tranzistorja in dva upora 47Ω pred izhodom prilagodita izhod na 50Ω koaksialni kabel. Kondenzatorja in en upor na vsakem od obeh izhodov služita kot nizko in visoko frekvenčna filtra. Napajanje predojačevalca je simetrično ± 12 V.

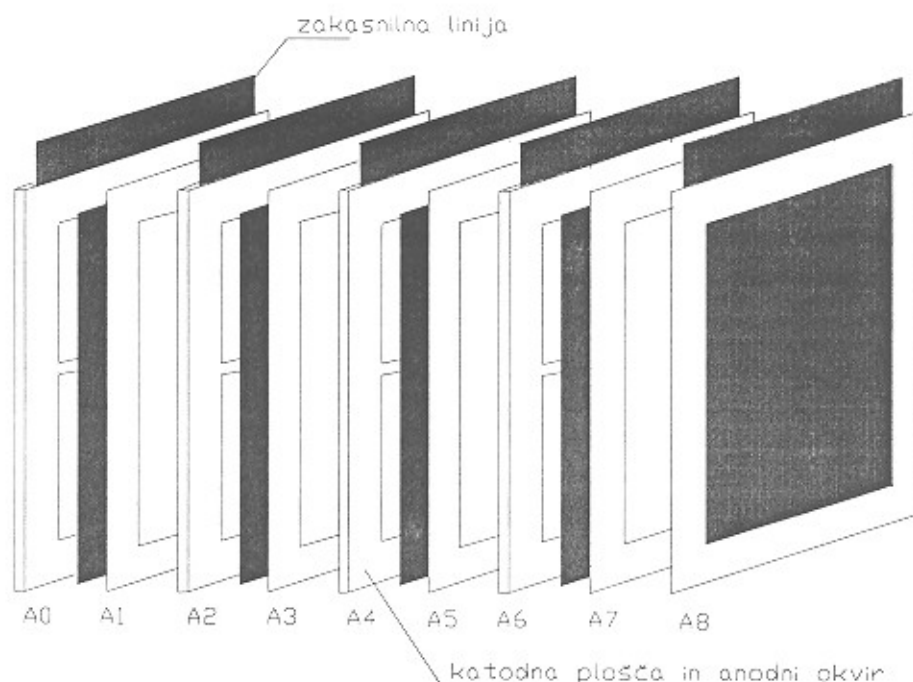
2.3.5

Detekto
katodnih
stalno iz

Vsaka
kratko sk
delita dve
plošč, s ka
z koordin
med sebo
START s
je zato ne
obeh stra
po koaksi
tako, da i
pokrita z
zunanje n

2.3.5 Detektor iz več plasti VŽPK

Detektorja smo zaradi večjega izkoristka sestavili iz 8 plasti. Vsak ima po 8 anodnih in 9 katodnih plošč z zakasnilno linijo (slika 2.18). Med vsemi ploščami je napeljan plin, ki se stalno izmenjuje.



Slika 2.18: Detektor iz 8 plasti

Vsaka katodna plošča ima na obeh straneh pasove s konverterjem. Istoležna sta med seboj kratko sklenjena in kapacitivno sklopljena z eno zakasnilno linijo. Eno katodno ravnino si delita dve plasti. Zaporedni katodni plošči sta med seboj zasukani za 90° . Tako imamo 5 plošč, s katerimi določamo prek zakasnilnih linij x koordinato zadetka, in 4 plošče za določanje z koordinato zadetka. Zakasnilne linije za branje z koordinato dogodka so na obeh krajiščih med seboj povezane, prav tako linije za branje x koordinato. Pri sestavljeni aparaturi je START signal podan s prekrivanjem logičnih anodnih impulzov nasprotnih detektorjev in je zato nedoločen za dvakratno širino pulza. Pozicijo zato izmerimo iz razlike zakasnitev na obeh straneh linije. Štiri signale z zakasnilnih linij in osem iz osmih anodnih plošč peljemo po koaksialnem kablu do predojačevalca. Anodne ravnine so priključene na visoko napetost tako, da imajo pozitivni potencial glede na katode. Celoten detektor in predojačevalnik sta pokrita z aluminjastim pokrovom, kar daje celotni napravi dobro ozemljitev in zmanjšuje zunanje motnje.

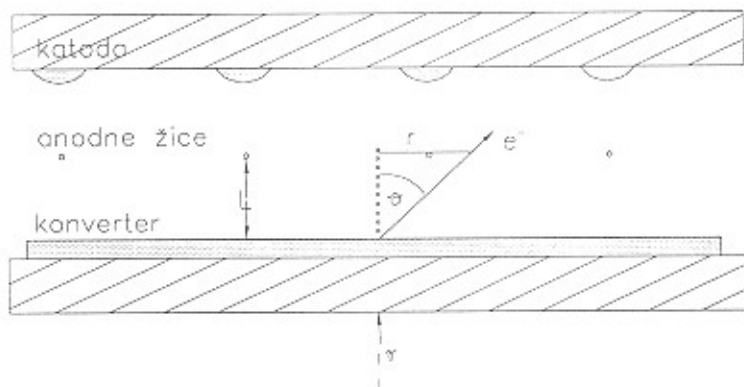
2.4 Ocena pozicijske in časovne ločljivosti ter izkoristka VŽPK

2.4.1 Pozicijska ločljivost

Pozicijsko ločljivost VŽPK detektorja ocenimo, če pogledamo poti elektronov iz konverterja do ravnine anodnih žic (anodna ravnina). Zaradi sipanja elektronov na poti iz konverterja lahko privzamemo, da je kotna porazdelitev elektronov, ko priletijo iz konverterja, izotropna. Plast konverterja je v povprečju debela približno 0.1 mm, zato izstopa elektron skoraj na istem mestu, kot je prišlo do konverzije. Razdaljo od katode do anodne ravnine preleti po ravni črti (slika 2.19). Ločljivost detektorja je definirana kot širina enodimenzionalne porazdelitve pri polovični višini, ki jo izmerimo z dobro kolimiranim snopom anihilacijskih fotonov pri pravokotnem vpadu. Privzeli smo že, da je porazdelitev izstopnih elektronov po kotu izotropna:

$$\frac{dN}{d\Omega} = \frac{N}{2\pi}$$

porazdelitev težišča ionizacije v ravnini (x,y) je



Slika 2.19: K izpeljavi pozicijske ločljivosti

$$\frac{dN}{dS} = \frac{dN}{d\Omega} \frac{\sin\theta d\theta d\phi}{r dr d\phi} = \frac{N}{2\pi} \frac{\sin\theta}{r} \frac{d\theta}{dr}$$

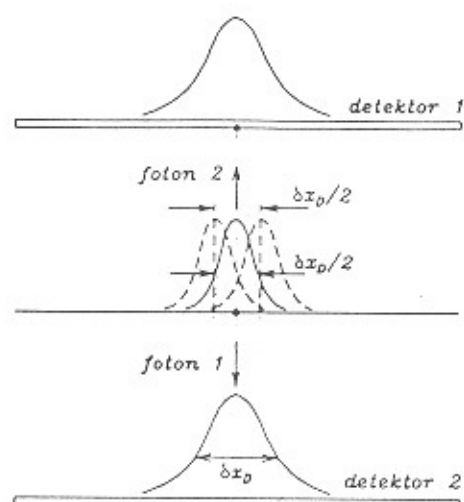
Ker je $r = L \tan \theta$, L pa je razdalja med katodno in anodno ravnino, dobimo:

$$\frac{dN}{dS} = \frac{N}{8\pi L^2} \frac{1}{(1 + (r/L)^2)^{3/2}} \quad (2.6)$$

Porazdelitev po eni koordinati dobimo z integriranjem enačbe (2.6):

Eno
Pozicij
zaradi
moramo
kot sta
mm (F)
s pomo
Izme
ima na
detektor
polovico
detektor

Če up
ločljivost



Slika 2.20: Vpliv ločljivosti detektorja na ločljivost slike

$$\frac{dN}{dx} = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dN}{dS} dy = \frac{N}{\pi L} \frac{1}{(1 + (x/L)^2)} \quad (2.7)$$

Enodimenzionalna porazdelitev ima širino pri polovični višini enako $\Delta x = 2L$ (FWHM). Pozicijska ločljivost detektorja δx_D za fotone γ je torej enaka debelini komore. Debeline zaradi močnega električnega polja v komori ne moremo kar poljubno zmanjševati. Vedeti pa moramo tudi, da je ločljivost tomograma že omejena s fizikalnimi procesi (fizikalna ločljivost), kot sta doseg e^+ in nekolinearost fotonov, ki letita v nasprotnih smereh, in znaša približno 2 mm (FWHM). Prispevek ločljivosti VŽPK k pozicijski ločljivosti tomografske slike izpeljemo s pomočjo slike (2.20).

Izmerjena porazdelitev pozicije fotonov iz sevalca, ki se nahaja med obema detektorjema, ima na detektorju širino δx_D . Porazdelitev projeciramo skozi težiščno točko na nasprotnem detektorju, na ravnino v sredini med detektorjema. Projekcija projecirane porazdelitve je polovico ožja, kar pomeni, da je razmazan vrh porazdelitve. Izmerjena porazdelitev na detektorju je torej konvolucija projecirane porazdelitve same s sabo s širino

$$\delta x_S = \sqrt{2} \cdot \frac{\delta x_D}{2}$$

Če upoštevamo prispevek fizikalne ločljivosti δx_0 in ločljivost detektorja $\delta x_D \sqrt{2}$, je skupna ločljivost na sliki tomograma enaka kar [1]:

$$\delta x = \sqrt{\delta x_0^2 + \delta x_D^2/2} \quad (2.8)$$

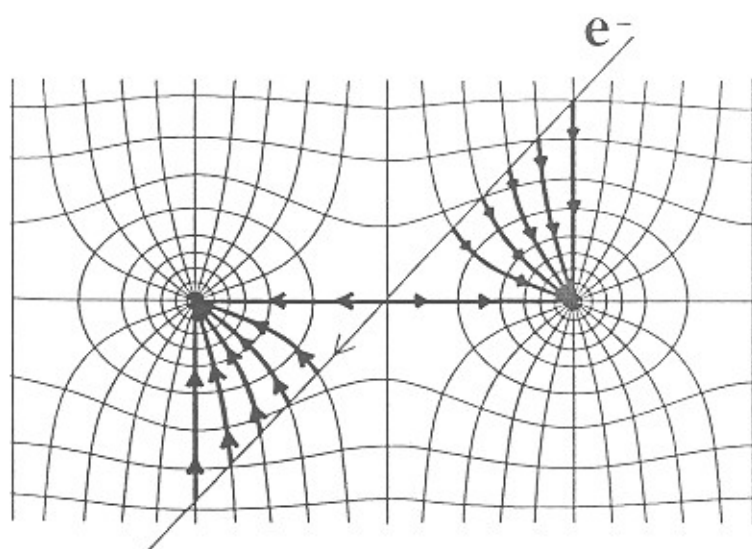
Za $\delta x_D \leq \delta x_0$ lahko enačbo 2.8 zapišemo:

$$\delta x \approx \delta x_0 \left[1 + \frac{1}{4} (\delta x_D / \delta x_0)^2 \right]$$

V našem primeru je $\delta x_D = 1.5$ mm, ker velja, da je $\Delta x = 2L$ ($2L = 1.5$ mm), $\delta x_0 = 2$ mm. Ocenjena ločljivost je zaradi pozicijske ločljivosti detektorja samo za 14 % slabša od fizikalne ločljivosti.

2.4.2 Časovna ločljivost

Dobra časovna ločljivost zmanjša število naključnih koincidenč, kar izboljša kontrast tomografske slike. Določena je s porazdelitvijo časov, ki jih potrebujejo elektroni, ki potujejo vzdolž silnic električnega polja, da pridejo do anodnih žic. Elektron, ki nastane med obema žicama, potrebuje največ časa, da pride do anodne žice (slika 2.21).



Slika 2.21: Let elektrona do anodnih žic

Signal na anodi je zakasnen za

$$\Delta t \approx \frac{(s/2)}{w_D}$$

Razdalja med žicama je s , w_D je potovalna hitrost elektronov v električnem polju. Širino

2.4.
časov

Po
pritis

Slika 2.5
za nekat

Poto
zmanjša
tričnega
tej jakos
ločljivost

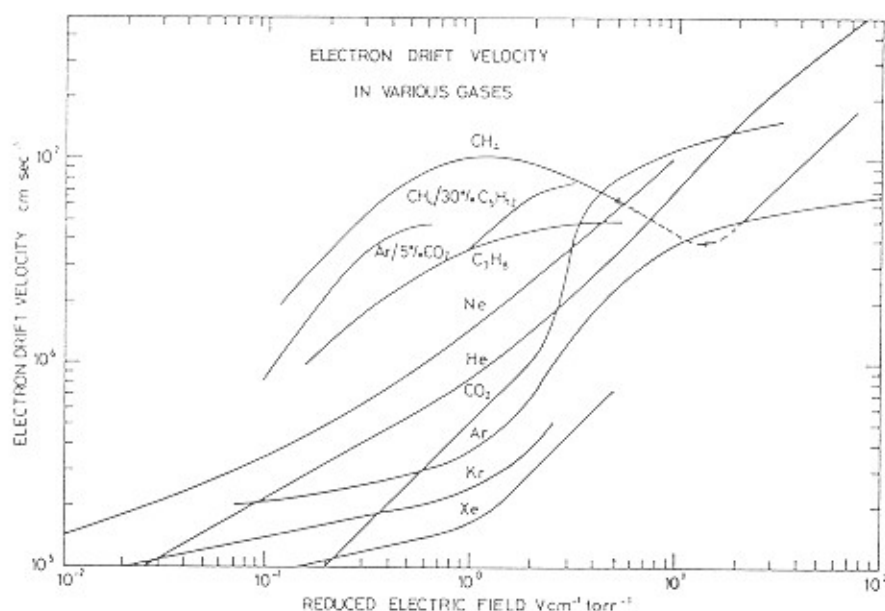
2.4.3

Izkoriste
upošteva
konverter
nasprotni

časovne porazdelitve pri polovični višini ocenimo kot polovico te vrednosti (FWHM)

$$\delta t \approx \frac{(s/4)}{w_D} \quad (2.9)$$

Potovalna hitrost elektronov je odvisna od velikosti električnega polja, vrste plina in pritiska v komori (slika 2.22).



Slika 2.22: Odvisnost potovalne hitrosti elektronov od reduciranega električnega polja (E/p) za nekatere pline [3]

Potovalno hitrost lahko zvečamo z uporabo optimalne mešanice plina. Nižji pritisk zmanjša ionizacijo in s tem izkoristek detektorja [5]. Iz enačbe 2.1 dobimo jakost električnega polja v homogenem delu 5,1 kV/cm. Iz grafa 2.22 prebrana potovalna hitrost pri tej jakosti električnega polja pri normalnem tlaku za metan je 55 $\mu\text{m}/\text{ns}$. Ocena za časovno ločljivost, ki smo jo dobili z enačbo 2.9, je 9,0 ns (FWHM).

2.4.3 Izkoristek

Izkoristek detektorja iz več plasti izračunamo kot vsoto izkoristkov posameznih plasti ob upoštevanju prepustnosti posamezne plasti T_1 . Izkoristek ene plasti (ϵ_1) je vsota izkoristka konverterja, ko elektron izstopi v smeri naprej, in izkoristka, ko se elektron sipa nazaj, v nasprotni smeri, kakor je v konverter vstopil foton.

$$\epsilon_1 = \epsilon_+ + \epsilon_-$$

Oba izkoristka sta odvisna od vrstnega števila elementa, iz katerega je konverter narejen. Izkoristek detektorja s konverterji, ki so iz materiala z nizkim Z , je približno trikrat manjši za sipane fotone kot za nesipane [1]. Pri tomografranju glave pa je delež sipanih in nesipanih približno enak, zato imajo detektorji s konverterji z višjim Z večji izkoristek pri tomografranju. Prepustnost T_1 je prepustnost katodne tiskanine z enim slojem konverterja in znaša za anihilacijske fotone 0.95.

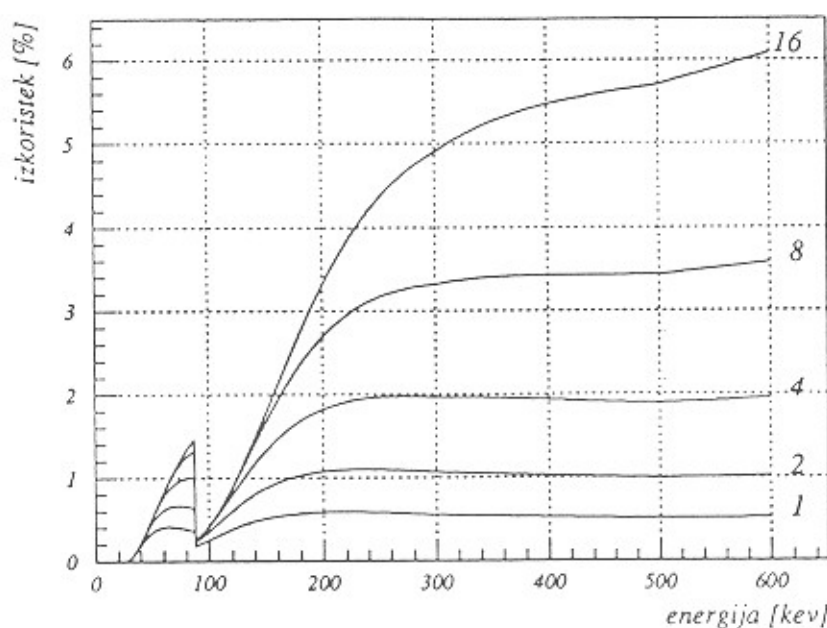
Izkoristek detektorja, ki ima n plasti, je torej:

$$\epsilon = \epsilon_1 + \epsilon_1 \cdot T_1 + \epsilon_1 \cdot T_1^2 + \dots + \epsilon_1 \cdot T_1^n.$$

Vsota geometrijske vrste je:

$$\epsilon = \epsilon_1 \cdot \frac{1 - T_1^n}{1 - T_1}. \quad (2.10)$$

Izračunano energijsko odvisnost izkoristka detektorja z 1, 2, 4, 8 in 16 plastmi prikazuje slika 2.23.



Slika 2.23: Energijska odvisnost izkoristka detektorja z 1, 2, 4, 8 in 16 plastmi [1]

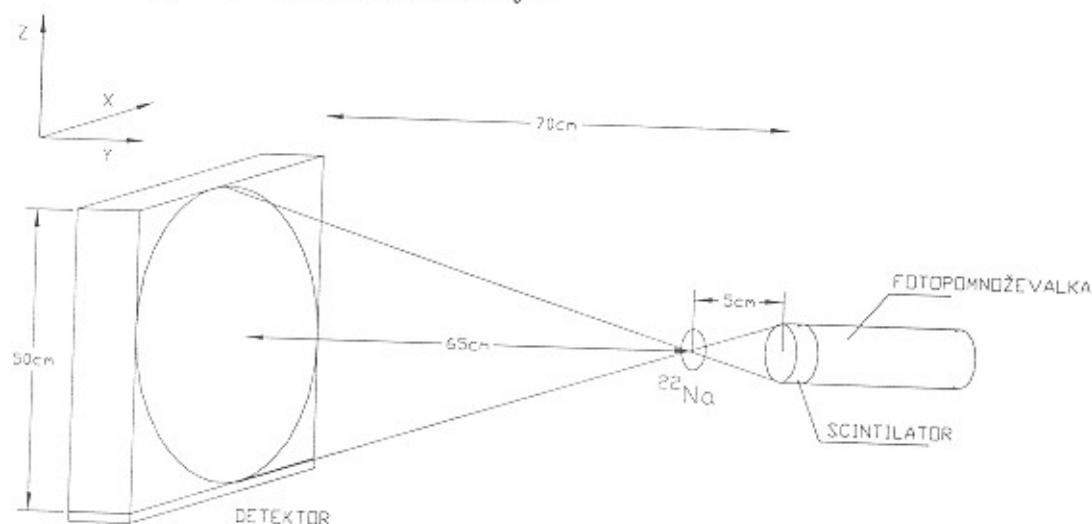
Krivulja energijske odvisnosti izkoristka detektorja za eno plast prikazuje odvisnost izkoristka ϵ_1 od energije vpadlih fotonov. Izkoristek za fotone z energijo 511 keV za eno plast je 0.53 %. Ocenjen izkoristek na osnovi formule 2.10 za 8 plasti je $\epsilon=3.5$ %.

Poglavje 3

Postavitev poskusa

3.1 Opis postavitve

Celotna postavitev je sestavljena iz detektorja VŽPK, pozitronskega sevalca ^{22}Na , scintilacijskega števca iz kristala $\text{NaI}(\text{Tl})$ valjaste oblike z velikostjo $\phi 50 \times 50 \text{ mm}^2$ ali plastičnega scintilatorja $10 \times 10 \times 1 \text{ cm}^3$ in fotopomnoževalke Phillips XP 2020 ter čitalne elektronike (slika 3.1). Za kolimacijo žarka anihilacijskih fotonov smo uporabili scintilacijski števec in koincidenčno enoto NIM. Med vsemi zadetki na detektorju smo tako izločili vse tiste, ki niso imeli koincidenčnega para na scintilatorju. Z obliko sprednje strani in položajem scintilatorja določimo osvetljeno področje na detektorju.

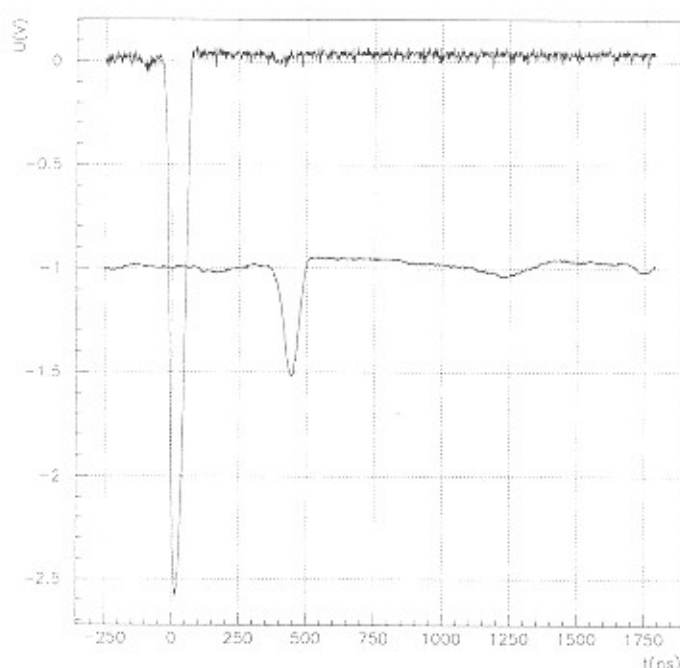


Slika 3.1: Postavitev poskusa

3.2 Čitalna elektronika

3.2.1 NIM elektronika

Imamo štiri signale iz zakasnilnih linij, ki so STOP signali, in osem signalov iz anodnih ravnin, ki so START signali. Prvi so približno štirikrat nižji od signalov iz anodnih ravnin, saj ena katodna ravnina dobi le polovico naboja plazmu, ki po zakasnilni liniji potuje v obe smeri. Na vsaki strani zakasnilne linije zato dobimo v povprečju le četrtno signala (slika 3.2).

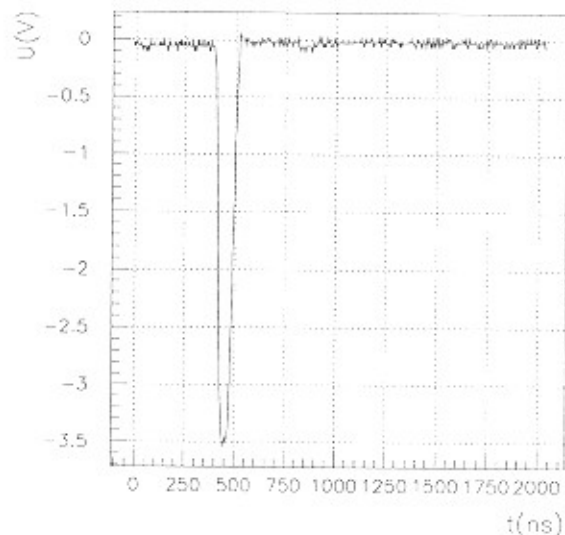


Slika 3.2: Signala iz anodnih žic in zakasnilnih linij

Iz izmerjene časovne razlike med obema signaloma določimo koordinato dogodka, za kar pa je potrebno analogne signale iz predojačevalnika na VŽPK najprej pretvoriti z NIM elektroniko v logične signale.

NIM elektroniko pri mojem poskusu sestavljajo naslednji moduli proizvajalca ORTEC, EG&G:

- modula FTA 820A in FTA 820B sta hitra širokopasovna ojačevalnika z 8 kanali in 200-kratnim ojačanjem. Verzija B ojačan signal še dodatno invertira (slika 3.3).
- modul DL 6001 zakasni signal.



Slika 3.3: Signal iz FTA820

- modul CF 8000 je 8 kanalni diskriminator z možnostjo diskriminacije pri danem doležu celotne višine signala (constant fraction) ali pri dani višini amplitude signala (leading edge). Modul ima še izhod Σ , ki je analogna vsota vseh kanalov, OR vseh izhodov ter INHIBIT vhod za izhodne signale.
- modul CO 4010 je koincidenčni modul s štirimi koincidenčnimi enotami, od katerih ima vsak po 4 vhode in 2 izhoda z možnostjo nastavitve dolžine trajanja izhodnega signala.
- modul LF 4000 je logična enota, ki za dan vhod generira večje število enakih izhodov z minimalno časovno zakasnitvijo (logic FAN IN/FAN OUT).
- modul EC 1600 je 16-kanalni pretvornik NIM signalov v ECL signale.

Signale iz zakasnilnih linij (x1, x2, z1, z2) ločeno najprej ojačimo, invertiramo in nato z diskriminatorjem pretvorimo v logične (slika 3.4).

Prag diskriminatorjev smo nastavili tako, da smo dobili na izhodih le nekaj sunkov na sekundo, ki so bili posledica šumov v ojačevalnikih. Signale sem nato zakasnil in speljal na pretvornik.

Tudi signale iz anodnih plošč ojačimo in pretvorimo v logične. Izhod OR na diskriminatorju priključimo na vhod B koincidenčne enote. Na izhodu OR dobimo le signal iz kanala z

najvišjim vhodnim signalom in izločimo signale na drugih kanalih, ki nastanejo zaradi presluha. Na vhod A pa smo priključili logični signal iz anode fotopomnoževalke s scintilatorjem NaI. Izhod Y iz koincidenčne enote peljemo nazaj na INHIBIT vhod in s tem preprečimo sprejem novih signalov na koincidenčni enoti, ko je ta že prisoten. Drugi izhod Y smo peljali na vhod A druge enote istega modula. Ob hkratni prisotnosti signalov na obeh vhodih smo dobili signal na izhodu, ki je služil kot START signal za meritev časa v TDC modulu.

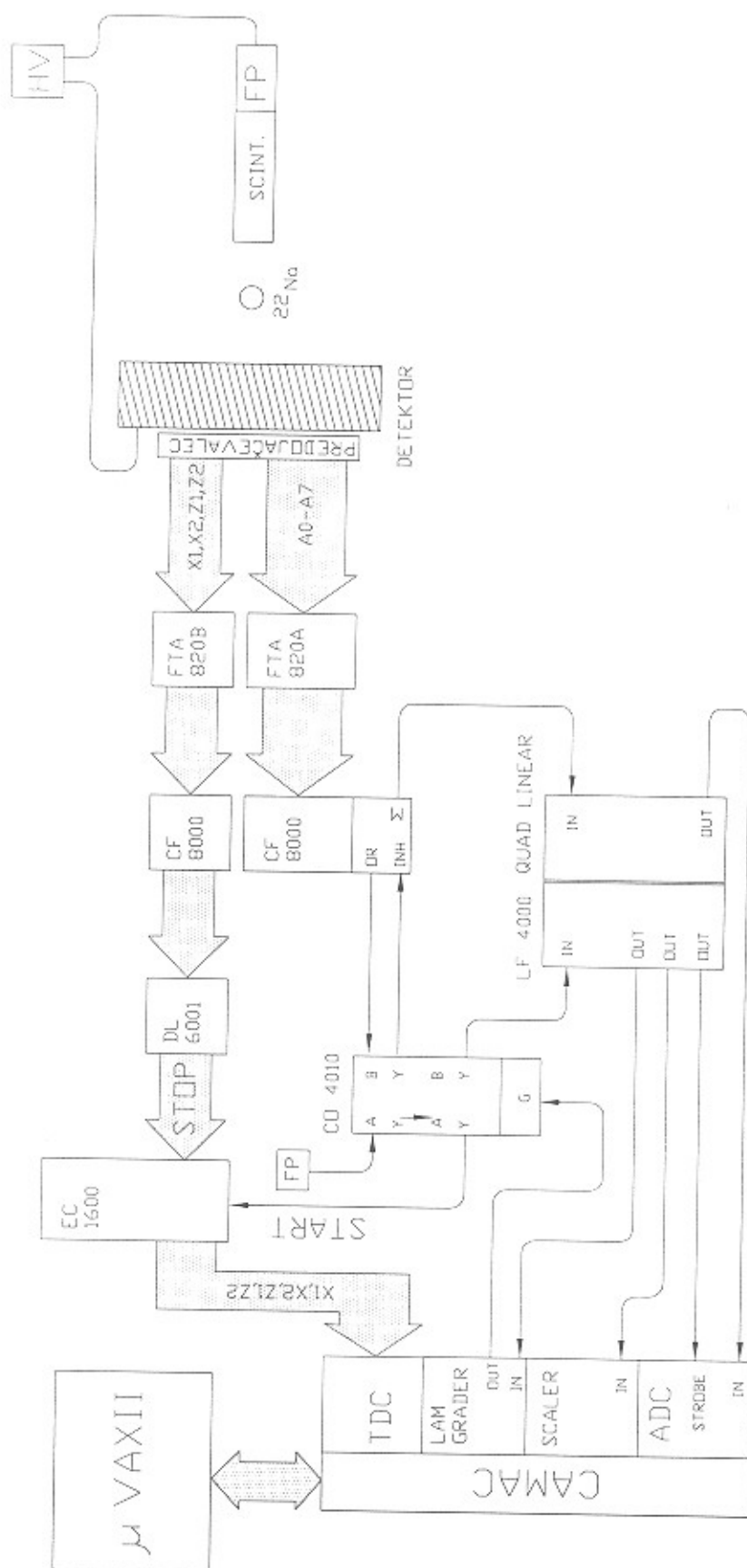
Za potrebe CAMAC modulov smo drugi izhod Y priključili na modul LF 4000.

3.2.2 CAMAC

CAMAC merilna elektronika je sestavljena iz več modulov, ki so prek kontrolne enote priključeni na računalnik μ VAX II. Moduli, ki sestavljajo sistem CAMAC, so:

- TDC Silena 4418/T, ki je 12-bitni, 8-kanalni časovno digitalni pretvornik z $2\mu s$ območjem.
- ADC AD811 je 12-bitni, 8-kanalni analogno digitalni pretvornik.
- Pattern Unit 16P 2047 je 16-bitni vhodni register za hitre signale.
- LAM Grader CES PLG 2113
- Quad Scaler 1004A je števec sunkov.

Da digitalno izmerimo časovno razliko med prihodom START in STOP signalov, uporabimo časovno digitalni pretvornik. Iz dobljene meritve lahko določimo lego dogodka na detektorju.



Slika 3.4: Skica povezave detektorja in elektronike

Po

M

4.1

Dete

umer

izhod

na iz

kato

sem

scinti

nape

sem

(ano

R

Radi

mm i

% na

še fot

D

ki jih

sunk

na sl

kot j

žice.

vzdo

dajej

v x s

histop

Poglavje 4

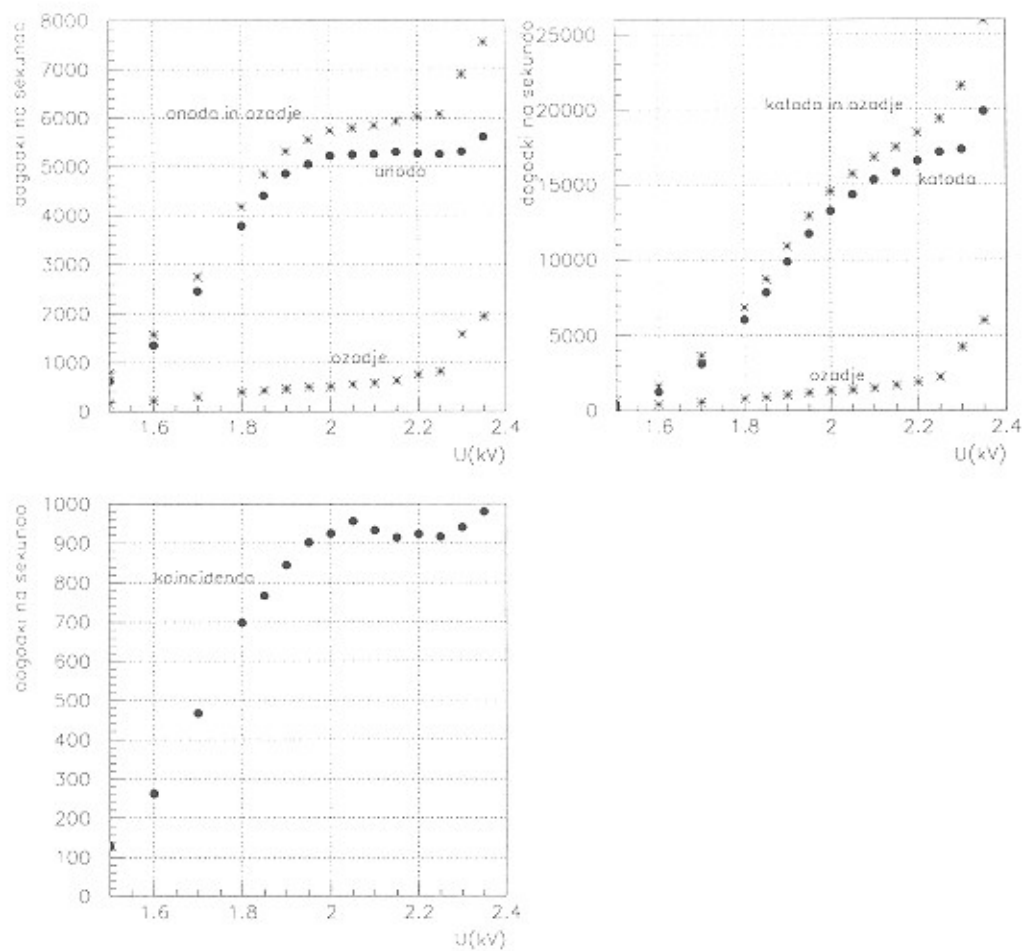
Meritve

4.1 Umeritev aparature

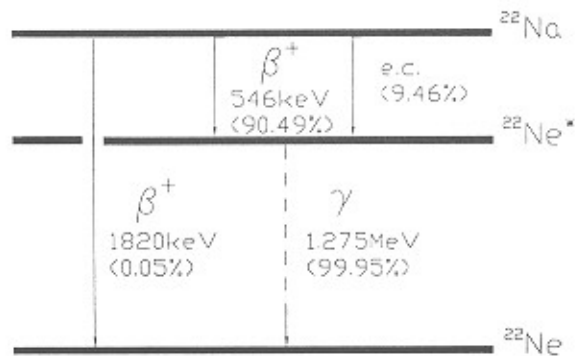
Detektor, ki sem ga povezal s čitalno elektroniko, kot kaže slika 3.4, je bilo potrebno najprej umeriti. Prag diskriminatorjev na anodnih in katodnih linijah sem nastavil tako, da sem na izhodu diskriminatorja naštel le nekaj sunkov šuma na sekundo. Detektor sem nato priključil na izvir visoke napetosti in pred njega postavil radioaktivni izvir ^{22}Na . Na anodnih in katodnih linijah sem izmeril število sunkov na enoto časa v odvisnosti od napetosti. Izmeril sem tudi prispevek ozadja (brez radioaktivnega izvora). Pred detektor sem nato postavil še scintilator NaI(Tl) (valj s premerom in debelino 50 mm) s fotopomnoževalko priključeno na napetost 2.0 kV tako, da je bila osvetljena celotna površina detektorja (slika 3.1). Izmeril sem odvisnost števila sunkov na koincidenca od napetosti. Iz platoja, ki ga dosežeta krivulji (anoda, koincidenca), sem določil primerno visoko delovno napetost, ki je 2.1 kV (slika 4.1).

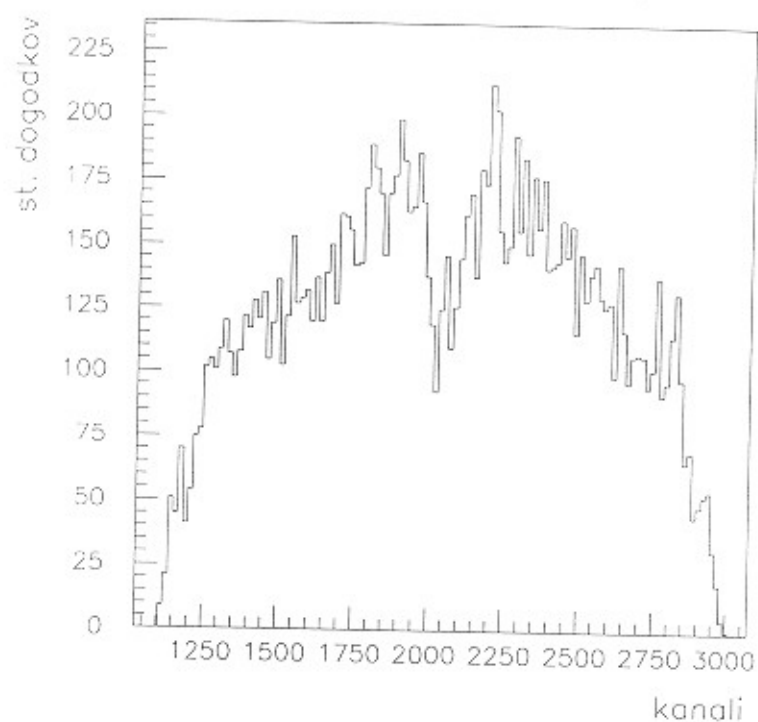
Radioaktivni izvor je bil ^{22}Na z aktivnostjo 0.348 MBq, ki razpada z razpadom β^+ . Radioaktivni preparat v obliki kroglice premera 1 mm, je zalit v plastični disk premera 25 mm in debeline 4 mm. Vsi pozitroni se v disku ustavijo in anihilirajo. Z verjetnostjo 90,5 % nastaneta dva anihilacijska fotona z energijo 511 keV, ^{22}Ne v vzbujenem stanju pa izseva še foton z energijo 1.275 MeV (slika 4.2).

Detektor sem osvetlil s krogom polmera 25 cm kot kaže slika 3.1. Porazdelitev fotonov, ki jih zazna detektor, po kotu ni popolnoma izotropna, zato pričakujemo, da bo porazdelitev sunkov na histogramu le približno oblikovala krog. Histograma v x in z smeri sta prikazana na slikah 4.3 in 4.4. Na sredini obeh histogramov opazimo približno polovico manj dogodkov kot jih pričakujemo. Vzrok za to je v 1 cm široki prečki, ki na sredini podpira anodne žice. Prečka je med dvema zaporednima ploščama, in na eni poteka prečno na drugi pa vzdolž katodnih pasov. V zadnjem primeru so katodni pasovi v celoti prekriti in zato ne dajejo signala (slika 4.5). Sosednje prečke so med seboj izmenično zasukane za 90° , enkrat v x smeri drugič v z smeri. Toje tudi vzrok, da dobimo polovico manj signala na obeh histogramih.

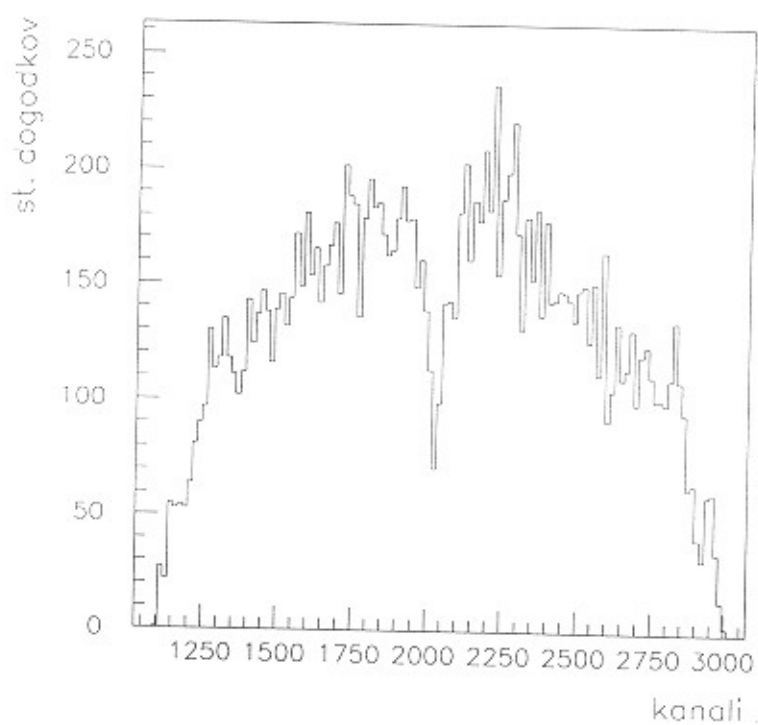


Slika 4.1: Odvisnost števila sunkov od visoke napetosti

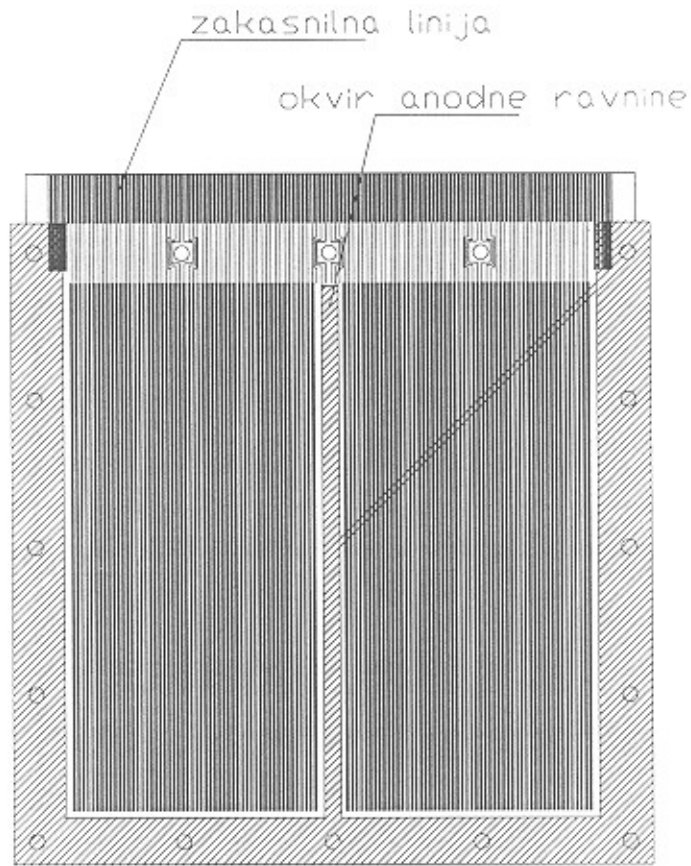
Slika 4.2: Shema razpada izotopa ^{22}Na



Slika 4.3: Porazdelitev sunkov po celotnem detektorju za x smer



Slika 4.4: Porazdelitev sunkov po celotnem detektorju za z smer



Slika 4.5: Lega zakasnilne linije in prečke anodnega okvira.

4.2

Izkorist
pogosto
jem. D
[10]. Z
hitrost

hitrost

hitrost

hitrost

Fak

kot. Ab

[1], pri

s simula

nivoji s

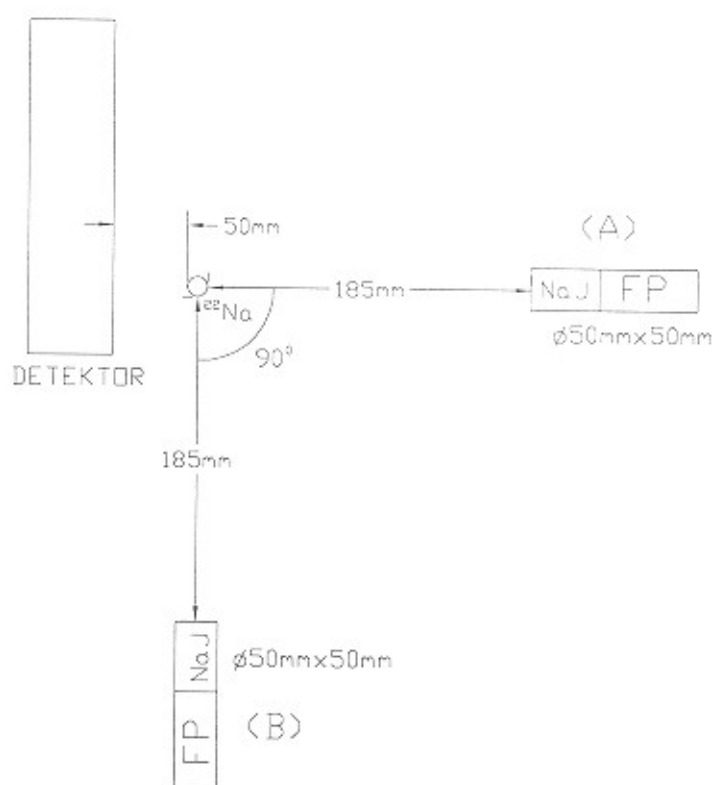
detekcij

4.2 Izkoristek

Izkoristek VŽPK detektorja za anihilacijske fotone energije 511 keV dobimo iz izmerjene pogostosti koincidenz med NaI(Tl) detektorjem (z znanim izkoristkom) in VŽPK detektorjem. Detektor NaI(Tl) je anorganski scintilator z velikim izkoristkom za detekcijo γ žarkov [10]. Zaradi visokega izkoristka je zato primeren za meritev izkoristka VŽPK. Enačba za hitrost štetja je [1]:

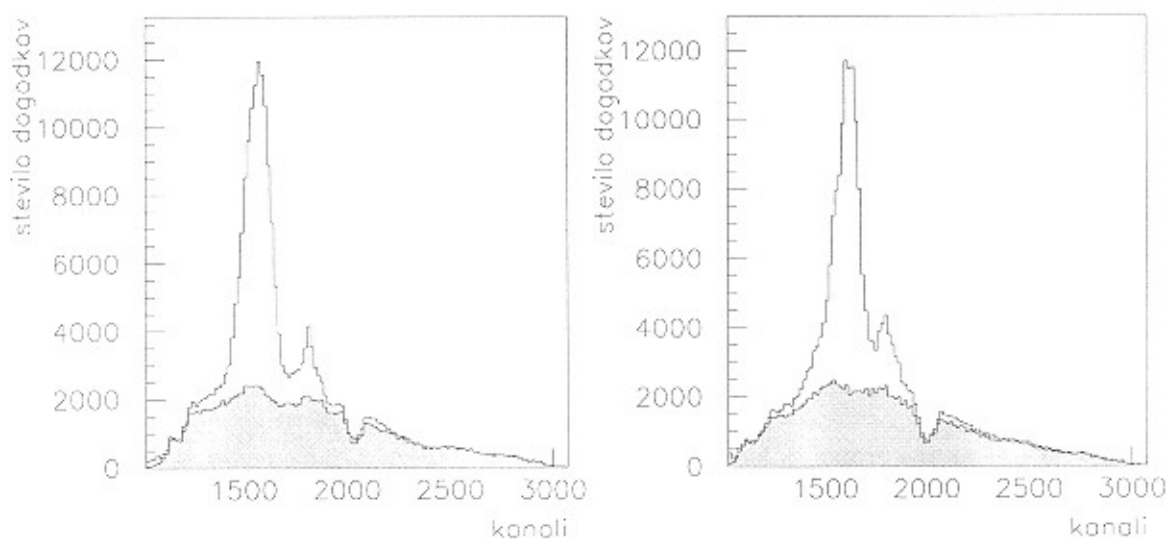
$$\frac{dN}{dt} = 0.905 \cdot A \cdot \frac{\Delta\Omega}{2\pi} \cdot \epsilon_{V\check{Z}PK} \cdot \epsilon_{NaJ}$$

Faktor 0.905 podaja delež razpadov β^+ pri izvoru ^{22}Na , $\frac{\Delta\Omega}{2\pi}$ pa koincidenčni prostorski kot. Absorpcija fotonov 511 KeV v NaI z debelino 50 mm je pri pravokotnem vpadu 81.4 % [1], pri postavitvi točkastega izvora v drugačnih legah, pa je potrebno absorpcijo izračunati s simulacijo Monte Carlo. Za našo postavitev znaša absorpcija 68.5 % [1]. Diskriminacijski nivoji scintilacijskega števca in VŽPK so bili postavljeni tako nizko, da je bil izkoristek detekcije scintilacij maksimalen.



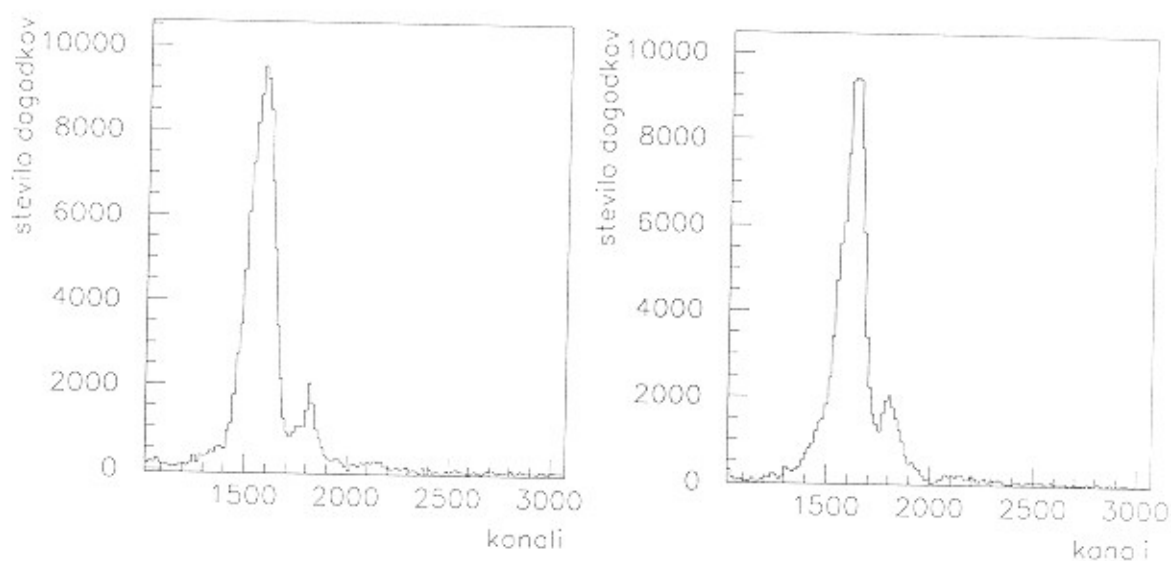
Slika 4.6: Postavitev poskusa za meritev izkoristka detektorja

Kot referenčni detektor sem uporabil scintilacijski števec iz kristala NaI(Tl) valjaste oblike z velikostjo ϕ 50 mm \times 50 mm in fotopomnoževalko XP 2020. Pozitronski sevalec je bil umerjeni izvor ^{22}Na . Izmerjeni histogram koincidenčne pogostosti v položaju (A) je prispevek koincidenz anihilacijskih fotonov, potem koincidenz med fotoni z energijo 511 keV in 1.275 MeV in še naključnih koincidenz. Prispevek zadnjih dveh vrst koincidenz sem izmeril tako, da sem scintilacijski števec zasukal v novo lego (B) za 90° (slika 4.6). S tem sem iz meritve izločil koincidence fotonov, kjer zadetka in izvor ne ležita na isti premici. Prečka na sredini detekcijske površine prekriva del katodnih pasov (slika 4.5). Na sredini obeh histogramov v x in z smeri dobimo zato za polovico manj dogodkov (osem plasti si sledi navzkrižno). Izvor ^{22}Na sem zato postavil v sredino leve spodnje četrtine (slika 4.7 in 4.8).



Slika 4.7: Histograma za meritev izkoristka, izmerjena v smeri x in z. Vsak histogram prikazuje meritvi v legah A in B (obarvan histogram)

Histograma na sliki 4.9 prikazujeta porazdelitev signalov v scintilacijskem števcu po velikosti, merjeno v legah A in B. V obeh legah smo poleg signalov, ki jih dajejo Comptonovo sipani fotoni z energijo 511 keV in nesipani fotoni z energijo 511 keV, dobili še signale fotonov 1.275 MeV. Razlika obeh histogramov je brez prispevkov zadnjih, kar dokazuje da v razliki ni prisotnih koincidenz 511-1275 keV (slika 4.10).



Slika 4.8: Histograma z odštetim ozadjem za x in z smer

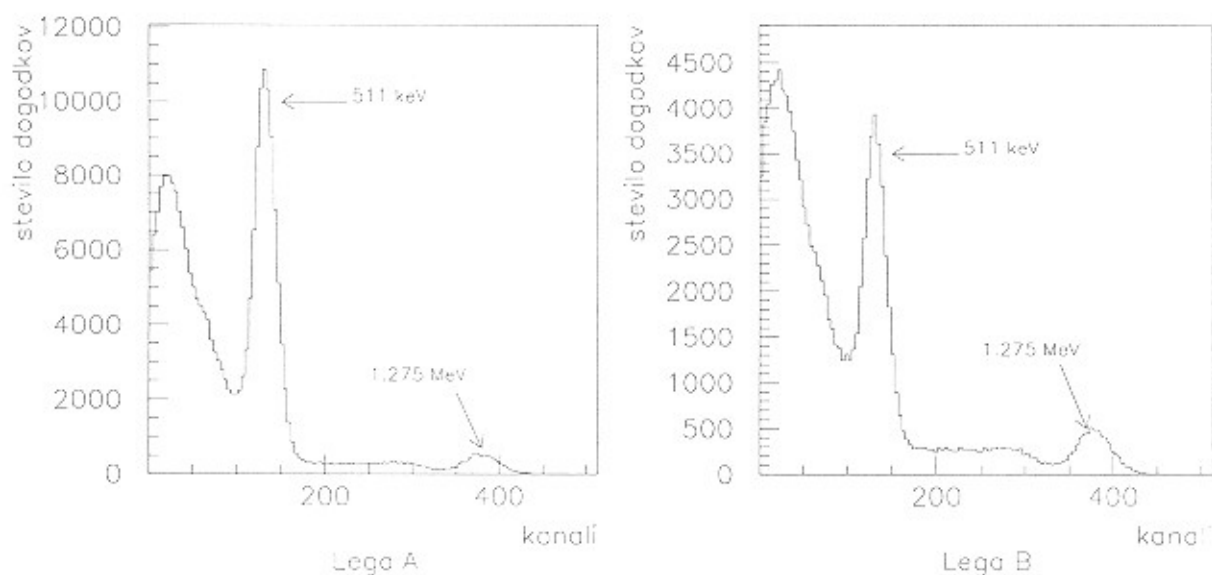
Vsoto vseh prispevkov po kanalih histogramov brez ozadja, sem delil s časom poteka meritve odštetega za mrtvi čas, ki je čas, ko zaradi prenosa podatkov v računalnik ni bilo zajemanja podatkov. Čas meritve je bil 2000 s, in je bil dovolj velik za dobro statistiko meritve. Iz enačbe za hitrost štetja

$$\frac{dN}{dt} = \left(\frac{dN}{dt}\right)_A - \left(\frac{dN}{dt}\right)_B = 0.905 \cdot A \cdot \frac{\Delta\Omega}{2\pi} \varepsilon_{V\check{Z}PK} \cdot \varepsilon_{NaI} \quad (4.1)$$

izrazimo $\varepsilon_{V\check{Z}PK}$. Za položaj izvora in detektorja kot je na sliki 4.6 po simulaciji Monte Carlo [1] znaša $\varepsilon_{NaI}=0.685$, aktivnost izvora NaI preračunana na dan 20.9.96 je 0.349 ± 0.1 MBq, koincidenčni prostorski kot $\Delta\Omega/2\pi = 0.009$ s.r., 0.905 pa je delež razpadov β^+ . Izkoristki V \check{Z} PK so podani v tabeli 4

Tabela 4

	dN/dt (sunkov/s)	$\varepsilon_{V\check{Z}PK}(\%)$
x smer	54.7	2.83
z smer	53.2	2.75
ADC	55.2	2.87



Slika 4.9: Histograma porazdelitve signalov v NaI(Tl) po velikosti (merjeno z ADC), za lego A in B

Iz rezultatov vidimo, da je ujemanje izkoristkov v obeh smereh dobro. Izkoristek izmerjen z ADC nam podaja izkoristek samih anodnih žic VŽPK in je le malo večji od izkoristkov na katodi. Iz tega lahko sklepam, da so skoraj vsi vpadli fotoni, ki so dali signal na anodi, dobili tudi pripadajoči signal iz zakasnilnih linij.

Meritev so večkrat pokvarile periodične motnje iz okolice, ki so inducirale dodatne signale v zakasnilnih linijah. Signali iz okolice so se kot pravilni periodični signali superponirali na našo meritev. Tem motnjam sem se izognil tako, da sem opravil meritev ob času, ko motenj ni bilo.

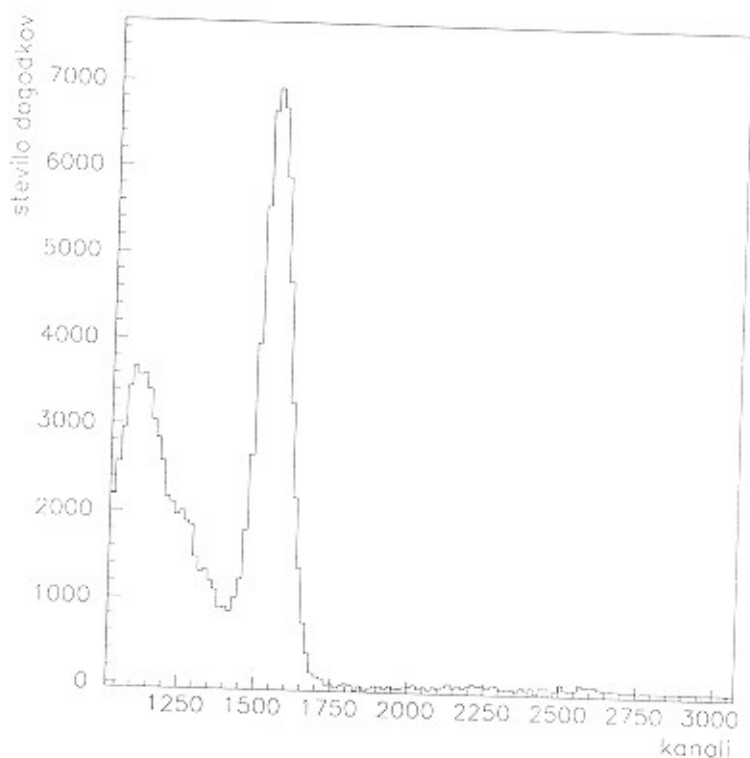
V poglavju 2. smo zapisali enačbo 2.10 za izkoristek detektorja z n plastmi:

$$\varepsilon = \varepsilon_1 \cdot \frac{1 - T_1^n}{1 - T_1}$$

Prepustnost ene plasti T_1 sem izmeril tako, da sem beležil število dogodkov (START signali) v vsaki anodni ravnini. Z modulom *PATTERN unit* zajemamo dogodke na osmih anodnih ravninah. Vsak dogodek dobi binaren zapis glede na anodno ravnino. Tako se dogodki iz prve ravnine zapisujejo v kanal 2^0 , iz druge v kanal 2^1 , iz tretje v kanal 2^2 , ..., iz osme v kanal 2^7 (slika 4.11). Na logaritemski skali lahko točkam prilagodimo linearno

funkci
sliki 4.
za eno

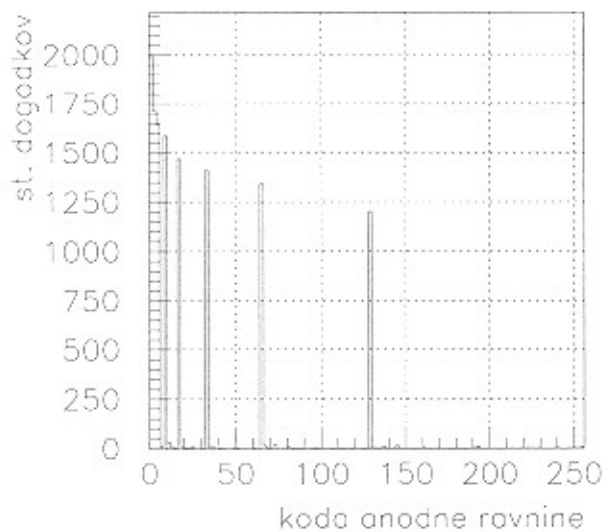
Izk
dvema
enačbi



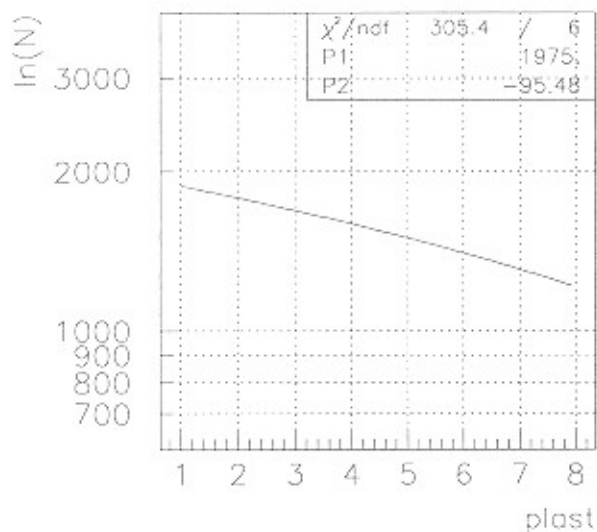
Slika 4.10: Razlika normiranih histogramov iz slike 4.9

funkcijo in določimo absorpcijo v vsaki od ravnin. Graf z logaritmično skalo je prikazan na sliki 4.12. Dobljena prepustnost za eno plast je 0.95, kar se ujema z izmerjeno prepustnostjo za eno plast pri majhni VŽPK [1].

Izkoristek, ki smo ga izračunali na osnovi izmerjene prepustnosti katodne tiskanine z dvema plastema Bi/Pb ($T_1=0.95$) in izkoristka za eno plast $\epsilon_1=0.53$ % (slika 2.23) je po enačbi 2.10 enak $\epsilon=3.5$ %.



Slika 4.11: Graf absorpcije v plasteh detektorja



Slika 4.12: Graf absorpcije v plasteh detektorja v logaritmski skali

4.3

Za meri

1 cm oz

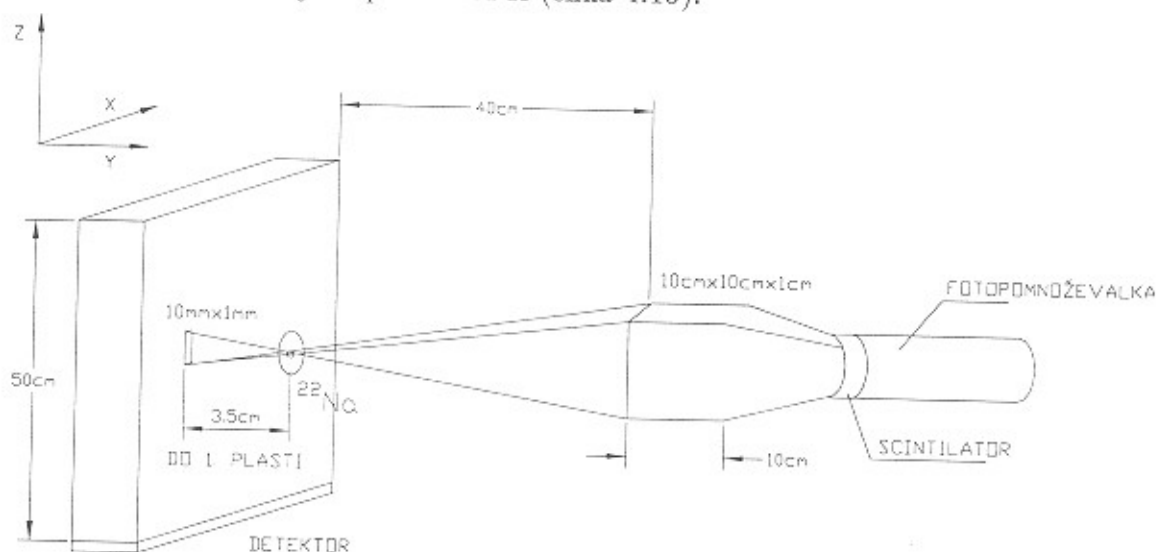
z

Scint
osvetljev
v x sme
zakasnil
smeri. Z
da sem p
vrha por
prečke iz
linij kaž
Točk
kanal/m

Izvor
osvetljev
ločljivost
napetost
en dogod
za signal
TDC, ki
postavlje

4.3 Pozicijska ločljivost

Za meritev pozicijske ločljivosti sem uporabil plastični scintilator dimenzij $10 \times 10 \times 1 \text{ cm}^3$ z 1 cm ozko ploskvijo usmerjeno proti VŽPK (slika 4.13).



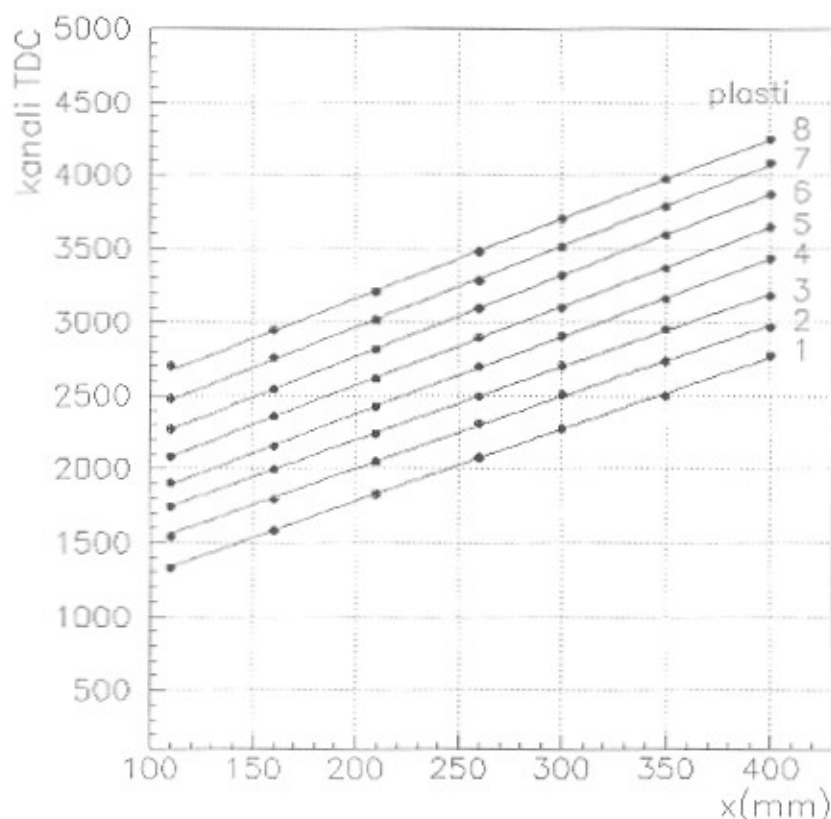
Slika 4.13: Meritev pozicijske ločljivosti

Scintilator in radioaktivni izvor sem postavil tako, da je anihilacijski foton v koincidenca, osvetljeval VŽPK z režo velikosti $10 \times 1 \text{ mm}^2$ (slika 4.13). Za merjenje pozicijske ločljivosti v x smeri sem ozko stran scintilatorja obrnil pravokotno na x smer (pravokotno glede na zakasnilno linijo v x smeri) in pravokotno na z smer za meritev pozicijske ločljivosti v z smeri. Zakasnilne linije je bilo potrebno najprej posamično umeriti. Umeril sem jih tako, da sem premikal VŽPK detektor pred izvorom in scintilacijskim števcem in zabeležil kanal vrha porazdelitve. To sem naredil v petih legah v razdaljah po 5 cm, s tem, da sem se zaradi prečke izognil meritvam čisto na robu in v sredini. Umeritvene krivulje osmih zakasnilnih linij kažejo dobro linearnost in približno enak naklon (slika 4.14).

Točkam vsake zakasnilne linije sem prilagodil premico katere, naklon nam pove razmerje kanal/mm. Povprečno inverzno razmerje je:

$$k = 0.19 \pm 0.02 \text{ mm/kanal}$$

Izvor in scintilacijski števec sem postavil tako, da so anihilacijski fotoni v koincidenca osvetljevali levo spodnjo četrtino detektorja. Vsaki plasti komore sem izmeril pozicijsko ločljivost v x in z smeri. Pri meritvah so bile tudi ostale plasti priklopljene na visoko napetost, ker želimo imeti meritve pri pogojih, ko deluje celoten detektor (vse plasti). Za en dogodek izmerimo s TDC dve razliki zakasnitve signala z obeh koncev zakasnilne linije, za signalom z anode. Izmerjeni razliki med seboj odštejemo in prištejemo celotno območje TDC, ki je 4096 kanalov nakar delimo z dve: $\text{kanal} = (\text{TDC1} - \text{TDC2} + 4096) / 2$. Če je izvor postavljen na sredino detektorja, je zakasnitev z obeh koncev enaka in dobimo razliko enako



Slika 4.14: Umeritvene krivulje zakasnilnih linij. Krivulje so med seboj premaknjene za 100 kanalov

nič. Primer histograma in histograma ozadja, ki sem ga izmeril na 3. plasti za smer x je prikazan na sliki 4.15. Postopek sem ponovil še za meritev pozicijske ločljivosti v z smeri. Kot primer je na sliki 4.17 histogram za 6. plast in histogram ozadja.

Histogram ozadja sem izmeril enako kot pri merjenju izkoristka, le da sem uporabil plastični scintilator (slika 4.6). Obema histogramoma (x , z smer) z odštetim ozadjem sem prilagodil izpeljano funkcijo 2.7 za porazdelitev po eni koordinati (slika 4.16 in 4.18):

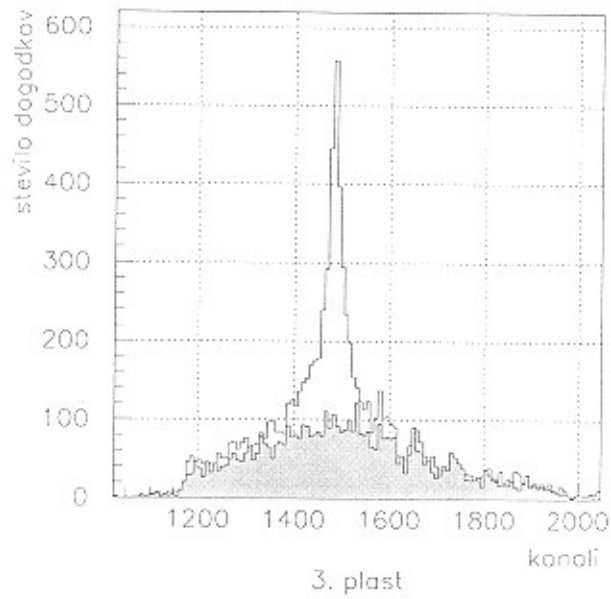
$$F = \frac{P_1}{1 + \left(\frac{x-P_2}{P_3}\right)^2}. \quad (4.2)$$

Parameter P_1 določa višino vrha histograma, P_2 številko kanala kjer se nahaja vrh in parameter P_3 je polovica širine na polovici vrha ali polovica FWHM.

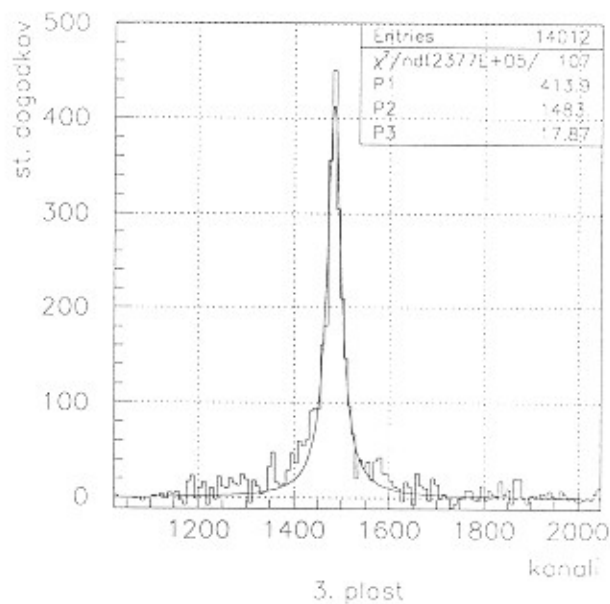
Slika 4.1
za 3. pl

Slika 4.1
ozadja

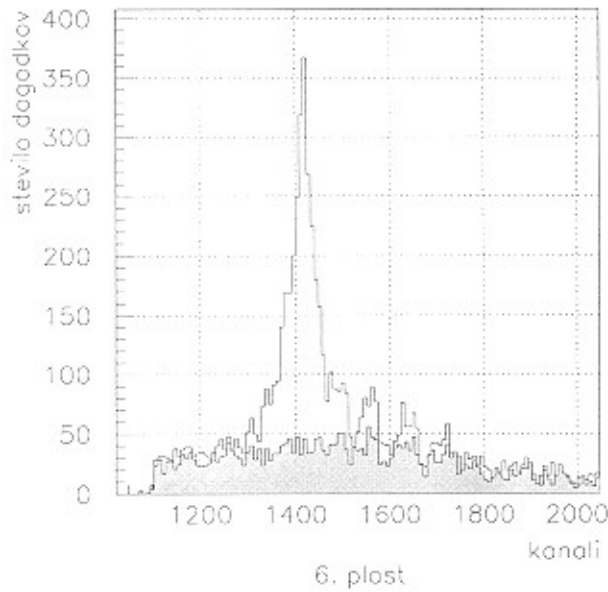
FWHM
4.3.15
4.3.16
(lavor in
polovico
histogram



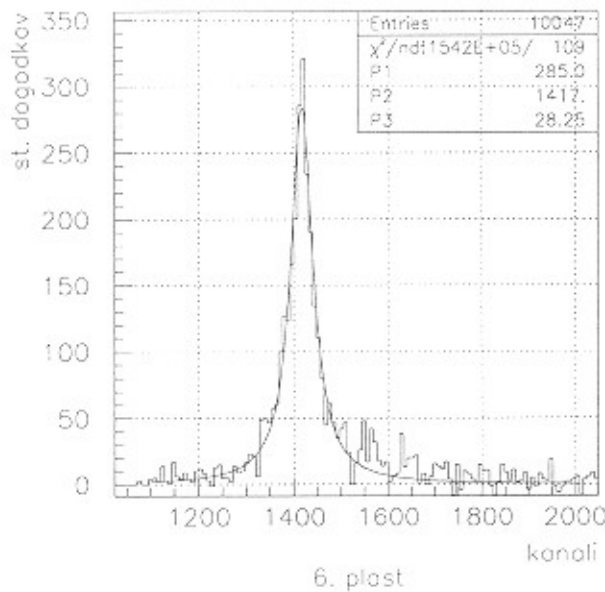
Slika 4.15: Histogram za meritev pozicijske ločljivosti 3. plasti v x smeri in histogram ozadja za 3. plast. En kanal na histogramu predstavlja 8 kanalov TDC.



Slika 4.16: Razlika histogramov 4.15 s prilagojeno funkcijo 4.2

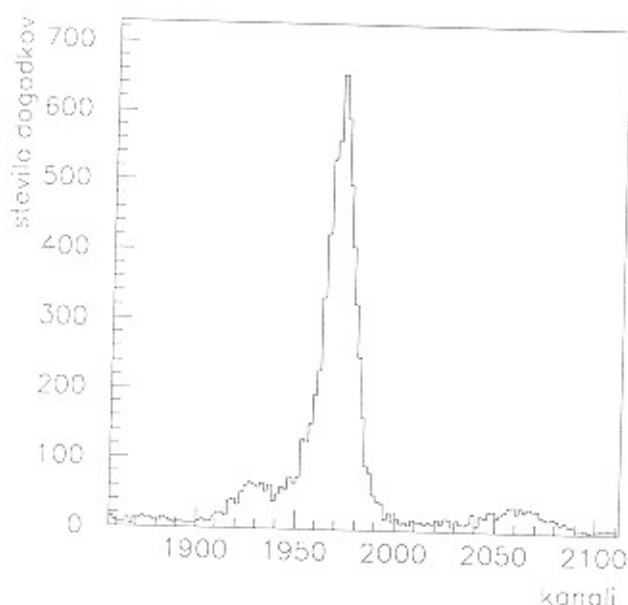


Slika 4.17: Histogram za meritev pozicijske ločljivosti 6. plasti v z smeri in histogram ozadja za 6. plast. En kanal na histogramu predstavlja 8 kanalov na TDC



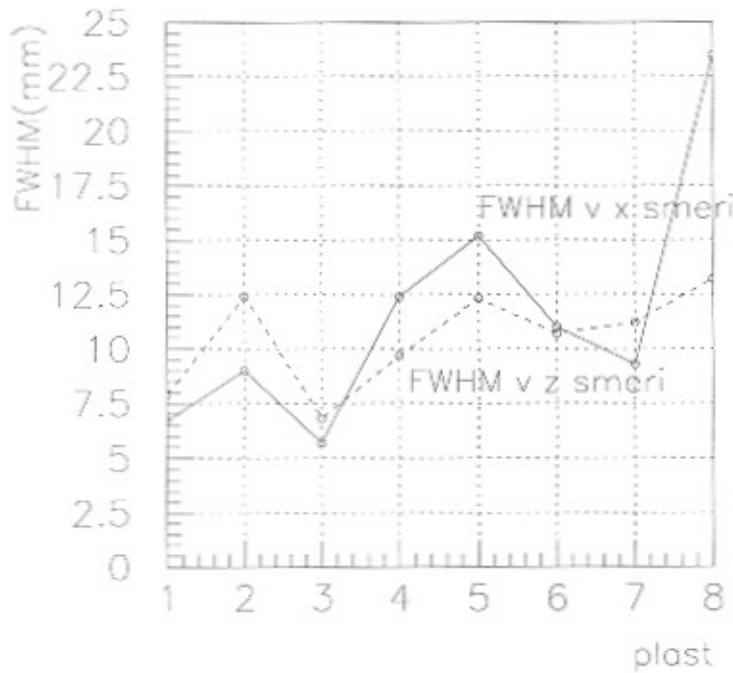
Slika 4.18: Razlika histogramov 4.17 s prilagojeno funkcijo 4.2

Poleg razlike histogramov (TDC1-TDC2) smo merili tudi vsoto (TDC1+TDC2). Vsota zakasnitev (zakasnitev je razlika signala z anode in katode) z obeh strani zakasnilne linije mora biti enaka zakasnitvi, ki jo ima signal, ki prepotuje linijo z ene strani do druge. Histogram vsote za meritev 3. plasti v x smeri, je prikazan na sliki 4.19.



Slika 4.19: Histogram vsote 3. plasti v x smeri s prilagojeno funkcijo (START je signal z anode)

FWHM histograma vsote je 15 kanalov (7.34 ns). Torej je natančnost vsote zakasnitev ± 3.67 ns. Izmerjene pozicijske ločljivosti za vsako plast posebej so prikazane v grafu na sliki 4.20. Različne vrednosti parametrov P_2 kažejo na to, da so vrhovi histogramov premaknjeni (izvor in scintilacijski števec sta bila pri vsaki meritvi na istem mestu). Te premike je potrebno upoštevati, ko bomo merili ločljivost detektorja (vseh plasti hkrati). Kanali vrhov histogramov za vsako plast so podani v spodnji tabeli 5.



Slika 4.20: Graf pozicijske ločljivosti za x in z smer za vse plasti

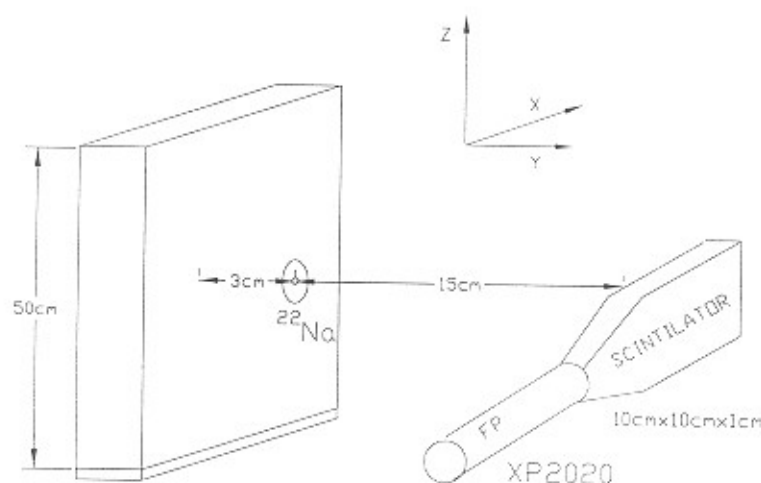
Tabela 5

smer	x		z	
plast	vrh (kanal)	FWHM (mm)	vrh (kanal)	FWHM (mm)
1.	1586	6.7	1515	7.9
2.	1595	9.0	1516	12.4
3.	1597	5.7	1483	6.8
4.	1549	12.4	1484	9.7
5.	1543	15.2	1420	12.3
6.	1533	11.0	1417	10.7
7.	1528	9.3	1424	11.2
8.	1586	23.5	1425	13.2

4.4 Časovna ločljivost

Širina vrha v porazdelitvi časovne razlike med sunkom iz scintilacijskega števca in anodnim sunkom VŽPK, ki jo izmerimo s časovno digitalnim pretvornikom (TDC), nam podaja časovno ločljivost.

Za meritev sem zopet uporabil pozitronski izvor ^{22}Na in plastični scintilator NE110 dimenzij $10 \times 10 \times 1 \text{ cm}^3$, ki je zaradi hitrega časovnega odziva (2-3 ns) primeren za meritev časovne ločljivosti VŽPK. Plastični scintilator sem približal in s širšo stranjo obrnil proti detektorju, s čimer sem povečal število koincidenčnih signalov (slika 4.21).

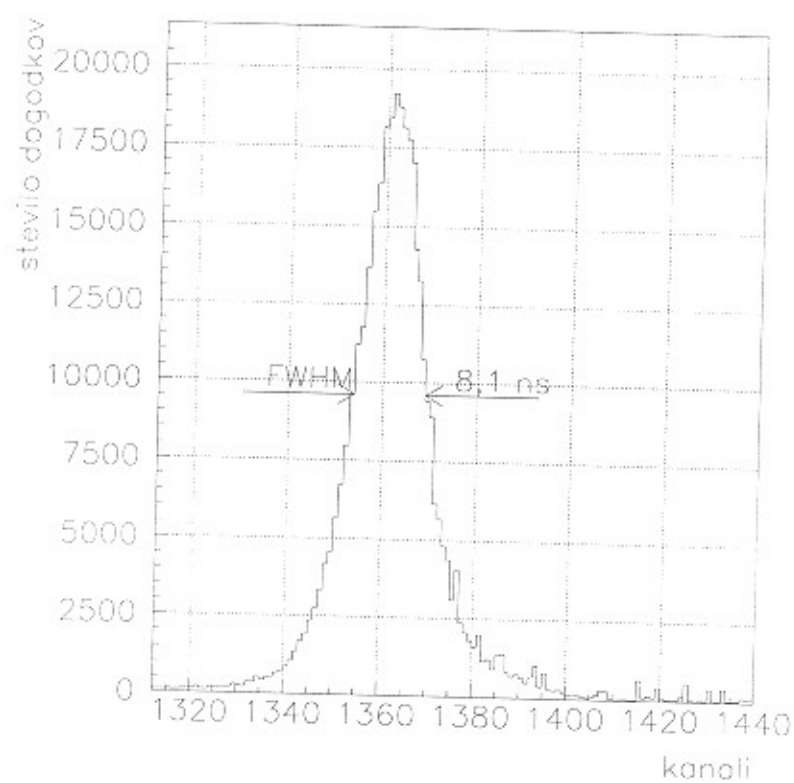


Slika 4.21: Postavitev poskusa za meritev časovne ločljivosti detektorja

Čitalno elektroniko sem priredil tako, da sem s TDC z ločljivostjo 0.49 ns/kanal (obseg $2 \mu\text{s}$, 4064 kanalov) zajel signal iz VŽPK (START) in števca (STOP) (slika 4.22).

Signal START je bil določen z VŽPK, signal STOP pa s scintilacijskim števcem (slika 4.23).

Časovno ločljivost sem izmeril pri delovni napetosti 2,1 kV, s plinom metan in znaša 8.1 ns (FWHM) (slika 4.24), kar kaže na dobro ujemanje s pričakovanim izračunom. Časovna ločljivost scintilatorskega števca je za 511 keV fotone 0.85 ns (FWHM), in je v primerjavi z ločljivostjo VŽPK zanemarljiva [9].



Slika 4.24: Porazdelitev časovnih razlik med sunkom iz VŽPK in plastičnega scintilatorja (en kanal ustreza 0,49 ns)

P

Za

Izdel
pove
določ
Izme

S
je bil
se od
žarko
ne vp

Iz
Priča
za 17
imajo
površ
za pri
konve

Po
bosta

Gl
bo im
razme
kaže, e

Poglavje 5

Zaključek

Izdelali smo dve večžični proporcionalni komori velikosti $32 \times 32 \text{ cm}^2$. Eno od njih smo povezali s čitalno elektroniko in z računalnikom $\mu\text{VAX II}$. Preizkusili smo njeno delovanje, določili delovno napetost (2.1 kV) in izmerili pozicijsko in časovno ločljivost in izkoristek. Izmerjena časovna ločljivost $8.1 \pm 1 \text{ ns}$ se ujema z vnaprejšnjo oceno, ki je 9.0 ns (enačba 2.9).

Slabši pa so rezultati meritev pozicijske ločljivosti. Ločljivost majhne $5 \times 5 \text{ cm}^2$ VŽPK je bila 2.7 mm [1]. Izmerjene pozicijske ločljivosti za posamezne plasti v tabeli 5 (stran 47) se od prve do zadnje slabšajo. Slabša ločljivost na zadnjih plasteh je posledica sipanja γ žarkov na plasteh (Bi/Pb, vitroplast), povečanje osvetljene površine na zadnjih plasteh pa ne vpliva znatno na ločljivost ($\approx 0.1 \text{ mm}$ na zadnji plasti).

Izmerjena izkoristka sta v x smeri 2.83 % in v z smeri 2.75 % (tabela 4, stran 39). Pričakovan izkoristek je $\approx 3.5 \%$. Izkoristek anodnih žic (merjeno z ADC) je 2.87 % in je za 17 % manjši od pričakovanega. Meritev na celotni površini detektorja je pokazala, da imajo območja kjer se nahaja prečka, manjši izkoristek kot ostali deli površine. Glede na površino prečk in upoštevajoč lego izvora na detektorju sem ocenil, da je izkoristek manjši za približno 4 %. Čitalna elektronika nam je omogočala najmanj 90 % izkoristek detekcije konverzijskih elektronov.

Podobne rezultate pričakujemo tudi pri drugem identičnem VŽPK detektorju. Detektorja bosta postavljena v medsebojni razdalji 58 cm in se bosta med meritvijo vrtela okoli objekta.

Glede na dobljene rezultate meritev (in meritev na manjšem prototipu) ocenjujemo, da bo imela tomografska naprava ločljivost okoli 1 cm in dobro časovno ločljivost. Upoštevajoč razmeroma nizek izkoristek tomografov z VŽPK detektorji glede na scintilatorske aparature kaže, da bo naprava uporabna predvsem za raziskave v biologiji.

L

[1]

[2]

[3]

[4]

[5]

[6]

[7]

[8]

[9]

[10]

Literatura

- [1] Marko Starič, *Razvoj, izdelava in preizkus prototipa aparature za pozitronsko tomografijo*, Doktorska disertacija, Univerza v Ljubljani, FMF, Fizika, 1992
- [2] Marko Starič, *Razvoj nabojnega signala pri večžičnih proporcionalnih komorah*, Magistrsko delo, Univerza v Ljubljani, FMF, Fizika, 1988
- [3] F. Sauli, *Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers*, CERN Yellow Report 77-09 (1977)
- [4] P. Horowitz, W. Hill, *The Art of Electronics*, Cambridge University Press, Cambridge
- [5] A. Jeavons, K. Kull, D. Townsend, *A proportional chamber positron camera for medical imaging*, Nucl. Inst. and Meth. 176 (1980) 89-97
- [6] H. E. Kallmann, *Proceedings of the I.R.E and Waves and Electrons*, str. 645, 1946
- [7] I. Kuščer, A. Kodre, *Matematika v fiziki in tehniki*, Ljubljana, 1994
- [8] M. Starič, *Nov čitalni sistem z zakasnilno linijo*, IJS Delovno poročilo, Ljubljana, 1988
- [9] M. Starič, D. Brajnik, V. Cindro, S. Korpar, P. Križan, A. Stanovnik, *Nucl. Instr. and Meth.*, A320(1992)600
- [10] W. R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer-Verlag, Berlin, 1987