

UNIVERZA V LJUBLJANI
FAKULTETA ZA MATEMATIKO IN FIZIKO
ODDELEK ZA FIZIKO
MEDICINSKA FIZIKA

Nina Verdel

**SILICIJEVA FOTOPOMNOŽEVALKA KOT
SENZOR SVETLOBE ČERENKOVA PRI
POZITRONSKI TOMOGRAFIJI**

Magistrsko delo

MENTOR: prof. dr. Peter Križan

SOMENTOR: dr. Rok Dolenc

Ljubljana, 2016

Izjava o avtorstvu in objavi elektronske oblike

izjavljam:

- da sem magistrsko delo z naslovom Silicijeva fotopomnoževalka kot senzor svetlobe Čerenkova pri pozitronski tomografiji izdelala samostojno pod mentorstvom prof. dr. Petra Križana in somentorstvom dr. Roka Dolenca,
- da je elektronska oblika dela identična s tiskano obliko in
- da Fakulteti za matematiko in fiziko Univerze v Ljubljani dovoljujem objavo elektronske oblike svojega dela na spletnih straneh Repozitorija Univerze v Ljubljani.

Ljubljana, dne

Podpis:

Zahvala

Zahvaljujem se prof. dr. Petru Križanu in dr. Roku Dolencu, ki sta s strokovno pomočjo, nasveti in trudom prispevala k nastanku magistrskega dela.

Zahvaljujem se tudi prof. dr. Samu Korparju, ki mi je z nasveti pomagal pri eksperimentalnem delu magistrske naloge.

Posebna zahvala gre mojim staršem, ki so mi omogočili študij in me vsa leta študija podpirali.

Izvleček

Kvaliteta in s tem diagnostična vrednost slik, ki jih dobim s pozitronsko tomografijo (PET) se precej izboljša, če merimo tudi čas preleta. Faktor izboljšanja je odvisen od časovne ločljivosti, s katero zaznamo koincidenčna žarka γ . Glavne omejitve pri ločljivosti meritve časa preleta predstavljajo časovni odziv scintilatorjev in pa časovna ločljivost fotopomnoževalk, ki se uporabljajo pri pozitronski tomografiji. V doktorskem delu Roka Dolenca z naslovom Uporaba svetlobe Čerenkova za meritev časa preleta pri pozitronski tomografiji so predstavljene izboljšave, če namesto scintilacijske svetlobe zaznavamo svetlobo Čerenkova. V tej magistrski nalogi bomo raziskali možne izboljšave, če namesto fotopomnoževalk uporabimo silicijeve fotopomnoževalke.

Ključne besede: pozitronska tomografija, čas preleta, Čerenkovo sevanje, silicijeve fotopomnoževalke

Abstract

The quality and diagnostic value of images obtained with positron emission tomography (PET) can be significantly improved if we also measure the time difference between the arrivals of two annihilation gammas, i.e. by using the time-of-flight information. The resolution of the time-of-flight measurement is usually limited by the time response of the scintillators and time resolution of photomultipliers used in a PET apparatus. It has been already shown that by detecting Cherenkov photons instead of scintillation light, excellent time-of-flight resolution can be achieved. This work investigates the possibility of improving the time resolution and detection efficiency by using various types of silicon photomultiplier tubes as light sensor.

Keywords: PET, time-of-flight, Cherenkov radiation, silicon photomultiplier

Kazalo

1	Uvod	1
2	Pozitronska tomografija	3
2.1	PET z meritvijo časa preleta	7
3	Detekcija anihilacijskih žarkov gama	11
3.1	Interakcije žarkov gama v snovi	11
3.1.1	Fotoefekt	11
3.1.2	Comptonovo sipanje	13
3.1.3	Tvorba parov	14
3.2	Detektorji za anihilacijske žarke gama	14
3.2.1	Scintilatorji	15
3.2.2	Fotopomnoževalka	18
3.3	Uporaba Čerenkovih sevalcev za pozitronsko tomografijo	21
3.3.1	Čerenkovo sevanje	21
3.4	Sevalci za fotone Čerenkova	24
3.5	Dosedanji rezultati	27
3.5.1	Merilo kvalitete	27
4	Silicijeve fotopomnoževalke	29
4.1	Plazovne fotodiode	29
4.2	Zgradba silicijeve fotopomnoževalke	29
4.3	Signali	31
4.4	Učinkovitost zaznavanja fotonov	31
4.5	Temni šum	34
4.6	Optični presluh	35
4.7	Časovna resolucija	36
4.8	Uporaba silicijevih fotopomnoževalk v TOF PET	36
5	Postavitev eksperimenta	37
6	Rezultati	40
6.1	Meritve pragovne napetosti	40
6.2	Razmerje signal-šum v odvisnosti od temperature	40
6.3	Meritev časa preleta	42
6.3.1	Meritev časa preleta s popravljalno funkcijo	42
6.4	Meritev učinkovitosti detektorja	50

6.5	Merilo kvalitete - FOM	54
7	Zaključek	58

1 Uvod

V medicini se uporablja več vrst diagnostičnih slikanj, ki jih v grobem lahko razdelimo v dve skupini: anatomsko slikanja in molekularna slikanja. V preteklosti se je medicina osredotočala predvsem na anatomsko slikanje, zlasti rentgensko slikanje, računalniško tomografijo (CT) in magnetno resonančno slikanje (MRI). Iz anatomski slik dobimo informacijo o anatomski zgradbi tkiva, ki ga preiskujemo, ne dobimo pa informacij o fizioloških in biokemičnih dogajanjih v tkivu, ki so včasih ključnega pomena za odkrivanje bolezni. Hiter napredek pri celični in molekularni biologiji v zadnjem obdobju pa je privedel tudi do razvoja tehnik molekularnega slikanja, s katerimi lahko opazujemo tudi fiziološko zgradbo tkiva. Ena od bolezni, pri kateri je zelo pomembno molekularno slikanje, je rakavo obolenje (tako pri diagnostiki kot pri spremljanju zdravljenja bolezni). Metabolizem v tumorju je namreč precej večji kot v okoliškem tkivu, tako da nam lahko to pomaga pri diagnosticiranju raka, še preden je tumor tako velik, da bo gotovo viden tudi na CT ali MRI sliki. Med molekularna slikanja štejemo tudi pozitronsko tomografijo (ang. Positron Emission Tomography - PET), ki se ji bom posvetila v svojem magistrskem delu.

Pričujoče delo obravnava svetlobni senzor za novo vrsto pozitronske tomografije. V drugem poglavju bom najprej opisala princip delovanja pozitronske tomografije ter kaj so njene prednosti in slabosti. V podpoglavju 2.1 bom opisala princip delovanja pozitronske tomografije z meritvijo časa preleta (ang. Time-of-flight Positron emission tomography - TOF PET) in kakšne prednosti bi nam prinesel takšen sistem.

V tretjem poglavju se bom posvetila detekciji anihilacijskih žarkov gama. Pri razpadu β^+ v telesu pacienta nastane pozitron. Ta se v telesu anihilira in dobimo dva žarka gama, ki odletita pod kotom 180° . Ko žarka gama priletita do scintilatorjev, tam interagirata. Na kakšen način lahko interagirata, bom opisala v podpoglavju 3.1 Interakcije žarkov gama v snovi. Scintilator je sklopljen s fotopomnoževalko, v kateri se svetlobni sunek pretvori v izhodni električni signal. Da bo fotopomnoževalka detektirala kar največ scintilacijske svetlobe, moramo zato uporabiti primeren kristal. Kakšni kristali so primerni in kako detektiramo scintilacijsko svetlobo, bom opisala v podpoglavju 3.2. V magistrski nalogi sem se posvetila predvsem sistemu TOF PET, kjer smo namesto scintilacijskih kristalov uporabili Čerenkove sevalce, s katerimi smo se izognili časovni omejitvi, ki jo predstavljajo scintilatorji. V podpoglavjih 3.3 in 3.4 je opisano Čerenkovo sevanje in sevalci. Velik napredek se pri sistemu TOF PET obeta predvsem zaradi novih detektorjev svetlobe, ki so bili razviti v zadnjem času. Eden od takšnih detektorjev so silicijeve fotopomnoževalke, ki jih bom opisala v četrtem poglavju.

V petem in šestem poglavju sem opisala eksperimentalno delo in rezultate, ki

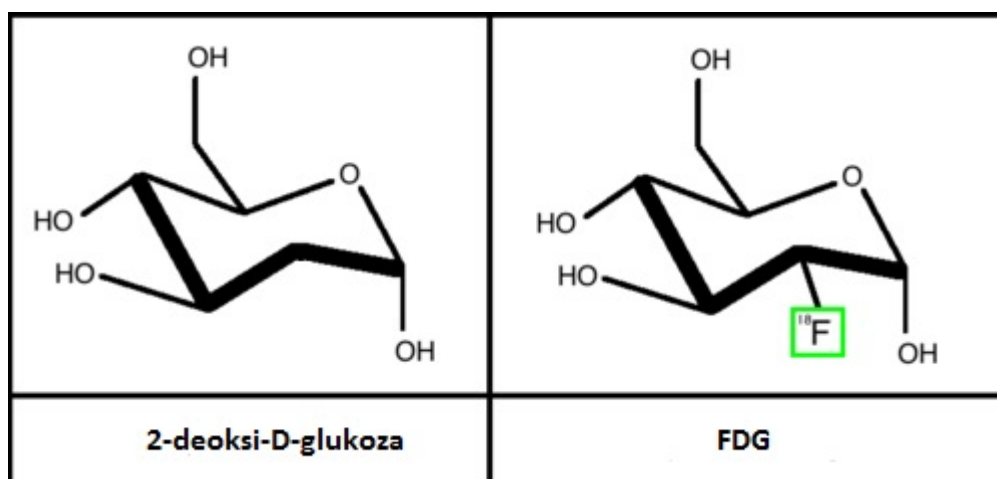
smo jih dobili. Sedmo poglavje je namenjeno zaključku, kjer povzamem, kaj smo izvedeli z našimi meritvami.

2 Pozitronska tomografija

Pozitronska tomografija (ang. *Positron emission tomography* - PET) je vrsta molekularnega medicinskega slikanja, ki se uporablja za diagnostiko različnih bolezni, kot so rakava obolenja, bolezni srca in ožilja, bolezni prebavil,... Poleg diagnostike uporabljamo slikanje s pozitronsko tomografijo tudi za določitev razširjenosti maligne bolezni, ugotavljanje uspešnosti zdravljenja in sledenje bolnika ter iskanje recidiva.

Princip delovanja PET naprave temelji na razpadu β^+ radioaktivnih izotopov, ki jih pacientu vbrizgamo v kri. Takšni radioaktivni izotopi so npr. ^{15}O , ^{13}N , ^{11}C , ^{18}F , ^{82}Rb . Da bo slikanje imelo smisel, se mora radioaktivni izotop nakopičiti v tistem delu telesa, v katerem je prišlo do obolenja. To dosežemo tako, da radioaktivne izotope vežemo na točno določene molekule in tako dobimo novo molekulo, ki jo imenujemo radiofarmak. Radiofarmak je molekula, ki je sestavljena iz dveh delov: farmaka in radioaktivnega izotopa. Farmak (molekula, na katero smo vezali radioaktivni izotop) določa kinetiko radiofarmaka v telesu bolnika, npr. selektivno nabiranje, metabolizem, izločanje. Radioaktivni izotop oddaja žarke alfa, beta ali gama. Pri radiofarmakih, ki jih uporabljamo pri PET slikanju, so to pozitroni. Največkrat uporabljen radiofarmak pri PET slikanju je 2- ^{18}F fluoro-2-deoksi-D-glukoza (FDG). Na molekuli 2-deoksi-D-glukoze en vodik zamenjamo z radioaktivnim izotopom ^{18}F in dobimo FDG, slika 1.

FDG je zelo primeren radiofarmak, ker je biološko obnašanje 2-deoksi-glukoze zelo podobno obnašanju glukoze. To pomeni, da je FDG marker povišanega metabolizma glukoze, zato se med drugim nakopiči v tumorjih.



Slika 1: Radiofarmak 2- ^{18}F fluoro-2-deoksi-D-glukoza [10].

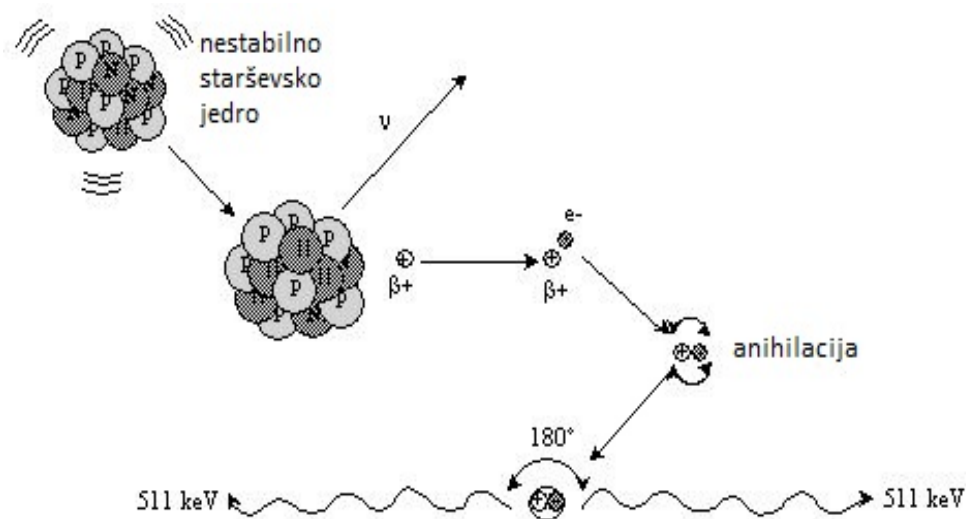
Po vbrizganju radiofarmaka v kri mora pacient počakati približno eno uro, da se ta nakopiči v tkivu. Radioaktivni izotopi v telesu razpadajo prek razpada β^+ . Pri

2 Pozitronska tomografija

razpadu β^+ se proton v jedru pretvori v nevtron in odda pozitron ter elektronski nevtrino:



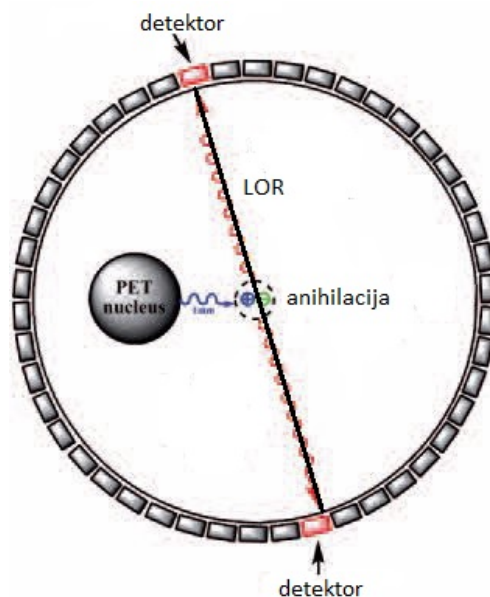
Pozitron potuje nekaj milimetrov po telesu (v vodi je njegov doseg od 2 do 8 mm, odvisno od začetne energije pozitrona), pri tem se upočasni in trči z elektronom. Pri tem trku se elektron in pozitron anihilirata, njuni lastni energiji pa se sprostita v obliki dveh žarkov γ . Žarka γ odletita v nasprotnih smereh (v idelanem primeru pod kotom 180° , v realnosti pa lahko pride do majhnih odstopanj - 0.25° , zaradi kinetične energije, ki jo ima pozitron ob anihilaciji), vsak od njiju pa ima energijo 511 keV, slika 2.



Slika 2: Shematska predstavitev emisije pozitrona in anihilacije [11].

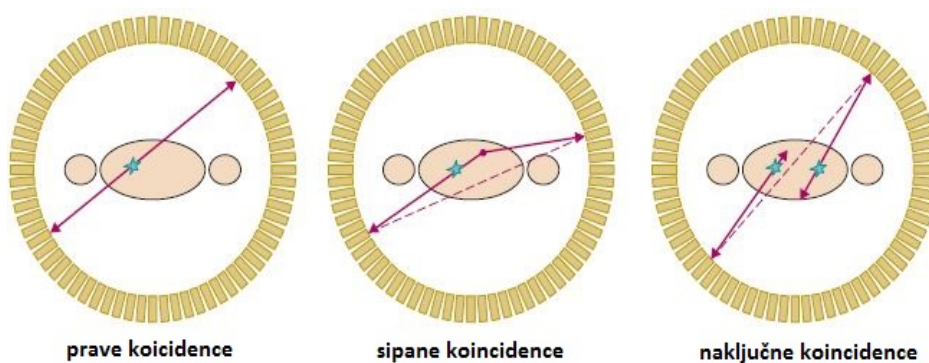
Da bomo lahko določili mesto izvora razpada radioizotopa, moramo žarke γ detektirati. V primeru, ko detektiramo oba žarka γ , ki sta nastala pri razpadu, vemo, da je njun izvor nekje na daljici zveznici obeh mest detekcije (ang. *line of response-LOR*), slika 3. V primeru, ko detektiramo samo enega od obeh žarkov γ , daljice, na kateri je prišlo do razpada, ne moremo določiti. Zato nas zanimajo samo dogodki, pri katerih detektiramo oba žarka γ , saj bomo tako lahko rekonstruirali porazdelitev izvorov v telesu. Žarka γ priletita na detektorja skoraj istočasno. Dogodek, pri katerem priletita žarka γ do nasprotnih detektorjev znotraj določenega časovnega okna (tipično 6 do 12 ns), imenujemo koincidenčni dogodek.

Poznamo tri tipe koincidenčnih dogodkov: prave koincidence, naključne koincidence in sipane koincidence, slika 4. Pogostost prvih dogodkov je proporcionalna z aktivnostjo izvora. Do naključne koincidence pride, kadar zaznamo dva povsem



Slika 3: Princip delovanja PET slikanja [12].

nekorelirana anihilacijska fotona v dveh različnih detektorjih v določenem časovnem oknu. Pogostost naključnih koincidenz je proporcionalna s kvadratom aktivnosti izvora. Tretji tip dogodkov in hkrati drugi tip neveljavnih koincidenz so sipane koincidence. Te dobimo, kadar se vsaj eden od fotonov sipa znotraj pacienta ali pa znotraj komponent detektorja PET. Pogostost sipanih koincidenz je proporcionalna z aktivnostjo izvora.



Slika 4: Prave, sipane in naključne koincidence [5].

Sedaj, ko vemo, na kakšne načine lahko žarki γ priletijo do detektorjev, jih moramo še detektirati in začetni signal, ki ga dobimo, pretvoriti v električni signal. PET naprava je sestavljena iz gama kamer, ki v obliki obroča obkrožajo pacienta. Vsaka gama kamera je sestavljena iz scintilacijskih kristalov, kjer si želimo, da se čim večje število gama žarkov absorbira (nekateri se tudi sipajo, nekateri pa ne interagirajo), njihova energija pa se pretvori v kinetično energijo elektrona. Ko elektron

2 Pozitronska tomografija

potuje po kristalu, izgublja energijo zaradi trkov z atomi scintilatorja. Elektroni ob tem preidejo v vzbujeno stanje. Ko se iz vzbujenega vračajo v osnovno stanje, izsevajo scintilacijsko svetlobo, ki jo nato fotodetektorji pretvorijo v merljive električne signale.



Slika 5: Naprava za slikanje s pozitronsko tomografijo [13].

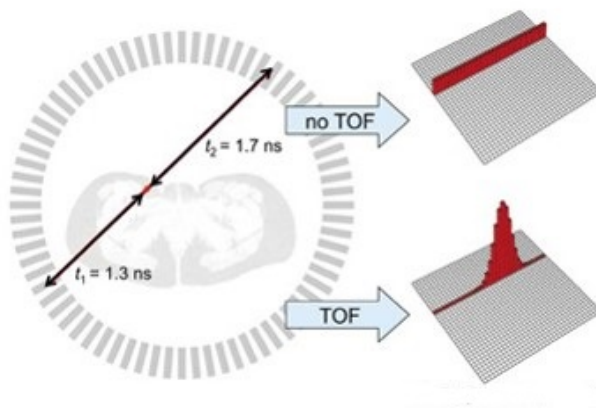
Ugotovili smo, da je PET slikanje zelo pomembno pri diagnostiki in sledenju različnih obolenj, saj nam prikazuje sliko fiziološkega in biokemičnega delovanja v tkivu. Slaba lastnost PET slikanja pa je njegova pozicijska ločljivost, ki je napram anatomskemu slikanju precej slabša (pri PET je pozicijska ločljivost $\approx 4 - 6\text{mm}$). Kot smo omenili, pri pozitronski tomografiji lahko določimo daljico, na kateri je prišlo do anihilacije (daljica med obema detektorjema), ne poznamo pa natančne lokacije anihilacije vzdolž te daljice. Zato potrebujemo rekonstrukcijske algoritme, s katerimi sliko porazdelitve daljic pretvorimo v porazdelitev izvorov, takšno sliko pa potem v roke dobi zdravnik. Rekonstrukcijo slike zaplete dejstvo, da imamo samo informacijo o lokaciji izvora, ki je omejena na celotno zveznico. To težavo bi lahko odpravili, če bi povsem natančno izmerili čas prihoda obeh fotonov. Iz časovne razlike prihoda obeh fotonov bi lahko sklepali na položaj izvora. To metodo slikanja imenujemo pozitronska tomografija z meritvijo časa preleta (ang. *time-of-flight*, TOF) PET. Kot bomo videli v nadaljevanju, potrebujemo za TOF PET detektorje z odlično časovno ločljivostjo. Ker je razvoj hitrih detektorjev svetlobe v zadnjem obdobju dosegel velik napredek, je ta tehnika postala zelo zanimiva. TOF PET nam napram konvencionalni pozitronski tomografiji prinese boljšo kakovost slik (boljši kontrast), kar posledično pomeni tudi boljšo diagnostiko.

2.1 PET z meritvijo časa preleta

Pri slikanju TOF PET merimo tudi razliko časa v prihodu dveh anihilacijskih žarkov gama do detektorjev za vsak posamezen koincidenčni dogodek. Če bi imeli dovolj natančno informacijo o času prihoda posameznega žarka gama, bi lahko natančno določili mesto razpada kot točko na LOR, saj bi iz časovne razlike lahko sklepali na položaj izvora. Za razliko Δt v času prihoda dveh žarkov gama do detektorjev je razdalja med virom in sredino LOR enaka

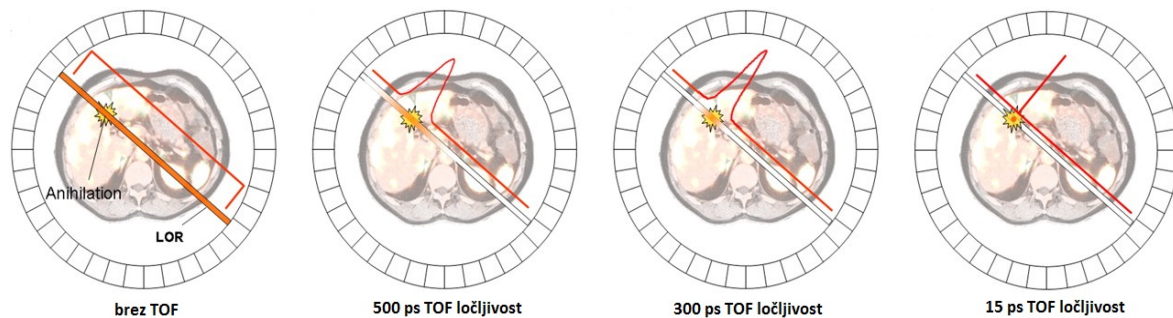
$$\Delta x = \frac{c_0 \cdot \delta t}{2}, \quad (2)$$

kjer je c_0 hitrost svetlobe. Torej, da bi dosegli ločljivost 1 cm vzdolž LOR, je potrebna časovna ločljivost 66 ps. V praksi je najboljša dosežena časovna ločljivost približno 300 ps pri idealnih pogojih [23], kar pomeni pozicijsko ločljivost približno 4.5 cm. Takšna ločljivost sicer ni dovolj dobra, da ne bi več potrebovali rekonstrukcije slike, vendar TOF informacija znatno izboljša rekonstruirano sliko, saj imamo pri TOF PET sistemu veliko boljše razmerje signal-šum, kar pomeni tudi boljši kontrast na sliki in posledično večjo diagnostično vrednost slike.



Slika 6: Princip delovanja TOF [10].

Izboljšanje ločljivosti pri TOF PET sistemu ni najpomembnejša izboljšava napram PET sistemu. Poleg izboljšanja ločljivosti dobimo pri TOF PET sistemu tudi izboljšanje razmerja signal-šum (ang. *signal to noise ratio*, SNR), ki v bistvu pomeni tudi povečanje občutljivosti. Do izboljšanja SNR pride, ker pri konvencionalnem PET-u zadetek v eni točki daljice prispeva k šumu vseh ostalih, pri sistemu TOF PET pa se zmanjša efektivno število slikovnih elementov. Torej boljša kot je ločljivost sistema, manjše je efektivno število slikovnih elementov, slika 6.



Slika 7: Natančnost lokalizacije koincidence je odvisna od časovne ločljivosti [14].

Vemo že, da pri sistemu TOF PET dobimo izboljšanje razmerja SNR napram PET sistemu, seveda pa je pomembno razumeti tudi, za kakšen faktor se to razmerje izboljša. Brownell in Strother sta izpeljala [35], da je razmerje SNR pri konvencionalnem PET sistemu enako:

$$\begin{aligned} \text{SNR} &= \text{konst.} \cdot n^{-1/2} \cdot \left[\frac{T^2}{(T + S + R)} \right]^{1/2}, \\ \text{SNR} &= \text{konst.} \cdot n^{-1/2} \cdot \sqrt{T} \cdot \left[\frac{T}{1 + \alpha_s + \alpha_r} \right]^{1/2}, \\ \text{SNR} &= \text{konst.} \cdot n^{-1/2} \cdot \sqrt{T\beta}, \end{aligned} \quad (3)$$

kjer T predstavlja vse prave koincidence, S sipane koincidence, R naključne koincidence, n število slikovnih elementov, $\alpha_s = S/T$, $\alpha_r = R/T$ in β popravek zaradi sipanih in naključnih koincidence. V primeru, ko ima aktivnost enakomerno porazdelitev v valju s premerom D in je d velikost posameznega slikovnega elementa, velja $n = D/d$.

V primeru TOF PET sistema pa se v enačbi (3) efektivno število slikovnih elementov n zmanjša napram konvencionalnem PET sistemu. Efektivno število slikovnih elementov, ki so pomembni pri TOF PET sistemu, je tako enako $n = \Delta x/d$, kjer je Δx ločljivost vzdolž LOR in jo izračunamo iz enačbe (2). Sedaj, ko vemo, kakšno bo efektivno število posameznih slikovnih elementov v vsakem primeru, lahko zapišemo SNR razmerje za oba primera kot

$$\begin{aligned} \text{SNR}_{\text{ne-TOF}} &= \left(\frac{D}{d} \right)^{-1/2} \cdot \sqrt{T\beta} \\ \text{SNR}_{\text{TOF}} &= \left(\frac{\Delta x}{d} \right)^{-1/2} \cdot \sqrt{T\beta}. \end{aligned} \quad (4)$$

Iz enačbe (4) lahko izboljšanje razmerja SNR za TOF sistem v primerjavi s konvencionalnim PET sistemom zapišemo kot

$$R_{\text{SNR}} = \frac{\text{SNR}_{\text{TOF}}}{\text{SNR}_{\text{ne-TOF}}} = \sqrt{\frac{D}{\Delta x}} \quad (5)$$

Iz zgornje enačbe lahko izračunamo, da je za časovno ločljivost 300 ps TOF PET sistema izboljšanje razmerja SNR pri objektu s polmerom 20 cm (npr. glava), enako

$$R_{\text{SNR}} = \sqrt{\frac{20\text{cm}}{4.5\text{cm}}} = 2.1. \quad (6)$$

Δx smo izračunali iz enačbe (2), v katero smo vstavili časovno ločljivost 300 ps in tako dobili 4.5 cm. Iz enačbe (2) lahko izračunamo tudi, da pri časovni ločljivosti slabši kot 1333 ps ne bomo dobili izboljšanja razmerja SNR TOF PET sistema v primerjavi s konvencionalnim PET sistemom (v primeru, ko slikamo objekt s polmerom 20 cm).

Izboljšanje SNR pa lahko prevedemo do povečanja občutljivosti, če vemo, da je SNR sorazmeren s kvadratnim korenem števila dogodkov. To pomeni, da moramo imeti pri izboljšanju SNR za faktor 2.1 4.4-krat več dogodkov za sistem z enako ločljivostjo, kar pomeni za pacienta ali 4.4-krat večjo dozo ali za 4.4-krat daljšo meritev (oz. preiskavo).

Zgornje ugotovitve lahko zapišemo s spodnjo relacijo za povečanje občutljivosti sistema TOF PET, z upoštevanjem enačbe (2),

$$G_{\text{TOF}} = \frac{2D}{c_0 \delta t}, \quad (7)$$

Večje povečanje občutljivosti dobimo pri TOF PET za paciente z večjo telesno maso in večje predele telesa (npr. slikanje notranjih organov v telesu, v primerjavi s slikanjem možganov). Tabela 1 nam prikazuje izračunana povečanja občutljivosti za različne časovne ločljivosti TOF PET in tri različne premere pacientov (D). Vidimo lahko, da že časovna ločljivost 1 ns pomeni izboljšanje občutljivosti, predvsem pri pacientih z večjo telesno maso.

Tabela 1: Izračunana povečanja občutljivosti za TOF PET, pri različnih časovnih ločljivostih δt in različnih premerih pacientov (D).

D [cm]	$\delta t=66$ ps	$\delta t=300$ ps	$\delta t=600$ ps	$\delta t=1000$ ps
20	20.2	4.4	2.2	1.2
27	27.3	6.0	3.0	1.8
35	35.4	7.8	3.9	2.3

2 Pozitronska tomografija

Iz zgoraj zapisanega vidimo, da bi TOF PET sistem zelo izboljšal kvaliteto slik, vendar za njegovo učinkovito delovanje potrebujemo hitre detektorje žarkov gama.

3 Detekcija anihilacijskih žarkov gama

3.1 Interakcije žarkov gama v snovi

Fotoni gama v snovi interagirajo preko treh glavnih procesov: fotoefekt, Comptonovo sipanje in tvorba parov.

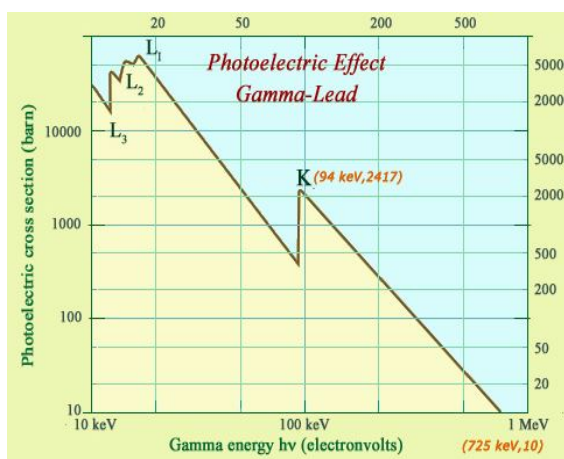
Kateri proces bo prevladoval, je odvisno od energije fotona E_γ in vrstnega števila absorpcijskega materiala Z . Na sliki 8 vidimo, da je fotoefekt dominanten pri najnižjih energijah in tvorba parov pri najvišjih energijah, Comptonovo sipanje pa je dominantno pri srednjih energijah. Če primerjamo presek za fotoefekt pri železu z višjim vrstnim številom in aluminiju z manjšim vrstnim številom, vidimo, da je fotoefekt dominanten do večjih energij v materialih z večjim vrstnim številom.

3.1.1 Fotoefekt

Kot smo že povedali je fotoefekt dominanten proces pri nizkih energijah E_γ in visokih vrstnih številih absorberja Z . Na sliki 9 vidimo presek za fotoefekt kot funkcijo energije žarka gama. Pri fotoefektu žarek gama izbije elektron, temu elektronu preda vso energijo in se absorbira, slika 10. Kinetična energija elektrona je

$$E_e = E_\gamma - E_b \quad (8)$$

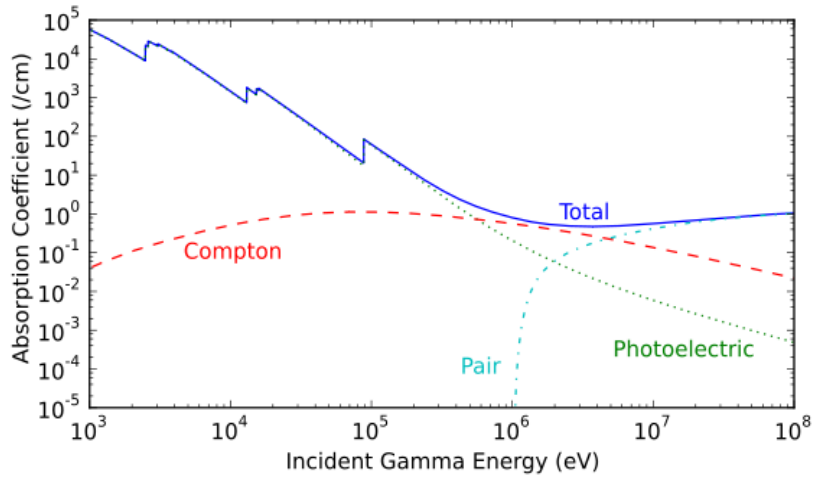
kjer je E_b vezavna energija elektrona.



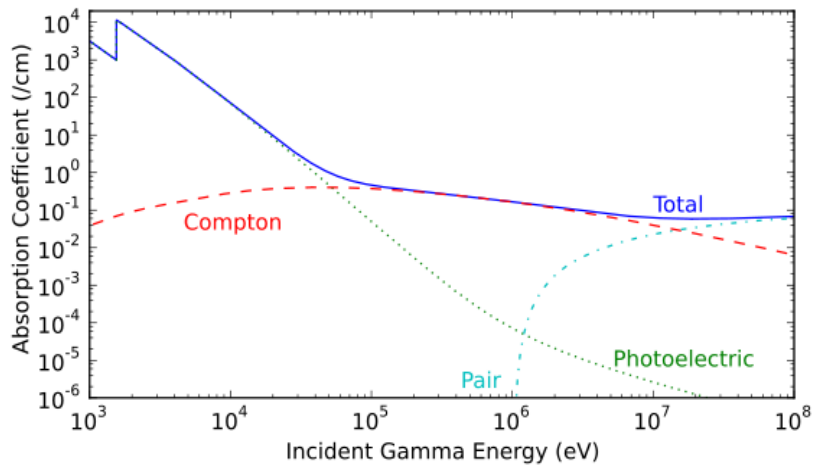
Slika 9: Presek za fotoefekt v svincu v odvisnosti od energije žarka gama [5].

Da pride do fotoefekta, mora biti energija vpadnega fotona E_γ večja od vezavne energije elektrona E_b . Manjša kot je energija vpadnega fotona, večja je verjetnost, da pride do fotoefekta (ob predpostavki, da je $E_\gamma > E_b$).

3 Detekcija anihilacijskih žarkov gama

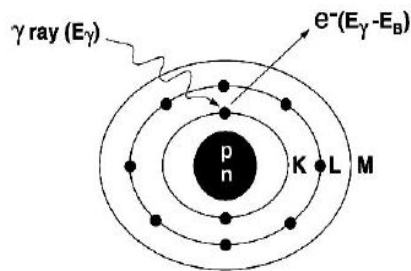


(a)



(b)

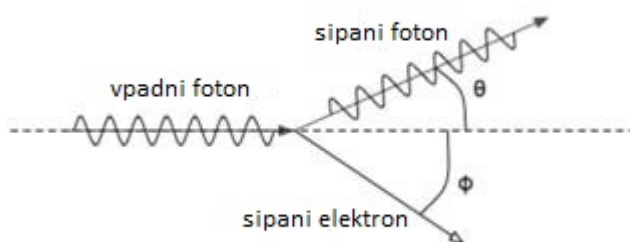
Slika 8: Absorpcijski koeficient v odvisnosti od energije žarkov gama, (a) v železu, ki ima vrsto število 82 in (b) v aluminiju, ki ima vrsto število 13 [15].



Slika 10: Fotoefekt. Žarek γ preda vso svojo energijo E_γ elektronu na K-lupini, energija elektrona je $E_\gamma - E_b$ [16].

3.1.2 Comptonovo sipanje

Comptonovo sipanje je prevladujoča interakcija žarkov gama pri srednjih energijah žarkov gama. Comptonovo sipanje je sipanje žarkov gama na prostih elektroni. Seveda so elektroni v atomu vezani, če pa je energija žarkov gama velika v primerjavi z vezavno energijo elektrona, lahko privzamemo, da so elektroni prosti. Pri Comptonovem sipanju se žarek gama ne absorbira, ampak izgubi del svoje energije, ko se sipa na elektronu. Žarek gama nadaljuje svojo pot pod določenim sipalnim kotom. Na sliki 11 vidimo shemo Comptonovega sipanja.



Slika 11: Comptonovo sipanje [17].

Energija sipanega žarka gama E'_γ je odvisna od začetne energije žarka gama in od sipalnega kota θ :

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e c_0^2} (1 - \cos \theta)} \quad (9)$$

Kinetična energija, ki jo odnese elektron, pa je enaka:

$$T = E_\gamma - E'_\gamma = E_\gamma \left(\frac{\frac{E_\gamma}{m_e c_0^2} (1 - \cos \theta)}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e c_0^2} (1 - \cos \theta)} \right). \quad (10)$$

Iz enačbe (10) sledi, da je največja možna energija elektrona (Comptoni rob)

$$T = E_\gamma \left(\frac{2 \frac{E_\gamma}{m_e c_0^2}}{1 + 2 \frac{E_\gamma}{m_e c_0^2}} \right), \quad (11)$$

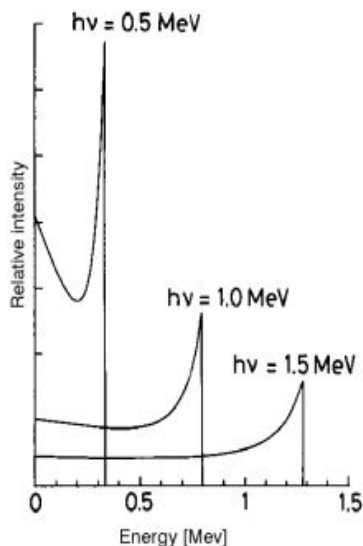
v primeru, ko je sipalni kot enak $\theta = 180^\circ$.

Energijska porazdelitev sipanih elektronov je podana z izrazom

$$\frac{d\sigma}{dT} = \frac{\pi r_e^2}{m_e c_0^2} \frac{1}{g^2} \left[2 + \frac{s^2}{g^2(1-s^2)} + \frac{s}{1-s} \left(s - \frac{2}{g} \right) \right], \quad (12)$$

3 Detekcija anihilacijskih žarkov gama

kjer je $g = E_\gamma/m_e c_0^2$ in $s = T/E_\gamma$. Na sliki 12 vidimo to porazdelitev za tri različne začetne energije žarkov gama.



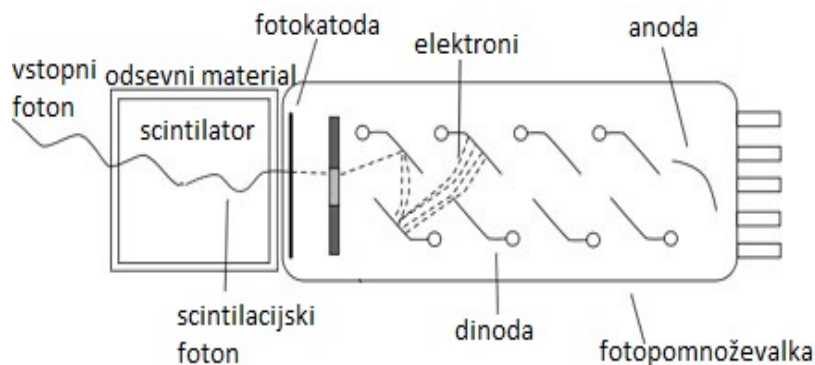
Slika 12: Energijska porazdelitev elektronov, ki jih dobimo pri Comptonovem sipanju žarkov gama s tremi različnimi začetnimi energijami [18].

3.1.3 Tvorba parov

Če je energija žarka gama večja od 1.022 MeV (dvakratna mirovna energija elektrona), se lahko ustvari par e^-e^+ v bližini jedra atoma. Za žarke gama, ki imajo energijo pod to mejo, ta proces seveda ni mogoč.

3.2 Detektorji za anihilacijske žarke gama

Detektorji za anihilacijske žarke gama, ki se uporabljajo pri konvencionalnih PET napravah, so sestavljeni iz scintilacijskega kristala in fotodetektorja, ki je največkrat fotopomnoževalka. Vstopni žarek preko fotoefekta ali Comptonovega sipanja interagira v scintilacijskem kristalu, tako se ustvarijo elektroni, ki med potovanjem po scintilatorju vzbudijo druge atome, ti pa pri prehodu v nižja stanja oddajo fotone - scintilacijska svetloba. Scintilatorji so zaviti v odseven material, da se čim večje število scintilacijski fotonov zbere v fotopomnoževalki, ki je sklopljena s scintilatorjem. Fotopomnoževalka nato pretvori svetlobo v električni signal, ki je sorazmeren intenziteti scintilacijske svetlobe.



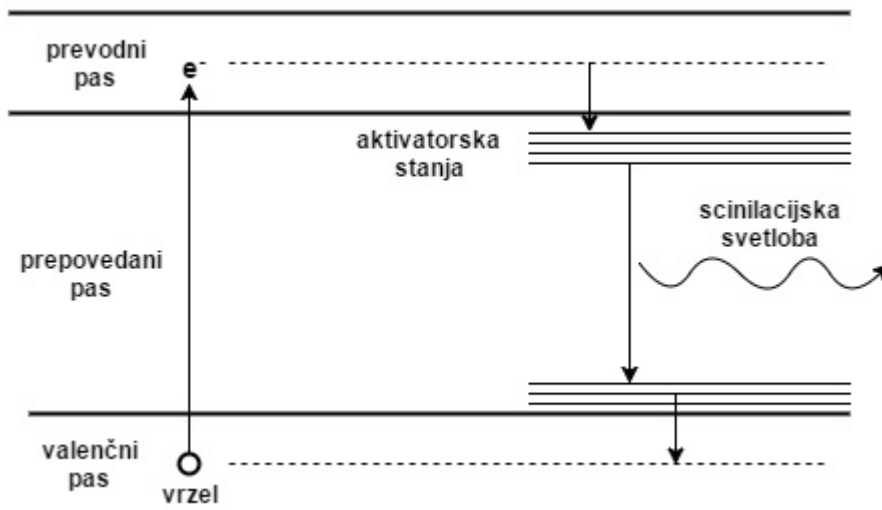
Slika 13: Shema detektorja za anihilacijske žarke gama, ki se uporablja v PET napravah [19].

3.2.1 Scintilatorji

Scintilator je material, ki izseva energijo v obliki vidne ali UV svetlobe, kot rezultat interakcije z ionizirajočim sevanjem. V primeru, da pride do izseva takoj po absorpciji (po približno 10^{-8} s), govorimo o procesu, ki mu pravimo fluorescenca. Če pa je izsev zakasnen, procesu pravimo fosforescenca. V takih primerih zakasnitev traja od nekaj mikrosekund do nekaj ur, odvisno od materiala. Scintilatorji so lahko organski, ki imajo nizko vrstno število Z , ali anorganski z velikim vrstnim številom. Ker si pri pozitronski tomografiji želimo, da ima kristal čim večje vrstno število Z in hkrati seveda tudi čim večji presek za fotoefekt, uporabljamo anorganske scintilatorje.

Pri anorganskih scintilatorjih je izsev zakasnen z razpadnim časom okrog 500 ns. Ko žarek gama pride v scintilator, vzbudi elektron iz valenčnega v prevodni pas in ustvari proste elektrone ali vrzeli. Vzburjen elektron se vrne v osnovno stanje in ob tem izseva scintilacijsko svetlobo, slika 14.

Čeprav poznamo veliko različnih scintilacijskih detektorjev, se jih le nekaj uporablja v PET napravah. Detektor izberemo glede na lastnosti, ki so pomembne za čim boljše diagnostično sliko:



Slika 14: Anorganski scintilator.

- moč ustavljanja za 511 keV za žarke γ ,
- scintilacijski razpadni čas,
- pridelek na keV energije žarka γ ,
- energijska ločljivost detektorja.

Moč ustavljanja za detektor je definirana kot povprečna dolžina, ki jo žarek gama prepotuje, preden se ustavi in odda vso svojo energijo. Moč ustavljanja je odvisna od gostote (ρ) in efektivnega vrstnega števila (Z_{eff}) materiala, iz katerega je narejen detektor. Delež vpadnih gama žarkov, ki se atenuirajo, je določen preko linearnega atenuacijskega koeficienta (μ) in določa izkoristek detektorja.

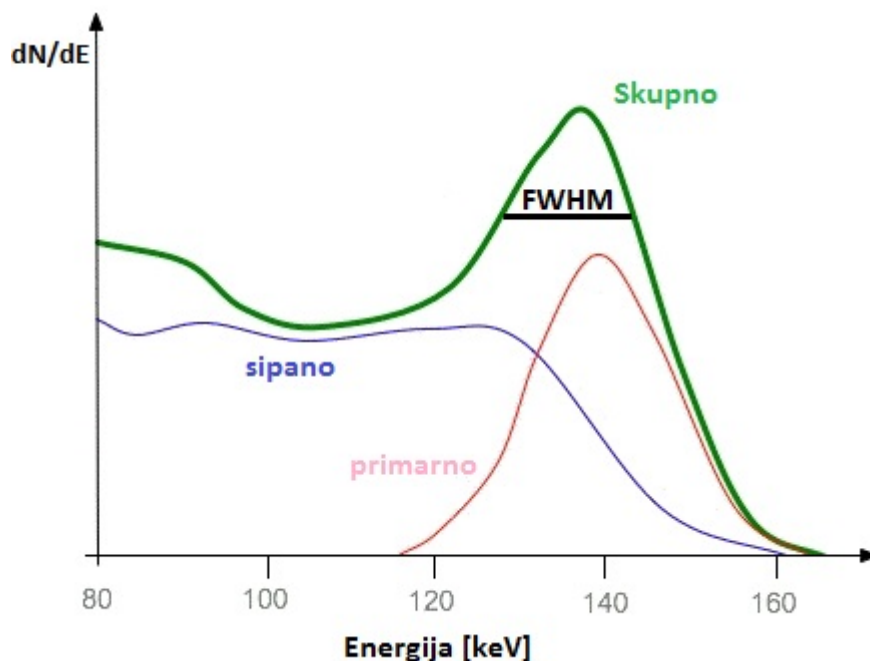
Naslednja pomembna lastnost scintilacijskega materiala je verjetnost, da žarek gama interagira preko fotoefekta, kar pomeni, da bomo imeli tudi večji fotonski pridelek.

Scintilacijski razpadni čas je povprečen čas, v katerem vzbujen elektron pride v osnovno stanje in izseva vidno ali UV svetlobo. Želimo si, da so razpadni časi čim krajši, saj daljši razpadni časi povečujejo mrtvi čas detektorja (čas po vsakem dogodku, v katerem sistem ne more zaznati novih dogodkov).

Zadnja od štirih pomembnih lastnosti scintilacijskih kristalov pa je energijska ločljivost. Energijska ločljivost scintilacijskih kristalov je pomembna, saj v primeru, ko imamo boljšo energijsko ločljivost, lažje ločimo med pravimi in sipanimi koincidenca. Na sliki 15 vidimo energijski spekter žarkov γ za $^{99\text{m}}\text{Tc}$. Energijska ločljivost je običajno podana kot širina vrha na polovični višini (FWHM - *full width*

3.2 Detektorji za anihilacijske žarke gama

(*at half maximum*). Manjši kot bo FWHM, ožji bo vrh in lažje bomo ločili med pravimi in sipanimi koincidenkami.



Slika 15: Energijski spekter žarkov γ za ^{99m}Tc . [20]

Tabela 2: Fizikalne lastnosti PET scintilacijskih detektorjev [5].

	NaI(Tl)	BGO	LSO	BaF ₂	LYSO
Z_{eff}	50	74	66	52	54
ρ (g/cm ³)	3.7	7.1	7.4	4.9	7.3
τ (ns)	230	300	40	0.6	50
fotonski pridelek (/keV)	38	6	29	2	32
μ (cm ⁻¹) pri 511 keV	0.35	0.96	0.87	0.44	0.87
energijska ločljivost (% na 511 keV)	6.6	16	10	11.4	20

V tabeli 2 smo našli nekaj najpogosteje uporabljenih scintilacijskih kristalov in njihove lastnosti. Najpogosteje uporabljeni scintilacijski kristali so natrijev jodid, dopiran s talijem - NaI(Tl), bizmutov germanat - BGO, lutecijev ortosilikat - LSO, barijev fluorid - BaF₂ in lutecijev itrijev ortosilikat - LYSO.

Scintilacijski kristali iz NaI(Tl) se pogosto uporabljajo, ker imajo velik fotonski pridelek (30 do 40 fotonov vidne ali UV svetlobe na keV energije gama žarkov) in dobro energijsko ločljivost. Imajo pa nizek linearni atenuacijski koeficient (0.44 cm^{-1}), kar pomeni, da bi moral biti kristal iz NaI(Tl) približno dvakrat daljši, če bi želeli imeti enak izkoristek kot pri kristalih BGO, LSO ali LYSO. NaI(Tl) je tudi higroskopen material, zato mora biti zaščiten in moramo biti previdni pri uporabi. Največ se uporablja za slikanje s tehniko SPECT (ang. *Single-photon emission computed tomography*).

BGO je bil do sedaj najpogosteje uporabljen scintilacijski kristal v PET napravah zaradi njegove velike moči ustavljanja (velika gostota in velik linearni atenuacijski koeficient). Njegova slaba lastnost pa je velik razpadni čas (300 ns) in slab fotonski pridelek.

Kristal LSO je bil razvit v 90-ih letih prejšnjega stoletja in je zaradi boljših lastnosti bolj primeren za PET kot BGO. LSO ima velik fotonski pridelek in hkrati tudi veliko boljšo energijsko ločljivost kot BGO, veliko moč ustavljanja in majhen scintilacijski razpadni čas (40 ns). LYSO kristal ima zelo podobne lastnosti kot LSO in je v resnici kopija LSO kristala (zaradi želje po izogibanju patentne zaščite kristala LSO).

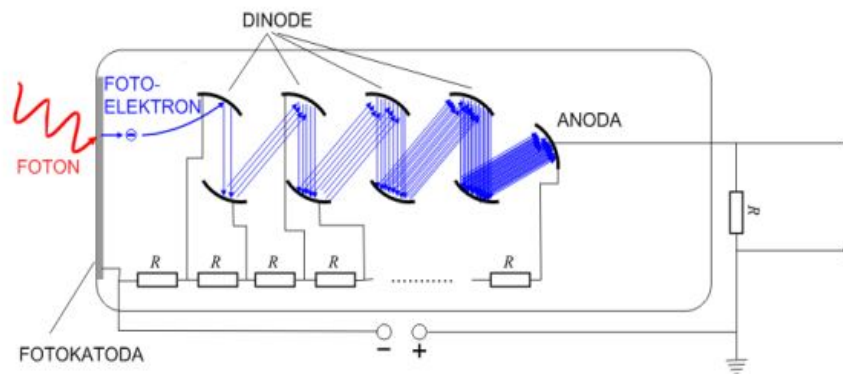
BaF₂ ima najhitrejši razpadni čas med anorganskimi kristali in je bil zato preizkušen v prvih TOF PET napravah v 80-ih letih prejšnjega stoletja, vendar se ni obnesel zaradi gostote in problemov s scintilacijsko svetlobo (preveč v UV svetlobe za večino fotodetektorjev).

3.2.2 Fotopomnoževalka

Svetlobo, ki je prišla iz scintilatorja, moramo nato detektirati in zato v napravah za pozitronsko tomografijo običajno uporabljamo fotopomnoževalke. Fotopomnoževalka je sestavljena iz fotokatode, fokusirne elektrode, dinodne verige in anode, od koder dobimo signal. Vse skupaj je zaprto v evakuirano ohišje, slika 16. Fotopomnoževalke so izjemno občutljivi detektorji svetlobe v območju od IR do UV svetlobe. Največji pomnoževalni faktor, ki ga lahko dosežejo, je reda velikosti 10^8 , kar nam omogoča zaznavanje posameznih fotonov.

Delovanje fotopomnoževalke lahko opišemo v nekaj korakih. Najprej fotoni vpadajo na fotokatodo in v njej vzbudijo elektrone, ki se zaradi fotoefekta izločijo v vakuum. Tem elektronom rečemo fotoelektroni. Fotoelektroni se pospešijo do prve dinode, kjer nastane plaz novih sekundarnih elektronov. Na koncu elektrone zberemo na anodi, kjer zaznamo sunek v obliki električnega toka, slika 16.

Fotokatoda zaradi fotoefekta s pomočjo vpadne svetlobe izseva elektrone. Da

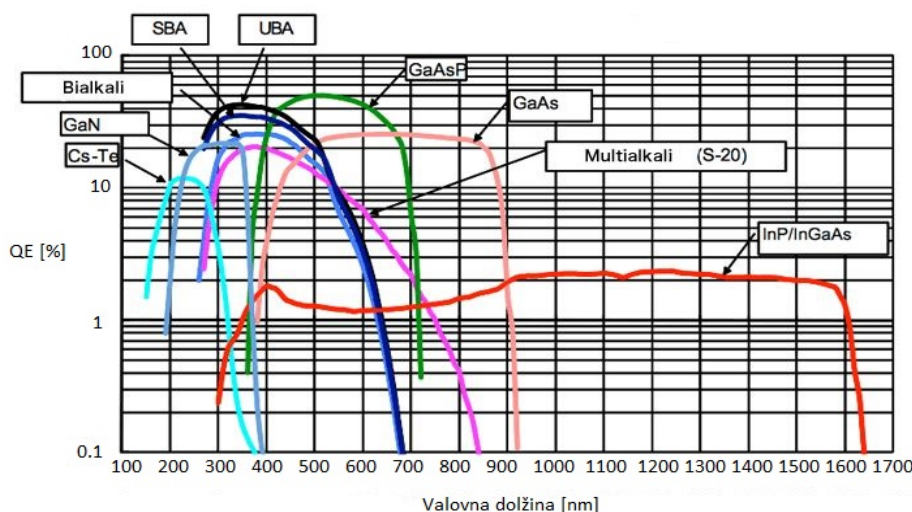


Slika 16: Shema fotopomnoževalke [21].

pride do fotoefekta, mora biti energija scintilacijskega fotona dovolj velika (večja od izstopnega dela). Tudi ko je energija vpadle svetlobe dovolj velika, verjetnost, da pride do fotoefekta, ni enaka pri vseh valovnih dolžinah. Celoten spektralni odziv je izražen s kvantnim izkoristkom $\eta(\lambda)$

$$\eta(\lambda) = \frac{\text{število izsevanih fotoelektronov}}{\text{število vpadnih fotonov na fotokatodo}(\lambda)}, \quad (13)$$

kjer je λ valovna dolžina vpadle svetlobe. V fotopomnoževalkah se uporabljajo materiali, ki imajo največji kvantni izkoristek za valovne dolžine okrog 400 nm (valovne dolžine, pri katerih dobimo svetlobo iz scintilatorja). Tipičen kvantni izkoristek za takšne materiale se giblje okrog 20% pri valovni dolžini 400 nm.

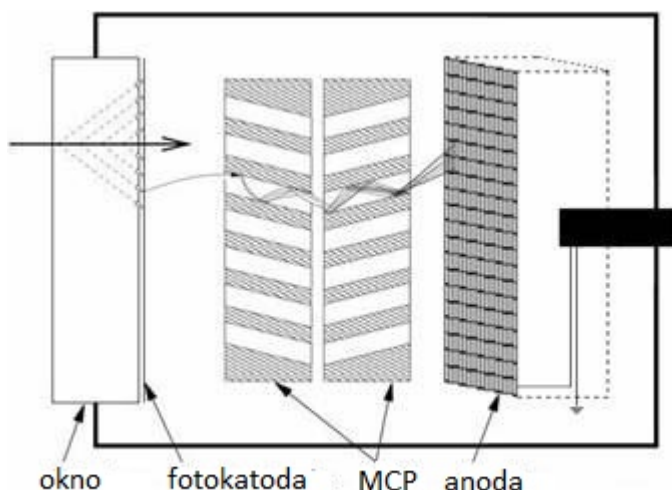


Slika 17: Učinkovitost zaznavanja fotonov v odvisnosti od valovne dolžine za različne fotopomnoževalke [24].

Časovna ločljivost fotopomnoževalk je omejena predvsem zaradi fluktuacij v času potovanja elektrona od fotokatode do prve dinode, saj so elektroni izbiti v različnih

smereh in z različnimi energijami, nakar morajo prepotovati različno dolge poti glede na to, kje na površini vstopnega okna so izbiti.

Novejši tip fotopomnoževalk so mikrokanalne fotopomnoževalke (ang. *Micro-channel Plate Photomultiplier Tube* - MCP PMT). MCP PMT se od klasičnih fotopomnoževalk razlikuje v tem, da ima namesto serije dinod tanko ploščico, v kateri so zelo na gosto razporejeni 10-100 μm široki kanali. Površina ploščice je prevlečena s kovino in služi kot elektroda za pospeševanje elektronov, medtem ko so površine kanalov prevlečene s polprevodnikom. Ko vpadni elektron zadane površino kanala, pride do emisije sekundarnih elektronov, ki se pospešujejo vzdolž kanala. Če uporabimo zaporedno dve mikrokanalni ploščici, lahko z MCP PMT dosežemo ojačanje, ki je primerljivo s klasičnimi fotopomnoževalkami. Pri takšnem sistemu pomnoževanja je senzor kompakten s planarno geometrijo, zaradi česar mikrokanalne fotopomnoževalke lahko dosežejo boljšo časovno ločljivost kot klasične fotopomnoževalke in so zato boljša izbira za sistem TOF PET kot klasične fotopomnoževalke.



Slika 18: Shema delovanja mikrokanalne fotopomnoževalke, ki uporablja dve mikrokanalni ploščici [22].

Prav tako so novejši tip svetlobnega senzorja tudi silicijeve fotopomnoževalke, ki imajo dobro časovno ločljivost, velik izkoristek, delujejo pri nizkih napetostih in so neobčutljive na magnetna polja (torej bi v isti napravi lahko kombinirali PET in MRI) ter zelo kompaktne. Zaradi teh lastnosti bi lahko bile boljša alternativa klasičnim in mikrokanalnim fotopomnoževalkam. Silicijeve fotopomnoževalke so podrobneje opisane v poglavju 4.

3.3 Uporaba Čerenkovih sevalcev za pozitronsko tomografijo

V PET napravah, ki se trenutno uporabljajo v klinikah, detektiramo anihilacijske gama žarke z energijo 511 keV s scintilatorji. Kot smo že povedali v poglavju o scintilatorjih, k boljši kvaliteti slike prispevajo scintilatorji, ki imajo veliko moč ustavljanja, kratek razpadni čas, velik pridelek na keV energije žarkov gama in veliko energijsko ločljivost detektorja. Pri TOF PET sistemu pa je zelo pomembna lastnost časovni odziv procesa scintilacije, saj ta omejuje časovno ločljivost sistema. Napredek v razvoju detektorjev v zadnjem obdobju omogoča zelo hitro detekcijo tudi v primeru zelo šibke svetlobe, celo posameznih fotonov. To nam omogoča možnost detektiranja Čerenkovih fotonov. Čerenkovi fotoni pri TOF PET nastanejo zaradi gibanja elektronov, ki jih dobimo iz absorpcije pri fotoefektu, ali Comptonovega sipanja anihilacijskega žarka gama z energijo 511 keV.

3.3.1 Čerenkovo sevanje

Čerenkovo sevanje nastane, ko je hitrost nabitega delca (v našem primeru elektrona), ki potuje skozi snov, večja od hitrosti svetlobe v tej snovi. Če vemo, da je lomni količnik (n) definiran kot razmerje med hitrostjo svetlobe v vakuumu in hitrostjo svetlobe v snovi ($n = c/v$), lahko zapišemo pogoj za nastanek Čerenkove svetlobe:

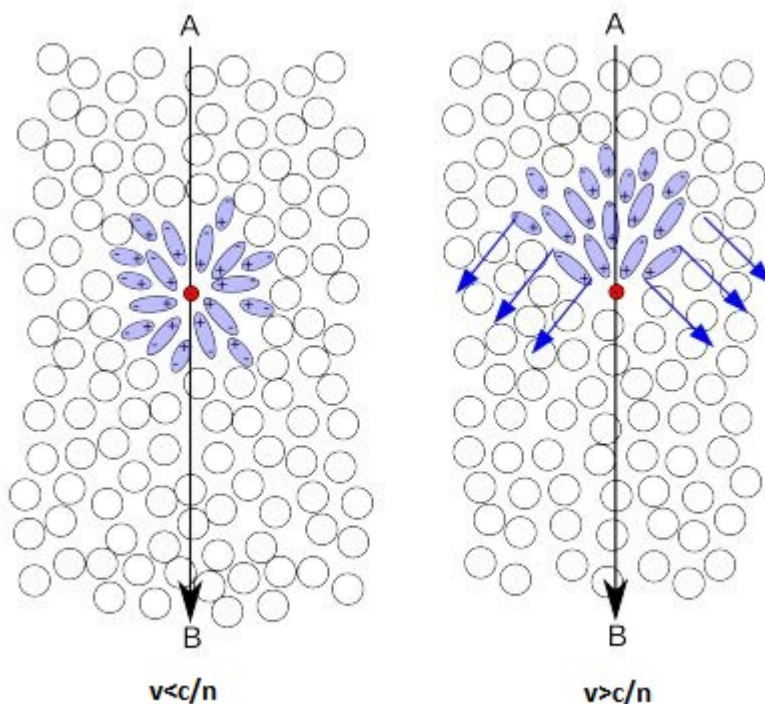
$$\frac{v}{c} = \beta > \frac{1}{n}, \quad (14)$$

oziroma

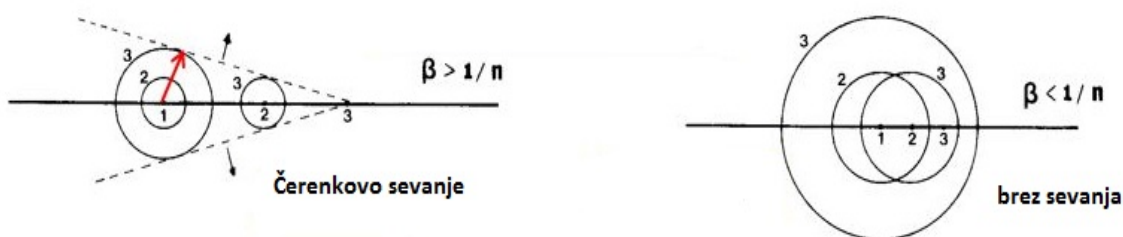
$$v > \frac{c}{n}. \quad (15)$$

V vodi, ki ima lomni količnik $n=1.33$, mora biti hitrost nabitega delca $v > 2.25 \cdot 10^{10}$ cm/s, da dobimo Čerenkovo svetlobo.

Ko nabit delec potuje skozi snov, na svoji poti ustvarja električne dipole in polarizira snov, kot kaže slika 19. Za počasi se gibajoče elektrone ($v < c/n$) je polarizacijsko polje simetrično vzdolž trajektorije nabitega delca, prispevki vseh spreminjajočih se dipolov se destruktivno odštejejo. Ko je hitrost nabitega delca velika ($v > c/n$), polarizacija ni več simetrična vzdolž osi gibanja. Prispevki dipolov se v določeni smeri konstruktivno seštejejo in dobimo elektromagnetni val, slika 19. Emisijo Čerenkove svetlobe lahko opišemo kot superpozicijo sferičnih valov z uporabo Huygensovega principa, slika 20.

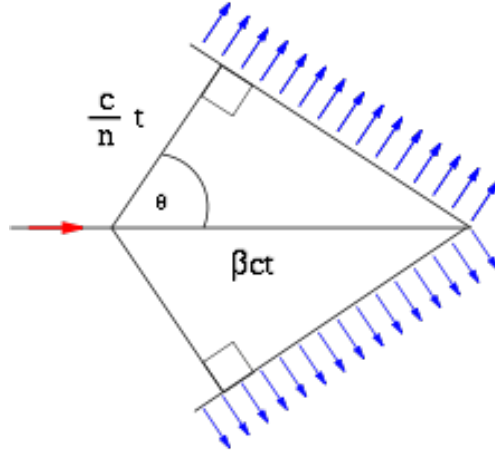


Slika 19: Slika mehanizma nastanka Čerenkovega sevanja [23].



Slika 20: Primerjava med primerom, ko nimamo Čerenkovega sevanja (desno) in primerom, ko imamo Čerenkovo sevanje (levo) [23].

Smer Čerenkovega sevanja določimo iz slike 21. Delec (giba se v smeri rdeče puščice) v času t prepotuje pot $x_p = \beta ct$, medtem ko Čerenkovo sevanje prepotuje pot $x_C = ct/n$.



Slika 21: Čerenkovo sevanje v snovi [24].

S preprosto trigonometrijsko relacijo zapišemo $\cos \theta_C = x_C/x_p$, iz katere dobimo izraz za Čerenkov kot θ_C

$$\cos \theta_C = \frac{1}{\beta n} \quad (16)$$

Zanima nas tudi, pri katerih valovnih dolžinah dobimo največ Čerenkovih fotonov. Zapišimo Frank Tamm-ovo relacijo:

$$\frac{d^2 N}{d\omega dx} = z^2 \frac{\mu}{4\pi} \sin^2(\theta_c), \quad (17)$$

kjer je z naboj delca in μ permeabilnost. Če uporabimo zvezo: $dN = dE/E$ in z upoštevanjem enačbe (16) lahko zapišemo energijske izgube na interval valovne dolžine ($d\lambda$) in dolžine poti (dl) kot:

$$\frac{dE}{dl d\lambda} = \left(\frac{2\pi\alpha z^2}{\lambda^2} \right) \left[1 - \left(\frac{1}{n(\lambda)\beta} \right)^2 \right], \quad (18)$$

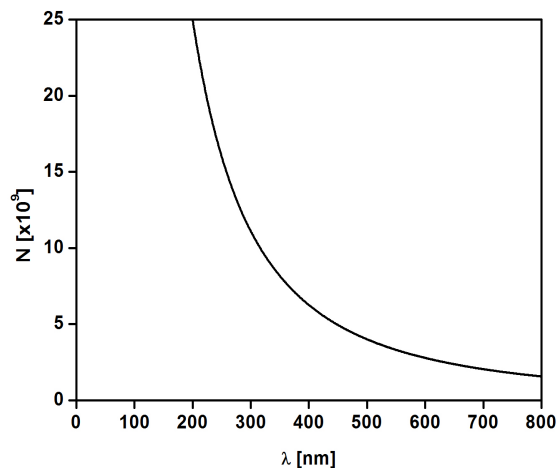
kjer je $\alpha = \frac{e_0^2 c \mu}{2h} \approx \frac{1}{137}$ konstanta fine strukture in $n(\lambda)$ lomni količnik, ki je odvisen od valovne dolžine svetlobe (λ). Zapišimo še število Čerenkovih fotonov, ki jih dobimo na interval valovne dolžine in dolžine poti:

$$\frac{dN}{dl d\lambda} = \left(\frac{2\pi\alpha z^2}{\lambda^2} \right) \left[1 - \left(\frac{1}{n(\lambda)\beta} \right)^2 \right] = \left(\frac{2\pi\alpha z^2}{\lambda^2} \right) \sin^2 \theta_C, \quad (19)$$

Iz enačbe (20) vidimo, da je

$$\frac{dN}{d\lambda} \propto \frac{1}{\lambda^2}. \quad (20)$$

Torej dobimo največ Čerenkovih fotonov pri valovnih dolžinah modre in UV svetlobe, slika 22.



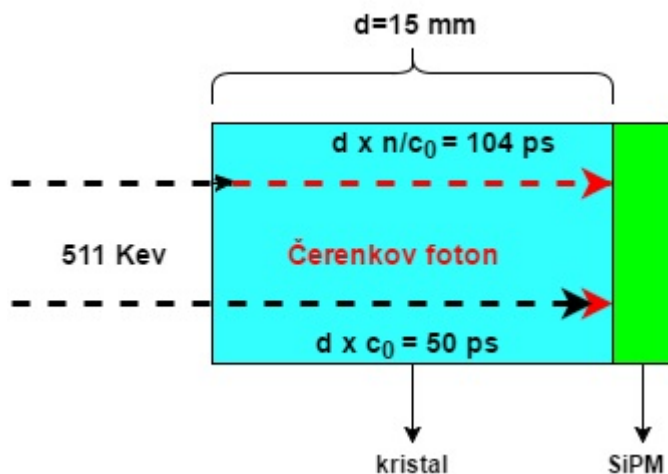
Slika 22: Število Čerenkovih fotonov v odvisnosti od valovne dolžine.

3.4 Sevalci za fotone Čerenkova

S svetlobo Čerenkova se bomo izognili časovni omejitvi, ki jo predstavljajo scintilatorji. Fotoni Čerenkova se namreč izsevajo takoj. Snov, ki jo bomo uporabili kot Čerenkov sevalec, mora imeti velik lomni količnik (nizek Čerenkov prag), da bo delež elektronov nad pragom Čerenkova čim večji, enačba (16). Imeti pa mora tudi veliko moč ustavljanja za 511 keV žarke gama. Vsi zgoraj naštetih pogoji pomenijo, da moramo izbrati material z velikim vrstnim številom (Z). Poleg tega mora imeti sevalec svetlobe Čerenkova tudi dobro prepustnost za svetlobo v območju modre do UV svetlobe, enačba (21).

Tabela 3: Lastnosti kandidatov za sevalce svetlobe Čerenkova: lomni količnik (n), gostota (ρ), kinetična energija elektronov, nad katero lahko sevajo svetlobo Čerenkova (T_{prag}), spodnja meja optične prepustnosti (λ_{opt}). [3]

	steklo (57% Pb)	steklo (72% Pb)	PbF ₂	PbWO ₄
n	1.7	1.8	1.8	2.3
$\rho(\text{g/cm}^3)$	4.07	5.2	7.77	8.28
T_{prag} (keV)	121	104	104	56
λ_{opt} (nm)	370	380	250	350
μ (cm ⁻¹)			1.06	1.08



Slika 23: Preprosta ocena za najkrajši in najdaljši čas, od trenutka, ko 511 keV žarek gama vstopi v kristal, do trenutka, ko Čerenkov foton doseže detektor.

Glede na zgoraj naštet lastnosti so možni kandidati za sevalce svetlobe Čerenkova stekla ali kristali z visokim deležem svinca. V tabeli 3 so zbrane lastnosti štirih možnih kandidatov za sevalce svetlobe Čerenkova: svinčevo steklo (57% Pb), svinčevo steklo (72% Pb), svinčev fluorid (PbF_2) in svinčev volframat (PbWO_4). Glede na lastnosti izgledata najprimernejša kandidata kristal PbWO_4 , ki ima največjo gostoto in lomni količnik, ter PbF_2 , ki ima največjo prepustnost za svetlobo. Izračunana atenuacijska koeficienta za interakcije gama žarkov z energijo 511 keV sta 1.06 cm^{-1} za PbF_2 in 1.08 cm^{-1} za PbWO_4 . Če atenuacijska koeficienta primerjamo z atenuacijskim koeficientom scintilacijskega kristala BGO (0.96 cm^{-1}) in scintilacijskega kristala LSO (0.87 cm^{-1}), vidimo, da imata PbF_2 in PbWO_4 boljšo atenuacijo, kar si želimo.

Čeprav se Čerenkovi fotoni izsevajo takoj, pomemben prispevek k časovni ločljivosti prinese čas potovanja Čerenkovih fotonov v kristalu. Preprosto lahko časovno ločljivost ocenimo z upoštevanjem razlike med najkrajšim in najdaljšim časom od trenutka, ko 511 keV žarek gama vstopi v kristal, do trenutka, ko Čerenkov foton doseže detektor. Najkrajši čas dobimo, ko žarek gama vstopi v kristal pravokotno na vstopno površino kristala in Čerenkov foton nastane na koncu kristala. Najdaljši čas dobimo ob predpostavki, da se žarek gama absorbira takoj, ko vstopi v kristal, in nato Čerenkov foton potuje pod kotom na pravokotno smer vpada in se odbija od sten kristala, ampak v naši preprosti oceni predpostavimo, da potuje direktno do detektorja (brez odbojev). Za kristal PbF_2 dolžine $d=15 \text{ mm}$, je razlika med najkrajšim časom $t_{min}=50 \text{ ps}$ in najdaljšim časom $t_{max}=104 \text{ ps}$, enaka 54 ps [2], slika 23.

Uporaba sevalcev Čerenkova za detekcijo anihilacijskih žarkov gama ima sla-

bost v primerjavi s scintilatorji, saj je število Čerenkovih fotonov zelo majhno. Iz Frank-Tammove enačbe (19) lahko ocenimo število fotonov Čerenkova, ki se izsevajo v kristalih v približku, kjer privzamemo, da je hitrost elektronov konstantna, enaka hitrosti $0.84c$, ki ustreza največji možni energiji elektronov v PbF_2 (423 keV). Privzamemo tudi, da se lomni količnik ne spreminja z valovno dolžino, tako dobimo:

$$N \approx \frac{370}{\text{eV cm}} 3.4\text{eV} \cdot 0.25\text{mm} \left[1 - \left(\frac{1}{1.8 \cdot 0.84} \right)^2 \right] = 17.7 \quad (21)$$

Energijski interval $\Delta E \approx 3.4\text{eV}$ ustreza območju občutljivosti detektorjev svetlobe, dolžina $L \approx 0.25\text{ mm}$ pa je povprečna pot, ki jo v PbF_2 prepotuje elektron z začetno energijo 423 keV, preden njegova energija pade pod prag za sevanje Čerenkova. Če pa upoštevamo še izgubo energije elektrona zaradi sipanja in ustavljanja v snovi, ter odvisnost lomnega količnika snovi od valovne dolžine fotonov, dobimo vrednost za število izsevanih fotonov $N=13.7$.

Pri oceni števila zaznanih fotonov Čerenkova moramo upoštevati, da zaznamo le tiste, ki zapustijo kristal skozi izstopno površino, ki je sklopljena z detektorjem svetlobe. Tako dobimo dodatno omejitev, ki je posledica odboja na površini med sevalcem svetlobe Čerenkova in oknom detektorja svetlobe, ki ima tipično lomni količnik $n=1.5$. Za PbF_2 je mejni kot popolnega odboja $\theta_0=56.4^\circ$ in za PbWO_4 $\theta_0=40.7^\circ$. Delež izsevanih fotonov, ki zapustijo sevalec v smeri detektorja svetlobe (N_{detektor}/N), je tako za PbF_2 enako 0.22 in za PbWO_4 0.12. Torej od $N=13.7$ detektor svetlobe doseže le 3.1 fotonov Čerenkova za PbF_2 in 1.7 fotona Čerenkova za PbWO_4 . Optična mast, ki jo namažemo med kristal in detektor, nam to število nekoliko poveča (saj vmes ni zraka). Za fotopomnoževalke je tipična učinkovitost zaznavanja fotonov okrog 5%, povprečna med valovnimi dolžinami med 250 in 800 nm. To pomeni, da je učinkovitost zaznavanja koincidenčnih žarkov gama veliko nižja, če jih zaznavamo preko Čerenkovega sevanja v primerjavi s tradicionalnimi scintilatorji. Natančnejša simulacija odziva pokaže, da z mikrokanalno fotopomnoževalko v povprečju zaznamo 0.11 Čerenkovih fotonov v primeru, ko je kristal zavrt v odseven material, in 0.07 Čerenkovih fotonov v primeru, ko je kristal pobarvan črno [44].

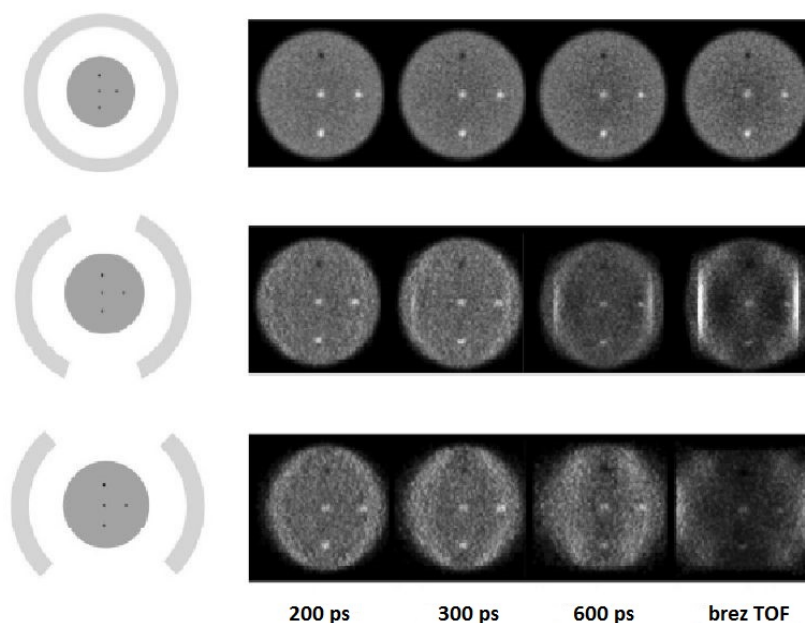
Že zgoraj smo omenili, da imajo silicijeve fotopomnoževalke dobro časovno ločljivost, poleg tega pa je njihova učinkovitost zaznavanja fotonov boljša kot pri navadnih fotopomnoževalkah (poglavje 4.4), zato bi bile lahko boljši detektor za sistem TOF PET.

3.5 Dosedanji rezultati

Za TOF PET sistem z uporabo svetlobe Čerenkova je bila do sedaj že narejena raziskava [3], katere rezultati so sledeči. V poskusih z detektorji Čerenkova, ki so kot detektor svetlobe uporabljali mikrokanalne fotopomnoževalke, so bili koincidenčni dogodki zaznani z odlično ločljivostjo meritve časa preleta ≈ 100 ps FWHM. Najboljšo časovno ločljivost 74 ps so dosegli s 5 mm dolgimi, črno pobarvanimi kristali PbF_2 , ki pa sta v kombinaciji z uporabljenimi detektorji svetlobe dosegla učinkovitost detekcije koincidenč le 0.18%.

3.5.1 Merilo kvalitete

Za diagnostično vrednost slike je pomembno, da imamo dobro časovno ločljivost kot tudi visoko učinkovitost detekcije koincidenč. Na sliki 24 vidimo rekonstrukcije slik z različno časovno ločljivostjo in različno učinkovitostjo detekcije koincidenč (v zadnji vrstici so detektorji pokrivali najmanjši del kroga, zato so tudi detektirali najmanj koincidenč). Če primerjamo prvo in zadnjo vrstico, vidimo, da nam zelo dobra časovna ločljivost ne doprinese veliko k diagnostični vrednosti slike, če je učinkovitost zaznavanja koincidenč slaba. Zato bomo vpeljali novo količino, ki nam bo povedala, kdaj bo imela rekonstruirana slika največjo diagnostično vrednost.



Slika 24: Rekonstruirane slike z različno časovno ločljivostjo in učinkovitostjo zaznavanja koincidenč [25].

V poglavju 2.1 smo povedali, da je izboljšanje razmerja R_{SNR} sorazmerno s kva-

dratnim korenem števila dogodkov, ki jih zaznamo, in obratno sorazmerno s kvadratnim korenem časovne ločljivosti sistema: $R_{\text{SNR}} \propto \sqrt{T/\delta t}$. Če upoštevamo, da je število dogodkov, ki jih zaznamo, sorazmerno s kvadratom učinkovitosti zaznavanja koincidenč in upoštevajoč enačbo (2), lahko vpeljemo novo količino - merilo kvalitete (ang. *figure of merit* - FOM). Merilo kvalitete nam bo povedalo, kdaj je diagnostična vrednost rekonstruirane slike največja.

$$\text{FOM} = \frac{\epsilon^2}{\delta t}. \quad (22)$$

Kljub odlični časovni ločljivosti ima detektor, ki je bil uporabljen pri zgoraj omenjeni raziskavi, približno 20-krat slabše merilo kvalitete (zaradi zelo slabe učinkovitosti detekcije) kot bolj tradicionalen scintilacijski detektor. Razlika je bila manjša za daljše in v teflon zavite kristale, ki pa imajo še vedno vsaj 2-krat nižjo vrednost FOM kot scintilacijski detektor.

Učinkovitost detekcije bi lahko občutno povišali, če bi sevalce združili z bolj občutljivimi detektorji svetlobe, kar bi lahko poizkusili doseči s silicijevimi fotopomnoževalkami. Tako bi lahko dosegli vrednosti FOM scintilacijskih detektorjev, če pa bi našli tudi boljši sevalec Čerenkova, bi to lahko še presegli.

4 Silicijeve fotopomnoževalke

4.1 Plazovne fotodiode

Najpreprostejši polprevodniški detektor svetlobe je fotodioda. Fotodioda se od navadne diode razlikuje le po tem, da je zgrajena tako, da ima izpraznjeno območje čimbolj izpostavljeno vpadni svetlobi. Fotoni vpadne svetlobe se lahko v izpraznjenem področju absorbirajo in povzročijo nastanek para elektron - vrzel. Vsak absorbirani foton torej ustvari skozi fotodiodo tok, ki pa je za en sam foton premajhen, da bi ga lahko merili. S fotodiodo lahko zaznamo le večje intenzitete svetlobe, ko se absorbira dovolj fotonov, da nastali elektroni in vrzeli ustvarijo merljiv tok.

Občutljivost fotodiode lahko izboljšamo tako, da jo priključimo na visoko zaporno napetost, takšno fotodiodo imenujemo plazovna fotodioda (ang. *Avalanche Photodiode*). Električno polje v izpraznjenem področju je dovolj veliko za nadaljnjo generacijo parov preko ionizacije. Ker imajo elektroni večji ionizacijski koeficient in začnejo ionizirati pri nižjih energijah kot vrzeli, se ojačanje za njih pojavi pri nižjih napetostih in posledično se plaz veča samo v smeri gibanja elektronov. Pri takšnem načinu delovanja lahko dosežemo faktor pomnoževanja od 10 do 1000. Višja kot je zaporna napetost, večji je faktor pomnoževanja.

Če zaporno napetost povečamo nad napetost praga (ang. *breakdown voltage*), začnejo plazovne fotodiode delovati v Geigerjevem načinu. Pri takšnih napetostih z veliko verjetnostjo ionizirajo tudi vrzeli. Pri Geigerjevem načinu delovanja dosežemo faktor pomnoževanja 10^6 , tako da je možno detektirati tudi posamezne fotone.

4.2 Zgradba silicijeve fotopomnoževalke

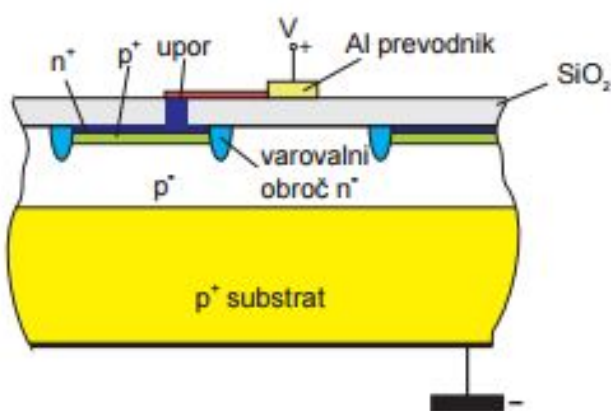
Silicijeve fotopomnoževalke (ang. *Silicon Photomultiplier* - SiPM) so sestavljene iz 2D mreže plazovnih fotodiod, ki delujejo v Geigerjevem načinu. Ležijo na površini obdelanega kristala silicija in so v vzporedni vezavi povezane na skupni izhod. Vsako posamezno plazovno fotodiodo imenujemo celica. Vsaka celica je približno kvadratne oblike s stranico od $10\ \mu\text{m}$ do $100\ \mu\text{m}$, celotna površina silicijeve fotopomnoževalke pa je nekaj mm^2 .

Ker plazovne fotodiode delujejo v Geigerjevem načinu, lahko posamezno celico že vsak posamezen foton pretvori v merljiv električni sunek. Informacija, ki jo dobimo, je le binarna, torej vemo le, ali je celico zadel eden ali več fotonov ali pa je ni zadel noben (ker že prvi foton, ki prileti na posamezno celico, sproži razelektritev). Signal, ki ga dobimo na izhodu, je vsota signalov posameznih celic in je sorazmeren številu vpadnih fotonov. Sorazmernost velja, dokler je število vpadnih fotonov

4 Silicijeve fotopomnoževalke

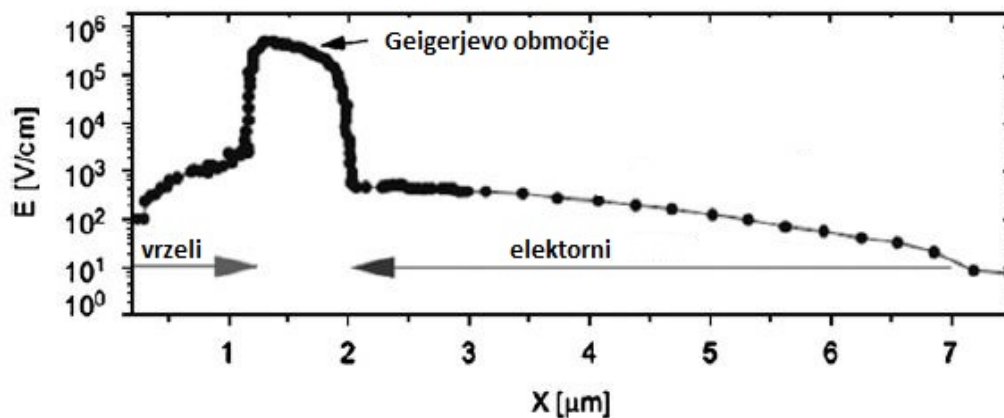
majhno v primerjavi s številom celic. Ko je število fotonov v primerjavi s številom celic veliko, pride do nasičenja in sorazmernost ne velja več.

Na sliki 25 vidimo shematski prikaz silicijeve fotopomnoževalke. Osnova vsake silicijeve fotopomnoževalke je močno dopirana plast silicija. Na to plast za vsako celico implantirajo tanki močno dopirani plasti p^+ in n^+ . Plast n^+ je tanka ($0.1-1.5 \mu\text{m}$) in preko okna do nje pridejo fotoni vpadne svetlobe. Zaradi visoke zaporne napetosti se med plastema ustvari osiromašeno področje, ki je debelo približno $1 \mu\text{m}$ in je prav toliko oddaljeno od površine detektorja. V osiromašenem področju je električno polje dovolj veliko, da so izpolnjeni pogoji za Geigerjevo razelektritev.



Slika 25: Shematski prikaz zgradbe silicijeve fotopomnoževalke [26].

Električno polje je največje na n^+p stiku in potem počasi pada skozi p plast, slika 26



Slika 26: Razporeditev električnega polja kot funkcija globine v senzorju (fotoni vstopajo v detektor z leve) [27].

4.3 Signali

Signal vsake posamezne celice je sorazmeren naboju Q , ki je zbran med razelektritvijo Geigerjevega območja posamezne celice. Naboj je odvisen od kapacitete celice in delovne napetosti:

$$Q = C(V_{nap} - V_{prag}), \quad (23)$$

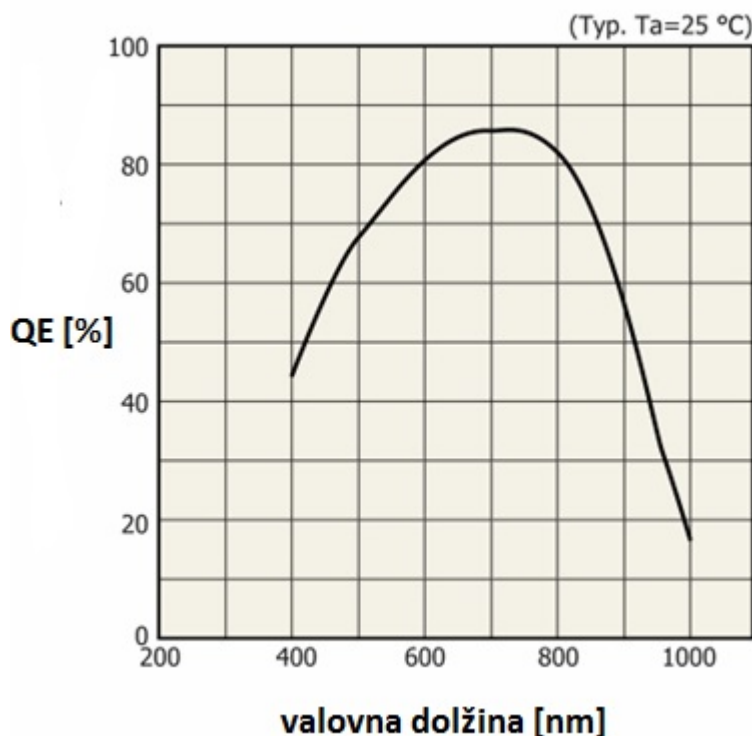
kjer je V_{prag} pragovna napetost, pri kateri se začne Geigerjev način delovanja. Tipično je $C \approx 10\text{fF}$ in $V_{nap} - V_{prag}$ nekaj voltov, tako dobimo, da je Q enak nekaj 100 pC. Ojačanje enega piskla je enako Q/e_0 , kjer je e_0 osnovni naboj in je reda velikosti 10^6 . Ker je ojačanje dovolj veliko, so sunki iz posameznih celic dovolj veliki, da že pri uporabi $50\ \Omega$ dobimo signale z amplitudo nekaj mV. Vse celice delujejo na isti napetosti, njihova kapaciteta se le malo razlikuje, zato so tudi signali iz različnih celic zelo podobni.

4.4 Učinkovitost zaznavanja fotonov

Učinkovitost zaznavanja fotonov - PDE (*Photon detection efficiency*) je produkt kvantnega izkoristka (QE), geometrijskega izkoristka (ϵ_{geo}) in verjetnosti, da nosilec naboja sproži Geigerjevo razelektritev (ϵ_G):

$$PDE = QE \cdot \epsilon_{geo} \cdot \epsilon_G \quad (24)$$

- **Kvantni izkoristek (QE)** je definiran kot povprečno število generiranih parov elektron-vrzel v aktivnem področju na en vpadni foton. Doseže lahko vrednost 80% do 90% in je odvisno od valovne dolžine, slika 27. Na sliki vidimo, da je kvantni izkoristek SiPM večji kot pri klasičnih fotopomnoževalkah, slika 17, kar je za TOF PET sistem zelo pomembno.

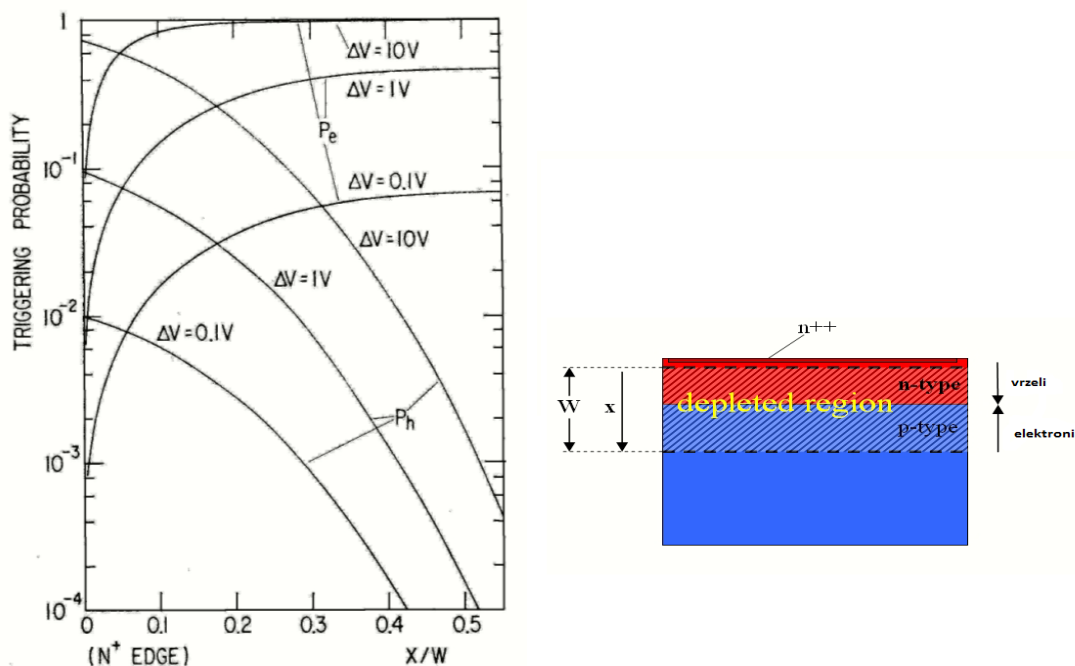


Slika 27: Kvantni izkoristek v odvisnosti od valovne dolžine za SiPM proizvajalca Hamamatsu. [28]

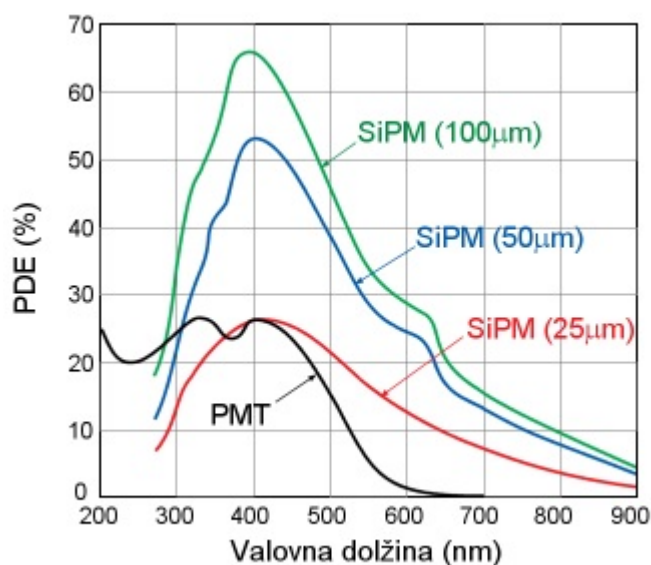
- **Geometrijski izkoristek** (ϵ_{geo}) je razmerje med aktivno površino in celotno površino detektorja. Aktivna površina je vedno manjša od celotne površine, zato je geometrijski izkoristek vedno manjši od ena. Celotna površina je namreč sestavljena iz aktivne površine in površine, ki je potrebna za upore, varovalne obročje in prevodne trakove. Najboljši geometrijski izkoristek bi dosegli z majhnim številom velikih celic.

V nekaterih primerih vseeno potrebujemo veliko število celic, takšen primer je tudi PET. Eden od materialov, ki se uporabljajo za PET scintilatorje, je LSO kristal, ki ima veliki fotonski pridelek (≈ 15000 na 511 keV X-žarek). Da se izognemo nasičenju, mora biti število celic veliko, poleg tega morajo biti majhni. V takšnih primerih je geometrijski izkoristek med 40% in 60%.

- **Verjetnost za sprožitev plazmu** (ϵ_G) je odvisna od pozicije, kjer nastane par elektron-vrzel. V primerjavi z vrzelmi imajo elektroni večjo verjetnost za sprožitev Geigerjeve razelektritve v siliciju, saj imajo večji ionizacijski koeficient [30]. Slika 28 prikazuje verjetnost za sprožitev plazmu za elektrone P_e in za vrzeli P_h pri različnih $\Delta V = V_{nap} - V_{prag}$, v odvisnosti od položaja absorpcije fotona.



Slika 28: Verjetnost za sprožitve plazmo v odvisnosti od položaja absorpcije fotona in ponazoritev parametrov W in x (levo). [8]



Slika 29: PDE tipične fotopomnoževalke in treh silicijevih fotopomnoževalk proizvajalca Hamamatsu, ki se razlikujejo po velikosti celic. [31]

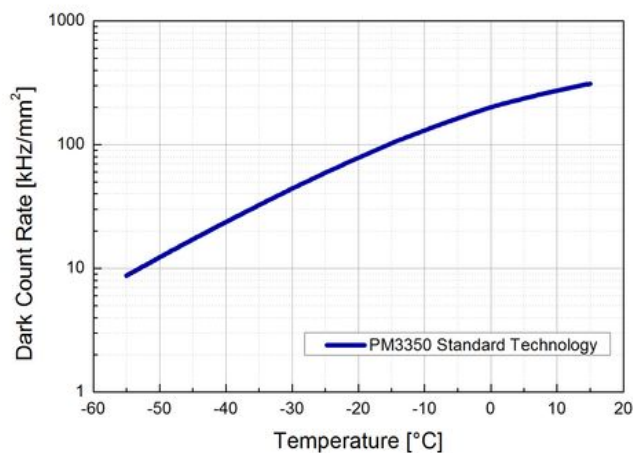
Tipično je PDE silicijevih fotopomnoževalk boljši od kvantnega izkoristka navadnih fotopomnoževalk. PDE silicijevih fotopomnoževalk lahko celo presega 60% pri valovnih dolžinah, za katere so optimizirane, slika 29.

4.5 Temni šum

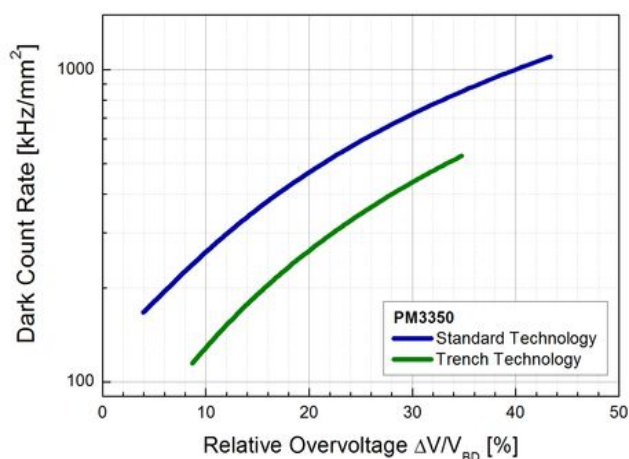
Geigerjevo razelektritev lahko sprožijo vpadni fotoni ali prosti nosilci naboja v osiromašeni plasti debeline nekaj mikronov. Termično vzbujeni nosilci naboja povzročijo temni šum s frekvenco nekaj kHz pri 100°K do nekaj MHz na mm^2 pri sobni temperaturi [8]. Tako temni šum predstavlja glavno oviro pri zaznavanju fotonov pri sobni temperaturi in pri detektorjih z veliko površino.

Število termično vzbujenih prostih nosilcev naboja lahko zmanjšamo s hlajenjem detektorja. Temni šum zmanjšamo približno za faktor 2 pri hlajenju vsakih 8°C .

Temni šum lahko zmanjšamo tudi z zmanjšanjem aktivnega volumna, z nižjo zaporno napetostjo in materiali, ki imajo manj nečistoč.



(a)

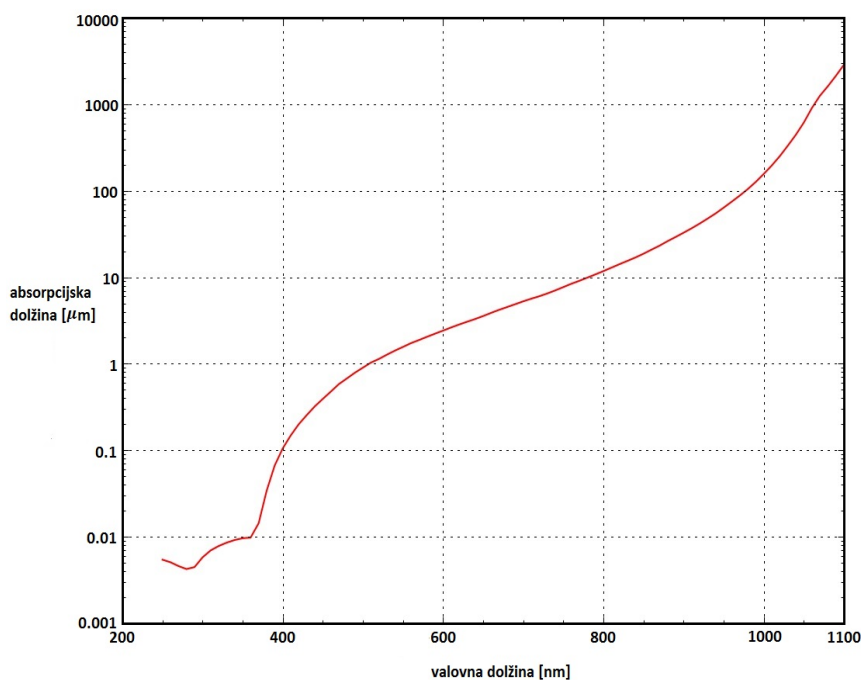


(b)

Slika 30: Temni šum v odvisnosti od temperature (a) in relativne napetosti nad napetostjo praga (b) za silicijeve fotopomnoževalke proizvajalca KETEK. [32]

4.6 Optični presluh

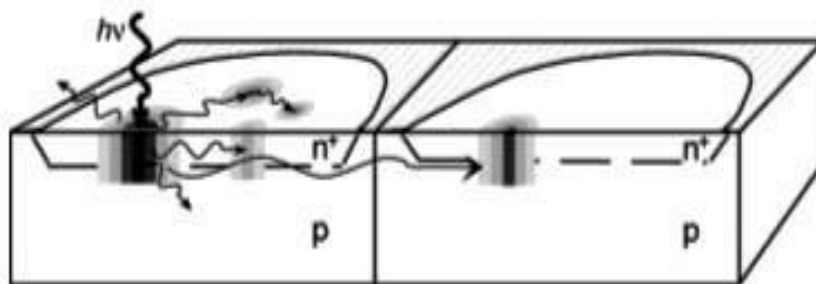
Optični presluh je še eden od neželenih pojavov pri delovanju silicijevih fotopomnoževalk. Pri Geigerjevi razelektritvi so izsevani povprečno trije fotoni na vsakih 10^5 elektronov z energijo, višjo od 1.14 eV, kar je energijska razlika med valenčnim in prevodnim pasom v siliciju. Kadar ti fotoni potujejo do sosednjih celic, lahko tam sprožijo plaz in generirajo lažne signale, ta pojav imenujemo optični presluh. Fotoni z valovnimi dolžinami med 850 in 1110 nm največkrat sprožijo lažne signale, saj se praktično vsi fotoni z višjimi energijami absorbirajo v isti celici, fotoni z valovnimi dolžinami, večjimi od 1100 nm, pa potujejo dlje, ne da bi se absorbirali. Velikost posamezne celice pri silicijevi fotopomnoževalki je med 10 in 100 μm , fotoni z valovnimi dolžinami nad 1100 nm pa imajo absorpcijsko dolžino večjo od 1000 μm , slika 31.



Slika 31: Absorpcijska dolžina fotonov v siliciju. [33]

Ker je optični presluh povezan s številom delcev v plazju, torej tudi z ojačanjem, ga lahko zmanjšamo tako, da zmanjšamo ojačanje. Ojačanje preprosto zmanjšamo tako, da zmanjšamo zaporno napetost, vendar s tem zmanjšamo tudi verjetnost za sprožitev plazju in posledično PDE, česar seveda ne želimo. Če povečamo razdaljo med sosednjimi celicami, prav tako zmanjšamo optični presluh, ampak zopet posledično zmanjšamo PDE.

Želimo si torej zmanjšati optični presluh in hkrati čim manj vplivati na PDE. To



Slika 32: Grafični prikaz optičnega presluha v silicijevi fotopomnoževalki. [8]

storimo tako, da blokiramo optične poti med posameznimi celicami, delež fotonov se tako na meji s kanalom odbije ali absorbira. Na ta način zmanjšamo optični presluh iz 20-30% na 1-2% [8]. Negativna stranska posledica je, da s tem dodatno zmanjšamo aktivno površino detektorja.

4.7 Časovna resolucija

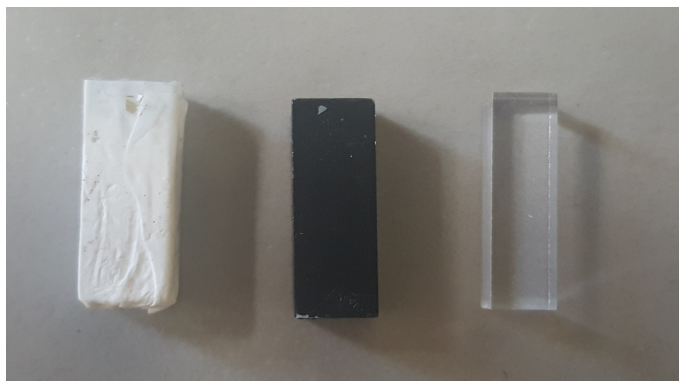
Aktivno področje v siliciju je zelo tanko (2 do 4 μm), kar prispeva k temu, da je proces Geigerjeve razelektritve zelo hiter. Poleg tega je zelo velika tudi amplituda signala zaradi velike kapacitivnosti celice. To oboje prispeva k zelo dobrim časovnim lastnostim, tudi kadar detektiramo posamezne fotone.

4.8 Uporaba silicijevih fotopomnoževalk v TOF PET

Glede na lastnosti silicijevih fotopomnoževalkih, ki smo jih spoznali v tem poglavju, vidimo, da ponujajo zelo dobro alternativo fotopomnoževalkam z mikrokanalnimi ploščami. Imajo namreč bistveno večji kvantni izkoristek, delujejo v močnem magnetnem polju in so poleg vsega tudi precej cenejše. Imajo pa pomembno pomanjkljivost - veliko pogostost signalov zaradi termičnega šuma, kar bomo v naši raziskavi poskušali zmanjšati z meritvami pri temperaturi, nižji od sobne temperature.

5 Postavitev eksperimenta

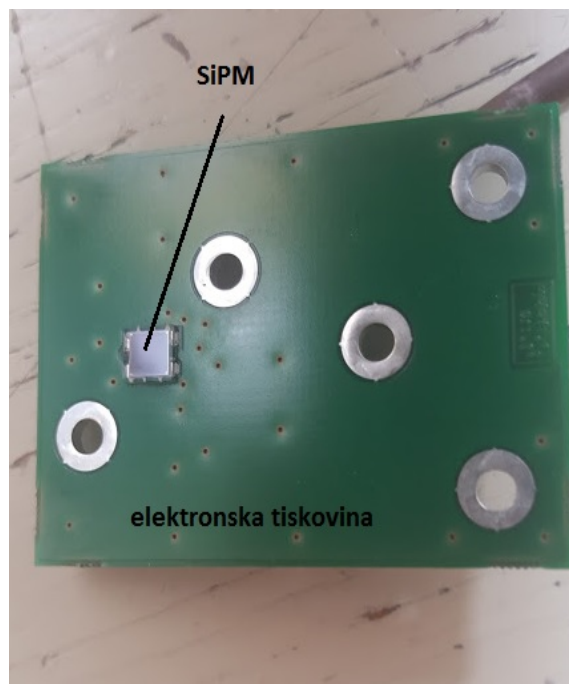
Eksperiment je bil postavljen na Inštitutu Jožef Štefan v Ljubljani, na oddelku za eksperimentalno fiziko jedra in osnovnih delcev. Dva detektorja žarkov gama sta bila sestavljena iz silicijevih fotopomnoževalk z aktivno površino velikosti $3 \times 3 \text{ mm}^2$, ki sta bili optično sklopljeni s PbF_2 kristaloma velikosti $5 \times 5 \times 15 \text{ mm}^3$ (velikost aktivne površine silicijeve fotopomnoževalke je bila manjša od velikosti preseka kristala, ker smo uporabili kristale, ki so bili uporabljeni pri prejšnji raziskavi [21]). PbF_2 kristale smo uporabljali gole, prevlečene s teflonom, in pobarvane s črno barvo, slika 33. Uporabili smo štiri različne pare silicijevih fotopomnoževalk različnih proizvajalcev (tabela 4). Dva takšna gama detektorja smo postavili tako, da je bil v sredini med njima točkovni radioaktivni izvor ^{22}Na z aktivnostjo približno 1.5 MBq, slika 36. Natančno poravnavo silicijevih fotopomnoževalk, sklopljenih s kristalom PbF_2 , smo dobili s pomočjo mehanskih podpor, ki smo jih natisnili s 3D tiskalnikom, slika 35. Te mehanske podpore so nam omogočile preprosto in ponovljivo zamenjavo posameznih silicijevih fotopomnoževalk.



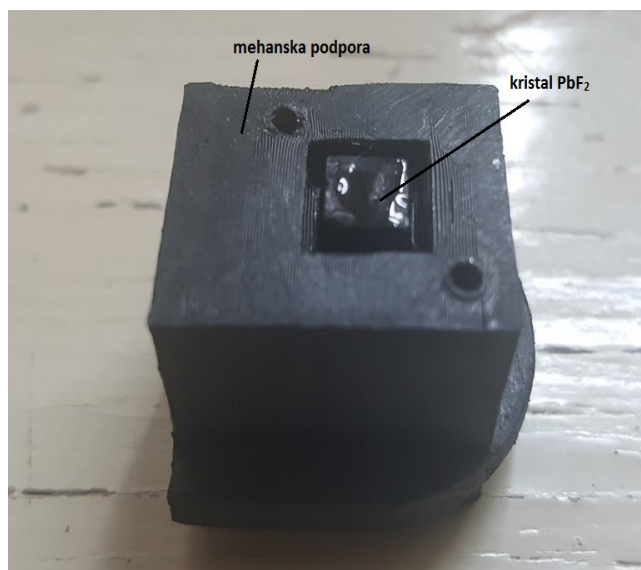
Slika 33: Kristali, ki smo jih uporabljali v našem eksperimentu. Levo vidimo kristal PbF_2 zavit v teflon, v sredini pobarvan s črno barvo in desno gol kristal.

Detektorja sta bila postavljena zelo blizu natrijevega izvora, razdalja med izvorom in posamezno vstopno površino kristala je bila približno 5mm. Tako majhno razdaljo smo izbrali zato, da tudi pri sobni temperaturi delež pravih koincidenč ni bil bistveno manjši od deleža naključnih koincidenč, ki jih dobimo zaradi temnega šuma silicijevih fotopomnoževalk. Vir in oba detektorja sta bila zaprta v svinčen ščit, ki je bil postavljen v zamrzovalno skrinjo, neprepustno za svetlobo.

Silicijeve fotopomnoževalke so bile vezane na elektronsko tiskanino z NEC uPC2710TB predojačevalnikom. Signal, ki smo ga dobili iz predojačevalnika, smo vodili iz skrinje do ojačevalnika (Ortec FTA820) in preko pasivnega razdelilnika signala do diskriminatorja (Phillips Scientific Mod.708). Prag na diskriminatorju je bil nastavljen



Slika 34: Elektronska tiskovina in SiPM.

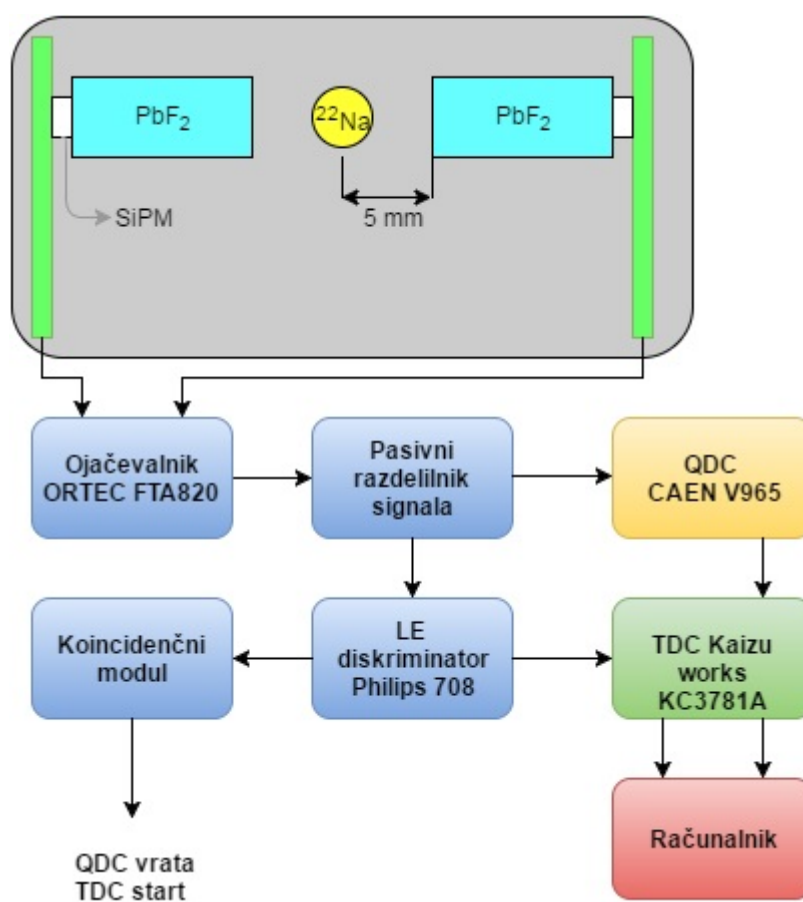


Slika 35: Mehanska podpora in kristal PbF₂.

0.5 višine signala posameznega fotoelektrona. Logični signal iz diskriminatorja smo uporabili za časovno informacijo (Kaizu works KC3781A TDC) in tvorbo koincidence (Phillips Scientific Mod.752). Drugi signal, ki smo ga dobili iz razdelilnika signala, smo uporabili za informacijo o naboju (CAEN Mod.V965 QDC). To informacijo smo potrebovali za popravljalno funkcijo (poglavje 6.3.1). Meritev se je sprožila preko IN izhoda koincidenčnega modula s koincidenčnim časom 10ns.

Tabela 4: Silicijeve fotopomnoževalke, uporabljene pri eksperimentu.

Proizvajalec	Model	Velikost celice [μm]
AdvanSiD	ASD-NUV3S-P-40	40
Sensl	MicroFC-30050-SMT-GP	50
KETEK	PM3375TS-SBO	75
Hammamatsu	S12641-PA-50	65



Slika 36: Shematski prikaz postavitve eksperimenta.

6 Rezultati

6.1 Meritve pragovne napetosti

Vsaka silicijeva fotopomnoževalka deluje le pri določenih napetostih, zato smo morali te napetosti najprej določiti. Pragovna napetost je odvisna od temperature. Proizvajalec silicijevih fotopomnoževalk nam poda pragovno napetost (V_{prag}) in vrednosti napetosti nad V_{prag} , pri katerih SiPM deluje, ampak le za sobno temperaturo. Ker pa smo mi meritve izvajali pri temperaturah do -25°C , smo morali najprej določiti V_{prag} . V_{prag} pri določeni temperaturi smo določili tako, da smo na osciloskopu določili višino signala pri različnih delovnih napetostih, točke narisali v graf in ekstrapolirali do ničle. Iz grafov na sliki 37 smo določili V_{prag} za vsak posamezen SiPM pri temperaturi -25°C , tabela 5. Velja omeniti, da smo pri nadaljnjih meritvah vedno uporabljali par silicijevih fotopomnoževalk istega proizvajalca. Za vsak par so bile vrednosti V_{prag} enake. Delovno napetost nad pragom (ang. *Overvoltage*), pri kateri smo izvajali meritve, smo določili glede na specifikacije, ki jih je podal proizvajalec posameznih silicijevih fotopomnoževalk.

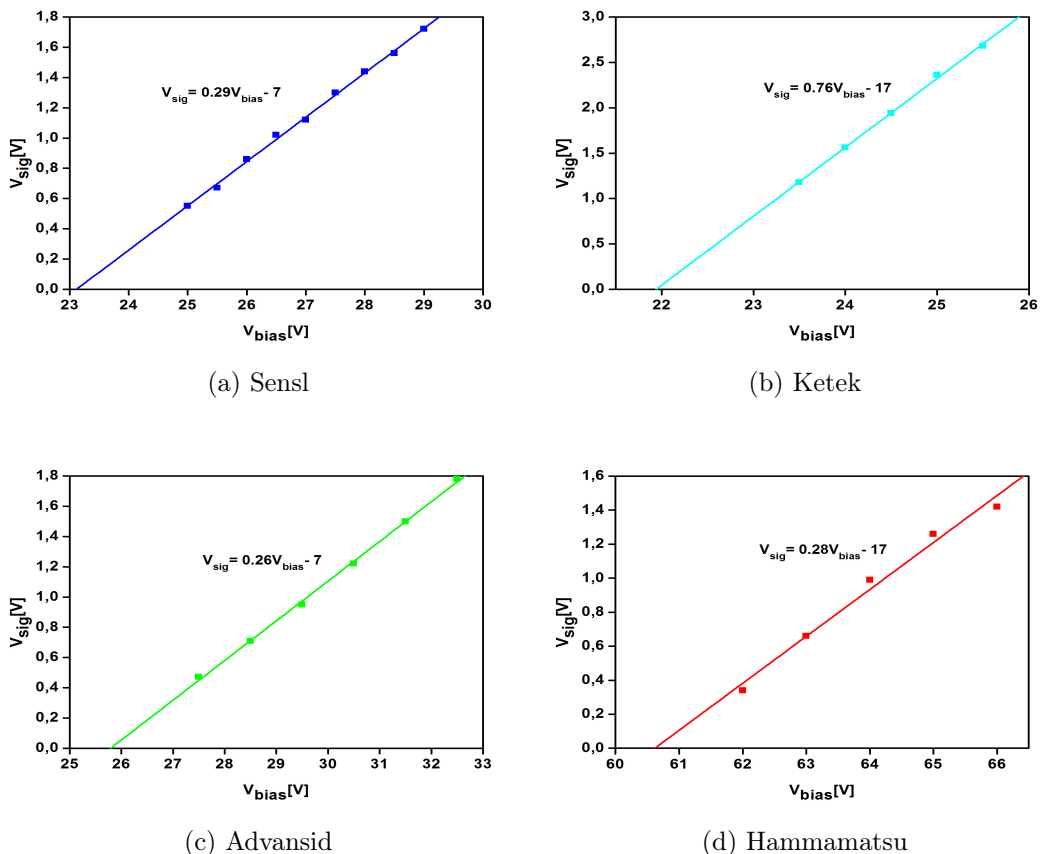
Tabela 5: V_{prag} za silicijeve fotopomnoževalke različnih proizvajalcev pri temperaturi -25°C .

SiPM	V_{prag} [V]
AdvanSiD	26
Sensl	23
KETEK	22
Hamamatsu	60.5

6.2 Razmerje signal-šum v odvisnosti od temperature

Kot smo povedali v poglavju 4.5, Geigerjevo razelektritev sprožijo vpadni fotoni ali prosti nosilci naboja v osiromašeni plasti. Termično vzbujeni nosilci naboja povzročijo temni šum s pogostostjo do nekaj MHz na mm^2 pri sobni temperaturi, kar je lahko velik problem, če bi SiPM za TOF PET uporabljali pri sobni temperaturi. Število termično vzbujenih nosilcev naboja lahko zmanjšamo s hlajenjem detektorja. Kot smo povedali že v poglavju 4.5, se temni šum zmanjša za faktor 2 pri hlajenju

6.2 Razmerje signal-šum v odvisnosti od temperature



Slika 37: Meritve iz katerih smo določili pragovno napetost za silicijeve fotopomnoževalke različnih proizvajalcev pri -25°C .

vsakih 8°C . Vzeli smo SiPM proizvajalca Hamamatsu in gol (ne pobarvan in ne prevlečen) scintilacijski kristal PbF_2 velikosti $5 \times 5 \times 15 \text{ mm}^3$. Ker se v odvisnosti od temperature spreminja tudi prag napetosti, smo že vnaprej določili delovno napetost, pri kateri bomo izvajali meritve za posamezno temperaturo, tabela 5. Razmerje signal šum smo definirali kot razmerje med številom detektiranih Čerenkovih koincenc in številom naključnih koincenc zaradi temnega šuma. Signal je bil ocenjen kot integral dveh oz. treh Gaussovih funkcij, šum pa kot integral konstante (v mejah $\pm 10 \text{ ns}$ in $\pm 4 \text{ ns}$). Meritve smo izvajali pri temperaturah od 25°C do -25°C v koraku po 10°C .

Na sliki 38 vidimo, da z višanjem temperature razmerje signal šum pada. Pada kot $(\frac{1}{2})^{\frac{\Delta T}{8K}}$ in vidimo, da je pri sobni temperaturi in koincidenčnem oknu 4 ns le 0.021 , medtem ko je pri temperaturi -25°C skoraj 20 . Skrinja, ki smo jo uporabljali v našem eksperimentalnem delu, ima možnost hlajenja do -25°C , tako smo vse nadaljnje meritve izvajali pri tej temperaturi, saj je razmerje signal-šum precej večje kot pri sobni temperaturi.

Pri sobni temperaturi bi bila pogostost naključnih koincenc zaradi termičnega

Tabela 6: Rezultati razmerja signal-šum pri različnih temperaturah.

$T[^\circ\text{C}]$	V_{bias}	SNR (10 ns)	SNR (4 ns)
25	71.83	0.059	0.021
15	71.27	0.217	0.085
5	70.71	0.616	0.221
-5	70.15	0.881	2.490
-15	69.59	2.988	8.695
-25	69.03	6.231	19.647

šuma prevelika za uporabo v TOF PET. S tem, ko smo silicijevim fotopomnoževalkam s hlajenjem zelo povečali razmerje SNR, pa smo zelo zmanjšali ta problem (to razmerje SNR ni enako tistemu, o katerem smo govorili v poglavju 2.1).

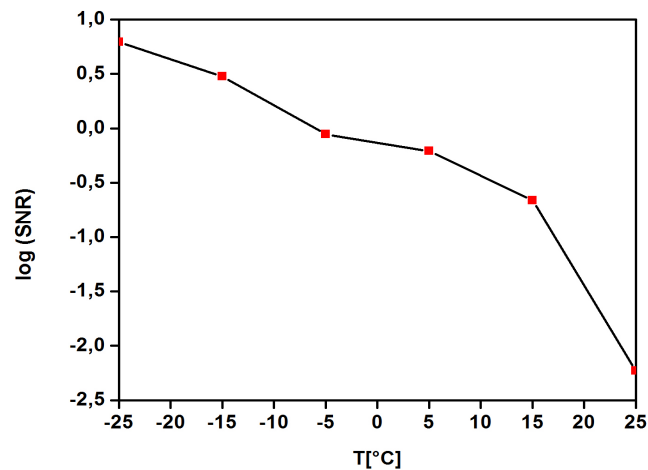
6.3 Meritev časa preleta

Meritve časa preleta smo opravili s štirimi pari silicijevih fotopomnoževalk različnih proizvajalcev, ki so navedeni v tabeli 4. Ločljivost koincidenčnega časa smo merili s koincidenčnim časovnim oknom 10 ns, torej smo zabeležili vse pare anihilacijskih žarkov gama, ki so do detektorjev prišli s časovno razliko največ 10 ns.

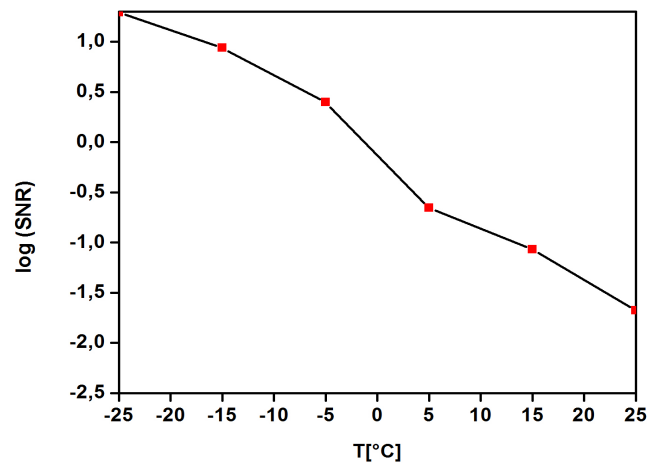
6.3.1 Meritev časa preleta s popravljalno funkcijo

Čas prihoda pulza iz SiPM je definiran z začetkom logičnega signala, ki ga dobimo iz diskriminatorja. Izhod diskriminatorja se vklopi, ko vhodna amplituda pulza preseže mejno napetost (ang. *threshold*), ki smo jo vnaprej določili kot 0.5 višine signala posameznega fotoelektrona. To je pomembna lastnost, ki jo moramo upoštevati pri določanju časovne ločljivosti. Če dva pulza prispeta do detektorja v istem trenutku, ampak z različno amplitudo, ju ne bomo detektirali istočasno. V primeru, ko imamo dva pulza z isto obliko in različno amplitudo, bo pulz z večjo amplitudo prej dosegel mejni prag napetosti (*threshold*) in sprožil diskriminator. Angleško ta efekt imenujemo "time-walk" in je prikazan na sliki 39.

To odvisnost časa od amplitude signala lahko naknadno popravimo po zajemu podatkov. Za popravljalno funkcijo potrebujemo meritev časa in naboja. Histogram



(a) koincidenčno okno 10 ns



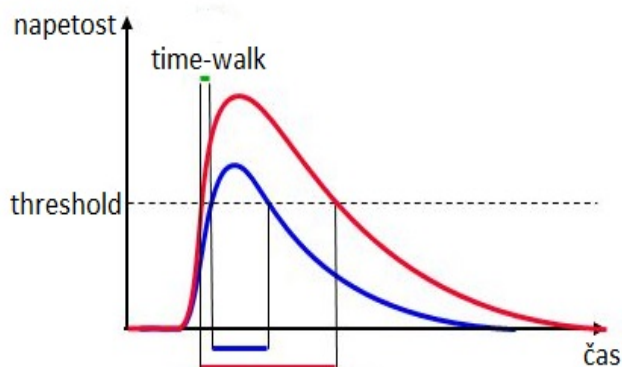
(b) koincidenčno okno 4 ns

Slika 38: Razmerje signal-šum v odvisnosti od temperature pri koincidenčnih časovnih oknih.

izmerjenega časa (y os) v odvisnosti od izmerjenega naboja (x os) za veliko število zadetkov je prikazan na sliki 40. Na sliki vidimo, da popravek skoraj ni viden pri pulzih z veliko amplitudo (dogodki na desni strani grafa), medtem ko so pulzi z manjšo amplitudo (dogodki na levi strani grafa) detektirani z zakasnitvijo približno 500 ps. Oblika porazdelitve, ki jo vidimo na sliki 40, je določena z obliko pulza in informacijami o delovanju diskriminatorja.

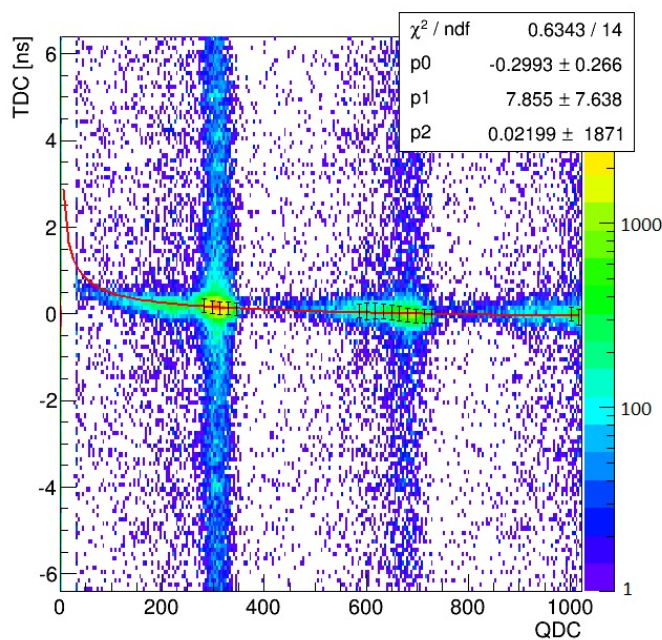
Popravek časa zaradi amplitude signala je določen s prilagajanjem časovne odvisnosti od porazdelitve naboja s popravljalno funkcijo

$$f(x) = p_0 + \frac{p_1}{\sqrt{x - p_2}}, \quad (25)$$



Slika 39: Dva signala enake oblike in različne amplitude dosežeta mejno napetost ob različnih časih [34].

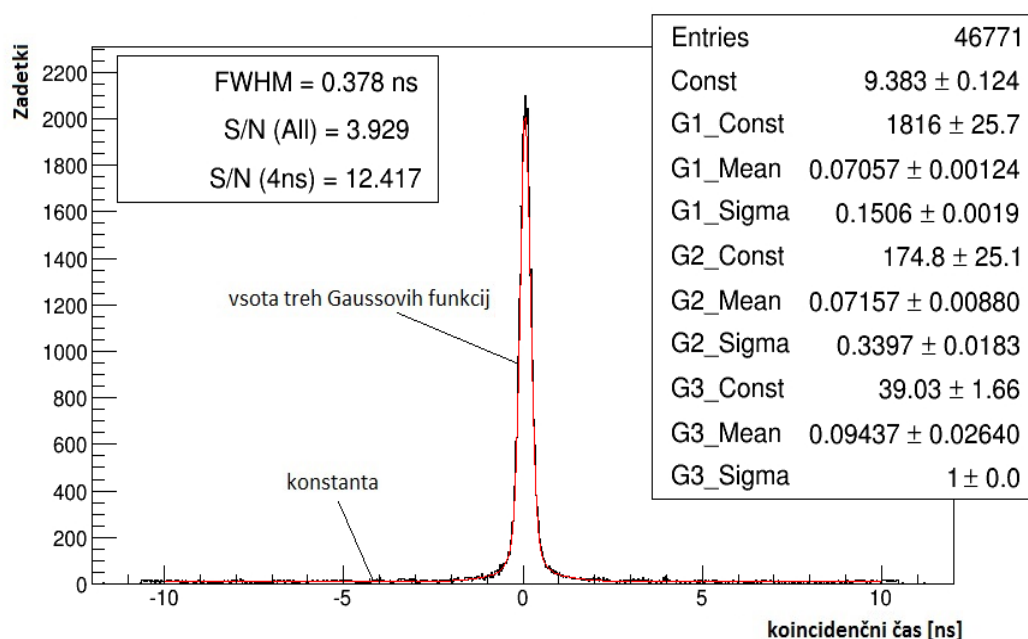
kjer x predstavlja naboj, $f(x)$ time walk zamik pulza, p_0, p_1 in p_2 pa so parametri določeni s prilagajanjem. Popravljalno funkcijo določimo s predpostavko, da ima začetni del pulza kvadratno odvisnost od časa.



Slika 40: Graf števila zadetkov v odvisnosti od časa in naboja. Na grafu je narisana tudi popravljalna funkcija iz enačbe (25).

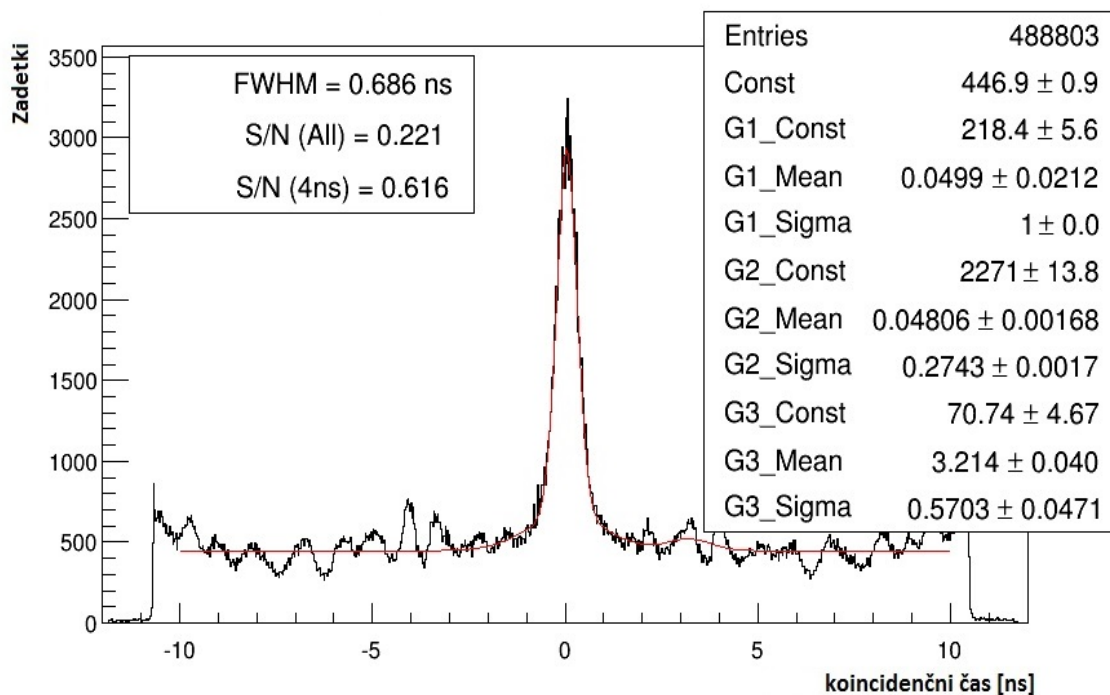
Odvisnost števila zadetkov od zakasnitve smo prilagodili z vsoto dveh ali treh Gaussovih funkcij in konstante. Časovno ločljivost pa smo določili kot FWHM vsote dveh ali treh Gaussovih funkcij, brez prispevka konstante, in bo v nadaljevanju dela zapisan enostavno kot FWHM, slika 41. Na sliki 41 vidimo časovno koincidenčno

porazdelitev za pare zaznanih zadetkov. Pri koincidenčnem času 0 so pravi dogodki, kjer sta oba zadetka rezultat interakcij aniliacijskega žarka gama s kristalom. Bolj ali manj konstantno ozadje povzročajo naključne koincidence, ki jih povzročijo elektroni iz termičnega šuma pri temperaturi -25°C . Če to sliko primerjamo s sliko 42, ki je bila posneta pri temperaturi 5°C , vidimo, da je termičnega šuma veliko več, kar smo opisali že v prejšnjem podpoglavju.



Slika 41: Porazdelitev časa koincidence pri temperaturi -25°C . Slika prikazuje tudi izmerjeno razmerje signal šum, kjer je bil signal ocenjen kot integral treh Gaussovih funkcij, šum pa kot integral konstante (v mejah $\pm 10\text{ns}$ in $\pm 4\text{ns}$).

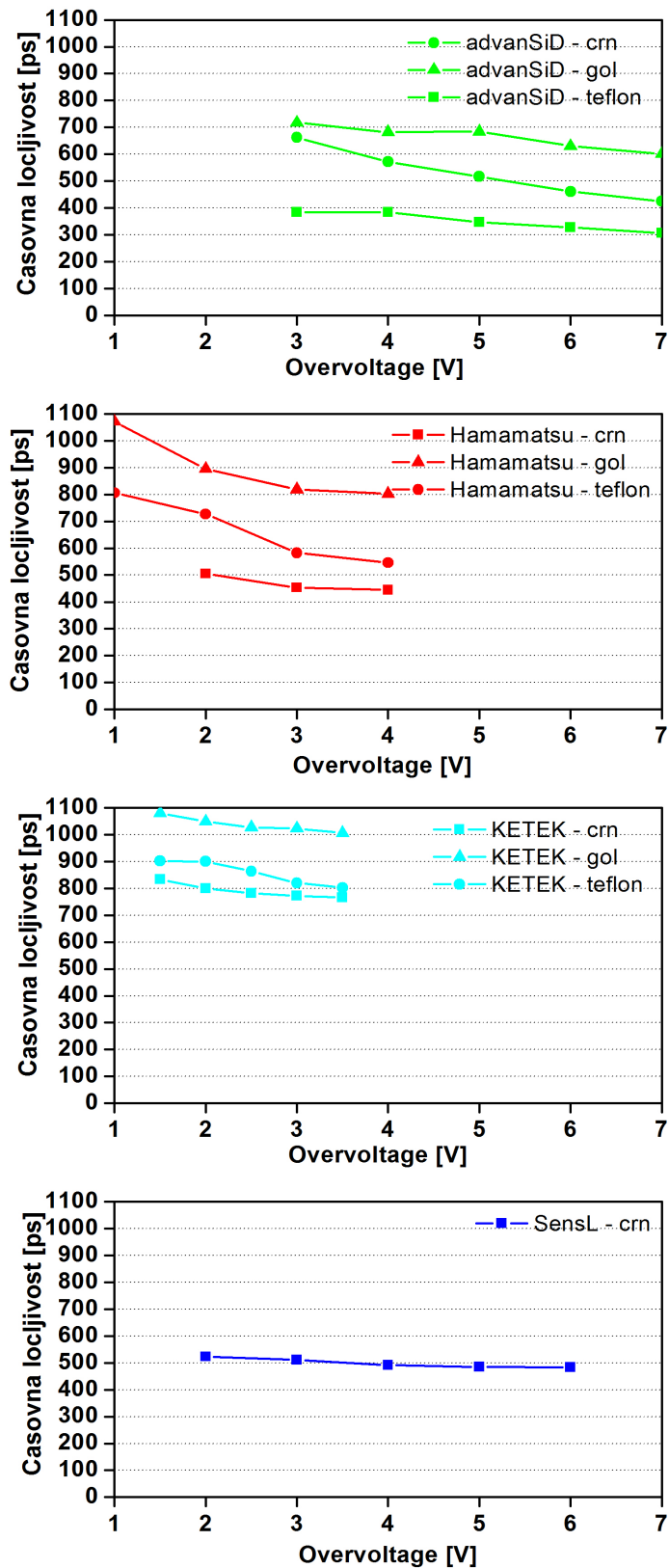
Na slikah 43 in 44 lahko vidimo odvisnost širine porazdelitve koincidenčnih časov v odvisnosti od napetosti za različne površine kristalov pri vseh silicijevih fotopomnoževalkah pri temperaturi -25°C . Pri silicijevi fotopomnoževalki proizvajalca Sensl imamo meritve le s črno pobarvanim kristalom, saj smo imeli v nadaljevanju težave s tem senzorjem in nismo uspeli izvesti ostalih meritev. Pri vseh ostalih grafih vidimo, da dobimo najboljšo ločljivost vedno pri črno pobarvanih kristalih in najslabšo pri kristalih zaviti v teflon. V primeru, ko je kristal zavrt v teflonski trak, se optična pot fotona podaljša in je zato v takšnem primeru ločljivost najslabša. Kristal, ki je pobarvan s črno barvo, ustavi fotone, ki zapustijo kristal in tudi zmanjša delež fotonov, ki se odbijejo od pobarvanih površin kristala. Barva spremeni lomni količnik zunaj kristala v $n > 1$, to pomeni, da se kot popolnega odboja poveča in s tem se zmanjša število odbitih fotonov. Ko imamo črno pobarvane kristale, torej k porazdelitvi večinoma prispevajo le foton, ki jih zaznamo brez odbojev in imajo



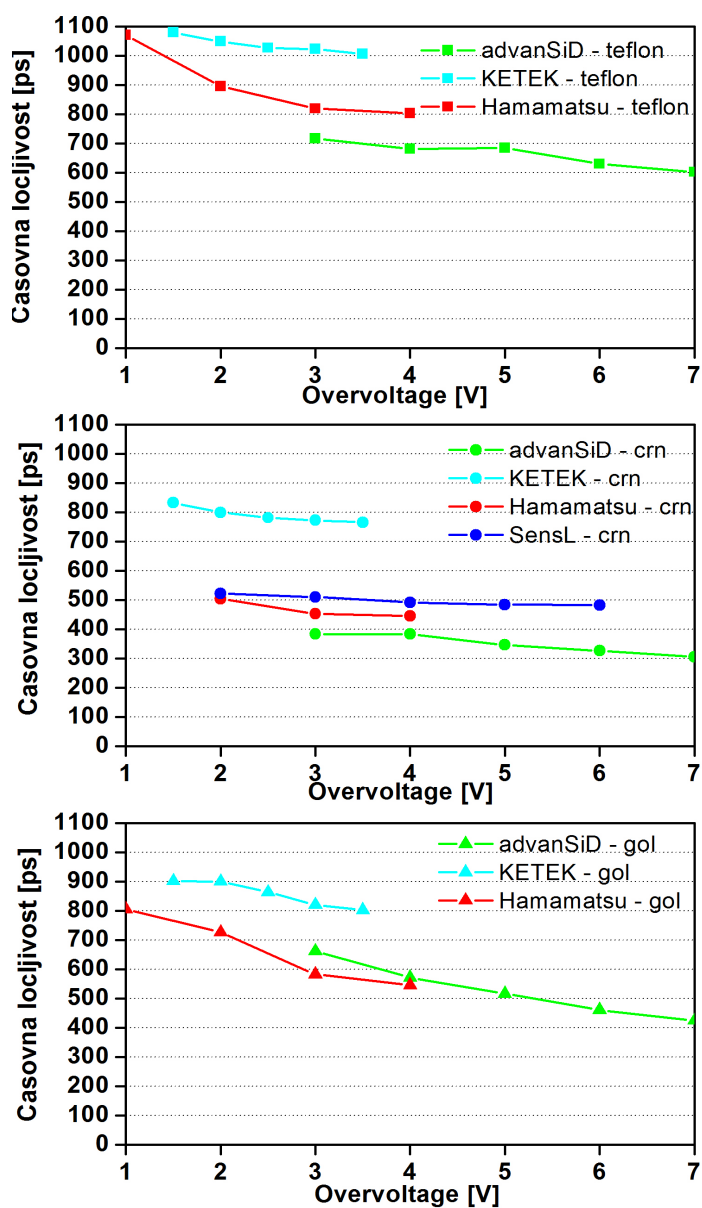
Slika 42: Porazdelitev časa koincidenč pri temperaturi $+5^{\circ}\text{C}$. Slika prikazuje tudi izmerjeno razmerje signal šum, kjer je bil signal ocenjen kot integral treh Gaussovih funkcij, šum pa kot integral konstante (v mejah $\pm 10\text{ns}$ in $\pm 4\text{ns}$).

zato najkrajšo optično pot potovanja in tako dosežemo najboljšo ločljivost.

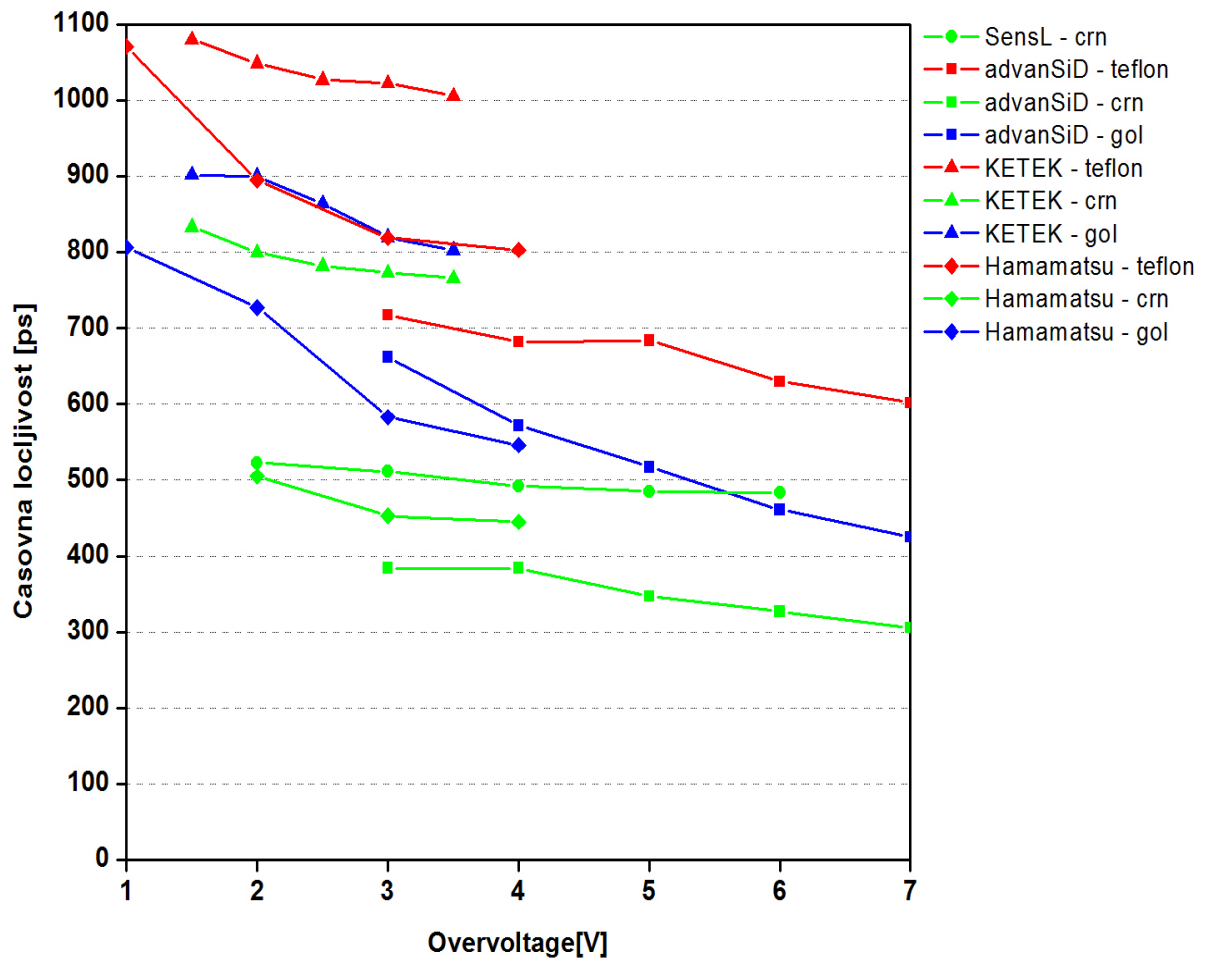
Če primerjamo ločljivost silicijevih fotopomnoževalk, lahko vidimo, da so očitne razlike med štirimi različnimi proizvajalci silicijevih fotopomnoževalk (slika 45). Najboljšo časovno ločljivost 297 ps smo izmerili s silicijevimi fotopomnoževalkami proizvajalca AdvanSiD, pri največji napetosti, 7V nad pragom, sklopljenimi s črnimi kristali, slika 46b. S silicijevimi fotopomnoževalkami proizvajalca AdvanSiD smo dobili najboljšo ločljivost pri vseh različnih površinah kristalov. Najslabšo ločljivost smo dobili s silicijevimi fotopomnoževalkami proizvajalca KETEK, slika 44.



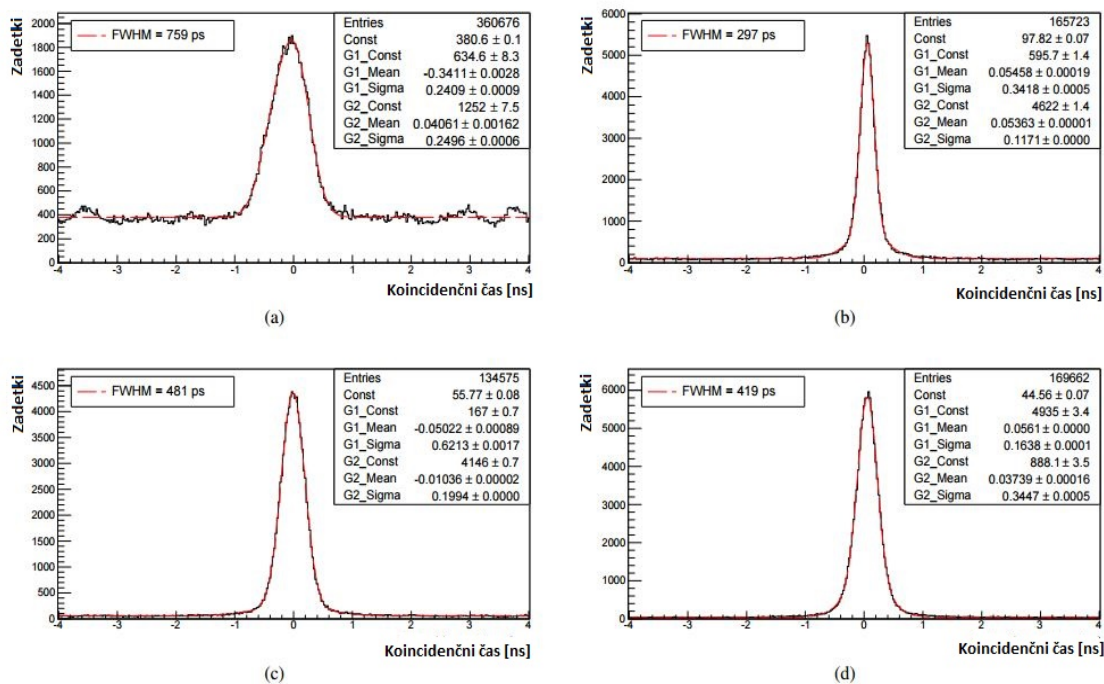
Slika 43: Grafi časovnih ločljivosti v odvisnosti od napetosti pri različnih površinah scintilacijskih kristalov, za vse različne SiPM pri temperaturi -25°C .



Slika 44: Grafi časovnih ločljivosti v odvisnosti od napetosti pri različnih površinah scintilacijskih kristalov za vse različne SiPM pri temperaturi -25°C .



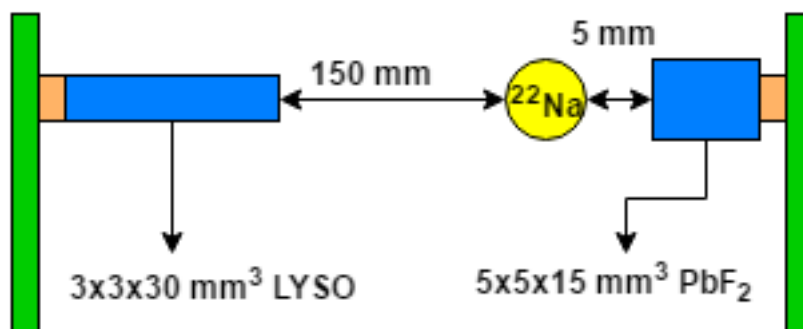
Slika 45: Grafi časovnih ločljivosti v odvisnosti od napetosti za SiPM štirih različnih proizvajalcev pri temperaturi -25°C .



Slika 46: Porazdelitev koincidenčnega časa za štiri različne SiPM, pri napetostih, kjer smo dobili najboljšo časovno ločljivost: (a) KETEK pri $V_{ov}=3.5$ V, (b) AdvanSiD pri $V_{ov}=7$ V, (c) SensL pri $V_{ov}=6$ V in (d) Hammamatsu pri $V_{ov}=4$ V. Vse meritve so bile narejene s kristali, pobarvanimi s črno barvo in pri temperaturi -25°C .

6.4 Meritev učinkovitosti detektorja

Za meritev učinkovitosti detektorjev Čerenkova smo enega od dveh gama detektorjev zamenjali z referenčnim detektorjem žarkov gama. Ta je bil sestavljen iz 3×3 mm² velike silicijeve fotopomnoževalke sklopljene s $3 \times 3 \times 30$ mm³ LYSO kristalom. Da so žarki gama v koincidenzi vpadali le na ozek centralni del detektorja Čerenkova, smo zagotovili tako, da smo referenčni detektor pomaknili dlje stran od izvora, slika 47.



Slika 47: Shematski prikaz postavitve, ki smo jo uporabljali za meritve izkoristka Čerenkovih detektorjev.

Na sliki 48 vidimo porazdelitev naboja, izmerjenega na referenčnem detektorju. Porazdelitev je sestavljena iz zvezne porazdelitve Comptonsko sipanih žarkov gama z začetno energijo 511 keV in ozkega vrha, ki ustreza fotoefektu žarkov z energijo 511 keV (fotovrh), pri naboju $\approx 1700 \text{ bin} \cdot 200 \text{ fC/bin}$. Dodatno sta v porazdelitvi vidna še fotovrh in zvezna porazdelitev Comptonsko sipanih žarkov gama, ki ustrežata žarkom gama z začetno energijo 1275 keV. Zvezni porazdelitvi Comptonsko sipanih žarkov lahko prilagodimo kvadratno funkcijo (modra črta na sliki). Comptonsko sipani žarki so tako kot koincidenčni žarki gama posledica razpadov ^{22}Na , slika 49. V primeru dogodka, ki je na referenčnem detektorju zaznan kot fotovrh (ima energijo blizu 511 keV), lahko z veliko gotovostjo trdimo, da ga je povzročil koincidenčni žarek gama. To pomeni, da je bil v tem dogodku detektor Čerenkova skoraj zagotovo zadet z drugim koincidenčnim žarkom gama. Učinkovitost detekcije 511 keV gama žarkov (ϵ) lahko tako ocenimo kot razmerje dogodkov, zaznanih na Čerenkovem detektorju (N_{SiPM}), in dogodkov, ki jih referenčni detektor zazna v fotovrhu (N_{fotovrh}).

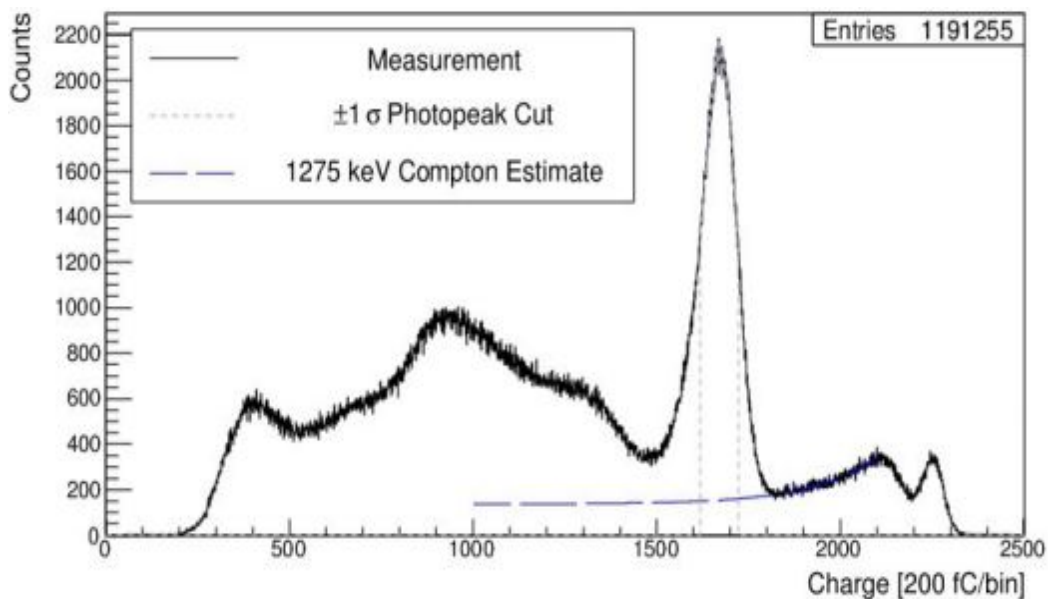
$$\epsilon = \frac{N_{\text{SiPM}}}{N_{\text{fotovrh}}} \quad (26)$$

Število detektiranih 511 keV gama žarkov na referenčnem detektorju je enako številu dogodkov znotraj intervala 2σ , ki smo ga določili in ga vidimo na sliki 48. V tem intervalu so všteti tudi Comptonsko sipani žarki gama. To moramo upoštevati, ko določamo N_{fotovrh} :

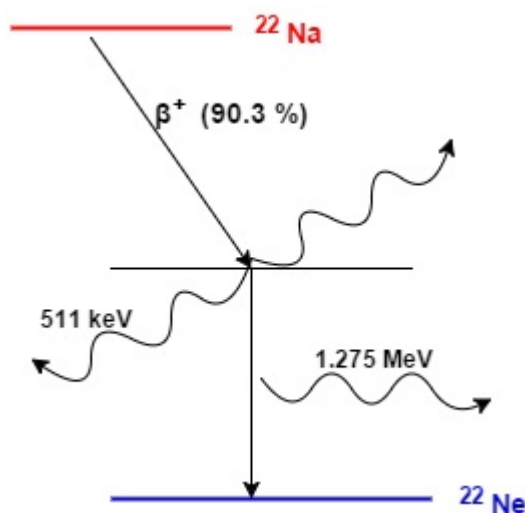
$$N_{\text{fotovrh}} = N_{2\sigma} - N_{\text{Compton}}. \quad (27)$$

$N_{2\sigma}$ so torej vsi dogodki znotraj 2σ širokega intervala, določenega pri 511 keV fotovrhu. Če od tega števila odštejemo N_{Compton} , ki pripadajo zvezni porazdelitvi Comptonski sipanih žarkov gama z začetno energijo 1275 keV, dobimo N_{fotovrh} .

Na sliki 50 vidimo rezultate meritev učinkovitosti detektorjev v odvisnosti od delovne napetosti za štiri tipe silicijevih fotopomnoževalk s kristali, ki so bili oviti v teflon, pobarvani s črno barvo ali goli. Vidimo, da imajo pri vseh različnih silicijevih fotopomnoževalkah najslabšo učinkovitost sevalci, pobarvani s črno barvo, ki so dosegali najboljše časovne ločljivosti. Črna barva namreč poveča delež fotonov, ki se na vstopni in stranskih površinah lomijo iz kristala in so izgubljeni za meritev. Učinkovitost je znatno višja v primeru golih ali v teflon zavrtih kristalov, ko preko popolnega odboja ali odboja od teflona detektor svetlobe doseže več fotonov. Velja seveda omeniti, da so ti fotoni zaznani s slabšo časovno ločljivostjo kot v primeru počrnjenih kristalov.

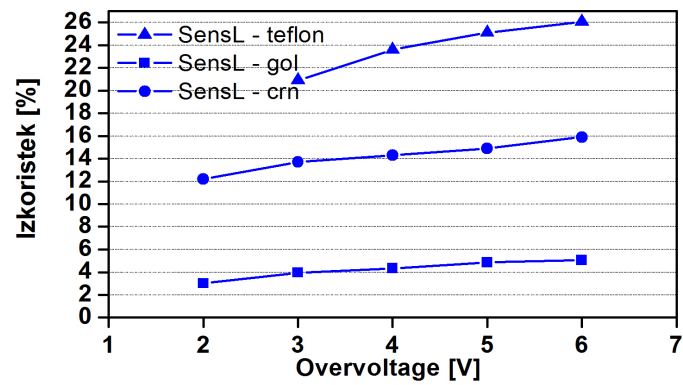
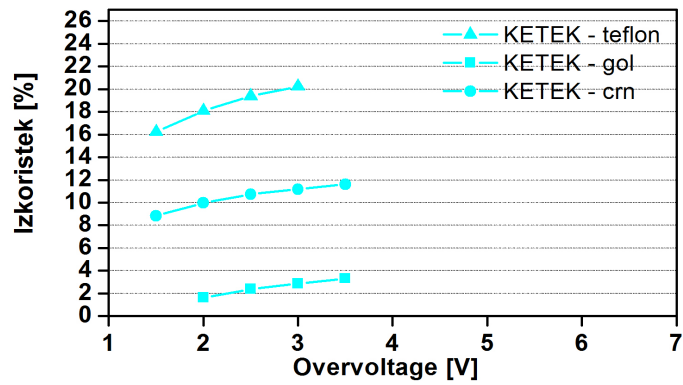
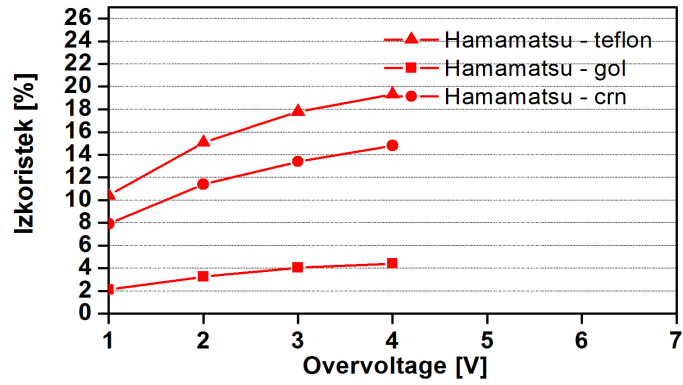
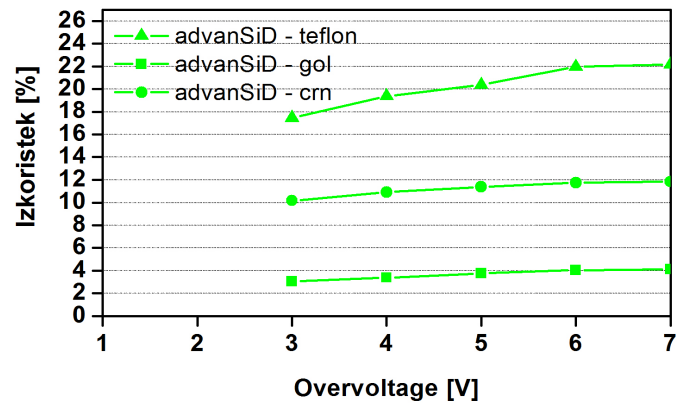


Slika 48: Porazdelitev naboja na referenčnem detektorju. S pikčasto črto je označen 2σ širok interval okrog središča fotovrha, ki smo ga uporabili za izbiro koincidenčnih dogodkov.

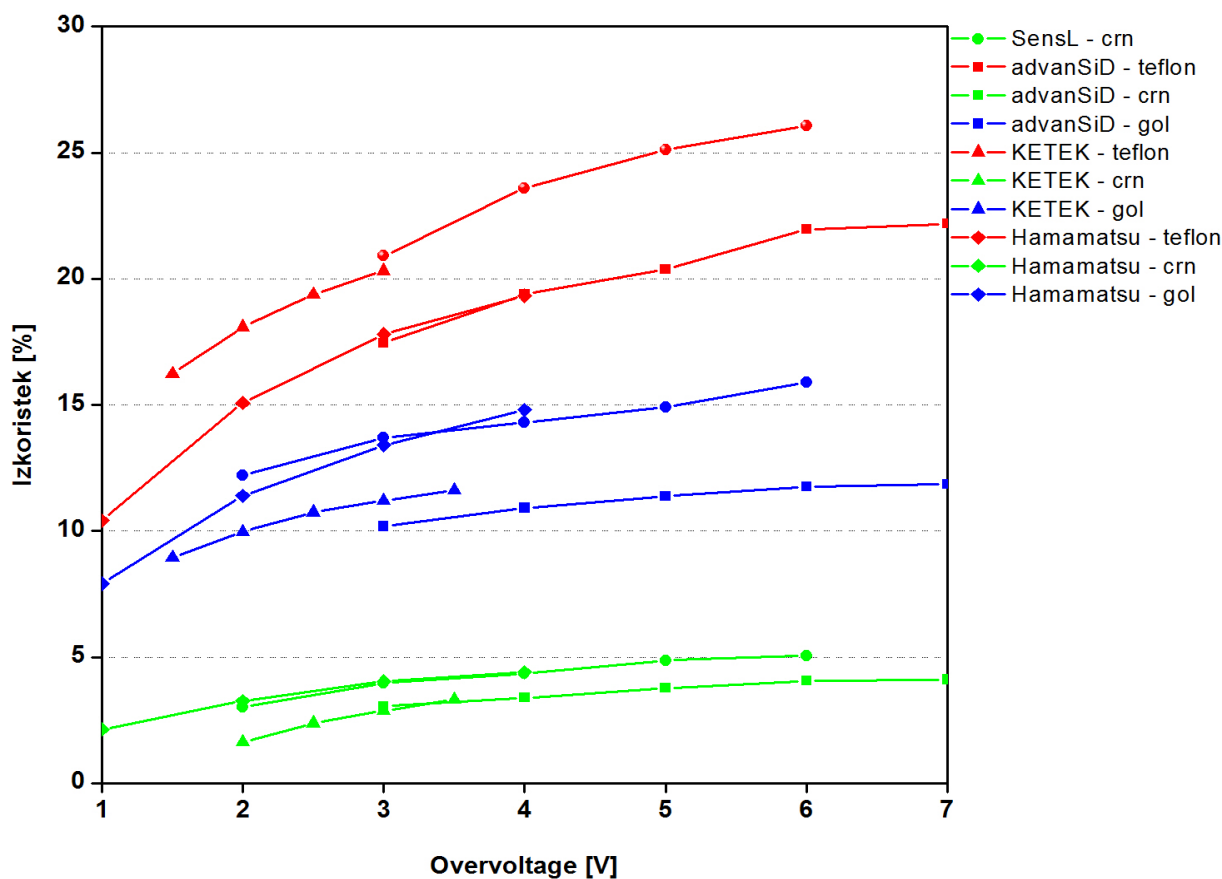


Slika 49: Razpadna shema za ^{22}Na .

Na sliki 51 vidimo primerjavo učinkovitosti različnih silicijevih fotopomnoževalk pri različnih površinah kristalov. Največjo učinkovitost vedno dobimo, ko je SiPM sklopljen s kristalom, prevlečenim s teflonom, saj je v vseh primerih učinkovitost dosegla vrednost nad 20%. Najvišja učinkovitost, ki smo jo izmerili, je bila, $\epsilon = 26\%$ s kristalom, ki je bil prevlečen s teflonom in sklopljen s silicijevo fotopomnoževalko proizvajalca SensL.



Slika 50: Grafi izračunanih učinkovitosti detektorjev v odvisnosti od napetosti pri temperaturi -25°C za vse različne silicijeve fotopomnoževalke.



Slika 51: Učinkovitost detektorjev o odvisnosti od napetosti pri temperaturi -25°C za različne SiPM.

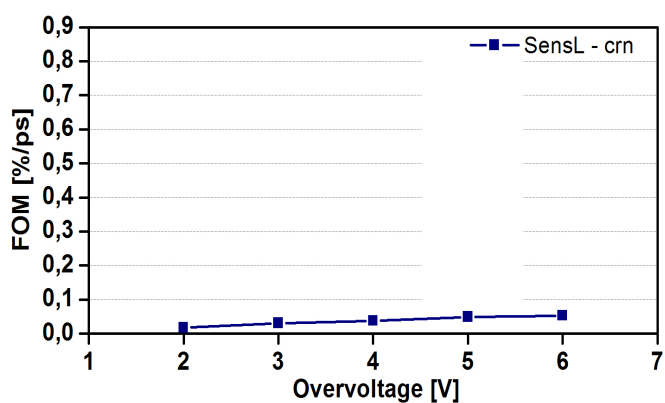
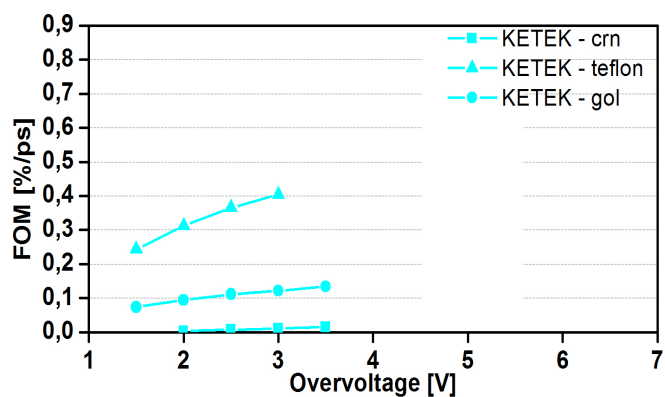
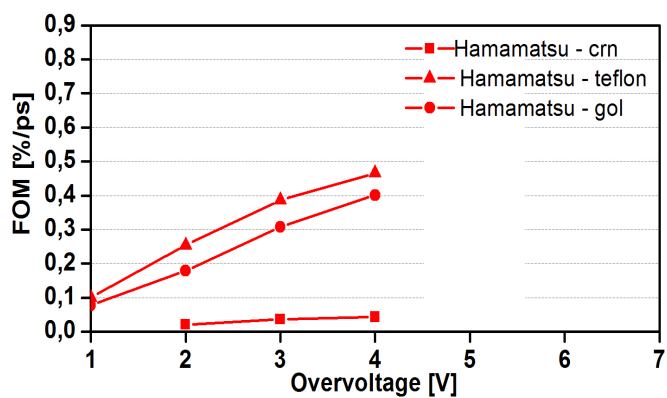
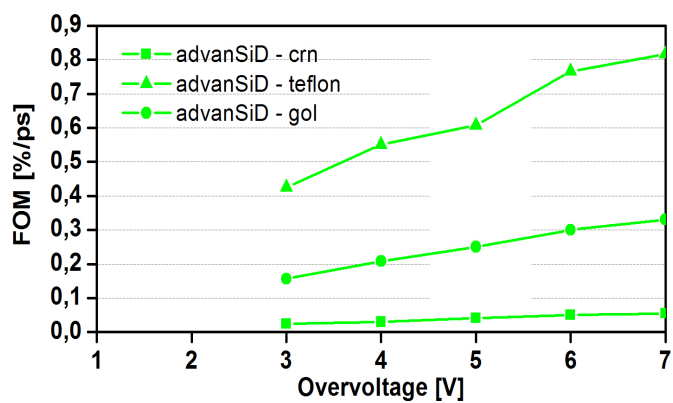
Rezultate bi lahko izboljšali, če bi optimizirali stik med silicijevimi fotopomnoževalkami in kristali. Pri naših meritvah smo namreč uporabljali kristale s presekom $5 \times 5 \text{ mm}^2$, sklopljene s $3 \times 3 \text{ mm}^2$ veliko aktivno površino silicijevih fotopomnoževalk, kar pomeni, da je velik del Čerenkovih fotonov zapustil kristal, ne da bi bili detektirani. Če bi bila aktivna površina senzorjev in kristalov enako velika, bi dobili boljše rezultate.

6.5 Merilo kvalitete - FOM

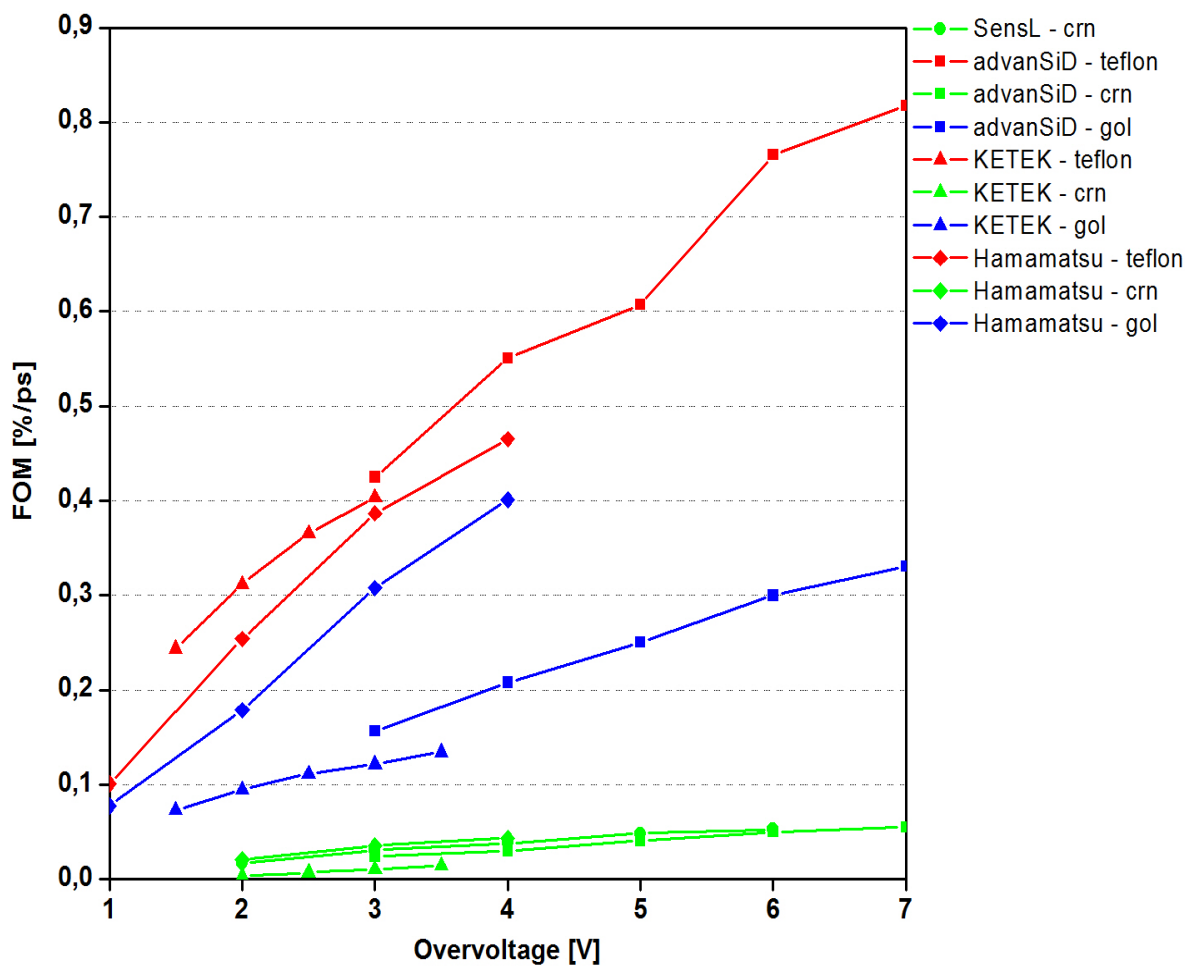
V prejšnjih dveh podpoglavjih smo videli, da imajo detektorji, pri katerih smo uporabili črno pobarvane kristale, najboljšo časovno ločljivost, ampak tudi najslabšo učinkovitost detekcije. Detektorji, ki so imeli kristale zavite v teflon, pa so dosegli najboljšo učinkovitost detekcije, a hkrati najslabšo časovno ločljivost. Za uporabo detektorjev pri pozitronski tomografiji pa si seveda želimo najboljšo časovno ločljivost kot tudi najboljšo učinkovitost detekcije. Ker so meritve pokazale, da imajo

detektorji pri najboljši časovni ločljivosti najslabšo učinkovitost zaznavanja fotonov in obratno, smo vpeljali količino, s katero bomo lahko določili najboljšo diagnostično vrednost slike - merilo kvalitete (FOM). Merilo kvalitete izračunamo iz enačbe (22).

Iz slik 52 in 53 vidimo, da imajo najboljše merilo kvalitete detektorji, pri katerih smo uporabili kristale, zavite v teflon. Kljub temu da je bila časovna ločljivost pri teh detektorjih najslabša, pa je bila učinkovitost zaznavanja fotonov napram ostalim veliko večja. Če med seboj primerjamo detektorje glede na to, katero silicijevo fotopomnoževalko smo uporabili, vidimo, da najboljšo merilo kvalitete dosežemo pri detektorjih, pri katerih smo uporabili SiPM proizvajalca advanSiD.



Slika 52: Merilo kvalitete v odvisnosti od napetosti pri različnih površinah kristalov, za vse različne SiPM pri temperaturi -25°C .



Slika 53: Merilo kvalitete v odvisnosti od napetosti pri različnih površinah kristalov, za vse različne SiPM pri temperaturi -25°C .

7 Zaključek

V magistrskem delu sem merila časovno ločljivost in učinkovitost zaznavanja fotonov Čerenkovega detektorja svetlobe s silicijevimi fotopomnoževalkami. Uporabila sem štiri pare silicijevih fotopomnoževalk različnih proizvajalcev (advanSiD, KETEK, Hamamatsu in SensL) in ugotovila, da se rezultati za različne silicijeve fotopomnoževalke med seboj zelo razlikujejo.

Glavni problem silicijevih fotopomnoževalk je temni šum. Mi smo se temu problemu poskusili izogniti na ta način, da smo silicijeve fotopomnoževalke ohladili na temperaturo -25°C in razmerje signal-šum povečali (za približno faktor 100) na sprejemljivo raven.

Ker je bil namen magistrske naloge ugotoviti, če je Čerenkov detektor svetlobe primeren (in boljši od dosedanjih) za uporabo v TOF PET napravah, je za nas pomembno, da ima detektor po eni strani čim boljšo časovno ločljivost, po drugi strani pa čim boljšo učinkovitost zaznavanja fotonov, kar nam pove količina FOM.

Meritve so pokazale, da našim zahtevam najbolj ustrezajo silicijeve fotopomnoževalke proizvajalca advanSiD, sklopljene s kristalom PbF_2 , ki ga zavijemo v teflon. Ne glede na to, da je bila časovna ločljivost kristalov, zavitih v teflon, veliko slabša od golih in tistih, ki so bili pobarvani s črno barvo, je bila učinkovitost zaznavanja fotonov v tem primeru toliko večja, da je prevladala.

Čerenkov TOF PET v splošnem lahko doseže veliko boljše časovne ločljivosti v primerjavi z ostalimi napravami, ampak je njegov problem ravno slaba učinkovitost zaznavanja fotonov, kar smo mi poskušali rešiti s tem, da smo kristale zavili v teflon, ampak zaradi tega nekaj izgubili pri časovni ločljivosti.

Če naše rezultate primerjamo z dosedanjimi najboljšimi rezultati za TOF PET, silicijeve fotopomnoževalke dajo boljši končen FOM. Boljši FOM pa je ključnega pomena za boljšo diagnostično vrednost slik. Skozi magistrsko nalogo smo videli, da nam za boljšo diagnostično vrednost slike zelo dobra časovna ločljivost ne pomeni veliko, če je učinkovitost zaznavanja fotonov majhna in obratno. Zaradi zgornjih razlogov torej iščemo takšen senzor svetlobe, ki bo imel najboljši FOM in ne samo dobre časovne ločljivosti. Bo pa potrebno še kar nekaj razvoja in raziskav, da bo naprava prišla tudi v klinično rabo.

Literatura

- [1] R. Dolenec et al., "The Performance of Silicon Photomultipliers in Cherenkov TOF PET", IEEE Trans. Nucl. Sci, DOI: 10.1109/TNS.2015.2512564 (2016)
- [2] S. Korpar et al., "Study of TOF PET using Cherenkov light", Nucl. Instrum. Meth. A, **37** (2012) 1531.
- [3] R. Dolenec, "Time-of-flight Positron Emission Tomography Using Cherenkov Radiation", Ljubljana (2012).
- [4] R. Dolenec, "Detekcija posameznih fotonov s silicijevo fotopomnoževalko", Ljubljana (2007).
- [5] Gobal B.Saha, "Basic of PET imaging", Springer(2005).
- [6] William R. Leo, "Techniques For Nuclear And Particle Physics Experiments", Springer, Berlin (1987).
- [7] V. Golovin, "Review of Solid State Photomultiplier: Developments by CPTA Photonique CA", Talk given at NDIP08, Aix-le-Bains, 2008. 9, 10, 26.
- [8] D. Renker, E. Lorenz, "Advances in solid state photon detectors", Jinst **4** (2009) 4004.
- [9] T.Szczesniak et al., "Fast Photomultipliers for TOF PET", IEEE Trans. Nucl. Sci., **56**,(2009), 173.
- [10] "PHILIPS Special", ogled 14.7.2016, <http://www.innervision.co.jp/suite/philips/technote/080450/>.
- [11] "Monte Carlo Simulation Studies of Scatter Correction in Positron Emission Tomography", ogled 14.7.2016, http://www.unige.ch/cyberdocuments/theses2000/ZaidiH/these_body.html.
- [12] "Bringing radiochemistry to life", ogled 14.7.2016, <http://www.ansto.gov.au/AboutANSTO/MediaCentre/News/ACS016995>.
- [13] "Medical Imaging", <http://medicine.usask.ca/department/clinical/medical-imaging.php> (ogledano 14.7.2016).
- [14] J. Bernd et al., "Lastest Advances in Molecular Imaging Instrumentation", J. Nucl. Med., **49**, (2008), 55.

- [15] "Gamma ray", https://en.wikipedia.org/wiki/Gamma_ray (ogledano 14.7.2016).
- [16] "Photoelectric effect", ogled 14.7.2016, http://www.radioactivity.eu.com/site/illustration/images/Photoelectric_lead_En.htm.
- [17] "Comptonov pojav", ogled 14.7.2016, https://sl.wikipedia.org/wiki/Comptonov_pojav.
- [18] A. Fornaini, "X-ray imaging and readout of a TPC with the MEDIPIX CMOS ASIC", Pisa (1975).
- [19] "What are scintillator materials?", ogled 14.7.2016, <http://web.stanford.edu/group/scintillators/scintillators.html>.
- [20] "Basic Physics of Nuclear Medicine", ogled 31.7.2016, https://en.wikibooks.org/wiki/Basic_Physics_of_Nuclear_Medicine/Nuclear_Medicine_Imaging_Systems.
- [21] "Photomultiplier", ogled 17.7.2016, <https://en.wikipedia.org/wiki/Photomultiplier>.
- [22] "Picosecond-Resolution Timing", ogled 17.7.2016, <http://hep.uchicago.edu/psec/docs.html>.
- [23] "Studies on the Cherenkov Effect for Improved Time Resolution of TOF-PET using digital SiPM", ogled 17.7.2016, http://koza.if.uj.edu.pl/pet-symposium-2014/talks/22_Session_2/Brunner.pdf.
- [24] "Cherenkov radiation", ogled 17.7.2016, https://en.wikipedia.org/wiki/Cherenkov_radiation.
- [25] J. Torres et al., "Implementation of TOF-PET Systems on Advanced Reconfigurable Logic Devices", INTECH (2013).
- [26] Photocathode technology, ogled 17.7.2016, <http://www.hamamatsu.com/jp/en/technology/innovation/photocathode/index.html>.
- [27] Silicijeve fotopomnoževalke, ogled 17.7.2016, http://mafija.fmf.uni-lj.si/seminar/files/2013_2014/Seminar_SiPM.pdf.
- [28] Physics and operation of an MPPC, ogled 31.7.2016, http://www.hamamatsu.com/us/en/community/optical_sensors/sipm/physics_of_mppc/index.html.

- [29] G. Barbarino et al., "Silicon Photo Multipliers Detectors Operating in Geiger Regime: an Unlimited Device for Future Applications", *Photodiodes - World Activities in 2011*.
- [30] "Impact ionization", ogleđ 27.7.2016, <http://www.iue.tuwien.ac.at/phd/park/node33.html>.
- [31] "What is an MPPC?", ogleđ 27.7.2016, http://www.hamamatsu.com/jp/en/community/optical_sensors/sipm/what_is_mppc/index.html.
- [32] "Device parameters", ogleđ 27.7.2016, <http://www.ketek.net/products/sipm-technology/device-parameters/>.
- [33] "Don't be a PV Efficiency snob", ogleđ 27.7.2016, <http://physics.ucsd.edu/do-the-math/2011/09/dont-be-a-pv-efficiency-snob/>.
- [34] "Time Walk Correction", ogleđ 27.7.2016, http://images.slideplayer.com/16/5125340/slides/slide_3.jpg.
- [35] .C. Strother et al., "Measuring PET Scanner Sensitivity: Relating Countrates to Image Signal-to-Noise Ratios using Noise Equivalent Counts", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **37** (1990) 2.
- [36] . Conti, "Effect of Randoms on Signal-to-Noise Ratio in TOF PET", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **53** (2006) 3.