

Određivanje dubine interakcije gama zračenja u segmentiranim scintilacijskim detektorima

Šišul, Damjan

Master's thesis / Diplomski rad

2022

Degree Grantor / Ustanova koja je dodijelila akademski / stručni stupanj: **University of Zagreb, Faculty of Science / Sveučilište u Zagrebu, Prirodoslovno-matematički fakultet**

Permanent link / Trajna poveznica: <https://um.nsk.hr/um:nbn:hr:217:660646>

Rights / Prava: [In copyright](#)/[Zaštićeno autorskim pravom.](#)

Download date / Datum preuzimanja: **2024-10-14**



Repository / Repozitorij:

[Repository of the Faculty of Science - University of Zagreb](#)



SVEUČILIŠTE U ZAGREBU
PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET
FIZIČKI ODSJEK

Damjan Šišul

ODREĐIVANJE DUBINE INTERAKCIJE GAMA
ZRAČENJA U SEGMENTIRANIM
SCINTILACIJSKIM DETEKTORIMA

Diplomski rad

Zagreb, 2022.

SVEUČILIŠTE U ZAGREBU
PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET
FIZIČKI ODSJEK

INTEGRIRANI PREDDIPLOMSKI I DIPLOMSKI SVEUČILIŠNI STUDIJ
FIZIKA; SMJER NASTAVNIČKI

Damjan Šišul

Diplomski rad

**Određivanje dubine interakcije gama
zračenja u segmentiranim
scintilacijskim detektorima**

Voditelj diplomskog rada: izv. prof. dr. sc., Mihael Makek

Ocjena diplomskog rada: _____

Povjerenstvo: 1. _____

2. _____

3. _____

Datum polaganja: _____

Zagreb, 2022.

Zahvaljujem mentoru na neizmjernoj pomoći i izdvojenom vremenu pri izradi ovog rada.

Također, zahvaljujem svojoj obitelji, prijateljima i kolegama na svojoj potpori i motivaciji tijekom studija.

Naposljetku, zahvaljujem i svojoj Eni jer nikada nije gubila vjeru u moj uspjeh.

Sažetak

U ovom radu ispitivana je mogućnost određivanja dubine interakcije gama zračenja u segmentiranim scintilacijskim detektorima. Dubina interakcije određivana je na temelju analize količine dijeljene svjetlosti između susjednih scintilacijskih detektora. U eksperimentu su korištena dva segmentirana scintilacijska detektora, svaki načinjen od 16 LFS (lutecijski fini silikat) kristala, veličine 3.14 mm x 3.14 mm x 20 mm, posloženih u matrice 4 x 4, spojena na silicijske fotomultiplikatore. Na jednu matricu je postavljen pleksiglas debljine 1 mm, koji omogućava dijeljenje svjetlosti među kristalima. Kao izvor gama zračenja korišten je uzorak radioaktivnog ^{22}Na . Kalibracijska skala je napravljena prema energijskom vrhu od 511 keV. Mjerenja su izvršena na nekoliko različitih dubina gdje se pomoću kolimatora unaprijed kalibrirala dubina na kojoj će se događati interakcije s gama fotonima. Analizom energija na segmentima, susjednim onome na kojem se dogodila sama interakcija, određena je ovisnost količine dijeljene svjetlosti o dubini interakcije. Na temelju te ovisnosti, potom se može odrediti dubina interakcije za slučajeve kada dubina interakcije nije unaprijed poznata.

Ključne riječi: gama zračenje, segmentirani scintilacijski detektor, silicijski fotomultiplikator, metoda dijeljenja svjetlosti

Determination of the depth of gamma-ray interaction in segmented scintillation detectors

Abstract

In this work, the possibility of determining the depth of interaction of gamma-rays in segmented scintillation detectors was investigated. The depth of interaction was determined based on the analysis of the amount of shared light between adjacent scintillation detectors. Two segmented scintillator detectors were used in the experiment, each made of 16 LFS (lutetium fine silicate) crystals, size 3.14 mm x 3.14 mm x 20 mm, arranged in 4 by 4 matrices, connected to silicon photomultipliers. A 1 mm thick plexiglass was placed on one matrix, which enabled light to be shared between the crystals. A sample of radioactive ^{22}Na was used as a source of gamma radiation. The calibration scale was made according to the energy peak of 511 keV. Measurements were made at several different depths where the collimator was used to precalibrate the depth at which interactions with gamma photons will occur. By analysing the energy on the segments adjacent to the one in which the interaction itself took place, the dependence of the amount of shared light on the depth of interaction was determined. Based on this dependence, the depth of interaction can then be determined for cases where the depth of interaction is not known in advance.

Keywords: gamma-ray, segmented scintillation detectors, silicon photomultiplier, light sharing method

Sadržaj

1	Uvod	1
2	Teorijska podloga	4
2.1	Radioaktivni raspadi	4
2.1.1	Zakon radioaktivnih raspada	4
2.1.2	Beta plus raspad	5
2.1.3	Anihilacija pozitrona	6
2.1.4	Gama raspad	7
2.2	Interakcije gama zračenja u materijalima	8
2.2.1	Fotoelektrični efekt	9
2.2.2	Comptonov efekt	10
2.2.3	Tvorba parova e^+e^-	11
2.3	Scintilacijski detektori	12
2.3.1	Anorganski scintilacijski detektori	12
2.4	Silicijski fotomultiplikatori	13
3	Opis eksperimenta i metode mjerenja	15
3.1	Konstrukcija detektora	15
3.2	Eksperimentalni postav	17
3.3	Eksperimentalna metoda	19
3.3.1	Kalibracija podataka	21
3.3.2	Relativna energijska rezolucija fotovrhova	21
3.3.3	Analiza podataka	22
3.3.4	Metoda određivanja dubine interakcije gama zračenja	24
4	Rezultati	26
4.1	Određivanje dubine interakcije u detektoru s pleksiglasom	26
4.2	Određivanje dubine interakcije u detektoru s optičkim silikonom	30
5	Zaključak	31
	Literatura	32

1 Uvod

Posljednjih godina raste interes za razvoj raznih metoda kojima se nastoji postići što bolji način određivanja dubine interakcije zračenja u scintilacijskim detektorima. Razlog tome je činjenica da nepoznavanje dubine interakcije dovodi do neodređenosti položaja opažanog zračenja što smanjuje rezoluciju rezultata mjerenja. Osim u fundamentalnoj znanosti, korist od određivanja dubine interakcije postoji i u području medicinskog oslikavanja gdje bi se primjerice razvojem i primjenom ove metode mogli smanjiti efekti paralakse u rekonstrukciji slike izvora zračenja u uređajima za pozitronsku emisijsku tomografiju (PET), kao i u potencijalnim primjenama u kompjuteriziranoj tomografiji emisijom jednog fotona (SPECT). Problem paralakse izvora zračenja posebno je izražen kod vrlo preciznih oslikavanja u ljudskom tijelu, poput organa, kao i u oslikavanjima koja se vrše na malim životinjama, gdje je u oba slučaja bitna dobra razlučivost zbog malih veličina oslikavanih područja. Iz navedenih razloga, postoji velika korist od razvoja metoda kojima bi se smanjili takvi problemi.

Već se razvijaju razne metode kojima se želi doskočiti ovoj problematici i sve imaju neke prednosti, ali i određene mane u odnosu na neke druge ideje te je s toga ovo područje i dalje prilično aktivno u znanstvenim krugovima. Ovdje će biti navedena samo neka idejna rješenja na kojima se trenutno radi.

Dubina interakcije može se iščitavati iz detektora koji koriste scintilacijske kristale na koje su spojeni silicijski fotomultiplikatori s dvije strane [1], no premda metoda daje dobre rezultate, istovremeno i znatno poskupljuje samu izvedbu uređaja zbog udvostručavanja potrebne elektronike prilikom konstrukcije istih. Druga metoda koja je također dala obećavajuće rezultate je takozvana izvedba višeslojnih scintilacijskih detektora [2], no i kod nje postoji negativna strana nešto kompliciranije izvedbe samih detektora kao i skuplje izvedbe zbog korištenja većeg broja scintilacijskih kristala. Razvijaju se i metode određivanja dubine interakcije pomoću dijeljenja svjetlosti, a primjer je rad [3] u kojem su upotrebljeni kristali izuzetno malih dimenzija. Svojstvo kristala manjih dimenzija (manjih od 2 mm x 2 mm) je značajna atenuacija svjetlosti unutar njih do koje dolazi baš zbog takvih malih dimenzija, a što je pogodno svojstvo za metodu dijeljenja svjetlosti, ali istovremeno izrada kristala manjih dimenzija povećava cijenu izrade detektora potrebnih za provedbu takve metode.

Cilj ovog rada je ispitati mogućnost određivanja dubine interakcije gama zračenja u segmentiranim scintilacijskim detektorima koristeći metodu dijeljenja svjetlosti. Upotrebljeni su scintilacijski kristali veličine koja je komercijalno dostupnija te samim time i jeftinija. Uporabom takvih kristala želi se provjeriti utječe li na rezultate mjerenja nedostatak atenuacije koji je prisutan kod kristala većih dimenzija u odnosu na kristale manjih dimenzija. Očitavanje svjetlosnih signala izazvanih u interakcijama vrši se samo na jednoj strani kristalne matrice uporabom silicijskog fotomultiplikatora. Prednost ovakve izvedbe detektora je da se postiže vezanje jedan na jedan između segmenata kristalne matrice i piksela fotomultiplikatora.

U eksperimentalnom djelu rada korištena su dva detektora načinjena od po 16 LFS scintilacijskih kristala dimenzija 3.14 mm x 3.14 mm x 20 mm, posloženih od strane proizvođača u 4 x 4 matrice, postavljenih na silicijske fotomultiplikatore (Hamamatsu S13361-3050AE-04). Uloga silicijskih fotomultiplikatora je da svjetlosne signale iz scintilacijskih kristala transformiraju u električne signale koji se potom mogu obrađivati pomoću računala.

Sama dubina interakcije gama zračenja se određuje metodom dijeljenja svjetlosti između susjednih scintilacijskih segmenata u detektoru. Dijeljenje svjetlosti se postiže refleksijom na jednom kraju, koja se postiže uporabom optičkog silikona u jednoj izvedbi, odnosno pleksiglasa u drugoj izvedbi detektora. Mjerenja se vrše na nekoliko unaprijed zadanih dubina za koje se tada može odrediti količina dijeljene svjetlosti na susjednim segmentima. Uz tako dobivenu raspodjelu količine dijeljene svjetlosti po dubinama, potom je moguće odrediti dubinu interakcije i za slučajeve kada dubina interakcije nije unaprijed zadana.

Prilikom izvedbe rada korištene su dvije konfiguracije detektora kako bi se postigla što jasnija raspodjela količine dijeljene svjetlosti po dubinama. Rezultati za obje izvedbe detektora su navedeni u radu.

U radu su obrađene sljedeće teme:

- Drugo poglavlje sadrži teorijsku podlogu potrebnu za eksperimentalni dio rada gdje su obrađene teme radioaktivnih raspada, interakcije gama zračenja s materijom, scintilacijskih detektora te silicijskih fotomultiplikatora

- Treće poglavlje opisuje eksperiment i metodu mjerenja od konstrukcije detektora, eksperimentalnog postava, analize izmjerenih podataka do metode određivanja dubine interakcije gama zračenja u detektoru
- Četvrto poglavlje sadrži pregled rezultata dobivenih u provedenim eksperimentalnim mjerenjima
- Peto poglavlje donosi zaključke donesene iz rezultata mjerenja

2 Teorijska podloga

2.1 Radioaktivni raspadi

Radioaktivni raspad je proces kojim nestabilna jezgra atoma gubi energiju radioaktivnim zračenjem. Nusprodukti radioaktivnih raspada mogu biti nabijene čestice, poput alfa ili beta čestica, ili nenabijene poput gama zraka ili neutrina. Jezgru koja se raspada nazivamo jezgrom roditeljem, a jezgru koja nastaje nakon radioaktivnog raspada jezgrom kćeri.

Na razini jednog atoma radioaktivni raspad je stohastički proces što znači da je nemoguće sa sigurnošću predvidjeti kada će neka atomska jezgra doživjeti radioaktivni raspad. Ono što je moguće odrediti jest učestalost raspada za veliki broj identičnih atomskih jezgara.

2.1.1 Zakon radioaktivnih raspada

Zakon radioaktivnih raspada pokazuje da aktivnost radioaktivnih uzoraka eksponencijalno opada s vremenom. Glavno obilježje određene vrste nuklearnog raspada je konstanta raspada, λ . Konstanta raspada je vjerojatnost raspada u jedinici vremena te je ona konstanta za dani raspad. U slučaju da jezgra ima više načina raspada, ukupna konstanta raspada je tada suma konstanti raspada svih pojedinih načina raspada:

$$\lambda = \sum_{i=1}^N \lambda_i. \quad (2.1)$$

Ako je u nekom uzorku N jezgara, tada je srednji broj raspada u vremenu dt :

$$dN = -\lambda N dt. \quad (2.2)$$

Integracijom izraza 2.2 dobije se eksponencijalna funkcija:

$$N(t) = N(0)e^{-\lambda t}, \quad (2.3)$$

gdje je $N(0)$ broj radioaktivnih jezgara u trenutku $t=0$. Iz toga proizlazi da je eksponencijalna ovisnost aktivnosti zadana upravo konstantom raspada λ . U praksi se

češće koristi veličina koju nazivamo srednjim vremenom života:

$$\tau_{sr} = \frac{1}{\lambda}. \quad (2.4)$$

Srednje vrijeme života je vrijeme koje je potrebno da bi aktivnost uzorak pala na vrijednost $1/e$ početne aktivnosti. Često se još koristi i veličina koju nazivamo vrijeme poluživota, $T_{1/2}$, koja definira vrijeme koje je potrebno da bi se aktivnost uzorka prepolovila u odnosu na početnu vrijednost (izraz 2.5).

$$\frac{1}{2} = e^{-\lambda T_{1/2}} \quad (2.5)$$

Izraz 2.6 daje vezu između vremena poluživota, konstante raspada i srednjeg vremena života.

$$T_{1/2} = \frac{1}{\lambda} \ln 2 = \tau_{sr} \ln 2 \quad (2.6)$$

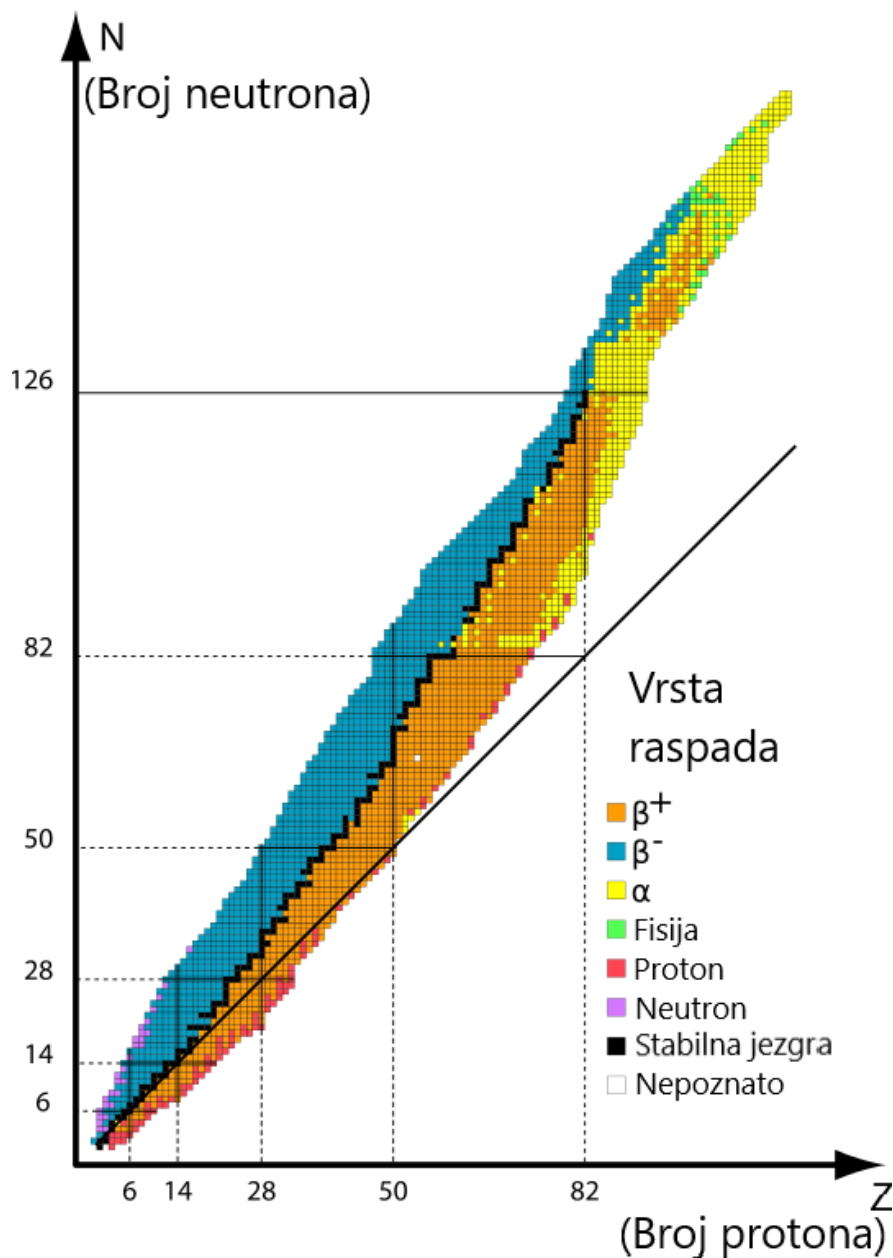
Premda je gama zračenje oblik radioaktivnog zračenja od interesa za ovaj rad, zbog prirode nastanka istih u izvoru koji je korišten u eksperimentu, potrebno je nešto reći i o beta raspadima. Iako beta raspade dijelimo na beta plus, beta minus i uhvat elektrona, o posljednja dva neće biti riječi u nastavku budući da nisu bitni za eksperimentalni dio rada.

2.1.2 Beta plus raspad

Beta plus raspadi pojavljuju se najčešće kod atoma koji su nestabilni zbog prevelikog broja protona u jezgri (slika 2.1). U takvim jezgrama tada dolazi do raspada protona na neutron, pozitron i elektronski neutrino čime se atomski broj jezgre smanji za 1, dok maseni broj ostaje nepromijenjen.



Posrednik beta raspada je slaba interakcija. Beta raspade karakterizira kontinuirani spektar energija e^+/e^- koji se proteže od nekoliko keV do nekoliko MeV [4].



Slika 2.1: Graf prikazuje koje izotope karakteriziraju koji nuklearni raspad. Preuzeto i prilagođeno iz [5].

Jezgre koje dožive beta raspad često završe u pobuđenom stanju iz kojega se gotovo trenutačno spuštaju u osnovno stanje emisijom jednog ili više gama fotona. Iz tog razloga, vrlo su rijetki izvori beta zračenja koji istovremeno ne emitiraju i gama zračenje.

2.1.3 Anihilacija pozitrona

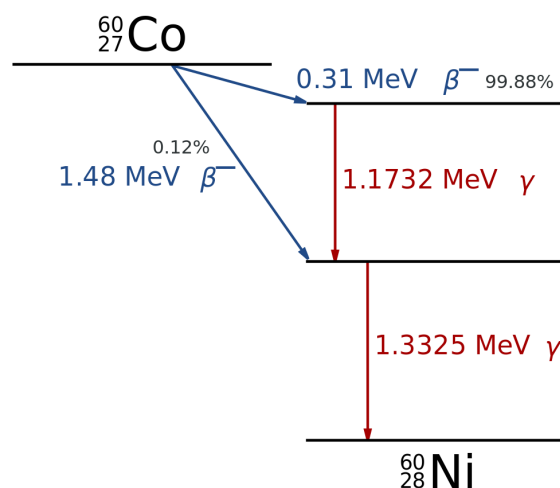
Osim u gama raspadima, mehanizam kojim nastaju visoko energetske gama fotoni je anihilacija pozitrona i elektrona. Do anihilacije dolazi kada imamo neki izvor

pozitrona koji onda mogu interagirati s elektronima u materijalu mete ili u samom izvoru, ako je on dovoljne debljine. Prilikom njihove anihilacije emitiraju se dva gama fotona, svaki energije jednake masi elektrona, 511 keV. Zbog zakona očuvanja količine gibanja fotoni se emitiraju u suprotnim smjerovima.

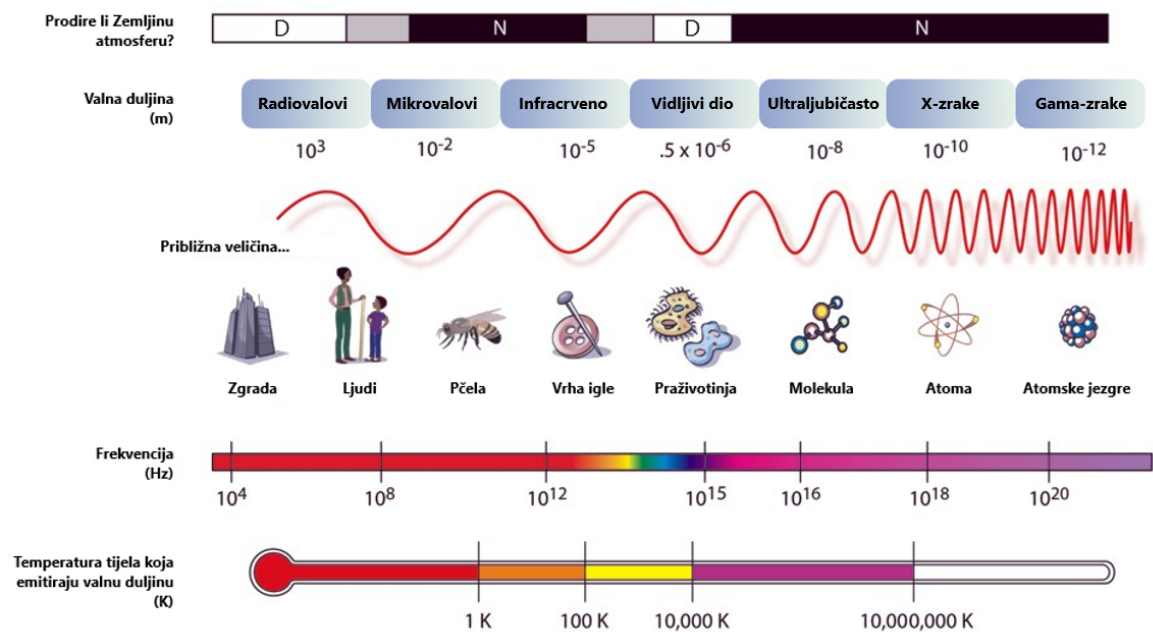
$$e^+ + e^- \rightarrow \gamma + \gamma \quad (2.8)$$

2.1.4 Gama raspad

Gama raspadu specifični su u tome da kod njih, za razliku od alfa i beta raspada, ne dolazi do promjene atomskog i masenog broja jezgre atoma. Energijska stanja jezgre su podijeljena na energijske razine analogno energijskim razinama elektrona u elektronskim ljuskama. Gama raspadu se događaju kada se jezgra relaksira iz pobuđenog stanja u neko stanje niže energije te pri tome emitira foton. Takve fotone nazivamo gama fotonima, a njihova energija je jednaka razlici energija dvaju stanja između kojih se prijelaz i dogodio. Jezgre često završe u pobuđenom stanju nakon beta raspada, ali i nakon drugih nuklearnih reakcija. Slika 2.2 prikazuje shemu raspada kobalta 60 (^{60}Co). Iznosi energija gama fotona su reda veličine od nekoliko stotina keV do nekoliko MeV [4]. Gama fotoni su ujedno i oblik elektromagnetskog zračenja s najvećom energijom, odnosno najvećom frekvencijom i najmanjom valnom duljinom, što je prikazano i na slici 2.3.



Slika 2.2: Shema raspada ^{60}Co ; beta raspadu dovode do pobuđenih stanja ^{60}Ni iz kojih se atom spušta u osnovno stanje emisijom gama zračenja. Preuzeto i prilagođeno iz [6].



Slika 2.3: Prikaz raspodjele elektromagnetskog spektra. Preuzeto i prilagođeno iz [7].

Nuklearni prijelazi su tipično vrlo brzi te se događaju gotovo trenutačno, ali postoje i slučajevi kada vrijeme prijelaza može biti jako dugo. Takva stanja atomskih jezgara nazivamo metastabilnim stanjima i ona mogu trajati od reda veličine sekundi pa čak i do nekoliko godina.

2.2 Interakcije gama zračenja u materijalima

U ovom potpoglavlju bit će riječi o procesima koji se javljaju kada gama fotoni međudjeluju s materijom kroz koju se propagiraju. Poznavanje procesa koji tada nastaju je ključno za eksperimentalni rad u području nuklearne fizike kao i fizike elementarnih čestica. To znanje je ključno za odabir i konstrukciju detektora koji se koriste u eksperimentima kao i za analizu podataka koji se dobivaju eksperimentalno.

Radioaktivno zračenje međudjeluje s gradivnim elementima materije, odnosno elektronima i atomskim jezgrama. Međudjelovanje fotona s materijom je drastično drugačije od međudjelovanja nabijenih čestica. Zbog nedostatka naboja, fotoni svoju energiju ne gube kontinuirano preko Coulombskih interakcija s elektronima u atomima materijala. Stoga, gama zrake imaju puno veći doseg unutar materijala od nabijenih čestica te tijekom propagacije ne gube energiju nego dolazi do atenuacije upadnog snopa. Atenuacija snopa eksponencijalno ovisi o debljini materijala kroz

koji prolazi što se vidi iz sljedećeg izraza:

$$I(x) = I_0 e^{-\mu x}, \quad (2.9)$$

gdje je I_0 intenzitet upadnog neatenuiranog snopa, x debljina materijala te μ koeficijent apsorpcije.

Najčešći oblici interakcija fotona s materijom su: fotoelektrični efekt, Comptonov efekt i tvorba parova. Upravo o tim procesima će biti riječi u nastavku.

Osim ovih interakcija, kod izuzetno visokoenergetskih gama fotona moguć je i proces fotodezintegracije, gdje dolazi do direktne interakcije s jezgrom atoma što vodi do izbacivanja čestica iz same jezgre. Također, za takve fotone moguće je da izazovu i proces fotofisije. Zbog vrlo male vjerojatnosti za takve procese, neće ih se detaljnije razmatrati u nastavku.

2.2.1 Fotoelektrični efekt

Fotoelektrični efekt je proces u kojem elektron unutar atoma materijala apsorbira foton te biva izbačen iz atoma. U ovoj interakciji foton predaje svu svoju energiju elektronu koji se emitira iz materijala. Uvjet za pojavu fotoelektričnog efekta jest da foton ima dovoljno veliku energiju kako bi elektron mogao prevladati energiju vezanja u atomu. Iz tog razloga za svaki materijal postoji granična frekvencija ispod koje, bez obzira na intenzitet fotonskog snopa, nije moguće postići fotoelektrični efekt.

Kinetička energija emitiranog elektrona zadana je sljedećim izrazom:

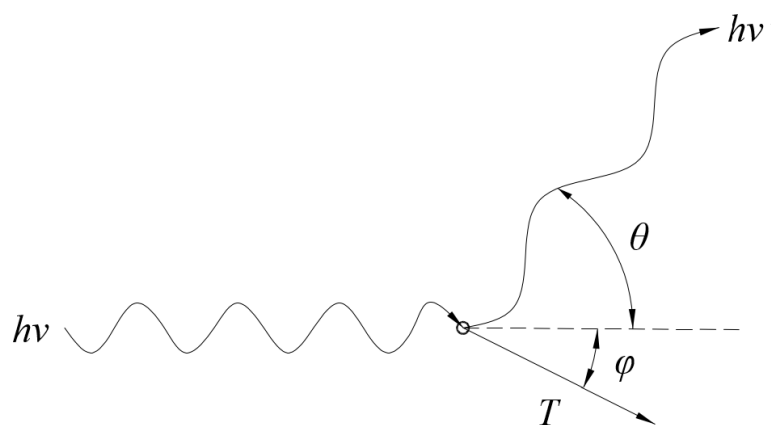
$$E = h\nu - \Phi, \quad (2.10)$$

gdje je ν frekvencija upadnog fotona, a Φ izlazni rad materijala. Izlazni rad je veličina koja je specifična za svaki pojedini materijal te o njemu ovisi da li neki foton ima dovoljno energije da proizvede fotoelektrični efekt.

Fotoelektrični efekt je moguć samo na vezanim elektronima jer u slučaju slobodnih elektrona nije moguće ostvariti očuvanje količine gibanja.

2.2.2 Comptonov efekt

Comptonov efekt je naziv za fenomen raspršenja fotona na slobodnim elektronima u kojem upadni foton predaje dio svoje energije i količine gibanja elektronu. Ta interakcija potom dovodi do promjene frekvencije fotona kao i do promjene smjera njegove propagacije. Kod sudara s vezanim elektronima, zbog toga što je energija upadnog fotona puno veća od energije vezanja, sama energija vezanja je u tom slučaju zanemariva pa elektron možemo efektivno smatrati slobodnim.



Slika 2.4: Kinematika Comptonovog efekta

Slika 2.4 prikazuje raspršenje fotona na slobodnom elektronu te je korisna za analizu kinematike Comptonovog efekta. Primjenom zakona očuvanja energije i količine gibanja dobiva se sljedeća relacija:

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \gamma(1 - \cos \theta)}, \quad (2.11)$$

gdje je $\gamma = h\nu/m_e c^2$, a kojom se može izračunati kinetička energija, odnosno frekvencija fotona nakon sudara s elektronom. Zatim, može se izračunati kinetička energija elektrona nakon sudara koja je razlika kinetičkih energija fotona prije i nakon sudara (izraz 2.12).

$$T = h\nu - h\nu' = h\nu \frac{\gamma(1 - \cos \theta)}{1 + \gamma(1 - \cos \theta)}, \quad (2.12)$$

Također, mogu se odrediti i kutevi, u odnosu na smjer upadnog fotona, pod kojima se nakon sudara raspršuju foton i elektron. Iz izraza 2.13 može se izračunati kut pod kojim se raspršuje elektron θ , ako je ranije poznat kut raspršenja fotona ϕ , odnosno

iz izraza 2.14 se može izračunati kut ϕ kada je poznat kut θ .

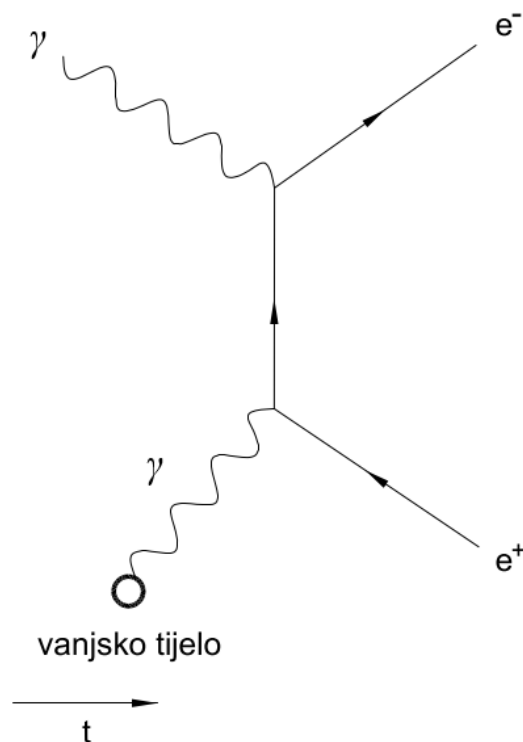
$$\cos \theta = 1 - \frac{2}{(1 + \gamma)^2 \tan(\phi + 1)^2}, \quad (2.13)$$

$$\operatorname{ctg} \phi = (1 + \gamma) \tan \frac{\theta}{2}, \quad (2.14)$$

2.2.3 Tvorba parova e^+e^-

Fotoni se mogu transformirati u par čestica, elektron i pozitron, pa taj proces nazivamo tvorbom parova. Za tvorbu parova postoji energijski prag; foton koji će se transformirati mora imati energiju od barem 1.022 MeV što je jednako zbroju masa elektrona i pozitrona. Ovaj proces je moguć jedino uz prisustvo trećeg tijela kako bi bilo moguće očuvati količinu gibanja, a to treće tijelo je najčešće atomska jezgra.

Proces tvorbe parova može se prikazati i Feynmanovim dijagramom (Slika 2.5).



Slika 2.5: Feynmanov dijagram za tvorbu parova

2.3 Scintilacijski detektori

Scintilacijski detektori su najrašireniji detektori u upotrebi u eksperimentalnoj nuklearnoj fizici i fizici elementarnih čestica. Princip rada temelji im se na svojstvu atoma i molekula određenih materijala da emitiraju svjetlost nakon pobuđenja od strane upadnih čestica. Taj proces naziva se luminiscencija. Proces luminiscencije se potom dijeli na fluorescencija, u slučaju kada se emisija svjetlosti događa neposredno nakon pobuđenja, te na fosforescenciju, u slučaju kada je pobuđeno stanje metastabilno zbog čega postoji kašnjenje emisije svjetlosti u odnosu na pobuđenje. U praksi se koriste u kombinaciji s fotomultiplikatorima kako bi se svjetlosni signal pretvorio u električni signal koji se zatim može koristiti kako bi se analiziralo upadno zračenje.

Postoji više vrsta scintilacijskih detektora i dijelimo ih na organske (kristali, plastike i tekućine) i anorganske. Organske scintilacijske detektore karakterizira brzi odziv koji je reda veličine nekoliko ns. Anorganski scintilacijski detektori uglavnom su načinjeni od kristala u koje se stavljaju aktivatori u obliku nečistoća. Nešto su sporijeg odziva, 2 do 3 reda veličine, ali im je prednost u emisiji veće količine svjetlosti kao i u boljoj energijskoj rezoluciji.

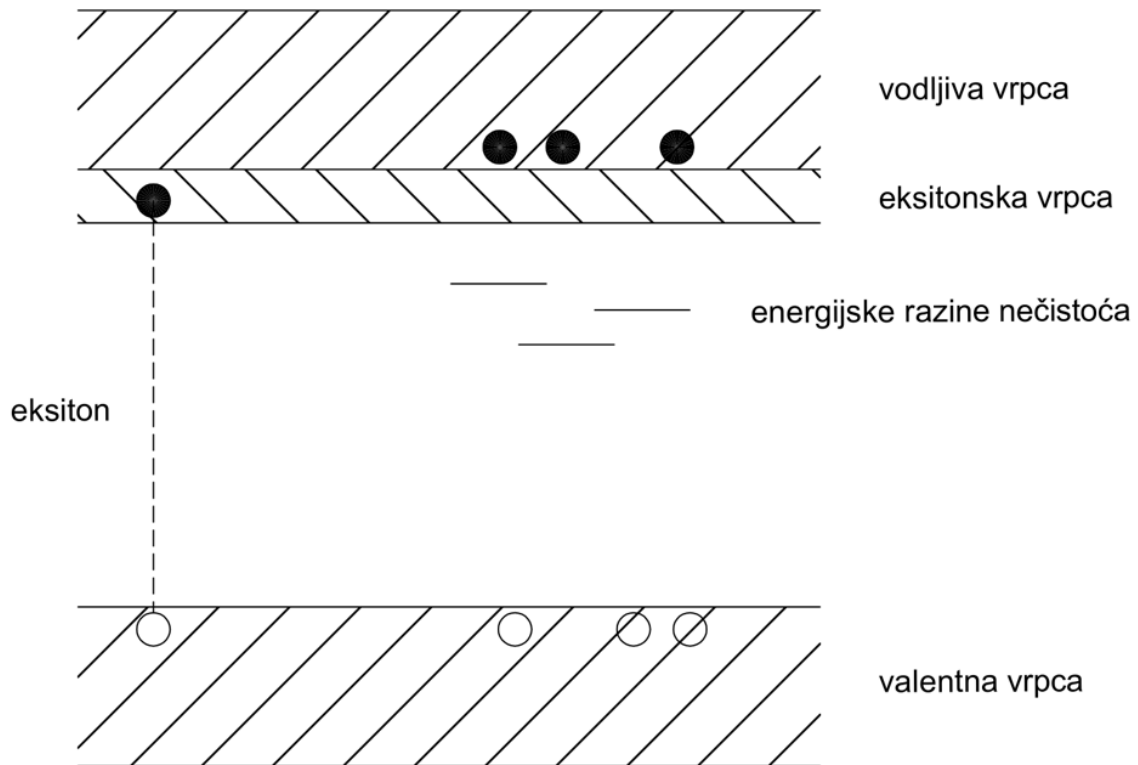
Kod detekcije gama zračenja bitno je izabrati scintilacijske detektore koji su načinjeni od materijala s velikim atomskim brojem Z jer veći Z znači i veću zaustavnu snagu što je izuzetno bitno kod detekcije nenabijenih čestica.

U nastavku će biti nešto više riječi o anorganskim scintilacijskim detektorima pošto među njih spadaju i LFS kristali koji su korišteni u eksperimentalnom djelu rada.

2.3.1 Anorganski scintilacijski detektori

Proces scintilacije kod anorganskih scintilatora proizlazi iz kristalne strukture materijala, odnosno iz strukture elektronskih vrpca (slika 2.6). Upadna čestica može pobuditi elektron iz valentne u vodljivu vrpcu te time stvoriti slobodni elektron i slobodnu šupljinu, a može stvoriti i par elektrona i šupljine koji nazivamo eksitonom. Eksitonska vrpca se nalazi ispod vodljive, a par elektrona i šupljine se mogu slobodno kretati kristalom. U anorganske scintilacijske materijale često se ubacuju nečistoće

koje nazivamo aktivatorima. Aktivatori stvaraju nove energijske razine unutar zabranjenog područja. Elektroni se tada mogu spuštati iz vodljive vrpce u energijska stanja aktivatora iz kojih se potom mogu spuštati u niža stanja te valentnu vrpcu, čime dolazi do emisije fotona.



Slika 2.6: Shematski prikaz strukture elektronskih vrpca u anorganskim scintilatorima

2.4 Silicijski fotomultiplikatori

Klasični fotomultiplikatori su elektronske cijevi te se koriste kako bi pretvorili svjetlosni signal iz detektora u električni signal koji zatim možemo izmjeriti. Ukratko, foton izbacuje elektron iz fotokatode, koji se zatim ubrzava te udara u prvu dinodu iz koje izbacuje nekoliko drugih elektrona. Ti elektroni su potom ubrzavani do sljedeće dinode u kojoj opet svaki izbacuje nekoliko novih elektrona. Kroz nekoliko sukcesivnih ponavljanja tog procesa na anodi, na izlazu iz fotomultiplikatora, dobiva se pojačani signal, odnosno struja koja se dalje može koristiti za analizu mjerenja. Danas su sve više u uporabi silicijski fotomultiplikatori.

Silicijski fotomultiplikatori (SiPM) su poluvodički detektori koji se zapravo sastoje od niza malenih fotonskih lavinskih dioda. Svaka fotonska lavinska dioda je

povezana sa zasebnim otporom, koji ima funkciju gušenja napona, te s njim tvori jednu mikroćeliju. Fotomultiplikatori se mogu sastojati od nekoliko stotina do nekoliko tisuća takvih mikroćelija po mm^2 . Fotonska lavinska dioda pak radi na principu da upadni foton izbací elektron iz valentne u vodljivu vrpcu te time stvara par elektrona i šupljine. Ako diodu obrnuto polariziramo prednaponom, elektron i šupljina se ubrzavaju kroz područje osiromašenja prema katodi, odnosno anodi, te je tako ostvarena struja kroz nju. Ako pak primijenimo dovoljno veliko električno polje na područje osiromašenja, elektroni koje njime prolaze će postizati dovoljno veliku kinetičku energiju za stvaranje sekundarnih ionizacijskih sudara s drugim elektronima. To će potom dovesti do raspada silicija koji tada postaje vodljiv te njime poteče struja koja je makroskopski mjerljiva. Upravo je uloga otpornika da smanji napon na diodi kada isti pređe graničnu vrijednost i time ju vrati u početno stanje kako bi se ponovno mogao ponoviti isti ciklus. Na taj način se ostvaruje detekcija upadnog fotona.

Prednosti silicijskih fotomultiplikatora su cijena proizvodnje, manje dimenzije koje onda pružaju dodatne pogodnosti u eksperimentalnoj primjeni te neosjetljivost na magnetsko polje. Njihova je slabost tzv. "tamna struja" tj. šum generiran termičkim elektron - šupljina parovima kao i osjetljivost na temperaturu.

3 Opis eksperimenta i metode mjerenja

U ovom poglavlju bit će riječi o eksperimentalnom postavu koji je korišten, o mjernoj metodi korištenoj u eksperimentu te načinu obrade rezultata mjerenja. Za provedbu eksperimenta korištena su dva detektora, pripadna pretpojačala, elektronika koja služi kako bi se snimili traženi događaji te računalo kojim su se potom analizirali snimljeni podaci. Kao izvor zračenja korišten je uzorak radioaktivnog natrija 22 (^{22}Na).

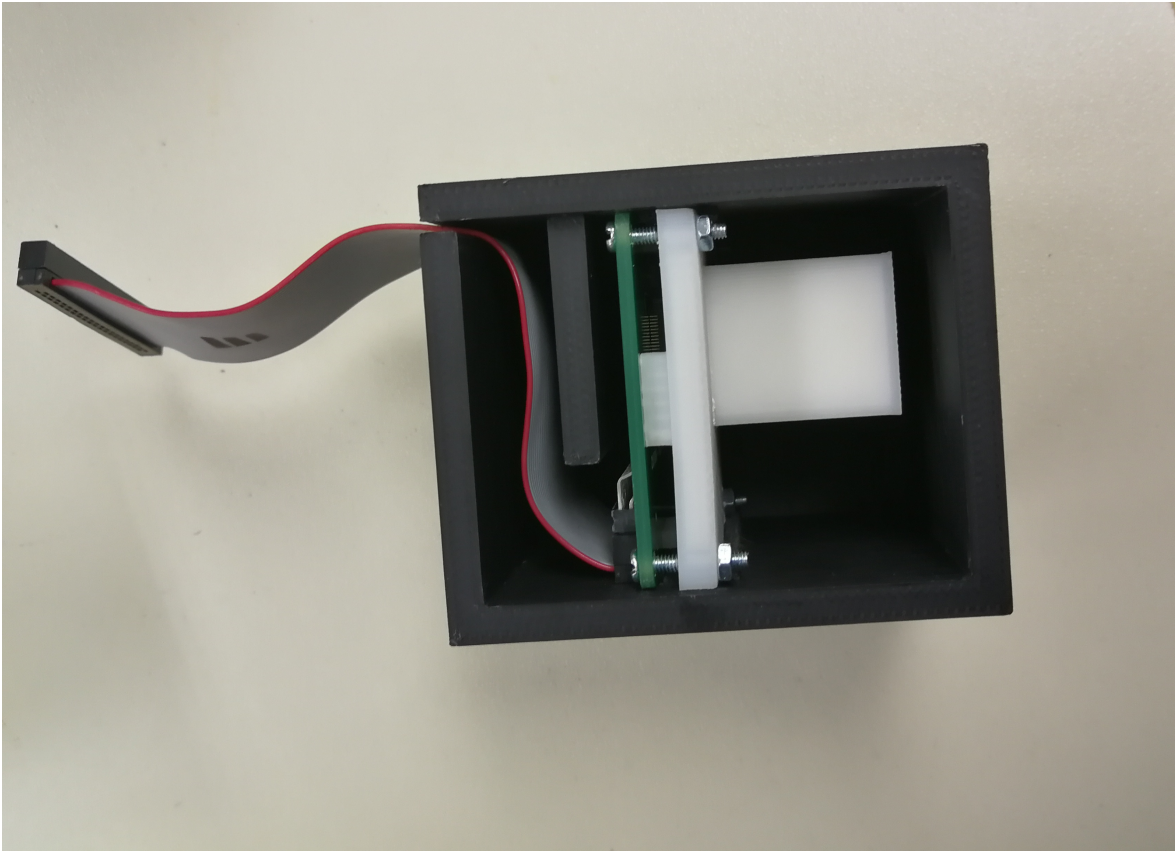
3.1 Konstrukcija detektora

Na početku, bilo je potrebno izraditi detektore koji su bili korišteni u provedbi eksperimenata. Prvi dio mjerenja bio je izvršen koristeći prvu verziju detektora, a drugi dio je proveden uz korištenje poboljšane verzije. U ovom djelu bit će govora o obje izvedbe koje su korištene, no krenimo redom.

Ranije je već spomenuto da su u eksperimentu korištena dva detektora. Uloga jednog bila je ispitati mogućnost određivanja dubine interakcije gama zračenja, a drugi je služio kao kontrolni detektor. Oba detektora su konstruirana od scintilacijskih kristala spojenih na silicijske fotomultiplikatore. U svakom detektoru se nalazilo po 16 LFS kristala posloženih u matrice 4 x 4. Dimenzije pojedinih kristala su 3.14 mm x 3.14 mm x 20 mm. Matrica kristala je tvornički izrađena tako da nije bilo potrebe samostalno slagati pojedinačne kristale u istu. Pošto u kontrolnom detektoru nije potrebno ostvariti dijeljenje svjetlosti, dalje će biti riječi samo o konstrukciji detektora unutar kojeg je određivana dubina interakcije. Uloga oba detektora će biti detaljnije pojašnjena nešto kasnije.

U ranijoj izvedbi detektora, za postizanje dijeljenja svjetlosti korišten je sloj samoljepljivog optičkog silikona. Silikon je nalijepljen na oba kraja matrice LFS kristala. Na slobodnom kraju je služio kako bi se postigla refleksija na rubu kristala te tako postiglo dijeljenje svjetlosti, dok je na drugom kraju služio kao posrednik za spajanje scintilacijskih kristala sa silicijskim fotomultiplikatorom (Hamamatsu S13361-3050AE-04), tj. kao optički vodič. Sve strane detektora, osim one na koju je spojen fotomultiplikator, omotane su teflonskom trakom, debljine približno 0.06 mm, kako bi se dodatno osigurala refleksija na rubovima matrice kristala te na rubu optičkog

silikona. Tako konstruirani detektor zatim se stavlja u plastično kućište koje je ranije isprintano pomoću 3D printera (slika 3.1).



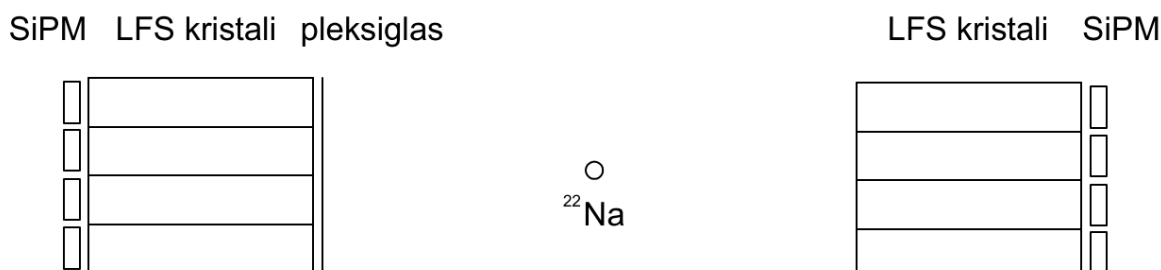
Slika 3.1: Konstruirani detektor u plastičnom kućištu

Kako bi se postigli bolji rezultati mjerenja, u eksperimentu je korištena i poboljšana konfiguracija detektora. U toj verziji korišteni su isti LFS kristali i fotomultiplikator, ali je umjesto optičkog silikona kao veza između kristala i fotomultiplikatora korišteno optičko ljepilo. Cilj te promjene bio je osigurati bolju propagaciju svjetlosti iz kristala u fotomultiplikator jer silikon stvara refleksiju na rubovima između različitih medija te time smanjuje količinu svjetlosti koja stigne do samog fotomultiplikatora. Na slobodnom kraju je umjesto silikona postavljen pleksiglas koji ima bolja reflektivna svojstva. Uporabom pleksiglasa je ostvarena veća refleksija s namjerom postizanja što veće dijeljenje svjetlosti na susjedne kristale. Kako bi osigurali još veću refleksiju, na pleksiglas je postavljen i ESR (Enhanced Specular Reflector). ESR je tanki optički film koji se koristi zbog svojeg svojstva visoke refleksije. Tako konstruirani detektor opet je omotana teflonom, na isti način kao i u prijašnjoj izvedbi, te je postavljen u isto plastično kućište.

3.2 Eksperimentalni postav

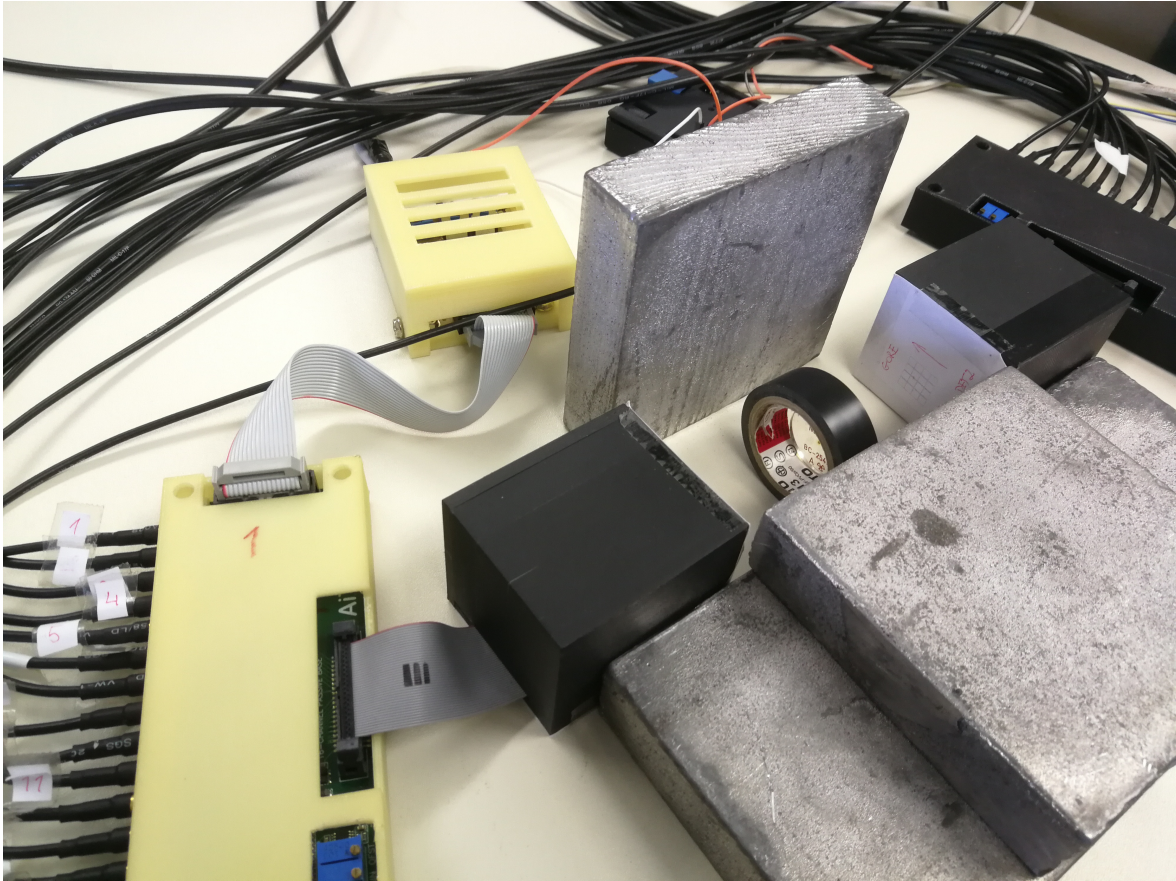
Detektori se spajaju na pretpojačala kojima se onda može definirati napon na silicijskim fotomultiplikatorima te tako mijenjati karakteristike izlaznih signala. Napon na pretpojačalima bio je 53.5 V. Ta vrijednost napona je izabrana kako bi se izbjegla saturacija signala na fotomultiplikatorima koja se javljala kod prvotno postavljenog napona od 54.5 V.

Svaki piksel silicijskog fotomultiplikatora ima zasebni izlaz te se oni spajaju na logičke jedinice koje su zadužene za odabir događaja koje će elektronički sustav snimiti. Sustav se ukupno sastoji od četiri jedinice. Jedna je upravljačka i ona upravlja cijelim sustavom. Dvije jedinice su zadužene za prihvatanje signala s fotomultiplikatora, tako da su na svaku spojeni izlazi fotomultiplikatora jednog detektora. Izlazi tih dviju logičkih jedinica su spojeni na četvrtu jedinicu koja onda može izvršiti logičke operacije s tim signalima te preko svog izlaza poslati signal upravljačkoj jedinici koje događaje treba snimiti. Nadalje, elektronički sustav je priključen na računalo kojim se dalje vrši pohrana, obrada te analiza podataka.

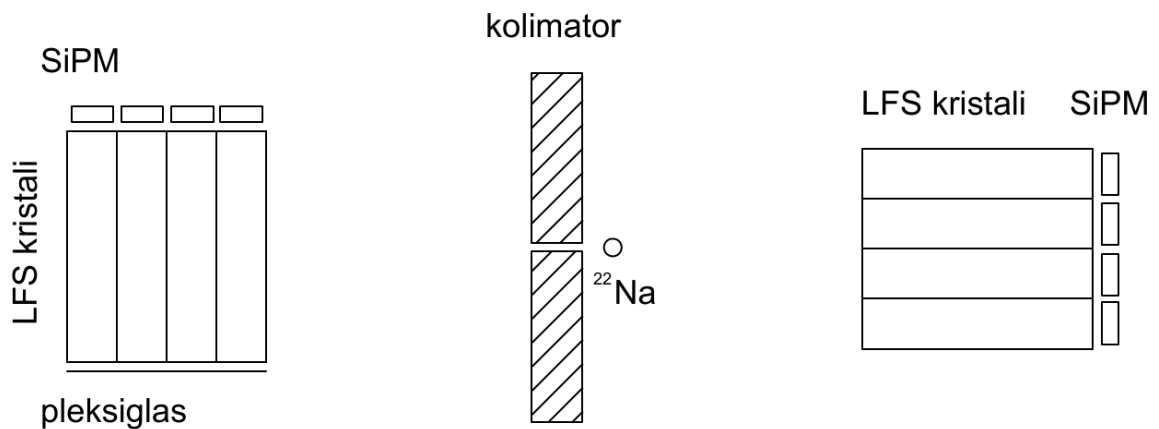


Slika 3.2: Shematski prikaz eksperimentalnog postava kada su detektori postavljeni jedan nasuprot drugog

Prilikom provođenja eksperimenta detektori se postavljaju jedan nasuprot drugoga, a izvor zračenja između njih (slike 3.2 i 3.3). Provođena su i mjerenja kada se promatra interakcija detektora s gama zračenjem na zadanoj dubini. Tada se detektor okreće tako da zračenje upada na njegovu bočnu stranicu, dok se položaj kontrolnog detektora ne mijenja (slike 3.4 i 3.5). U takvom eksperimentalnom postavu koristi se i improvizirani kolimator koji je načinjen od olovnih ploča. Kolimator se postavlja između izvora i detektora na kojem se određuje dubina interakcije. Olovne ploče moraju biti postavljene na dovoljno maloj udaljenosti kako bi se postigao što uži



Slika 3.3: Eksperimentalni postav kada su detektori postavljeni jedan nasuprot drugog



Slika 3.4: Shematski prikaz eksperimentalnog postava kada se promatra interakcija s gama zračenjem na zadanoj dubini

snop gama zraka, ali istovremeno razmak ne smije biti premalen kako bi u dovoljno kratkim periodima sustav detektirao sukcesivne događaje. Fino ugađanje razmaka se postiže pomoću provođenja probnih eksperimentalnih mjerenja.

Tijekom provođenja mjerenja, cijeli eksperimentalni postav se pokriva kutijom



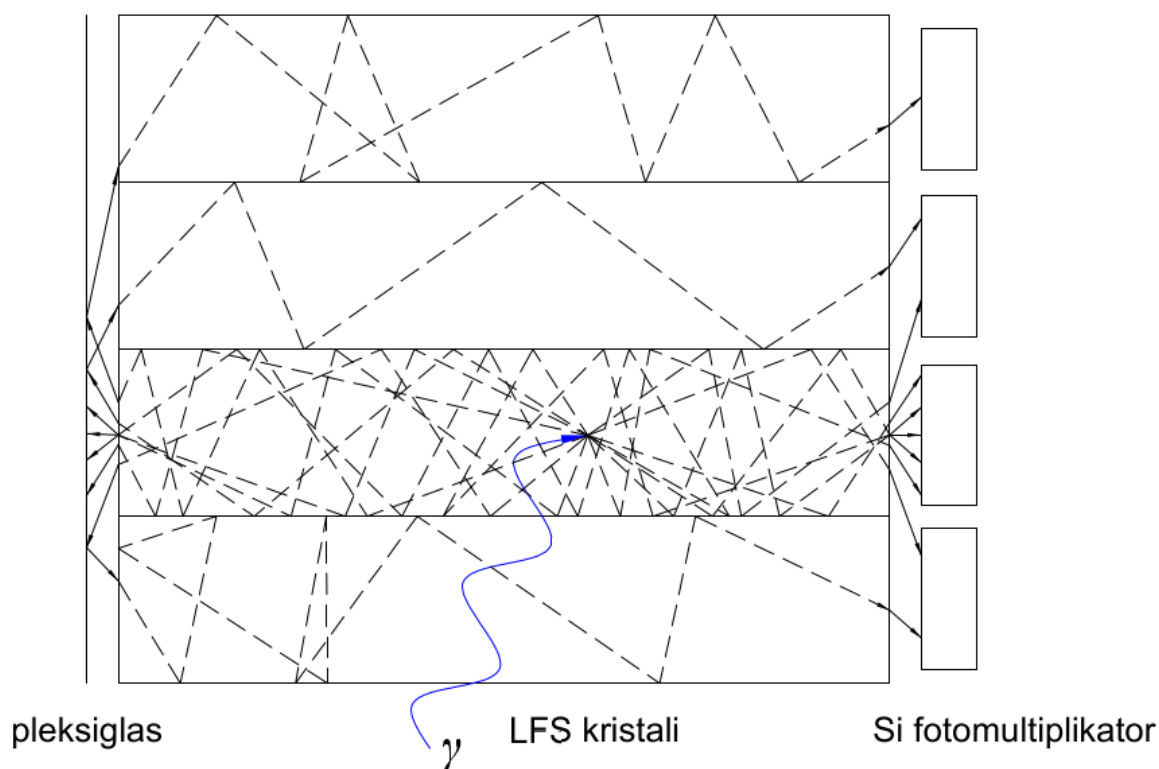
Slika 3.5: Eksperimentalni postav kada se promatra interakcija s gama zračenjem na zadanoj dubini

kako bi se postigli što tamniji uvjeti čime se smanjuju utjecaji okoline na rezultate eksperimenta.

3.3 Eksperimentalna metoda

Eksperimentom se željelo ispitati može li se pomoću dijeljenja svjetlosti između susjednih scintilacijskih detektora odrediti dubinu na kojoj se sama interakcija s gama zračenjem i dogodila. Shema dijeljenja svjetlosti je prikazana na slici 3.6. Gama zračenje prolazi kroz scintilacijske kristale te pobuđuje molekule u njima. Potom se pobuđene molekule kristalne rešetke relaksiraju emitirajući fotone u oba smjera duž kristala. Dio svjetlosti dolazi na piksel fotomultiplikatora na kojem se nalazi kristal u kojem se dogodila interakcija dok dio svjetlosti dolazi do slobodnog kraja na kojem se reflektira na pleksiglasu ili ESR-u te ulazi u susjedne kristale preko kojih opet dolazi do fotomultiplikatora, a detekcija dijeljene svjetlosti se događa na pripadnim pikselima. Upravo na taj način postizemo fenomen dijeljenja svjetlosti koji se koristi

za određivanje dubine same interakcije.

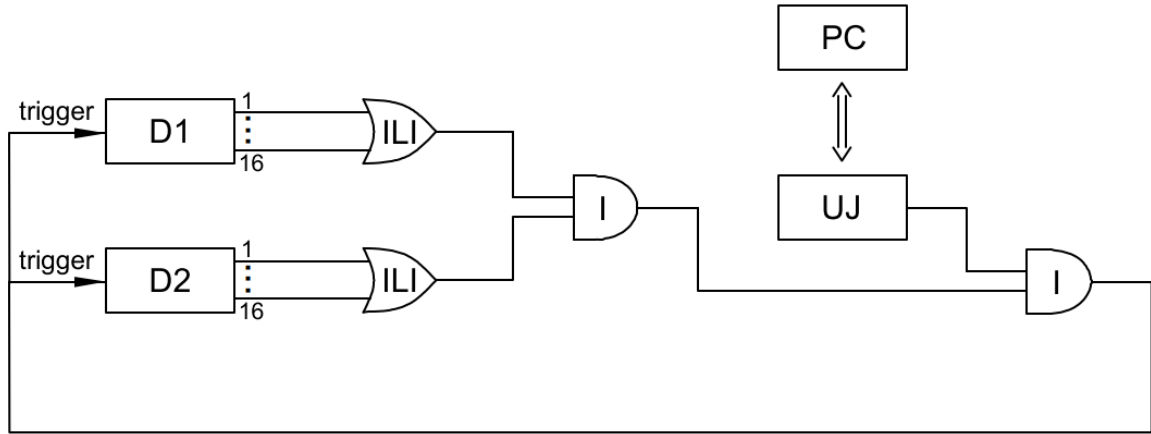


Slika 3.6: Shema dijeljenja svjetlosti unutar segmentiranog scintilacijskog detektora

Detektori se postavljaju jedan nasuprot drugog kako bi detektirali anihilacijske fotone iz izvora. Treba spomenuti i da su LFS kristali specifični jer su i sami izvori zračenja te zbog toga utječu na rezultate mjerenja. Pošto je vjerojatnost da se u dva različita detektora u istom trenutku dogode raspadi LFS kristala jako mala, korištenjem kontrolnog detektora utjecaj tih raspada zapravo se svodi na zanemaru razinu. Iako statistički gledano i dalje postoji vjerojatnost da se snime neželjeni događaji, ovakvim eksperimentalnim postavom sigurni smo da kod promatranja velikog broja događaja oni neće utjecati na konačan rezultat. Iz tog razloga kao korisne događaje uzimamo samo događaje za koje će se istovremeno detektirati interakcija u oba detektora.

Logičke jedinice uzimaju signale sa svih piksela fotomultiplikatora te izvršavaju logičku operaciju zbrajanja (ILI) čime će na njihovom izlazu biti signal kada se na nekom od piksela detektira interakcija. Logička jedinica na koju su spojeni ti izlazi vrši logičku operaciju množenja (I) što pak znači da će se kao korisni događaji koje treba snimiti tretirati samo oni koji istovremeno izazovu interakciju u bilo kojem pik-

selu fotomultiplikatora jednog, ali i drugog detektora. Kada je taj uvjet zadovoljen te upravljačka jedinica dobiva signal od računala da je sustav spreman za prihvata podataka, šalje se signal detektorima da se ti događaji snime. Shematski prikaz sustava logičkih jedinica nalazi se na slici 3.7.



Slika 3.7: Shema elektroničkog sustava

3.3.1 Kalibracija podataka

Obrada podataka vrši se pomoću računalnog programa Root. Root su razvili znanstvenici na CERN-u te služi za analizu mjerenja u nuklearnoj fizici.

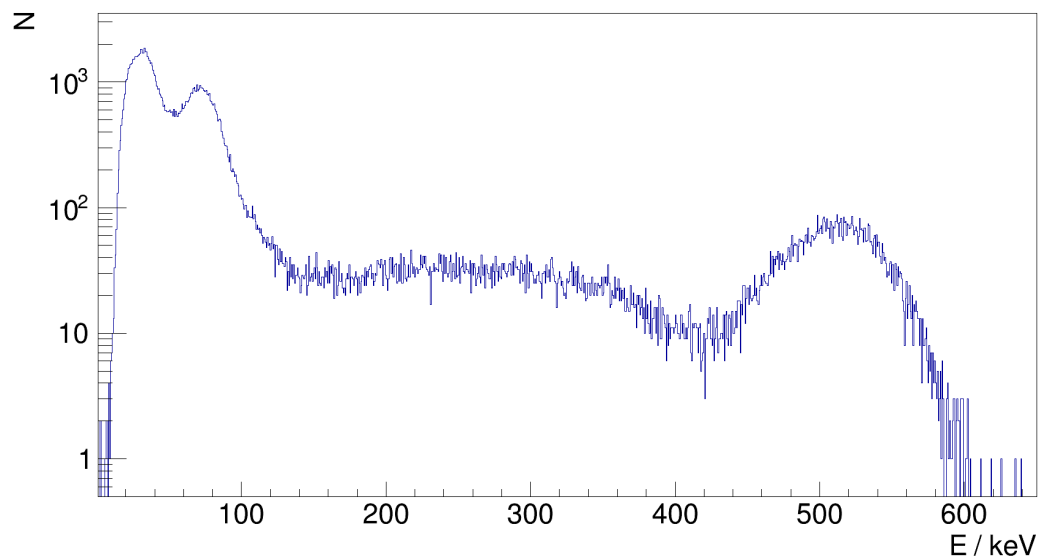
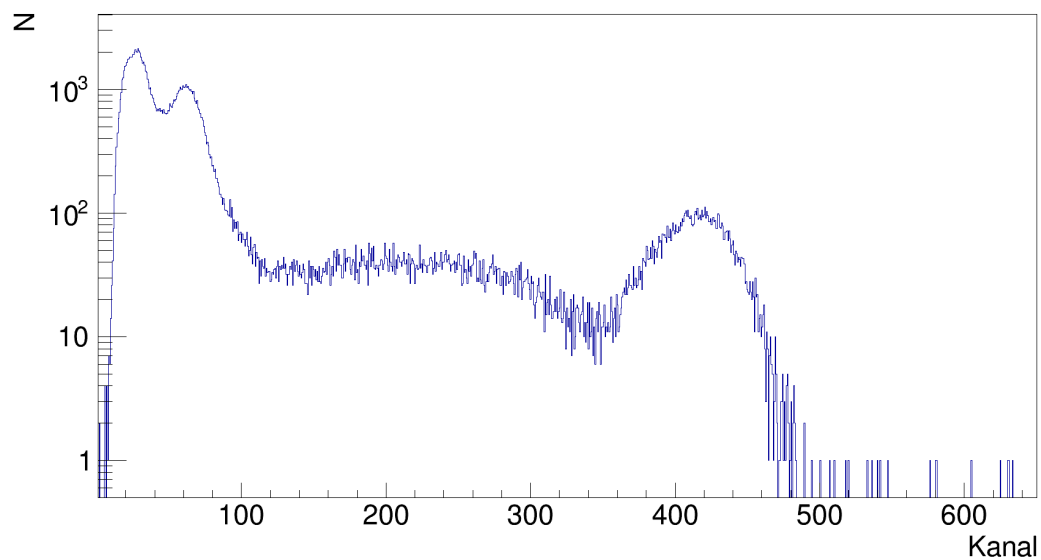
Slika 3.8 prikazuje razliku između nekalibriranog i kalibriranog histograma dobivenih za isti segment detektora. Kalibracija je izvršena na najvišem izmjerenom vrhu čija je energija definirana na 511 keV.

3.3.2 Relativna energijska rezolucija fotovrhova

Relativna energijska rezolucija Gaussovih krivulja dobivenih za fotovrhove segmenta detektora računa se prema formuli 3.1, gdje je $FWHM$ (Full Width at Half Maximum) širina krivulje na iznosu od pola maksimalne vrijednosti, a E_{max} iznos maksimuma energije. $FWHM$ se računa prema formuli 3.2.

$$r = \frac{FWHM}{E_{max}} \quad (3.1)$$

$$FWHM = 2\sqrt{2 \ln 2} \sigma \approx 2.355\sigma \quad (3.2)$$



Slika 3.8: Primjer nekalibriranog (gore) i kalibriranog histograma (dolje) za isti segment detektora

Analizom fotovrhova dobivenih za mjerenje provedeno pomoću detektora s pleksiglasom, u postavu kada su detektori postavljeni jedan nasuprot drugog, dobiva se vrijednost relativne energijske rezolucije:

$$r = (13.4 \pm 0.2)\% \quad (3.3)$$

3.3.3 Analiza podataka

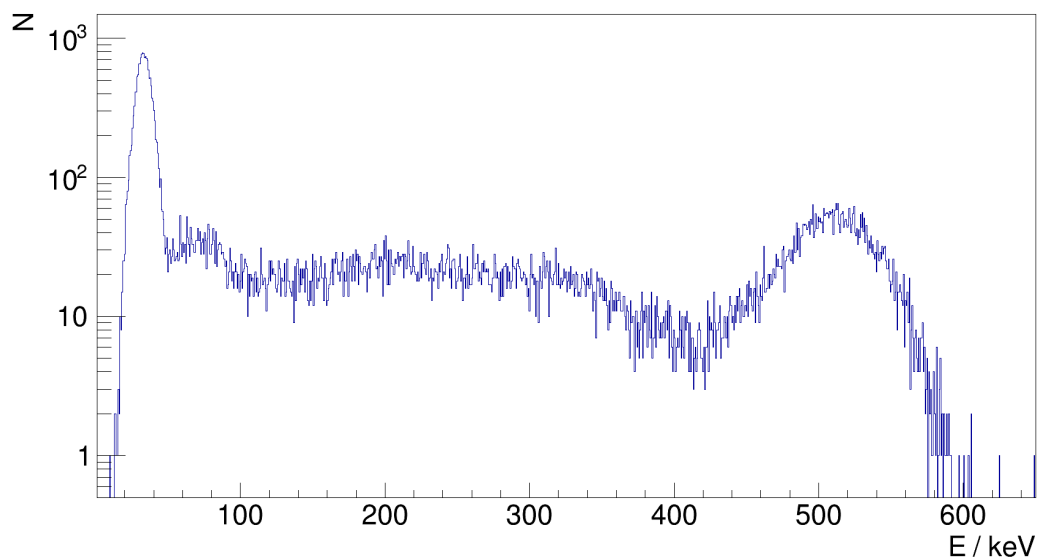
Kao što je i očekivano, već se prilikom grube analize dobivenih histograma može primijetiti da je dijeljenje svjetlosti ostvareno u željenom detektoru dok iste pojave na

kontrolnom detektoru nema. Pogledamo li dobivene histograme za pojedine piksele, vidljive su određene pravilnosti. Na slici 3.8 je vidljivo da svaki piksel ima nekoliko energijskih vrhova, a između njih se nalazi kontinuirani spektar koji proizlazi iz Comptonskog raspršenja upadnog gama zračenja.

Kako bi se dobio cjeloviti uvid u procese koji se događaju unutar detektora, potrebno je odrediti što je točno uzrok svakog pojedinog energijskog vrha. Za početak je jasno da energijski najviši vrh odgovara energiji koju gama fotoni predaju scintilacijskom detektoru prilikom njihove interakcije i već je spomenuto da se upravo pomoću tog vrha radila kalibracija pošto znamo da je taj vrh na energiji od 511 keV. Metoda kojom je moguće odrediti prirodu nastanka ostalih vrhova jest izolacijom samo određenih događaja, odnosno promatrati što se događa na svim pikselima kada je na nekom pikselu zadovoljen unaprijed zadani uvjet. Ako postavimo uvjet da se promatraju samo događaji kada se u određenom segmentu dogodila interakcija s gama fotonom, tj. detektirana energija na tom pikselu veća je od npr. 500 keV, tada se može vidjeti što su ostali segmenti detektirali za te iste događaje. Nakon što se navedena metoda ponovi za sve segmente, pokazalo se da vrhovi odgovaraju energijama dijeljene svjetlosti. Odnosno, što je segment u kojem se dogodila interakcija s gama fotonom udaljeniji od promatranog segmenta, pripadajući vrh će biti na nižoj energiji.

Sukladno tome, ako kao primjer uzmemo histogram sa slike 3.8, vrh koji se nalazi na približno 70 keV prouzrokovan je dijeljenom svjetlošću dobivenom od interakcija koje su se dogodile u prvim susjednim segmentima, tj. lijevo, desno, iznad i ispod promatranog segmenta. Vrh koji se nalazi na približno 30 keV je zapravo kombinacija vrlo bliskih vrhova koji nastaju kada se interakcija dogodi u prvim dijagonalnim susjedima te drugim ili daljim susjedima. Što je veća udaljenost između segmenta u kojem se dogodila interakcija i segmenta koji promatramo, pripadna energija dijeljene svjetlosti će biti manja.

Također, treba spomenuti da ista pojava nije vidljiva na histogramima segmenta iz kontrolnog detektora što je još jedan pokazatelj da je efekt dijeljenja svjetlosti postignut u željenom detektoru. Histogram energijske raspodjele jednog segmenta kontrolnog detektora je prikazan na slici 3.9.



Slika 3.9: Primjer histograma energijske raspodjele segmenta kontrolnog detektora

3.3.4 Metoda određivanja dubine interakcije gama zračenja

Dubina interakcije gama zračenja određuje se pomoću varijable w koji se računa iz dobivenih rezultata mjerenja. Varijabla w je omjer svjetlosti prikupljene na pikselu koji je detektirao najviše svjetlosti i sume svjetlosti svih piksela. Piksel na kojem je detektirano najviše svjetlosti je ujedno i piksel na kojem se dogodila sama interakcija s gama fotonom, a sumu uzimamo jer se tako dobiva količina svjetlosti koja je podijeljena na ostale piksele. Računa se prema sljedećoj formuli:

$$w = \frac{p_{max}}{\sum_{i=1}^{16} p_i} \quad (3.4)$$

Kod odabira korisnih događaja potrebno je postaviti neka ograničenja. Korisnima se smatraju samo događaji u kojima fotoni svu svoju energiju predaju u jednoj interakciji pošto samo za njih znamo koliko su točno energije predali scintilacijskom detektoru. Stoga, u analizi mjerenja potrebno je postaviti uvjet da se uzimaju samo događaji za koje je maksimalna vrijednost energije unutar vrha oko energije 511 keV.

Određivanje dubine interakcije gama zračenja je provedeno samo za središnje segmente scintilacijskog detektora. Razlog tome je to što su jedino ta četiri segmenta omeđena sa svih strana drugim segmentima. Kod rubnih segmenata to nije slučaj pa ne možemo detektirati svu svjetlost koju dijele oko sebe te zato nisu ni prikladni za analizu.

Za dobivene rezultate korišten je raspon energija od 450 do 570 keV što odgovara vrijednosti standardne devijacije od 3σ . Provedena je analiza i s intervalom energija od 490 do 530 keV, što odgovara vrijednosti standardne devijacije od σ . Usporedbom dobivenih srednjih vrijednosti varijable w utvrđeno je da nema značajne razlike u odnosu na odabranu standardnu devijaciju. Rezultati prikazani u nastavku odgovaraju onima prikupljenima uz standardnu devijaciju iznosa σ jer se u tom slučaju dobivene srednje vrijednosti varijable w najviše razlikuju.

Također, za prikupljanje ukupne svjetlosti na svim pikselima potrebno je postaviti uvjet kako na rezultate ne bi utjecali efekti šuma, odnosno "tamne struje", kao i svjetlost iz laboratorija koju u ovakvom postavu nije bilo moguće u potpunosti ukloniti. Analizom dobivenih histograma za segmente detektora utvrđeno je da energija koja proizlazi iz dijeljene svjetlosti na najudaljenijim pikselima iznosi približno 10 keV, dok energija na prvim dijagonalnim susjedima iznosi približno 20 keV. Stoga, kao donja granica za prikupljanje ukupne podijeljene svjetlosti korištena je energija od 20 keV jer je doprinos udaljenijih segmenata gotovo zanemariiv, ali se tom granicom znatno smanjuje utjecaj neželjenih efekata na rezultate.

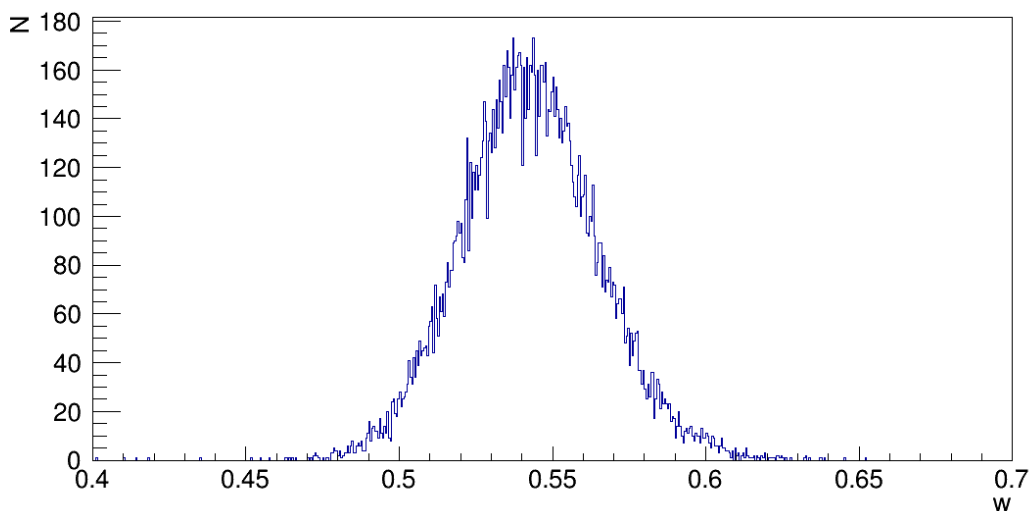
Kod računanja varijable w korišteno je nekoliko metoda. Prvo je varijabla w izračunata koristeći izraz 3.4, a potom je suma u nazivniku izmijenjena tako da uzima u obzir samo neke susjedne segmente. Cilj analize različitih suma bio je odrediti koja metoda daje najbolju raspodjelu srednjih vrijednosti varijable w ovisno o dubinama na kojima su provedena mjerenja. Slučajevi koji su razmotreni su: suma doprinosa svjetlosti od samo prvih susjeda, samo dijagonalnih susjeda te samo drugih susjeda. Također, analizirani su i omjeri tih varijabli, no oni se nisu pokazali korisnima pa neće biti detaljnije izlagani u sljedećem poglavlju.

4 Rezultati

U ovom poglavlju bit će prikazani rezultati provedenih eksperimentalnih mjerenja. Dotaknut ćemo se rezultata dobivenih različitim metodama određivanja varijable w kao i usporedbe rezultata dobivenih istom metodom, ali za različite konfiguracije detektora. Naposljetku, analizirat će se rezultati dobiveni izračunom dubine interakcije pomoću varijable w .

4.1 Određivanje dubine interakcije u detektoru s pleksiglasom

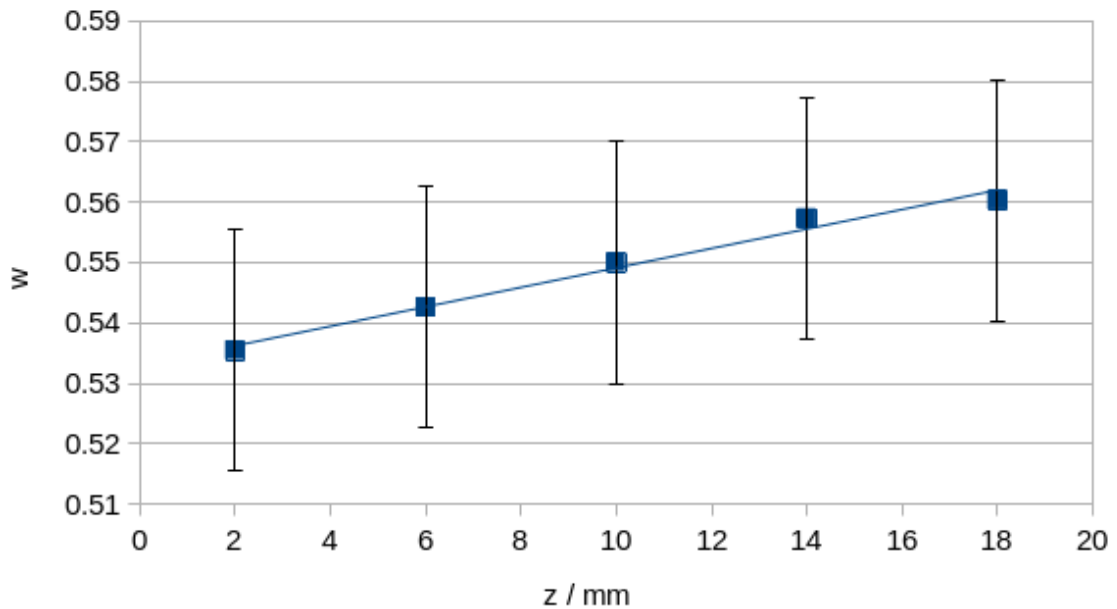
Sljedeći rezultati su dobiveni korištenjem detektora u konfiguraciji u kojoj je za pozicioniranje dijeljenja svjetlosti korišten pleksiglas. Slika 4.1 prikazuje primjer histograma izračunatih vrijednosti varijable w uzimajući u obzir svjetlost sa svih susjednih segmenata, u ovom slučaju dobivenih za mjerenje na dubini od 10 mm u postavu kao što je prikazan na slikama 3.4 i 3.5. Varijabla w se računala koristeći izraz 3.4, uz uvjet da se dijeljena svjetlost iz udaljenijih susjeda nije uzimana u obzir jer je zbog malog iznosa energije nerazlučiva od energije pozadinskog šuma. Na histogramu se vidi da se dobiva uska raspodjela oko srednje vrijednosti uz relativnu rezoluciju na svih pet mjerenih dubina između 8 i 9 %.



Slika 4.1: Histogram varijabli w na dubini od 10 mm dobivenih pomoću dijeljene svjetlosti na susjednim segmentima u konfiguraciji detektora s pleksiglasom

Nakon što se izračunaju varijable w uzmu se srednje vrijednosti za pojedinu dubinu te se može nacrtati graf ovisnosti varijable w o dubini z (slika 4.2). Iz dobivene

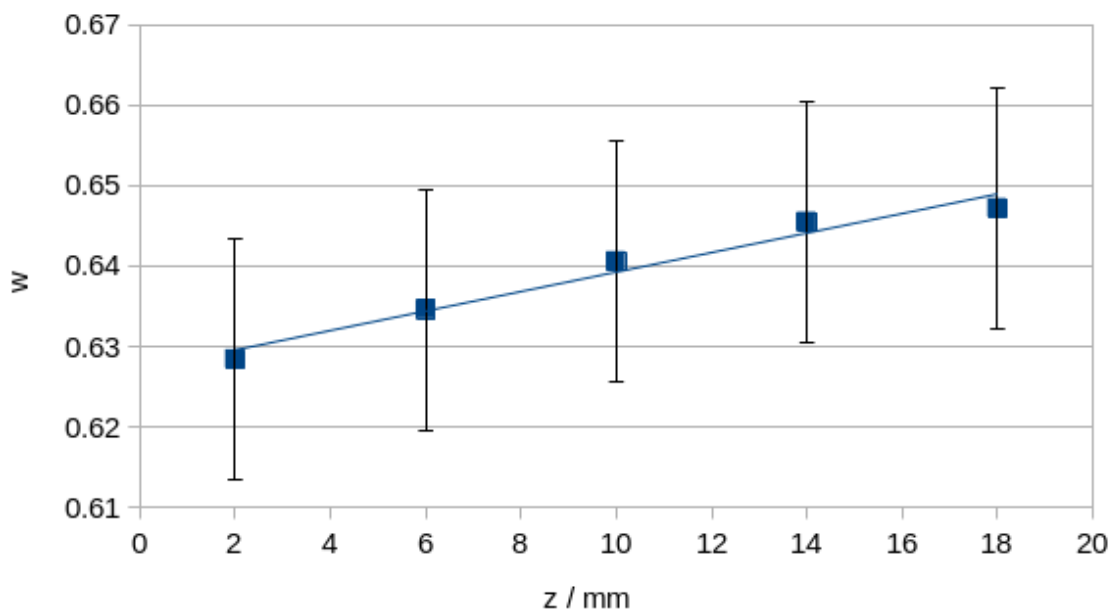
jednadžbe pravca može se, računanjem varijable w , izračunati dubina interakcije u mjerenjima u kojima sama dubina nije unaprijed poznata. Iz grafa se vidi da se dobiva linearna funkcija, ali istovremeno vidimo i da postoji velika nepouzdanost rezultata.



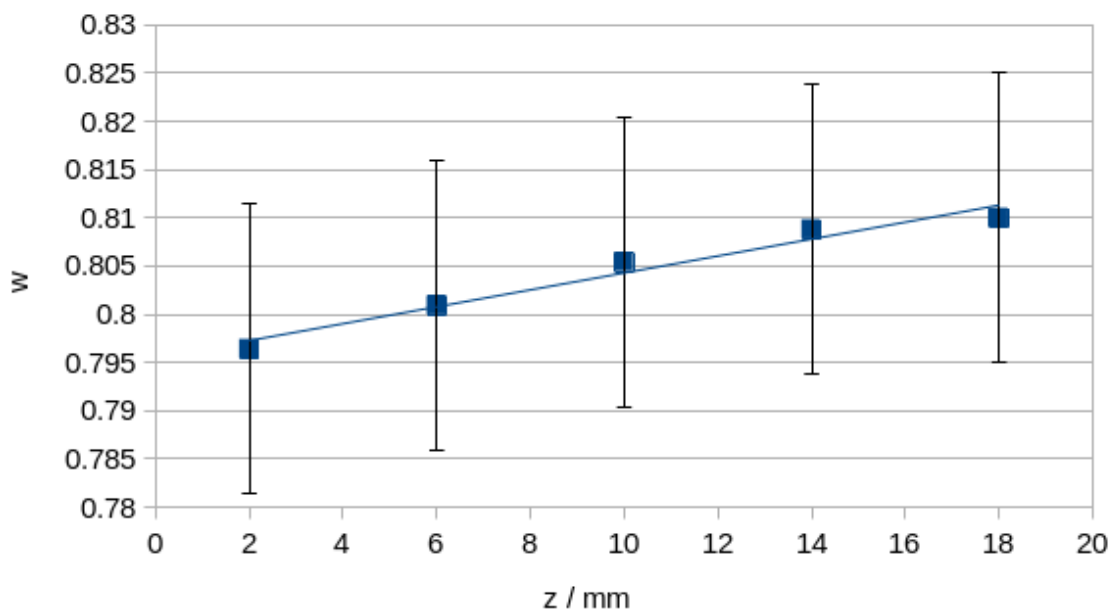
Slika 4.2: Graf ovisnosti varijable w o dubini interakcije z dobiven analizom dijeljene svjetlosti na svim segmentima

Varijabla w je određivana i metodama u kojima se uzimaju u obzir samo četiri najbliža susjedna segmenta (po jedan na sve četiri strane), te samo prvi dijagonalni susjedi. Analizirana je i metoda izračuna varijable w isključivo pomoću udaljenijih segmenata od onih uključenih u ranije navedenim metodama, ali ta metoda nije bila korisna zbog izuzetno malog broja događaja kod kojih je zaista došlo do dijeljenja svjetlosti na toliko udaljenim segmentima. Slika 4.3 prikazuje graf ovisnosti varijable w o dubini z dobiven metodom analize samo četiri susjedna segmenta, dok slika 4.4 prikazuje isti graf dobiven analizom samo dijagonalnih susjednih segmenata.

Iz grafova je vidljivo da u sve tri korištene metode dobivamo linearnu ovisnost varijable w o dubini interakcije z , ali istovremeno se vidi i velika nepouzdanost rezultata. Usporedbom istih grafova vidimo da je metoda koja daje najmanju nepouzdanost rezultata mjerenja na različitim dubinama metoda u kojoj smo varijablu w računali uzimajući u obzir svjetlost sa svih segmenata.



Slika 4.3: Graf ovisnosti varijable w o dubini interakcije z dobiven analizom dijeljene svjetlosti na četiri susjedna segmenta

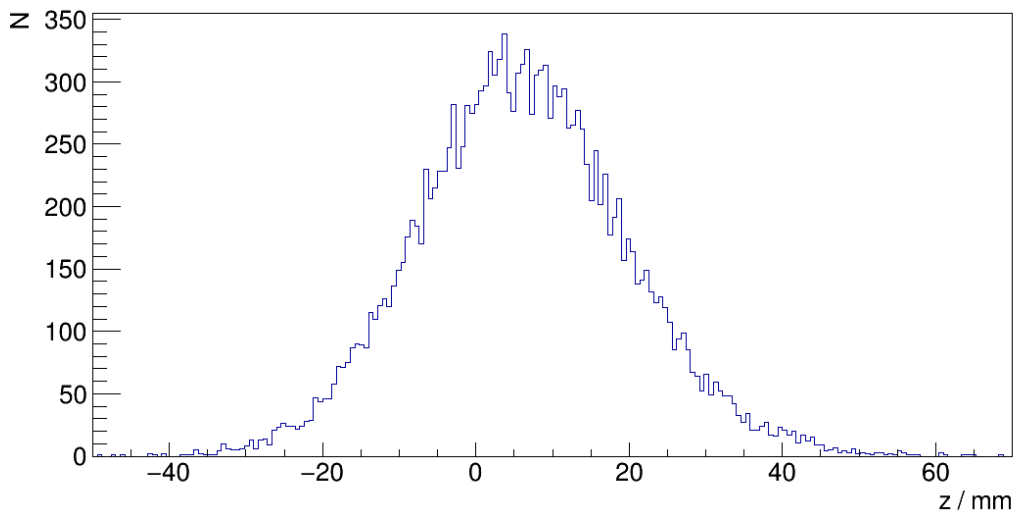


Slika 4.4: Graf ovisnosti varijable w o dubini interakcije z dobiven analizom dijeljene svjetlosti na dijagonalnim susjednim segmentima

Premda rezultati pokazuju da se ovom metodom postiže dijeljenje svjetlosti između susjednih segmenata, nepouzdanost pojedinih mjerenja je prevelika.

Na slici 4.5 prikazan je histogram dobiven određivanjem dubine interakcije pomoću metode u kojoj je uzeta u obzir svjetlost sa svih segmenata, odnosno pomoću jed-

nadžbe pravaca dobivene iz grafa ovisnosti varijable w o dubini interakcije z (slika 4.2). Mjerenja su provedena koristeći postav koji je prikazan na slikama 3.2 i 3.3.



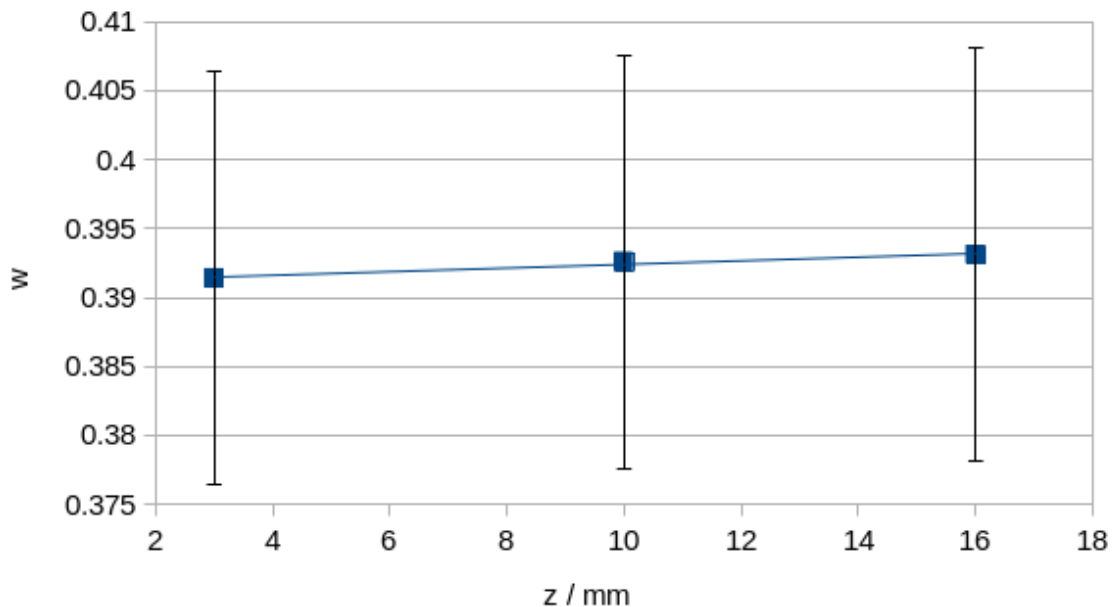
Slika 4.5: Histogram prikazuje rezultate dobivene određivanjem dubine interakcije z računanjem koeficijenta w pomoću dijeljene svjetlosti

Može se uočiti da vrh krivulje odgovara pozicijama koje se nalaze unutar dimenzija kristala te se više interakcija događa na strani koja je bliže pleksiglasu nego onoj koja je bliže fotomultiplikatoru, a to se i očekuje iz svojstava interakcije fotona s materijom. Također, vidi se i da značajan broj izračunatih vrijednosti dubine interakcije z padaju izvan dimenzija samih kristala unutar kojih se događaju same interakcije. Preciznije, svi rezultati koji se nalaze izvan intervala od 0 do 20 mm nije zadovoljavajuće jer bi to značilo da se interakcija dogodila izvan kristala što nije moguće. Takvo raspršenje rezultata je posljedica velike neodređenosti izračunatih vrijednosti varijabli w dobivenih iz mjerenja na različitim dubinama.

Iz izračuna dubine interakcije, kao i ranije iz dobivenih grafova ovisnosti varijable w o dubini interakcije z , može se zaključiti da dobiveni rezultati nisu zadovoljavajući te da ova metoda u kombinaciji s ovakvom konfiguracijom detektora, ne može biti primijenjena u praksi.

4.2 Određivanje dubine interakcije u detektoru s optičkim silikonom

Treba spomenuti i da mjerenja provedena pomoću detektora napravljenog u prvoj konfiguraciji daju nešto lošije rezultate. Slika 4.6 prikazuje graf ovisnosti varijable w o dubini interakcije z dobiven za rezultate mjerenja izvršenih korištenjem te konfiguracije detektora u postavu kao što je prikazan na slikama 3.4 i 3.5.



Slika 4.6: Graf ovisnosti varijable w o dubini interakcije z dobiven analizom dijeljene svjetlosti na svim segmentima

Na histogramu se jasno vidi da su rezultati dobiveni za mjerenja izvedena detektorom u konfiguraciji s optičkim silikonom znatno lošija od onih provedenih s detektorom s pleksiglasom, a čiji rezultati su izloženi u prethodnom potpoglavlju.

5 Zaključak

Cilj ovog rada bio je ispitati mogućnost određivanja dubine interakcije gama zračenja u segmentiranim scintilacijskim detektorima. Detektori su bili konstruirani tako da je jedan kraj matrice scintilacijskih LFS kristala bio spojen na silicijski fotomultiplikator, dok je na drugom kraju ostvarivana refleksija kako bi se postigao efekt dijeljenja svjetlosti između susjednih segmenata. U tu svrhu, u jednoj izvedbi detektora korišten je optički silikon, dok je u drugoj izvedbi korišten pleksiglas. Kalibracijska mjerenja su bila izvršena postavljajući izvor gama zračenja tako da gama zrake padaju na unaprijed zadanu dubinu na bočnoj strani kristalne matrice. Dubina interakcije se zatim određivala pomoću dobivenih grafova ovisnosti varijable w o dubini interakcije z , gdje je varijabla w omjer svjetlosti detektirane na pikselu na kojem se dogodila interakcija i dijeljene svjetlosti na susjednim segmentima.

Rezultati mjerenja pokazali su da je korištenom metodom postignut efekt dijeljenja svjetlosti. Iz njega se može dobiti linearna ovisnost varijable w o dubini interakcije z . Pozicija vrha dobivene krivulje raspodjele dubine interakcije pokazuje da se najviše događaja dogodilo u području kristala. Uz to, vidi se i da se više interakcija dogodilo bliže strani na kojoj gama zrake ulaze u kristal nego na stani na kojoj je postavljen fotomultiplikator, što se podudara s očekivanjima ishoda eksperimenta. No, zbog velike nepouzdanosti metode, dobiveni rezultati dubine interakcije nisu zadovoljavajući. Velik dio krivulje pada izvan dimenzija samog kristala što čini ovakvu izvedbu detektora neprikladnom za praktičnu primjenu. Uz dodatne modifikacije detektora, metoda bi se potencijalno mogla dodatno usavršiti kako bi se poboljšala rezolucija, no to izlazi izvan okvira ovog rada.

Literatura

- [1] Ito, M. et al. Positron Emission Tomography (PET) Detectors with Depth-of-Interaction (DOI) Capability // Biomed Eng Lett (2011), str. 70-81.
- [2] Nishikido, F. et al. Four-layer depth-of-interaction PET detector for high resolution PET using a multi-pixel S8550 avalanche photodiode // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A Vol. 621 (2010), str. 570-575.
- [3] Pizzichemi, M. et al. A new method for depth of interaction determination in PET detectors // Physics in Medicine and Biology Vol. 61 (2016), str. 4679-4698.
- [4] Leo, W. R. Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments. 2. izdanje : Springer-Verlag, 1994.
- [5] File:Table isotopes en.svg, (5.5.2009.), Wikipedia, https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Table_isotopes_en.svg, 23.9.2022.
- [6] File:Cobalt-60 Decay Scheme.svg, (10.5.2007.), Wikipedia, https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Cobalt-60_Decay_Scheme.svg, 23.9.2022.
- [7] File:EM Spectrum3-new.jpg, (23.7.2007.), Wikipedia, https://commons.wikimedia.org/wiki/File:EM_Spectrum3-new.jpg, 23.9.2022.