

# Simulacija detektorskog sustava za pozitronsku emisijsku tomografiju

---

Car, Julio

Master's thesis / Diplomski rad

2017

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:217:737933>

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

Download date / Datum preuzimanja: **2025-02-07**



Repository / Repozitorij:

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



SVEUČILIŠTE U ZAGREBU  
PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET  
FIZIČKI ODSJEK

Julio Car

SIMULACIJA DETEKTORSKOG SUSTAVA ZA  
POZITRONSKE EMISIJSKE TOMOGRAFIJE

Diplomski rad

Zagreb, 2017.

SVEUČILIŠTE U ZAGREBU  
PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET  
FIZIČKI ODSJEK

SMJER: ISTRAŽIVAČKI

**Julio Car**

Diplomski rad

**SIMULACIJA DETEKTORSKOG  
SUSTAVA ZA POZITRONSKU  
EMISIJSKU TOMOGRAFIJU**

Voditelj diplomskog rada: doc. dr. sc. Mihael Makek

Ocjena diplomskog rada: \_\_\_\_\_

Povjerenstvo: 1. \_\_\_\_\_

2. \_\_\_\_\_

3. \_\_\_\_\_

Datum polaganja: \_\_\_\_\_

Zagreb, 2017.

Ovaj rad rezultat je višemjesečnog truda autora potpomognut i usmjeravan od strane mentora doc. dr. sc. Mihaela Makeka kojem se zahvaljujem na spremnosti za rješavanje dilema i misterija koji su niknuli tijekom istraživačkog procesa. Zahvale dugujem i svojoj obitelji osobito tati Ivanu i mami Štefaniji koji su požrtvovno pristupili svakom mojem problemu i strpljivo podnosili moje odsutnosti u svijet fizike.

## Sažetak

Pozitonska emisijska tomografija (PET) je moćna neinvazivna dijagnostička metoda nuklearne medicine koja se bazira na koincidentnoj detekciji dvaju kolinearnih  $\gamma$  fotona čiji izvor je u anihilaciji pozitrona i elektrona. Temeljno svojstvo PET sustava je osjetljivost, koja se definira kao omjer opaženih koincidentnih događaja i ukupnog broja anihilacijskih događaja koje proizvodi izvor, a ovisi o efikasnosti detektora i prostornoj akceptanciji.

Razvoj geometrije realnih PET sustava temeljen je na simulacijama provedenim na 8 jednostavnih modela u programskom paketu GATE. Jednostavni modeli poslužili su za precizne interpretacije prostornih raspodjela i udjela različitih mehanizama interakcije  $\gamma$  zračenja i scintilacijskih materijala. Za odabrane LSO i LFS materijale pokazalo se da prostorni raspored interakcija  $\gamma$  fotona u kristalu ima maksimum na prednjoj strani što je u skladu sa atenuacijskim ponašanjem  $\gamma$  zračenja. Od interakcija dominiraju one u kojima je deponirana ukupna energija anihilacijskog gama zračenja od 511 keV sa 48 % udjela, dok je 46 % događaja u kojima je depozicija energije gama čestica u intervalu od 50–400 keV, što odgovara Comptonovim raspršenjima, dok se Rayleighovo raspršenje događa u 6 % događaja.

U simulacijskom sučelju GATE konstruirane su dvije realne PET geometrije: jedna manja sa 4 prstena radijusa 0.135 m sa po 48 detektorskih modula unutar prstena, a druga veća sa 16 prstenova radijusa 0.630 m sa po 200 detektorskih modula unutar prstena. Detektorski moduli su dimenzija  $20 \times 16 \times 16 \text{ mm}^3$  za malu odnosno  $20 \times 20 \times 25 \text{ mm}^3$  za veliku geometriju i sastoje se od  $4 \times 4$  scintilacijska kristala dimenzija  $20 \times 3 \times 3 \text{ mm}^3$ .

Simulacija sa točkastim izvorom u središtu geometrije pokazala je da je osjetljivost 5.55 % za manju geometriju odnosno 2.48 % za veću geometriju, uz uvjet da se opažaju samo anihilacijski fotoni koji u detektorima deponiraju svu energiju u prozoru 0.4–0.6 MeV, što je usporedivo sa standardnim PET sustavima. Ispitan je utjecaj atenuirajućeg materijala (fantoma), kao i utjecaj konačne veličine pozitronskog izvora na osjetljivost PET sustava.

Konačno određena je gornja granica osjetljivosti konstruiranih PET sustava, kao ona u kojoj bi se uzimali u obzir svi koincidentni događaji u kojima je depozicija energije gama čestica u puno širem energijskom prozoru 0.05–0.65 MeV. Dobiveni

rezultati pokazuju da su gornje granice osjetljivosti PET sustava 55.75 % za manju odnosno 23.51 % za veću geometriju.

Ključne riječi: PET, koincidencija, efikasnost, osjetljivost, scintilacijski kristal

# Simulation of detector system for positron emission tomography

## Abstract

Positron emission tomography (PET) is powerful non-invasive diagnostic technique of nuclear medicine based on detecting coincidence events of two colinear  $\gamma$  photons emerging from positron-electron annihilation events. Basic property which characterizes PET system is sensitivity for coincidences which is defined as a ratio of detected coincidence events and all annihilation events which emerge from the source. Sensitivity depends on detection efficiency and solid angle of PET system.

Development of geometries for modern PET systems made in software package GATE was based on tests conducted on 8 simple models. Models were used in order to understand mechanism of  $\gamma$  radiation interaction with scintillation materials precisely and for understanding of spatial distribution of interactions. For LSO and LFS scintillation crystals it was shown that spatial distribution of interactions has maximum in front part of the crystal which is consistent with attenuation of  $\gamma$  radiation. Considering types of interactions of  $\gamma$  photons with crystals, the biggest energy deposition of 511 keV  $\gamma$  photons comes above 400 keV in 48 % of events while interactions due to Compton scattering in energy interval 50–400 keV contribute in 46 % of events and finally Rayleigh scattering in 6 % of events.

Two real PET geometries were constructed using simulation interface GATE: one smaller consisting of 4 detection rings with radius 0.135 m with 48 detector modules per ring and second bigger with 16 detection rings with radius 0.630 m with 200 detector modules per ring. Dimensions of detector modules were 20x16x16 mm<sup>3</sup> for small geometry and 20x20x25 mm<sup>3</sup> for big geometry and they consisted of 4x4 scintillation crystals sized 20x3x3 mm<sup>3</sup>.

Simulation with pointlike source in the center of geometry gave sensitivity of 5.55 % for smaller and 2.48 % for bigger geometry with condition that detected photons had deposited energy in interval 0.4–0.6 MeV similar to standard PET systems. Furthermore, attenuation material (phantom) was introduced as well as volume distribution of positron source in order to investigate their influence on PET sensitivity.

Eventually, the upper limit of sensitivity of developed PET system was determined

by using all coincidence events in which deposited energy of  $\gamma$  photons was in wider window 0.05–0.65 MeV. Results showed that upper limits for sensitivity were 55.75 % for smaller and 23.51 % for bigger geometry.

Keywords: PET, coincidence, detection efficiency, sensitivity, scintillation crystals



# Sadržaj

<b>1</b>	<b>Uvod</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Pozitronska emisijska tomografija</b>	<b>3</b>
2.1	Fizikalni procesi u PET-u . . . . .	3
2.2	Scintilacijski detektori . . . . .	7
2.2.1	Usporedba LSO i LFS scintilacijskih kristala . . . . .	8
2.3	Načelo rada PET-a . . . . .	9
2.4	Pokazatelji učinkovitosti PET sustava . . . . .	12
2.4.1	Geometrijska i intrinzična efikasnost detektora . . . . .	13
2.4.2	Osjetljivost . . . . .	13
2.5	Vrste koincidenzijskih događaja . . . . .	14
<b>3</b>	<b>Simulacija osnovnih modela PET sustava</b>	<b>16</b>
3.1	GATE programski paket . . . . .	16
3.2	Postavke simulacije . . . . .	18
3.2.1	Geometrijske postavke detektora . . . . .	19
3.2.2	Postavke izvora . . . . .	20
3.3	Osnovni modeli PET sustava . . . . .	22
3.3.1	Model 1 – 1 kristal . . . . .	23
3.3.2	Model 2 – 2 kristala . . . . .	29
3.3.3	Model 2+ – 2 aktivna kristala u prstenu . . . . .	30
3.3.4	Model 2+p – Prsten od 48 kristala . . . . .	32
3.3.5	Model 1m – 1 modul sa 16 kristala . . . . .	36
3.3.6	Model 2m – 2 modula sa 2x16 kristala . . . . .	38
3.3.7	Model 2m+ – 2 aktivna modula u prstenu . . . . .	39
3.3.8	Model 2m+p – Prsten od 48 modula . . . . .	42
3.3.9	Model MG – Mala geometrija detektora . . . . .	45
3.3.10	Model VG – Velika geometrija detektora . . . . .	51
<b>4</b>	<b>Analiza i optimizacija PET sustava</b>	<b>56</b>
4.1	Utjecaj fantoma na broj raspršenja . . . . .	56
4.2	Utjecaj scintilacijskih materijala na broj raspršenja . . . . .	57
4.3	Utjecaj volumne raspodjele izvora zračenja na efikasnost detekcije . . . . .	59

4.4	Analiza osjetljivosti za različite energijske prozore . . . . .	60
<b>5</b>	<b>Zaključak</b>	<b>62</b>
	<b>Dodaci</b>	<b>64</b>
<b>A</b>	<b>Kodovi za konstrukciju geometrija PET sustava</b>	<b>64</b>
A.1	Mala geometrija . . . . .	64
A.2	Velika geometrija . . . . .	67
<b>B</b>	<b>Skripte za GATE simulacije</b>	<b>69</b>
B.1	Source (Izvor) . . . . .	69
B.2	Physics (Fizikalni procesi) . . . . .	70
B.3	Digitizer (Digitalizator) . . . . .	71
B.4	Output (Izlazni format) . . . . .	72
B.5	Visu (Vizualizacija) . . . . .	72
B.6	Master (glavna skripta) . . . . .	72
B.7	Kod za izračun prosječne atenuacije $\gamma$ fotona . . . . .	74
<b>C</b>	<b>Skripta naredba za ROOT analizu</b>	<b>75</b>
	<b>Literatura</b>	<b>86</b>

# 1 Uvod

Pozitronska emisijska tomografija (PET) je neinvazivna slikovna tehnika koja se temelji na anihilacijskom gama zračenju koje uzrokuje radiofarmak akumuliran na ciljnom mjestu unutar subjekta proučavanja. Svojstvo PET-a koje ga čini pogodnim za primjenu u nuklearnoj medicini je činjenica što koristi radionuklide C,O,N,F koji su osnovni dijelovi organskih spojeva. Općeniti koraci u PET studiji uključuju proizvodnju  $\beta^+$  aktivnog radiofarmaka koju čine 2 etape: stvaranje pozitronskih emitera u ciklotronu te njihova implementacija u biomolekule kao supstitucija prirodnih atoma koji se u njima nalaze, unošenje radiofarmaka u tijelo pacijenta, mjerenje raspodjele radionuklida vanjskim detektorima te analizu i interpretaciju raspodjele radionuklida. Kliničke primjene PET-a nalazimo u kardiologiji kod ishemije i procjene vijabilnosti miokarda, u onkologiji za detekciju metastaza, recidiva tumora i produkata nekroze, u neurologiji za diferencijalnu dijagnostiku demencije, Alzheimerove bolesti, lokalizacije epileptičkih fokusa, u neuroznanosti za bazična istraživanja te u određivanju funkcionalne anatomije mjerenjem toka krvi kao odgovora na specifični podražaj [1]. Glavne komponente svakog PET sustava su scintilacijski detektori nužni za detekciju anihilacijskog  $\gamma$  zračenja i pretvorbu u svjetlosne pulseve te fotomultiplikatori za pretvorbu svjetlosnih u električne pulseve i analizu istih. Upravo o ovim dvjema komponentama ovisi ukupna efikasnost PET sustava stoga je potrebno ispitati njihovo ponašanje u relevantom energijskom rasponu, konkretno za energije  $\gamma$  fotona od 511 keV. Jedan od ciljeva ovog rada bio je kvantificirati broj interakcija  $\gamma$  fotona u kristalu po relevantnim energijskim rasponima za fotoelektrični efekt, Comptonovo raspršenje i Rayleighovo raspršenje i time posredno ustanoviti koliko pojedini procesi u danoj geometriji utječu na efikasnost i osjetljivost uređaja.

Detektorski sustav PET-a čine scintilacijski kristali i fotomultiplikatori stoga je njihov kako brojčani tako i funkcionalan odnos bitan u ukupnoj detekciji fotona. Omjer broja kristala i fotomultiplikatora u prvotnim izvedbama PET sustava bio je 4:1, no danas je prevladao omjer 1 kristal 1 fotomultiplikator stoga je on korišten u ovom istraživanju. Korištenjem programskog paketa GATE specijaliziranog za simulacije PET i SPECT sustava kao i ostalih radioloških dijagnostičkih metoda, simulirane su dvije geometrije realnih PET sustava prilagođene za ispitivanja na malim subjektima poput životinja (MG) te velikim subjektima poput ljudi (VG). Motivacija ovog istraživanja

leži u optimizaciji postojećih PET detekcijskih konfiguracija po pitanju efikasnosti detekcije i osjetljivosti na koincidencije  $\gamma$  fotona kako bi se postigla što bolja i kvalitetnija dijagnostika raspodjele pozitronskih emitera u subjektu proučavanja. Budući da se PET kao metoda bazira na koincidencijama u detekciji  $\gamma$  fotona nužno je definirati simetričnu geometriju sustava sa što većim prostornim kutom upada  $\gamma$  fotona na scintilacijske detektore. Dakle, osjetljivost na opažanje koincidentnih događaja determinirana je prostornim rasporedom osjetljivih kristalnih detektora i njihovom efikasnošću stoga su poželjne one konfiguracije detektora koje daju što veću prostornu akceptanciju za dani izvor zračenja. Uvođenjem volumne raspodjele izvora ispitane su granice do kojih odnos dimenzija izvora i kristalnih elemenata nema utjecaj na osjetljivost PET sustava. Kvalitativno i kvantitativno ispitivanje mehanizma interakcije  $\gamma$  fotona i scintilacijskih kristala ispitano je za unaprijed definiranu aktivnost izvora i vrijeme prikupljanja za statične konfiguracije sustava.

## 2 Pozitronska emisijska tomografija

Ono što pozitronskoj emisijskoj tomografiji daje prednost pred većinom metoda nuklearne medicine jest činjenica što stavlja naglasak na funkcionalnost odnosno metaboličku aktivnost u kojoj sudjeluju pozitronski emiteri pred statičnom anatomijom samog subjekta i pri tome daje dovoljnu preciznost za rekonstrukciju slike izvora anihilacijskih događaja. PET je svoju primjenu u medicini našao u onkologiji, neuroznosti i kardiologiji prvenstveno zahvaljujući metaboličkoj aktivnosti biokemijskih molekula poput fluorodeoksiglukoze koja je u kemijskom sastavu identična glukozi do na atom radioaktivnog fluora koji je zamijenio atom kisika. Time se postiže radioobilježavanje organske molekule čija se pojačana aktivnost u živim organizmima može opažati uslijed akumulacije na mjestima gdje je veća potrošnja energije npr. tumorima i njihovim metastazama. Radioaktivni izotopi proizvode se u ciklotronima i odabiru za primjenu u PET dijagnostici prema vremenu poluživota. Primjerice,  $^{18}\text{F}$  je radioaktivni izotop fluora s vremenom poluživota  $\tau = 109.771$  min čiji produkt  $\beta^+$  raspada je stabilni izotop kisika  $^{18}\text{O}$  i kao takav ima relativno povoljnu vremensku skalu za PET istraživanja na ljudima [2]. Srednji slobodni put emitiranog pozitrona u materiji je relativno kratak i završava anihilacijom sa elektronom pri čemu su emitirana dva kolinearna  $\gamma$  fotona u suprotnim smjerovima energije 511 keV što odgovara energiji mirovanja elektrona odnosno pozitrona. Detekcijom dvaju emitiranih  $\gamma$  fotona u koincidenciji i koordinata njihovih interakcija u scintilacijskim kristalima moguće je rekonstruirati poziciju  $\gamma$  izvora preko linije odziva (LOR = line of response) koja povezuje nasuprotne detektore. Rekonstrukcijskim algoritmima moguće je zaključiti o prostornoj raspodjeli pozitronskih emitera unutar subjekta istraživanja. Primjer modernog PET skenera dan je na slici 2.1.

### 2.1 Fizikalni procesi u PET-u

Priroda interakcije fotona sa materijom je drugačija od interakcije nabijenih čestica sa materijom. Budući da fotoni ne posjeduju električni naboj interakcija sa materijom je moguća sljedećim trima procesima:

1. Fotoelektrični efekt
2. Comptonovo raspršenje



Slika 2.1: PET skener [3]

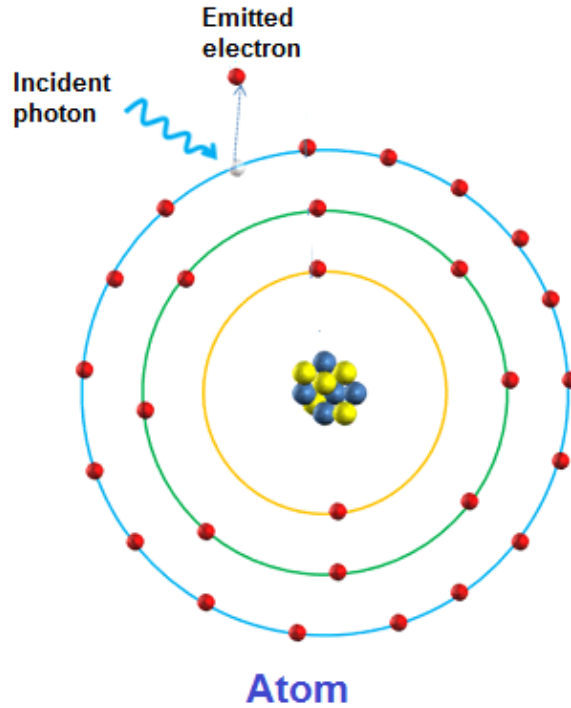
### 3. Tvorba parova $e^+e^-$

Ono što razlikuje interakciju fotona sa materijom naspram interakcije nabijenih čestica jest veća dubina penetracije fotona za iste energije snopa te činjenica da snop fotona ne gubi energiju prolaskom kroz materiju već je atenuiran u intenzitetu ovisno o njevoj debljini. Za kolimirani snop fotona to znači da fotoni mogu biti ili apsorbirani ili raspršeni u interakciji sa materijom ili nesmetano prolaze kroz nju. Budući da u ovom istraživanju koristimo izvor  $\gamma$  fotona energije 511 keV-a mogući mehanizmi interakcije su fotoelektrični efekt, Comptonovo raspršenje i Rayleighovo raspršenje. Fotoelektrični efekt je proces u kojem visokoenergijski foton biva apsorbiran u materijalu i izbacuje atomski elektron čija kinetička energija odgovara razlici energije upadnog fotona i energije vezanja elektrona u materijalu, a jezgra preuzima impuls odboja upadnog fotona (slika 2.2). Fotoelektrični efekt je vidljiv kroz direktnu apsorpciju 511 keV fotona. Moguće ga je opisati formulom:

$$\frac{1}{2}mv_{max}^2 = h(f - f_g) \quad (2.1)$$

gdje je  $m$  masa elektrona,  $v_{max}$  maksimalna brzina izbačenog fotoelektrona,  $f$  frekvencija upadnog fotona i  $f_g$  granična frekvencija koja je svojstvo materijala. Ovisnost udarnog presjeka za fotoefekt o atomskom broju  $Z$  je snažna,  $\sim Z^4$  [5] stoga za maksimizaciju udjela fotoefekta u ukupnom broju interakcija valja izabrati scintilacijske materijale s velikim efektivnim atomskim brojem. Očekivano, vjerojatnost fotoelektrične apsorpcije naglo pada sa povećanjem energije fotona. U vodi, vjero-

jatnost fotoelektrične apsorpcije pada sa  $E^{-3}$  te je za fotone energije 511 keV ona zanemariva.



Slika 2.2: Princip fotoelektričnog efekta [4]

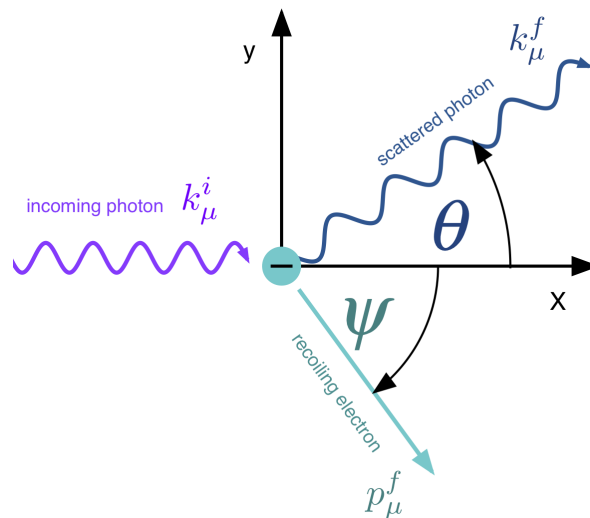
Za razliku od fotoelektričnog efekta, Comptonov efekt se odnosi na raspršenje fotona na slobodnom elektronu. Budući da su elektroni u materiji vezani, Comptonov efekt je moguć ukoliko je energija fotona puno veća od energije vezanja elektrona što je uvijek slučaj za fotone energije 511 keV. Diferencijalni udarni presjek za Comptonovo raspršenje dan je Klein-Nishininom formulom [5]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} \frac{1}{[1 + \gamma(1 - \cos \theta)]^2} \left( 1 + \cos^2 \theta + \frac{\gamma^2 (1 - \cos \theta)^2}{1 + \gamma(1 - \cos \theta)} \right) \quad (2.2)$$

gdje je  $\gamma = \frac{h\nu}{m_e c^2}$ ,  $\nu$  je frekvencija fotona,  $r_e$  radijus elektrona, a  $\theta$  kut pod kojim se sekundarni foton rasprši u odnosu na upadni foton. Kinematika daje maksimalnu energiju odboja elektrona  $T_{max} = h\nu \left( \frac{2\gamma}{1+2\gamma} \right)$ . Vjerojatnost Comptonovog raspršenja po jedinici duljine apsorbirajućeg sredstva proporcionalna je sa atomskim brojem  $Z$  sredstva. Općenita veza energije raspršenog i upadnog fotona za Comptonov efekt dana je sljedećom relacijom:

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)} \quad (2.3)$$

Princip Comptonovog raspršenja prikazan je na slici 2.3.



Slika 2.3: Princip Comptonovog raspršenja [6]

Rayleighovo raspršenje je u klasičnom limesu Comptonovog raspršenja, raspršenje u kojem sudjeluje čitavi atom sa svim svojim elektronima zbog čega se naziva i koherentnim raspršenjem. Karakterizira ga izostanak predaje energije fotona materiji dakle bez ekscitacije i ionizacije atoma materije. Jedini efekt Rayleighovog raspršenja je promjena smjera gibanja fotona. Za visokoenergijske fotone njegov utjecaj je gotovo zanemariv. Općenito međudjelovanje fotona sa materijom moguće je opisati jednostavnim eksponencijalnim zakonom uz uvjet da su raspršeni fotoni izuzeti iz monoenergijskog snopa :

$$I(x) = I_0 e^{-\int_0^x \mu(x') dx} \quad (2.4)$$

gdje je  $I_0$  početni intenzitet fotonskog snopa, a parametar  $\mu(x)$  linearni koeficijent atenuacije koji predstavlja vjerojatnost da će se međudjelovanje dogoditi po jedinici duljine  $x$  [5]. Za fotone energije 511 keV atenuacija dolazi većinom od fotoelektrične apsorpcije i Comptonovog raspršenja pa za linearni atenuacijski koeficijent  $\mu$  možemo pisati:

$$\mu \approx \mu_{\text{fot}} + \mu_{\text{Comp}} \quad (2.5)$$

Većinski doprinos atenuaciji dolazi od Comptonovog raspršenja kada su u pitanju meka tkiva i kosti dok je utjecaj podjednak između fotoelektričnog efekta i Comptonovog raspršenja kada je riječ o scintilacijskim materijalima.



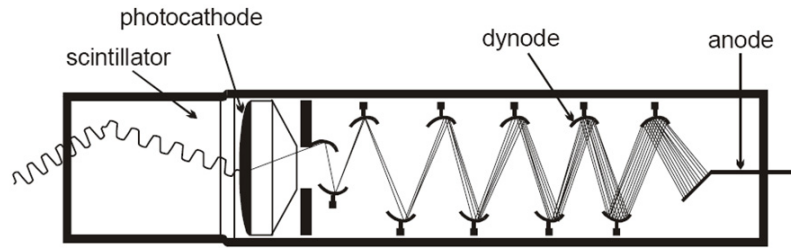
## 2.2 Scintilacijski detektori

Scintilator je materijal sa svojstvom apsorpcije ionizirajućeg zračenja poput X i  $\gamma$  zračenja te nabijenih čestica i pretvorbe apsorbirane energije u fotone vidljivog i ultra-ljubičastog spektra. Svjetlosni puls koji emitiraju proporcionalan je deponiranoj energiji i odvija se tipično na vremenskoj skali  $1\text{ ns}-1\ \mu\text{s}$ . Zajedno sa fotomultiplikatorima (slika 2.4) koji svjetlosne pulseve pretvaraju u električne signale čine detektorski sustav PET-a. Osnovna podjela scintilatora je na organske i anorganske. Za PET sustave koriste se anorganski kristalni scintilatori zbog velike gustoće  $\rho$  i velikog atomskog broja  $Z$ . Riječ je o transparentnim kristalima sa valentnim i vodljivim vrpčama odvojenim za oko  $5\text{ eV}$  ili više koji su dopirani aktivatorskim ionima koji daju energijske nivoe u procjepu između valentne i vodljive vrpce. Nakon što foton ionizirajućeg zračenja pobudi elektron–šupljina par dolazi do relaksacije aktivatorskih iona emisijom scintilacijskih fotona energije koja najčešće odgovara plavom dijelu vidljivog odnosno bliskog UV spektra [8]. Važne karakteristike scintilatorskog detektora su: linearnost odziva koja se manifestira kao linearni režim proporcionalnosti deponirane energije upadnog zračenja i svjetlosnog pulsa zbog čega služi kao energijski spektrometar, vremenski odziv što omogućuje dobivanje vremenskih informacija o interakcijama i definira veliku brzinu brojanja upadnih fotona. Neki scintilatori imaju mogućnost diskriminacija upadnih ionizirajućih čestica na temelju oblika svjetlosnog pulsa uslijed različitih fluorescentnih mehanizama koje pobuđuju čestice različitih ionizirajućih snaga. Dobar scintilator mora zadovoljavati sljedeće uvjete:

1. visoka efikasnost pretvorbe ekscitirajuće energije u fluorescentno zračenje
2. transparentnost na vlastito fluorescentno zračenje
3. emisija u spektralnom području koje odgovara spektralnom odzivu vezanih fotomultiplikatora
4. kratka konstanta raspada

Primjeri anorganskih scintilacijskih detektora su  $\text{NaI}[\text{Tl}]$ , BGO,  $\text{BaF}_2$ , LSO i LYSO. Svojstva nekih scintilatora dana su u tablici 2.1.

Značajke scintilacijskih detektora relevantne za PET tiču se osnovnih mehanizama interakcije  $\gamma$  fotona sa materijom: fotoelektrični efekt i Comptonovo raspršenje. U



Slika 2.4: Shematski prikaz detektorskog sustava scintilatora i fotomultiplikatora [7]

	NaI	BGO	LSO	LYSO
efektivan atomski broj $Z$	50	74	66	66
gustoća $\rho \text{ g/cm}^3$	3.7	7.1	7.4	7.1
atenuacijska duljina $\lambda \text{ cm}$ na 511 keV	2.59	1.12	1.14	1.16
svjetlosni prinos $Y \%$	100	21	85	75
konstanta raspada $t_s \text{ ns}$	245	300	40	50

Tablica 2.1: Fizikalne karakteristike scintilacijskih kristala [8]

svrhu velike detekcijske efikasnosti za  $\gamma$  zračenje nužan je veliki atomski broj  $Z$  za veliki udarni presjek za fotoelektrični efekt [5]. Kako bi se postigla velika brzina brojanja i što kraći koincidentni prozor potrebni su scintilacijski materijali vrlo kratke konstante raspada odnosno što kraćeg pulsa scintilacijskih fotona. Za jasnu identifikaciju događaja potreban je veliki svjetlosni prinos i energijsko razlučivanje kristala. Sva poželjna svojstva scintilacijskih kristala za PET dana su u tablici 2.2.

Parametar	Svojstvo
$\rho$	$\gamma$ efikasnost detekcije
$Z$	$\gamma$ efikasnost detekcije
konstanta raspada	veličina koincidentnog prozora
svjetlosni prinos	broj kristalnih elemenata
energijsko razlučivanje	identifikacija vrste interakcija
higroskopnost	jednostavnost izvedbe

Tablica 2.2: Poželjna svojstva scintilacijskih kristala [8]

### 2.2.1 Usporedba LSO i LFS scintilacijskih kristala

Kao što je prethodno navedeno, scintilacijski kristali imaju ključnu ulogu u detekciji upadnog ionizirajućeg zračenja stoga se traže oni materijali koji posjeduju najbolja svojstva po pitanju efikasnosti detekcije te energijske i vremenske razlučivosti. Iako se kao vodeći materijal za PET kamere nametnuo LSO (lutecijev oxyortosilikat)

postoje drugi kandidati koji pretendiraju za primjenu u PET sustavima koji u nekim parametrima prednjače pred LSO, a u nekim nazaduju. LSO se zbog svoje velike gustoće i efektivnog atomskog broja pokazao odličnim za  $\gamma$  detekcije prvenstveno zbog kratke konstante svjetlosnog raspada što je pogodno za koincidencije, velikog svjetlosnog prinosa po jedinici energije upadnog zračenja te nehigroskopsnosti. Nedostatak je radioaktivna jezgra  $^{176}\text{Lu}$  koja uvodi pozadinu u brojanju upadnih fotona. LSO je dosad korišten u visoko razlučivom tomografu mozga, životinjskim tomografima, kombiniranim PET/MRI detektorima i kombiniranim PET/SPECT kamerama. Jedna od alternativa LSO je LFS (lutecijev fini silikat) koji posjeduje brza scintilacijska svojstva, malu atenuacijsku duljinu te veliku gustoću, ekonomsku isplativost i odlično energijsko razlučivanje. Prvenstveno se ističe po velikom svjetlosnom prinosu te jako kratkoj konstanti svjetlosnog raspada čime zaslužuje mjesto ozbiljnog kandidata za scintilatore novog doba. Usporedba svojstava LSO i LFS kristala dana je u tablici 2.3. Cilj kojem se teži pri izboru scintilacijskih kristala jesu što bolja  $\gamma$  detekcijska efikasnost odnosno skraćivanje vremena prikupljanja podataka i osjetljivost na male aktivnosti izvora.

	<i>LSO</i>	<i>LFS</i>
gustoća $\rho \backslash g \backslash cm^3$	7.4	7.35
efektivan $Z$	66	64
atenuacijska duljina $\backslash cm$	1.14	1.15
konstanta raspada $\backslash ns$	40	<33
emisijaska valna duljina $\backslash nm$	420	425
svjetlosni prinos ( $NaI = 100\%$ )	40–75	80–85
higroskopsnost	Ne	Ne

Tablica 2.3: Usporedba relevantnih svojstava scintilacijskih kristala [9]

### 2.3 Načelo rada PET-a

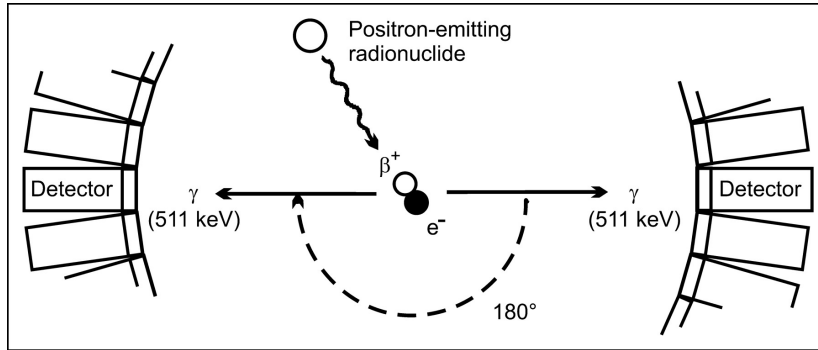
Pozitronska emisijaska tomografija je kao metoda dijagnostike predložena sredinom 20. st. kada su objavljeni prvi podaci o primjeni anihilacijskog zračenja dobivenog pozitronskim raspadima u medicinske svrhe [10]. Bazira se na pozitronskim raspadima radionuklida prilikom čega se proton iz protonima bogate jezgre atoma raspada na neutron uz emisiju pozitrona i neutrina



Budući da je pozitron antičestica elektrona, dakle identičnih fizikalnih svojstava, ali suprotnog naboja, u interakciji s elektronom dolazi do anihilacije te se oslobađa zračenje u obliku dvaju 511 keV fotona koji putuju u suprotnim smjerovima. Detekcijom dvaju suprotno propagirajućih fotona unutar danog vremenskog prozora u dva nasuprotna detektora moguće je dobiti položajnu informaciju o anihilacijskom događaju. Naravno, sam koncept PET dijagnostike podrazumijeva detekcije fotona u koincidenciji stoga su potrebne konfiguracije parova nasuprotnih detektora za efikasna mjerenja. Linija koja povezuje detektore koji su zabilježili fotone u koincidenciji naziva se linija odziva (LOR) i duž nje se, u slučaju nepromjenjenih putanja fotona od izvora do detektora, nalazi lokacija anihilacije pozitrona i elektrona. Zbog postojanja dosega pozitrona odnosno puta koji on prevali od mjesta emisije do anihilacije rekonstrukcijom dobivamo lokacije anihilacijskih događaja, a ne lokacije pozitronskih emitera. Princip na kojem se zasniva PET prikazan je na slici 2.5. Početna kinetička energija emitiranog pozitrona gubi se pri raspršenjima na elektronima u okolini mjesta emisije. Pozitron interagira sa elektronima putem Coulombovog potencijala što uzrokuje znatne devijacije u njegovoj putanji. Prilikom svake kulonske interakcije, pozitroni gube kinetičku energiju sve dok ne postignu termalnu energiju gibanja iako su moguća i elastična raspršenja. Kada postignu termalnu energiju, pozitroni interagiraju s elektronima putem dvaju mehanizama: slobodnom anihilacijom prilikom čega nastaje anihilacijsko zračenje dvaju fotona energija 511 keV koji su antiparalelni u referentnom sustavu  $e^+e^-$  ili stvaranjem pozitronija. Pozitronij je stanje slično vodiku kojeg čini sustav elektron-pozitron i kod kojeg je centar mase na pola njihove udaljenosti za razliku od vodika, no ono je kratkoživuće ( $10^{-10}$  s). Razlikujemo dva stanja pozitronija: orto-pozitronij kod kojeg su spinovi elektrona i pozitrona paralelni i para-pozitronij kod kojeg su spinovi antiparalelni. Para-pozitronij kolabira i anihilacijom nastaju dva 511 keV fotona koja putuju u suprotnim smjerovima. Varijacije u impulsu sustava anihilirajućih čestica rezultiraju u kutnoj neodređenosti smjera gibanja 511 keV fotona od otprilike 4 mrad u laboratorijskom sustavu [1].

Emisija i anihilacija pozitrona gotovo su istovremeni procesi jer je slobodni put pozitrona u tkivu svega nekoliko milimetara ovisno o energiji pozitrona. Fotoni nastali anihilacijom putuju u gotovo suprotnim smjerovima  $180 \pm 0.25^\circ$  pri čemu korekcija dolazi od malog početnog impulsa sustava elektron-pozitron. Prilikom  $\beta^+$  raspada radionuklida energija se dijeli na jezgre kćeri, pozitron i neutrino pa tako emitirani

pozitroni imaju kontinuirani spektar energija odozgo omeđen maksimalnom energijom  $E_{max}$  koju određuje razlika masa roditeljskog atoma i jezgre kćeri kao i činjenica da li se prijelazi događaju između osnovnih ili pobuđenih stanja jezgara. Srednja energija emitiranog pozitrona odgovara približno jednoj trećini  $E_{max}$ . U značajnije pozitronske emitere spadaju:  $^{11}\text{C}$ ,  $^{13}\text{N}$ ,  $^{15}\text{O}$ ,  $^{18}\text{F}$ ,  $^{22}\text{Na}$ ,  $^{62}\text{Cu}$ ,  $^{64}\text{Cu}$ ,  $^{68}\text{Ga}$ ,  $^{82}\text{Rb}$ ,  $^{124}\text{I}$ .



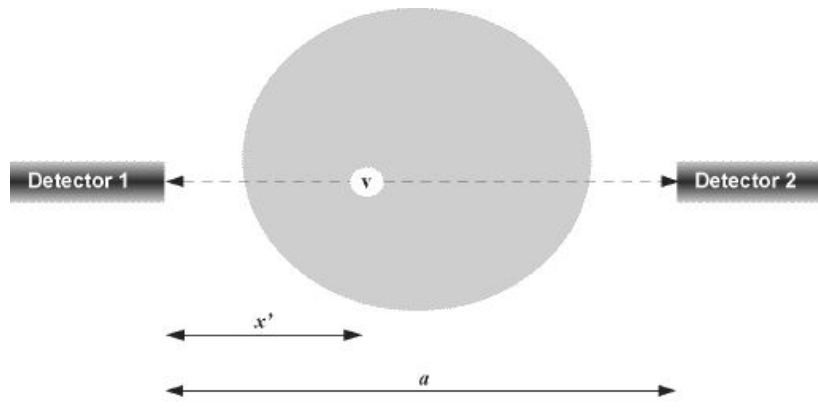
Slika 2.5: Pozitronsko elektronskom anihilacijom nastaju dva kolinearna  $\gamma$  fotona koja putuju u suprotnim smjerovima [11]

Prisjetimo li se jednadžbe (2.4) za atenuaciju zračenja i stavimo li je u kontekst detekcije  $\gamma$  fotona čiji izvor je u pozitronskim raspadima u subjektu proučavanja uočit ćemo važne implikacije koje ima na koincidentna opažanja fotona. Naime, atenuacija zračenja je primarno svojstvo koje ograničava efikasnost detekcije, a samim time i osjetljivost PET sustava. Njezin utjecaj možemo ispitati sljedećim razmatranjem. Zamislimo mali volumen  $v$  u subjektu proučavanja smješten na udaljenosti  $x'$  duž linije koja povezuje dva detektora u vidnom polju PET kamere (slika 2.6). Neka se u volumenu  $v$  nalazi izvor pozitronskog zračenja tako da postoji tok fotona energije 511 keV duž linije odziva LOR koja povezuje detektore 1 i 2. Ako je linearni koeficijent atenuacije na poziciji  $x$  jednak  $\mu(x)$  tada možemo tvrditi sljedeće:

$$P_1 = e^{-\int_0^{x'} \mu(x) dx} \quad P_2 = e^{-\int_{x'}^a \mu(x) dx} \quad (2.7)$$

pri čemu su  $P_1$  i  $P_2$  vjerojatnosti detekcije fotona iz volumena  $v$  u detektoru 1 odnosno 2. Vjerojatnosti su međusobno neovisne i fotoni moraju istovremeno stići unutar vremenskog prozora do detektora da bi se registrirala koincidencija. Ukupna vjerojatnost koincidencije  $P_C$  je tada:

$$P_C = P_1 \cdot P_2 = e^{-\int_0^a \mu(x) dx} \quad (2.8)$$



Slika 2.6: Koincidentno opažanje  $\gamma$  fotona čiji izvor je u volumenu  $v$ , a putuju kroz subjekt proučavanja između detektora [1]

Stoga veličina  $(1 - P_C)$  predstavlja atenuacijski faktor za fotone koji putuju duž linije odziva (LOR) i jednak je za svaku lokaciju duž te linije. Mjerenjem koincidencija fotona emitiranih u svim smjerovima moguće je naći presjecišta sviju linija odziva te rekonstruirati izvor anihilacijskog zračenja. To u principu omogućuje kvalitativno mjerenje distribucije radioaktivnog izotopa unutar subjekta proučavanja.

## 2.4 Pokazatelji učinkovitosti PET sustava

Kvantitativne mjere učinkovitosti PET sustava koje se ispituju u ovom radu su geometrijska i intrinzična efikasnost detekcije te osjetljivost na koincidencije. Osjetljivost na koincidencije je vezana na geometrijska i intrinzična svojstva scintilacijskih kristala i PET konfiguracije. Glavne značajke učinkovitih PET sustava [8] su:

1. scintilacijski detektori velikih gustoća i velike zaustavne moći za  $\gamma$  fotone energije 511 keV-a
2. prostorno razlučivanje na mm skali
3. energijsko razlučivanje za eliminaciju komptonski raspršenih koincidencija
4. velika brzina brojanja detekcija reda veličine  $10^6 \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$
5. male konstante raspada scintilacijskih kristala
6. velika kutna akceptancija za detekcije  $\gamma$  fotona

### 2.4.1 Geometrijska i intrisična efikasnost detektora

Geometrijska efikasnost detektora,  $\Omega$  definirana je kao omjer broja upadnih fotona u scintilatoru i broja izotropno emitiranih fotona u puni prostorni kut. Budući da je geometrijska efikasnost determinirana kutnom akceptancijom odnosno vidnim poljem detektora jasno je da ona pada sa povećanjem udaljenosti izvor-detektor i to u skladu sa inverznim kvadratnim zakonom. Kako bi se maksimizirala geometrijska efikasnost potrebne su konfiguracije scintilacijskih detektora koje što više okružuju izvor  $\gamma$  zračenja. Za PET je  $\Omega = \frac{A}{4\pi r^2}$  gdje je  $A$  površina detektora, a  $r$  udaljenost izvora i detektora.

Intrisična efikasnost detektora,  $\varepsilon$  s druge strane definira se kao omjer broja detektiranih fotona i broja fotona koji su upali na površinu detektora. Parametar koji determinira intrisičnu efikasnost detektora je udarni presjek odnosno rezultirajući linearni atenuacijski koeficijent  $\nu$  [ $cm^{-1}$ ] scintilatora za fotone danih energija. Nadalje, atenuacijski koeficijent funkcija je gustoće i atomskog broja detektora. Intrisična efikasnost odgovara vjerojatnosti interakcije  $\gamma$  fotona sa scintilacijskim materijalom i dana je jednadžbom:  $P_\gamma = 1 - e^{-\mu x}$  gdje je  $\mu$  linearni atenuacijski koeficijent koji je funkcija gustoće i atomskog broja scintilacijskog materijala te energije upadnih fotona. Intrisična efikasnost pada sa porastom energije fotona i raste povećanjem gustoće i atomskog broja materijala. Upravo zbog toga su bizmutov germanat BGO, lutecijev oxyortosilikat LSO i lutecij-itrijev oxyortosilikat LYSO česti izbori scintilatora za visoku efikasnost detekcije  $\gamma$  fotona u PET-u [13].

### 2.4.2 Osjetljivost

Osjetljivost je najvažniji i ključan faktor u dizajnu, konstrukciji i isplativosti PET sustava. Osjetljivost daje vezu između detektiranih stvarnih koincidencija i aktivnosti izvora anihilacijskog zračenja i bazira se na prethodno definiranim parametrima. Osjetljivost je ovisna o 2 parametra: kutnoj akceptanciji detektora i intrisičnoj efikasnosti detektora. Posredno preko tih dvaju parametara osjetljivost je proporcionalno vezana sa gustoćom materijala te geometrijskim svojstvima poput dimenzija kristala, radijusa i broja detektorskih elemenata koji okružuju izvor. Matematičkim jezikom osjetljivost je dana sa  $S = \Omega \cdot \varepsilon^2$  gdje je  $\Omega$  prostorni kut detektora i  $\varepsilon$  efikasnost detekcije u svakom detektoru. Kako bi se kvantificirao utjecaj atenuacije zračenja u

materijalu koji je na putu  $\gamma$  fotona do detektora definira se osjetljivost cjelokupne PET pretrage:

$$S = \Omega \cdot \varepsilon^2 \cdot e^{-\mu \cdot d} \quad (2.9)$$

gdje je  $\Omega$  prostorni kut,  $\varepsilon$  efikasnost detekcije detektorskog elementa,  $\mu$  linearni atenuacijski koeficijent materijala između izvora i detektora za fotone energije 511 keV-a i  $d$  debljina atenuacijskog materijala na putu propagacije  $\gamma$  fotona. Valja primjetiti kvadratnu ovisnost efikasnosti detekcije  $\varepsilon^2$  koja je posljedica koincidentne detekcije  $\gamma$  fotona u dva nasuprotna detektora [14].

## 2.5 Vrste koincidenzijskih događaja

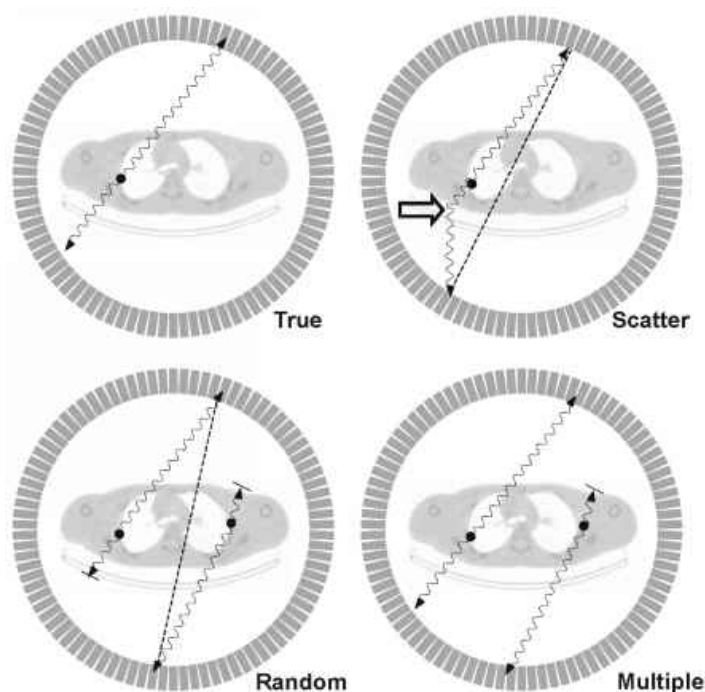
Rekonstrukcija slike izvora u PET-u zahtijeva presijecanje mnogo linija odziva (LOR) čime se približno određuje mjesto emisije anihilacijskog  $\gamma$  zračenja. Linije odziva nastaju spajanjem položaja dvaju detektiranih  $\gamma$  fotona u koincidenciji. Pod koincidencijom smatramo događaj u kome su fotoni detektirani u dva nasuprotna detektora unutar unaprijed definiranog vremenskog prozora i sa unaprijed definiranim energijskim prozorom. Postoje 4 kategorije koincidencija u PET-u: stvarne, raspršene, slučajne i višestruke (slika 2.7). U nastavku navodimo opis pojedinih kategorija.

1. Stvarne koincidencije nastaju kada su oba anihilacijska fotona detektirana u nasuprotnim detektorima unutar vremenskog prozora bez prethodnih interakcija u materijalu i bez detekcije dodatnih događaja sa energijom 511 keV.
2. Raspršene koincidencije nastaju kada jedan, a nerijetko i oba fotona bivaju komptonски raspršeni prije detekcije u koincidenciji. Budući da pritom foton mijenja smjer gibanja, takvoj koincidenciji se pripisuje pogrešna linija odgovora. Posljedica toga je kriva rekonstrukcija položaja izvora zračenja i precjenjivanje koncentracije pozitronskih emitera. Broj raspršenih koincidencija ovisi o volumenu i atenuacijskim svojstvima oslikavanog subjekta. Moguće ga je minimizirati izgradnjom PET sustava sa detektorima s odličnim energijskim razlučivanjem budući da raspršeni fotoni gube dio početne energije te mogu biti odbačeni stavljanjem uskog energijskog prozora oko 511 keV-a.
3. Slučajne koincidencije nastaju kada su dva fotona koji ne potječu od istog anihilacijskog događaja detektirani unutar vremenskog prozora. Pritom broj



slučajnih koincidencija osim o volumenu oslikavanog subjekta ovisi i o geometriji PET detektorskog sustava i o brzini brojanja detektora. Brzina brojanja je svojstvo detektora, a odnosi se na njegovu sposobnost registracije zasebnih interakcija  $\gamma$  fotona u jedinici vremena. Raspodjela slučajnih koincidencija je gotovo uniformna u vidnom polju PET detektora i uzrokuje precjenjivanje koncentracija pozitronskih emitera. Broj slučajnih koincidencija moguće je minimizirati izgradnjom PET detektorskih sustava sa odličnim vremenskim razlučivanjem budući da je moguće stavljanjem vrlo uskog vremenskog prozora eliminirati fotone koji ne pripadaju istom anihilacijskom događaju.

- Višestruke koincidencije nastaju kada se unutar vremenskog prozora detektira više od 2 fotona u različitim detektorima. Često ih čine stvarne koincidencije i dodatan foton iz drugog, nepovezanog anihilacijskog događaja. Pritom je moguće odrediti 3 linije odziva pri čemu je samo jedna ispravna. Takve koincidencije se najčešće odbacuju zbog nejednoznačnosti u pridruživanju linije odziva.



Slika 2.7: Vrste koincidencijskih događaja (True=Stvarni, Scatter=Raspršeni, Random=Slučajni, Multiple=Višestruki) [15]

### 3 Simulacija osnovnih modela PET sustava

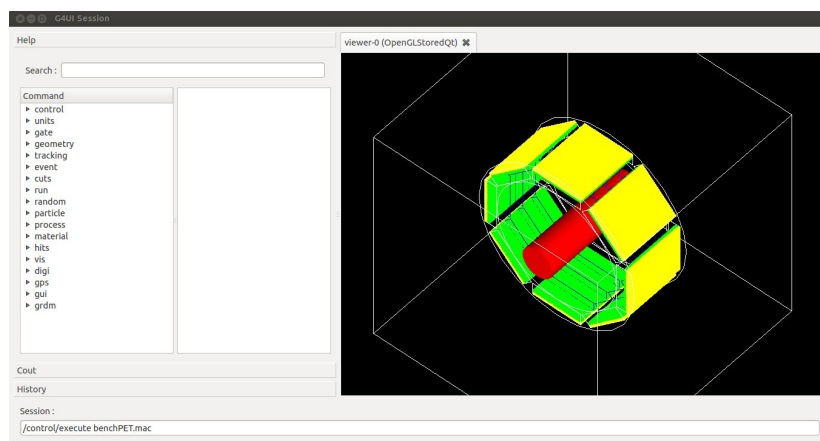
U svrhu realizacije PET detektorskog sustava što veće osjetljivosti nužno je konstruirati i ispitati geometrije različitih konfiguracija pazeći pritom na sve relevantne parametre koji utječu na njegovu efikasnost. Kako bi se provela detaljna analiza interakcija  $\gamma$  fotona sa scintilacijskim materijalom detektora provedene su simulacije PET sustava sa jasno definiranim karakteristikama izvora zračenja te geometrijama samih detektora. Definirano je 8 jednostavnih modela preko kojih su simulirane etape detekcije i raspršenja fotona koje su posljedica različitog smještaja scintilacijskih detektora. Sva ispitivanja provedena su za LSO scintilacijske kristale, a konačne geometrije i za LFS scintilacijske kristale.

#### 3.1 GATE programski paket

GATE (GEANT4 Application for Emission Tomography) [16] je simulacijska platforma koja uključuje GEANT4 [17] simulacijske kodove posebno dizajnirane za visokoenergijsku fiziku. Konkretno, riječ je o fizikalnim modelima i učinkovitim vizualizacijskim alatima specijaliziranim za nuklearnu fiziku inkorporiranim u jedinstven simulacijski alat. GATE koristi pogodnosti dobro razvijenih GEANT4 fizikalnih modela zajedno sa sofisticiranom geometrijom, vizualizacijom i 3D alatima potrebnim za simulacije u PET-u (slika 3.1). Novosti GATE platforme su u interaktivnim, vremenski ovisnim simulacijama u kojima je moguće definirati sve parametre od dizajna geometrije, izvora zračenja, fizikalnih procesa, konstrukcije fantoma do prikupljanja podataka. Programski paket je posebno prilagođen istraživanjima u pozitronskoj emisijskoj tomografiji što podrazumijeva mjerenje i modeliranje relevantnih interakcija poput brojanja koincidencejskih događaja, osjetljivosti, efikasnosti detekcije, deponirane energije upadnog zračenja i sl. Postoji 8 etapa GATE simulacije i to su:

1. definiranje geometrije PET skenera – čine je hijerarhijski vezani volumeni u jedinstvenu PET konstrukciju; uključuje oblik, veličinu, poziciju i sastav pojedine sastavnice PET sustava
2. definiranje geometrije fantoma – definiranje atenuacijskog medija (fantom) unutar PET sustava u kojem se događaju interakcije na putu  $\gamma$  fotona od izvora do detektora

3. definiranje fizikalnih procesa – specifikacija fizikalnih mehanizama interakcija pojedinih čestica (GEANT4 modeli) poput fotoelektričnog efekta, Comptonovog raspršenja, Rayleighovog raspršenja, ionizacije i sl.
4. inicijalizacija simulacije – početak izračuna relevantnih fizikalnih veličina definiranih prethodnim korakom poput udarnih presjeka za pojedini proces
5. definiranje digitalizatora – kreiranje fizikalnih opservabli iz kolekcije interakcija pojedinih čestica u osjetljivim volumenima i modeliranje istih po vremenskoj, prostornoj i energijskoj bazi
6. definiranje izvora zračenja – definiranje volumena iz kojeg su emitirane čestice poput  $\gamma$  fotona, pozitrona, iona, protona sa postavkama aktivnosti, kutne emisijske raspodjele i energijske raspodjele
7. izbor formata izlaznih podataka – spremanje izlaznih podataka u ASCII ili ROOT formatu
8. pokretanje prikupljanja podataka – definiranje vremena početka i završetka simulacije te perioda mirovanja PET konfiguracije tijekom kojeg se događa transport čestica i prikupljanje relevantnih podataka



Slika 3.1: GATE sučelje

Bez detaljnog ulaska u operativni način rada GATE platforme valja definirati osnovne pojmove koji su relevantni za ovo istraživanje. Redom to su:

- *dogadaj* – događaj emisije anihilacijskih  $\gamma$  fotona (2  $\gamma$  fotona po događaju)

- *interakcija* – svaka interakcija fotona sa detekcijski osjetljivom materijom (putem fotoelektričnog efekta, raspršenja, ionizacije itd.)
- *detekcija* – detekcija  $\gamma$  fotona po *dogadaju* u kristalu kao rezultat sume deponirane energije svih *interakcija* u danom kristalu
- *koincidencija* – detekcija dvaju  $\gamma$  fotona iz istog *dogadaja* u dva detektora unutar vremenskog prozora
- *edep* – deponirana energija po *interakciji*
- *efikasnost* – efikasnost detekcije  $\gamma$  fotona, omjer broja detektiranih i upadnih fotona u prostorni kut detektora
- *osjetljivost* – omjer ukupnog broja detektiranih koincidencija i ukupnog broja dogadaja

Simulacijski kodovi za ovdje provedeno istraživanje sastojali su se od sljedećih skripti: Geometry (Geometrija), Phantom (Fantom), Source (Izvor), Physics (Fizikalni procesi), Output (Izlazni format), Digitizer (Digitalizator) i glavne skripte za pokretanje prikupljanja podataka. Sve navedene skripte priložene su na kraju rada u dodatku B. Analiza simuliranih podataka provedena je u programskom paketu ROOT [18].

### **3.2 Postavke simulacije**

Prije pokretanja simulacije valja definirati sve parametre koji su etapno opisani u prethodnom potpoglavlju. Ti parametri se prvenstveno tiču geometrijskih postavka detektora te postavka anihilacijskog izvora zračenja. Hijerarhiju gradnje geometrija u GATE-u čine strukture poput kristala, modula, rsectora te baze konstrukcije PET sustava. Nabrojane strukture navedene su u rastućem stupnju složenosti pri čemu je kristal osnovna komponenta, modul je skup kristala, rsector je skup modula te baza skup rsectora u PET sustavu. Različitim kombinacijama navedenih struktura postižu se geometrije različitog stupnja složenosti. Upravo prema tom načelu definirani su osnovni modeli PET sustava na kojima su ispitane relevantne veličine poput efikasnosti detekcije i osjetljivosti na koincidencije. U sljedećim potpoglavljima opisani su parametri zajednički osnovnim modelima PET sustava.

### 3.2.1 Geometrijske postavke detektora

U geometriju koja se definira u svim modelima PET sustava ulaze dimenzije baze konstrukcije, broj i veličina rsectora, broj i veličina modula te broj i dimenzije kristala. Pritom valja naglasiti da su baza i kristal neophodne strukture za simulaciju dok rsector i modul nisu. Ono što je zajedničko svim modelima je cilindrična baza konstrukcije PET-a koja je u GATE-u definirana kao *cylindricalPET* sljedećih dimenzija:

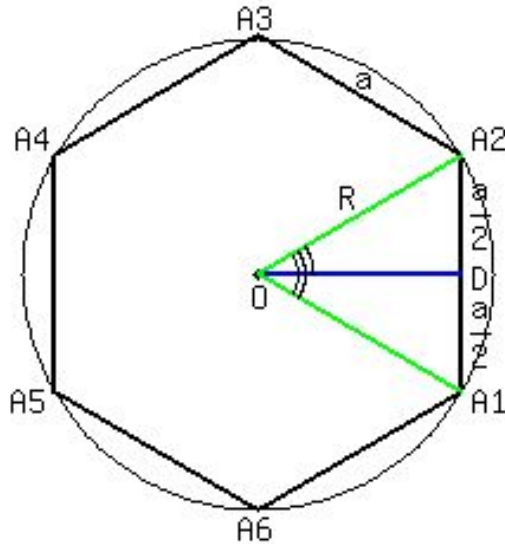
- $R_{min} = 135$  mm – unutarnji radijus cilindrične PET konstrukcije
- $R_{max} = 155$  mm – vanjski radijus cilindrične PET konstrukcije
- $H = 100$  mm – visina cilindrične PET konstrukcije

Budući da je ovim dimenzijama definirana baza konstrukcije PET sustava, time su ograničeni broj i veličina ostalih hijerarhijski jednostavnijih struktura. Njihov broj i veličina karakteristika je svakog od definiranih modela. Radijus prstena korišten u modelima i maloj geometriji aproksimativno je određen pretpostavkom da gledano na PET konstrukciju u z-smjeru detektori čine pravilan mnogokut za kojeg vrijedi:

$$R = \frac{a_N}{2 \cdot \sin\left(\frac{\pi}{N}\right)} \quad (3.1)$$

gdje je  $R$  radijus pravilnog mnogokuta,  $a_N$  duljina stranica i  $N$  broj stranica tog mnogokuta u skladu sa slikom 3.2. Za naše modele uzeto je da  $R$  predstavlja radijus cilindrične PET konstrukcije,  $a_N$  dimenzija modula u y-smjeru koja je promjenjiva od modela do modela zbog dodatnih kućišta u realnom PET sustavu te  $N$  broj modula. Kako bismo opravdali navedene vrijednosti za radijus cilindrične PET konstrukcije provjerimo što daje formula (3.1) za realne parametre. Konkretno, uzmemo li za broj modula  $N = 48$ , za duljinu stranica  $a_N = 18$  mm, za radijus realnog PET sustava dobivamo  $R = 135$  mm. Analogno za veliku geometriju s brojem modula  $N = 200$  i  $a_N = 20$  mm dobivamo  $R = 630$  mm.

Također, u svim modelima i geometrijama korišteni su scintilacijski kristali fiksnih dimenzija  $20 \times 3 \times 3$  mm<sup>3</sup>. Kao relevantni parametri pri izboru scintilacijskog materijala detektora javljaju se atomski broj  $Z$  i gustoća  $\rho$  LSO odnosno LFS materijala. Njihove vrijednosti navedene su u tablici 2.3. Spomenimo da postoje i ostali parametri koji utječu na efikasnost detekcije poput svjetlosnog prinosa, atenuacijske duljine i konstante raspada. Valja napomenuti da parametri svjetlosnog prinosa i konstante raspada



Slika 3.2: Aproksimacija PET konstrukcije u z-smjeru na primjeru 6 modula [19]

nisu uzeti u obzir u ovom radu jer oni određuju intrinzična svojstva detektora poput efikasnosti fotodetekcije odnosno konverzije upadnih fotona u scintilacijske fotone što nije predmet ovog istraživanja.

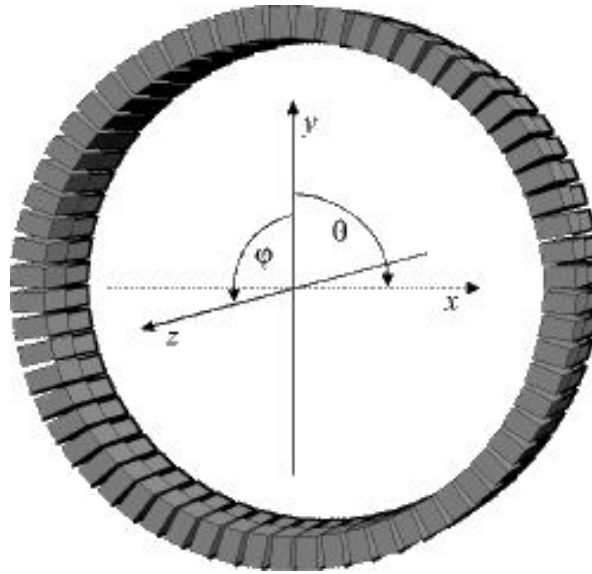
### 3.2.2 Postavke izvora

U GATE skripti *Source* priloženoj u dodatku B na kraju rada sadržani su parametri poput oblika, dimenzija, aktivnosti i energijske raspodjele koji definiraju izvor  $\gamma$  zračenja koje je bilo potrebno podesiti u svrhu izotropne raspodjele  $\gamma$  fotona u prostorni kut pojedine konfiguracije detektora. Ključni parametri pritom su emisijski kutevi  $\gamma$  fotona koji su dobiveni prema sljedećim relacijama:

$$\phi_{max,min} = 90^\circ \pm \frac{y/2}{R} \frac{180^\circ}{\pi}$$

$$\theta_{max,min} = \pm \frac{y/2}{R} \frac{180^\circ}{\pi}$$

pri čemu se  $y$  odnosi na dimenziju kristala/modula u x-smjeru koordinatnog sustava vezanog uz cilindričnu konstrukciju PET sustava. Konkretno,  $x$  vrijednost za kristale korištena u modelima 1,2,2+,2+p iznosi 3 mm, a u modelima 1m,2m,2m+,2m+p iznosi  $4 \cdot 3.2 = 12.8$  mm. Vrijednosti emisijskih kuteva za pojedine modele dane su u tablici 3.1. Kut  $\theta$  definiran je u odnosu na  $y$  os dok je kut  $\phi$  emisijske raspodjele definiran u odnosu na  $z$  os. (slika 3.3)



Slika 3.3: Kut  $\phi$  i kut  $\theta$  emisijske raspodjele definiraju se u odnosu na z odnosno y os. [12]

Model	$\phi_{min} \backslash ^\circ$	$\phi_{max} \backslash ^\circ$	$\theta_{min} \backslash ^\circ$	$\theta_{max} \backslash ^\circ$
1,2,2+	89.37	90.63	-0.63	0.63
2+p	89.37	90.63	0	360
1m,2m,2m+	87.28	92.72	-2.72	2.72
2m+p	87.28	97.72	0	360
MG	0	180	0	360
VG	0	180	0	360

Tablica 3.1: Emisijski kutevi  $\gamma$  zračenja za pojedine modele scintilacijskih detektora

Raspon deponirane energije fotona odnosno energijski prozor u koji ulazi statistika interakcija iznosi  $0.05 < E_{dep} < 0.65$  MeV. Fizikalni procesi koji se definiraju za simulaciju su fotoelektrični efekt, Comptonovo raspršenje i Rayleighovo raspršenje. Veličina koincidentnog prozora iznosi 10 ns. Vrijeme akvizicije interakcija  $\gamma$  fotona u svim modelima iznosilo je 1 s.

Za sve modele uključujući i malu i veliku geometriju korišten je izvor sljedećih karakteristika:

- aktivnost  $A = 100000$  Bq
- kutna emisijska raspodjela: izotropna za definirani kutni raspon
- tip izvora:  $\gamma$  točkasti

- vrsta izvora: kolinearni *backtoback*
- energijski raspon: monoenergijski, 511 keV

### 3.3 Osnovni modeli PET sustava

Za simulaciju realnih PET detektorskih sustava i njihovu optimizaciju, konstruirane su dvije geometrije različite u dvama parametrima: dimenziji konfiguracije i brojnosti kristalnih detektora. Pritom valja napomenuti da su dimenzija sustava i brojnost kristalnih detektora dva međusobno ovisna parametra te se optimalna konfiguracija postiže njihovom ravnotežom. Budući da je riječ o složenim konfiguracijama valjalo je ispitati efikasnost detekcije pojedinih scintilacijskih detektora u hijerarhijski jednostavnijim konfiguracijama. U tu svrhu definirano je 8 modela sa različitim prostornim rasporedom scintilacijskih kristala te provedeno ispitivanje efikasnosti detekcije i osjetljivosti na koincidencije  $\gamma$  fotona čiji izvor su pozitronske anihilacije točkastih dimenzija. U narednim potpoglavljima modeli su opisani prema rastućem stupnju složenosti.

U svrhu jednostavnijeg prikaza simuliranih podataka uvode se sljedeće kratice za relevantne veličine:

- $D$  – događaj
- $h$  – interakcija
- $d$  – detekcija
- $N$  – broj anihilacijskih fotona
- $\varepsilon$  – efikasnost detekcije za energijski raspon  $0.05 < \text{edep} < 0.65$  MeV-a,  $\varepsilon = \frac{d}{N}$
- $\varepsilon_{PE}$  – efikasnost detekcije za energijski raspon  $0.4 < \text{edep} < 0.6$  MeV-a
- $K$  – koincidencija
- $KT$  – stvarna koincidencija
- $KS$  – raspršena koincidencija
- $KR$  – slučajna koincidencija



- $S$  – ukupna osjetljivost na koincidencije
- $Dh$  – broj događaja s brojem interakcija  $h > 0$
- $dpa$  – broj detekcija sa deponiranom energijom  $0.4 < e_{dep} < 0.6$  MeV što odgovara potpunoj apsorpciji energije anihilacijskih fotona Comptonovim i fotoelektričnim interakcijama
- $dda$  – broj detekcija sa deponiranom energijom  $0.05 < e_{dep} < 0.4$  MeV što odgovara djelomičnoj apsorpciji energije anihilacijskih fotona u Comptonovim raspršenjima
- $PE$  – fotoelektrična interakcija ( $e_{dep} > 0.4$  MeV-a)
- $C$  – komptonska interakcija ( $0.05 < e_{dep} < 0.4$  MeV-a)
- $R$  – Rayleighova interakcija

### 3.3.1 Model 1 – 1 kristal

Prvi, ujedno i najjednostavniji model sastoji se od jednog scintilacijskog kristala dimenzija  $20 \times 3 \times 3$  mm<sup>3</sup> implementiranog u PET konstrukciju dimenzija definiranih u geometrijskim postavkama detektora. Koordinate centra kristala su (135,0,0) mm. Izgled geometrije dan je na slici 3.4.



Slika 3.4: Model 1. – 1 kristal u PET konstrukciji

Nakon završetka simulacije za definirane parametre izvora i geometrije dobiveni su podaci dani u tablici 3.2.

Primjetimo razliku između broja *detekcija* i broja *interakcija* koja dolazi zbog činjenice da *detekcija* čini konačnu sumu deponirane energije svih *interakcija* jedne  $\gamma$  čestice tj. više *interakcija* čini jednu *detekciju*. Također primjetimo da broj događaja

Veličina	Broj
efikasnost $\varepsilon$	74.07 %
detekcije $d$	74 068
detekcije s potpunom apsorpcijom $dpa$	36 063
detekcije s djelomičnom apsorpcijom $dda$	32 429
interakcije $h$	96 554
dogadjaji $D$	100 000
dogadjaji s brojem interakcija $h>0, Dh$	73 086
broj fotona $N$	100 000

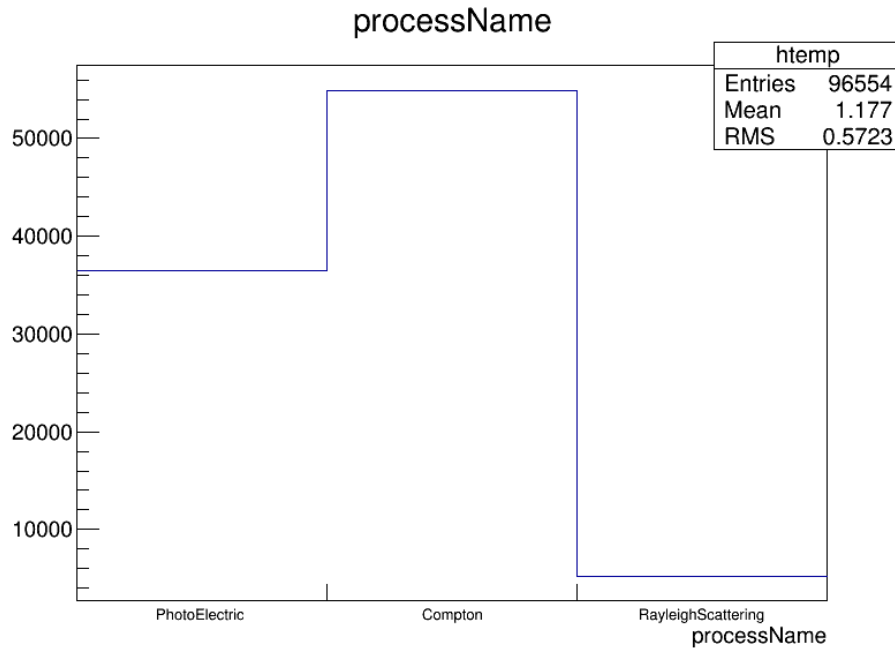
Tablica 3.2: Podaci dobiveni simulacijom na modelu 1

sa brojem *interakcija*  $> 0$  predstavlja one *dogadjaje* u kojima je  $\gamma$  foton interagirao sa kristalom dakle u 73.09 % slučajeva. Postavlja se pitanje odakle razlika između broja *detekcija* i broja *dogadjaja* sa brojem *interakcija*  $> 0$ . Odgovor je u raspršenjima fotona na PET konstrukciji koji su raspršeni natrag u kristal i detektirani kao posebna *detekcija*. Otuda razlika od 982 detektirana fotona. Usporedimo li broj *detekcija* s potpunom apsorpcijom energije fotona  $dpa$  i broj *detekcija* sa djelomičnom apsorpcijom fotona  $dda$  vidimo da je više prvih dakle, više je fotona u fotoelektričnom vrhu nego u Comptonovom kontinuumu. Konkretno, radi se o razlici od  $dpa - dda = 3634$  fotona. Usporedimo li sada postotke Comptonovog raspršenja, fotoelektričnog efekta i Rayleighovog raspršenja u interakcijama vidimo da Comptonovo raspršenje dominira potom slijedi fotoelektrični efekt i naposljetku Rayleighovo raspršenje (slika 3.5). Ovakav redosljed procesa za pojedine interakcije je očekivan budući da u  $dpa$  ulaze i fotoelektrične i kompotonske interakcije dok u  $dda$  ulaze samo kompotonske interakcije. Statistika interakcija dana je u tablici 3.3.

Veličina	Broj	Postotak %
<i>PE</i>	36 463	37.76
<i>C</i>	54 838	56.80
<i>R</i>	5253	5.44

Tablica 3.3: Statistika interakcija za model 1

Prije analize daljnjih modela valja ispitati slaganje općenitih zakonitosti sa ovim modelom poput depozicije energije  $\gamma$  fotona prilikom penetracije u kristal te atenuacije  $\gamma$  zračenja u ovisnosti o duljini atenuacijskog puta kroz kristal. Konkretno, provjerit ćemo ponašanje deponirane energije  $\gamma$  fotona s dubinom prodiranja u kristal te atenuaciju  $\gamma$  zračenja u kristalu.



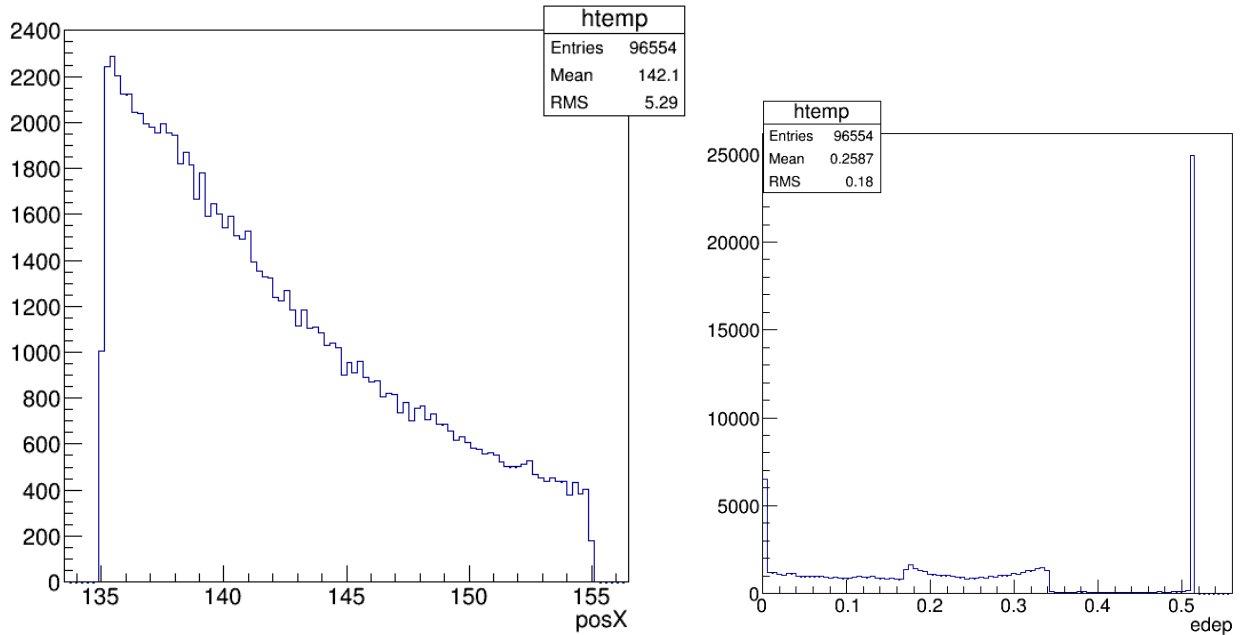
Slika 3.5: Broj *interakcija* u ovisnosti o fizikalnom procesu za model 1.

Depoziciju energije  $\gamma$  fotona koja se odvija poznatim mehanizmima Comptonovog raspršenja i fotoelektričnog efekta proučit ćemo na primjeru modela 1 sa jednim scintilacijskim kristalom. Pogledamo li ovisnost deponirane energije o prostornoj koordinati  $x$  koja predstavlja dubinu kristala uočiti ćemo karakteristične linije odsijecanja broja *interakcija* na određenim energijama (slika 3.6). Te energije odgovaraju teorijskim vrijednostima najveće moguće deponirane energije Comptonovim raspršenjem prema relaciji:

$$E_{max} = E \left( 1 - \frac{1}{1 + \frac{2E}{m_e c^2}} \right) \quad (3.2)$$

gdje je  $E$  energija upadnog fotona,  $m_e$  masa mirovanja elektrona i  $c$  brzina svjetlosti. Najveći transfer energije upadnog fotona u kristal nastaje kad je kut raspršenog fotona  $\theta = 180^\circ$  i za fotone energije 511 keV iznosi  $E_{max} = 340.67$  keV-a što odgovara vrijednosti ruba na slici 3.6. Druga rubna vrijednost energije na kojoj se opaža veća gustoća *hitova* odgovara energiji  $E - E_{max} = 170.33$  keV-a i dolazi od depozicije energije fotona raspršenih pod kutem od  $\theta = 180^\circ$  koji izlaze iz kristala te potom interagiraju u drugom kristalu (*backscatter*).

Atenuacija  $\gamma$  zračenja osnovno je svojstvo koje diktira efikasnost detekcije u svim definiranim modelima i kao takvo ga treba detaljnije istražiti. Naime, za LSO scintilacijske kristale linearni atenuacijski koeficijent koji je ujedno i jedini parametar



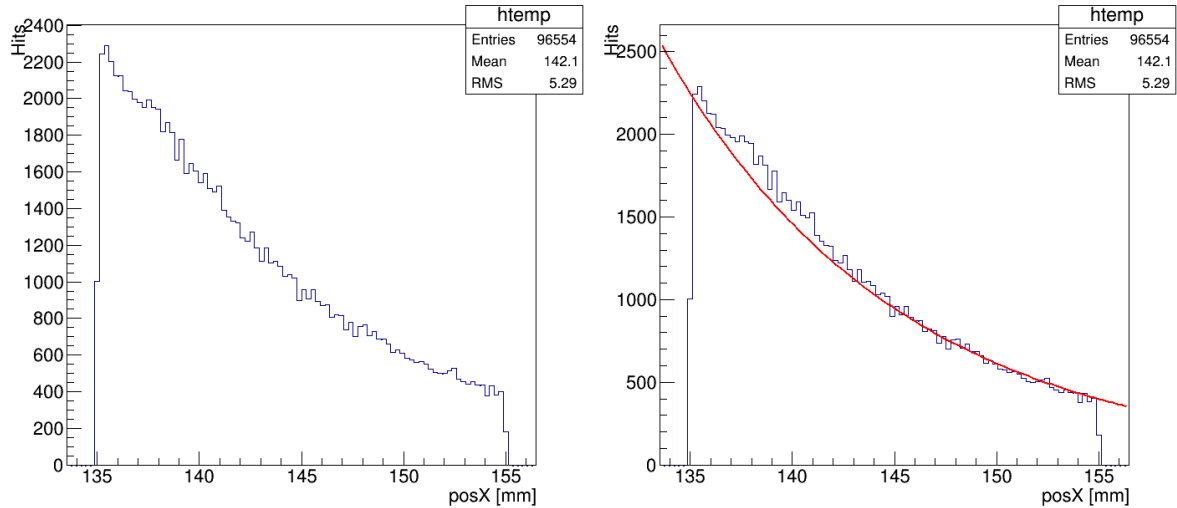
Slika 3.6: Ovisnost broja interakcija o dubini prodiranja fotona u kristalu (lijevo) i spektar deponirane energije (desno). Na slici desno vidljive su granične vrijednosti energije s naglim promjenama u broju interakcija.

koji opisuje jakost atenuacije prema relaciji (2.4) za fotone energije 511 keV iznosi  $\lambda = 0.87 \text{ cm}^{-1}$ . Promotrimo li ovisnost broja interakcija sa dubinom prodiranja u kristal za model 1 uočavamo eksponencijalni pad broja *hitova* s dubinom. Ukoliko provedemo eksponencijalnu prilagodbu oblika  $A \cdot e^{\lambda x}$  na spomenutu ovisnost dobivamo parametar  $\lambda$

$$\lambda = (-0.865 \pm 0.007) \text{ cm}^{-1} \quad (3.3)$$

što je u izvrsnom slaganju sa tabličnim podatkom.

Ostanemo li na modelu 1 prisjetit ćemo se efikasnosti detekcije od 74.07 % odnosno gleda li se isključivo broj upadnih fotona na površinu kristala 73.09 %. Ta efikasnost je dobivena za emisijski kutni raspon u skladu sa tablicom 3.1. i on pokriva čitavu upadnu površinu kristala koja je u vidnom polju izvora. U tom slučaju je atenuacija zračenja odgovorna za ovu vrijednost efikasnosti detekcije dana kao prosjek atenuacije za sve duljine putova koje je  $\gamma$  foton prevalio kroz kristal ovisno o kutu upada. Srednji dio puta kroz kristal će prevaliti foton koji upadne normalno na površinu kristala odnosno pod kutem  $\theta = 0^\circ$ . Matematički se može odrediti ovisnost prevaljenog atenuacijskog puta fotona kroz kristal ovisno o kutu upada  $d(\theta)$  na sljedeći način. Kut upada  $\theta$  se računa od pravca kroz centar kristala prema rubu i



Slika 3.7: Ovisnost broja *hitova* o dubini prodiranja u kristal (lijevo) i eksponencijalna prilagodba na navedenu ovisnost (desno)

ima maksimalni iznos  $\theta_{max} = \arctan\left(\frac{d_y}{R}\right)$  gdje je  $d_y$  dimenzija kristala u y-smjeru, a  $R$  udaljenost izvor-kristal. Iz priložene sheme na slici 3.8 moguće je dobiti sljedeće izraze:

$$d(\theta) = \frac{d_x}{\cos(\theta)}, \quad \theta < \theta_g \quad (3.4)$$

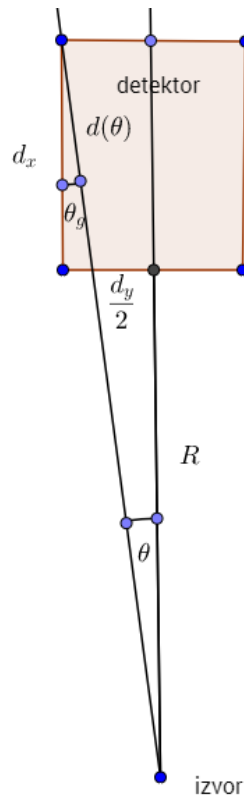
$$d(\theta) = \frac{\frac{d_y}{2} - R \cdot \tan(\theta)}{\sin(\theta)}, \quad \theta > \theta_g \quad (3.5)$$

gdje je  $d_x = 20$  mm dimenzija kristala u x-smjeru,  $d_y = 3$  mm dimenzija kristala u y-smjeru i  $\theta_g$  granični kut emisije kojeg čini pravac koji povezuje izvor sa gornjim lijevim rubom kristala. Jednostavnom trigonometrijom može se pokazati da za granični kut vrijedi  $\theta_g = \arctan\left(\frac{d_y}{R+d_x}\right)$ . U tablici 3.4 su dane vrijednosti atenuacije  $e^{-\mu \cdot d(\theta)}$  za različit broj uniformno raspodjeljenih upadnih kuteva fotona. Broj kuteva pod kojima foton upada na kristal parametriziramo vrijednostima 10, 100 i 1000 za dani kutni raspon kristala određen njegovim dimenzijama.

Parametar	Atenuacija
10	0.2675
100	0.2206
1000	0.2168

Tablica 3.4: Vrijednosti atenuacije za različit broj upadnih kuteva

Usporedimo li atenuaciju za model 1 koja iznosi  $1 - \varepsilon = 0.2691$  sa vrijednostima



Slika 3.8: Shematski prikaz sustava izvor-detektor za izvod atenuacijskog puta fotona u kristalu

u tablici primjećujemo izvrsno slaganje za parametar 10 dok je za veći broj kuteva to slaganje nešto lošije. Točnost ovog matematičkog modela atenuacije možemo ispitati ponovljenom simulacijom na modelu 1 gdje su  $\gamma$  fotoni emitirani direktno u centar kristala duž srednjeg atenuacijskog puta. U tablici su dobiveni podaci te simulacije.

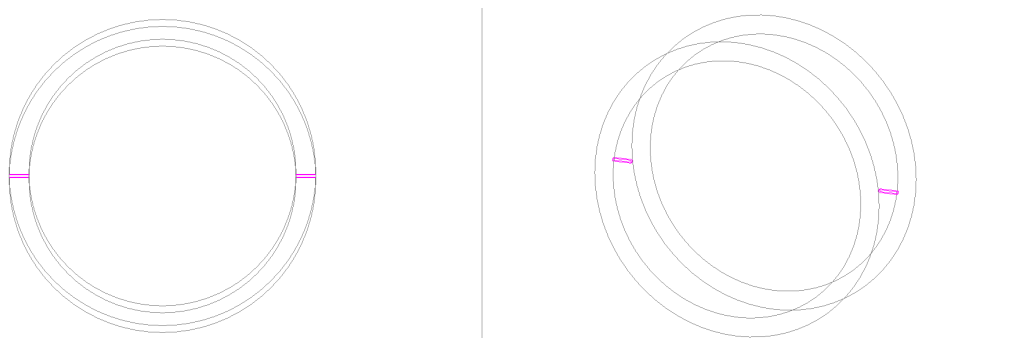
Parametar	Vrijednost
$\varepsilon$	0.8049
<i>detekcije</i>	80 486
<i>interakcije</i>	109 065

Tablica 3.5: Podaci simulacije za direktnu emisiju fotona u centar kristala

Iz tablice je vidljivo da je efikasnost detekcije očekivano veća i to 80.49 % naspram 74.04 % što daje atenuaciju  $1 - \varepsilon = 0.1951$  dok teorijska vrijednost iznosi  $e^{-0.87 \cdot 2} = 0.1755$ . Ovaj rezultat pokazuje konzistentnost simuliranog i teorijskog rezultata do na 2 % u efikasnosti detekcije.

### 3.3.2 Model 2 – 2 kristala

Model 2 čine 2 dijametralno postavljena scintilacijska kristala dimenzija 20x3x3 mm sa koordinatama (-135,0,0) mm odnosno (135,0,0) mm u PET konstrukciji. Cilj ovog modela je ispitati efikasnost detekcije za emisiju  $\gamma$  fotona u dvostruko veći kutni raspon u odnosu na model 1 i provjeriti konzistentnost rezultata. Geometrija modela 2 dana je na slici 3.9.



Slika 3.9: Model 2. – 2 kristala u PET konstrukciji

Nakon provedene simulacije dobiveni su podaci dani u tablici 3.6.

Veličina	Broj
efikasnost $\varepsilon$	74.15 %
detekcije $d$	148 305
detekcije s potpunom apsorpcijom $d_{pa}$	72 753
detekcije s djelomičnom apsorpcijom $d_{da}$	64 349
interakcije $h$	193 698
događaji $D$	100 000
događaji s brojem interakcija $h > 0$ $Dh$	90 726
broj fotona $N$	200 000

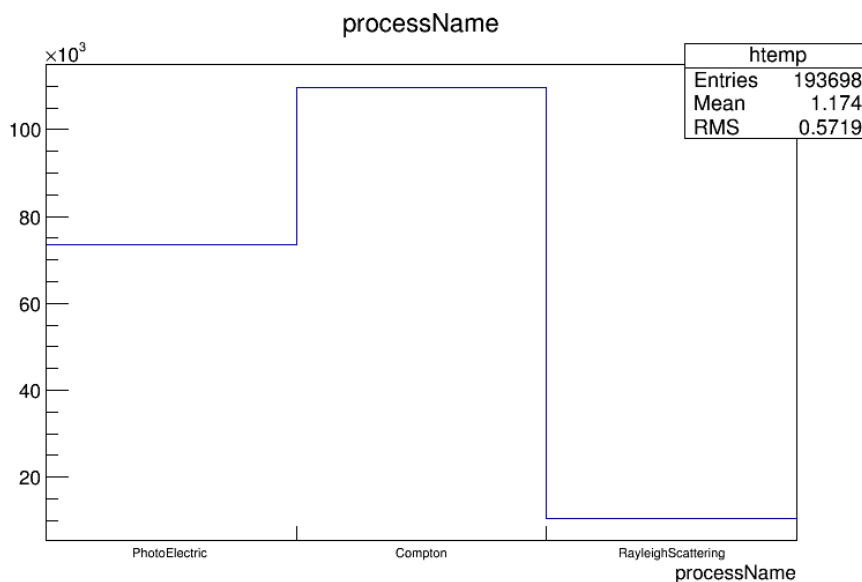
Tablica 3.6: Podaci dobiveni simulacijom na modelu 2

Na temelju dobivenih podataka možemo potvrditi očekivanu konzistentnost efikasnosti detekcije od 74.15 % naspram 74.04 % u modelu 1 čime je pokazano da je atenuacija jedini efekt odgovoran za efikasnost detekcije budući da ostali parametri poput emisijskih kutova, aktivnosti i pozicije izvora nisu mijenjani. Promotrimo li broj *detekcija* od 148 305 vidimo da je on gotovo dvostruko veći od onog u modelu 1 što je logično jer je sada u prostorni kut kristala upalo ukupno 200 000  $\gamma$  fotona. Usporedimo li broj *interakcija*  $h = 193698$  i broj *detekcija*  $d = 148305$  vidimo da je  $h > d$  što je i očekivano. Stavimo li u omjer ta dva broja slijedi da u prosjeku imamo  $\frac{h}{d} = 1.3$  *interakcije* po  $\gamma$  fotonu. Možemo primjetiti veći broj detekcija sa potpunom

apsorpcijom u odnosu na one sa djelomičnom apsorpcijom iz čega slijedi da je 49.05 % fotona u potpunosti deponiralo energiju u kristalu. U postocima od interakcija ponovno dominira Comptonovo raspršenje, a slijede ga fotoelektrični efekt i Rayleighovo raspršenje (slika 3.10). Uzrok tome je u rasponu emisijskih kuteva pod kojima  $\gamma$  fotoni upadaju na kristale. Statistika interakcija dana je u tablici 3.7.

Veličina	Broj	Postotak %
<i>PE</i>	73 519	37.96
<i>C</i>	109 778	56.67
<i>R</i>	10 401	5.37

Tablica 3.7: Statistika interakcija za model 2



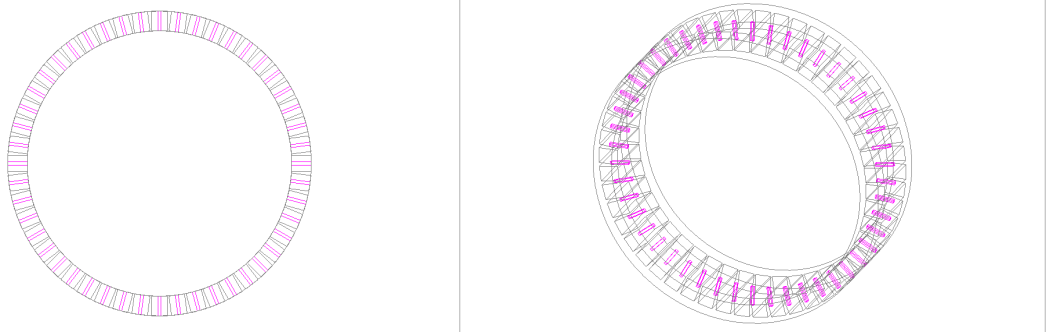
Slika 3.10: Broj *interakcija* u ovisnosti o fizikalnom procesu za model 2.

### 3.3.3 Model 2+ – 2 aktivna kristala u prstenu

Model 2+ čine dva scintilacijska kristala dimenzija  $20 \times 3 \times 3 \text{ mm}^3$  u prstenu od 48 kristala i razvijen je sa svrhom promatranja utjecaja okolnih kristala na dva dijametralno suprotna kristala pri čemu je emisijski kutni raspon  $\gamma$  fotona ostao isti kao u modelu 2. U ovom modelu u cilindričnu bazu PET konstrukcije umetnuto je 48 rsectora i unutar svakog od njih se nalazi 1 kristal. Valja naglasiti da su aktivna samo 2 dijametralno suprotna kristala jer je izvor zračenja usmjeren samo na njih dok je uloga ostalih kristala detekcija raspršenih fotona. Pitanje konzistentnosti sa modelom 2 is-



pitano je na temelju efikasnosti detekcije. Koordinate kristala od interesa su ponovno (-135,0,0) mm i (135,0,0) mm. Izgled geometrije modela 2+ dan je na slici 3.11.



Slika 3.11: Model 2+. – 2 kristala u prstenastoj PET konstrukciji

Nakon provedene simulacije dobiveni su podaci dani u tablici 3.8.

Veličina	Broj
efikasnost $\varepsilon$	74.77 %
osjetljivost $S$	56.66 %
koincidencije $K$	56 663
detekcije $d$	149 535
detekcije s potpunom apsorpcijom $dpa$	72 607
detekcije s djelomičnom apsorpcijom $dda$	65 754
interakcije $h$	195 046
dogadjaji $D$	100 000
dogadjaji s brojem interakcija $h>0 Dh$	90 758

Tablica 3.8: Podaci dobiveni simulacijom na modelu 2+

Efikasnost detekcije je kao i u prethodnim modelima dana kao omjer broja *detekcija* i broja anihilacijskih fotona  $N$ ,  $\varepsilon = \frac{d}{N}$  jer je kutna emisija zračenja izvora usmjerena isključivo na dva kristala. Efikasnost detekcije od 74.77 % tek je neznatno veća od one u modelu 2 i to za 0.62 % iz čega možemo zaključiti da je prisutnost okolnih kristala osim prvih susjeda zanemariva. Budući da je emisijski raspon kutova  $\gamma$  fotona ostao isti razlika u efikasnosti može doći jedino od raspršenih fotona u prve susjede kristala od interesa. Ovu tvrdnju moguće je provjeriti gledajući broj *detekcija* koji iznosi 149 535 naspram 148 305 u modelu 2 koji su odgovorni za malu razliku u efikasnosti detekcije. Zanemarivost okolnih kristala još je vidljivija na broju događaja sa brojem *interakcija*  $> 0$  koji iznosi 90 758 naspram 90 726 u modelu 2. Zabilježeno je smanjenje razlike u broju detekcija sa potpunom apsorpcijom  $dpa$  i detekcija sa djelomičnom apsorpcijom  $dda$  energije. Razlika iznosi 6853 *detekcija* i rezultat je

komptonskih raspršenja fotona u susjedne kristale od kristala od interesa. Ono što je novost u odnosu na model 2 jest osjetljivost na koincidencije koja je zabilježena u iznosu od 56.66 %. Valja istražiti vezu između efikasnosti detekcije i osjetljivosti. Prisjetimo li se formule (2.9) iz potpotpoglavlja 2.4.2. vidimo da je ta veza kvadratična u efikasnosti detekcije (2 kristala u koincidenciji) te ovisi o prostornom kutu koji kristali zatvaraju. Budući da je emisija sviju 200 000  $\gamma$  fotona usmjerena u prostorni kut koji zatvaraju dva kristala vrijedi veza:

$$S \sim \varepsilon^2 \quad (3.6)$$

do na faktor proporcionalnosti. I zaista,  $\varepsilon^2 = 0.5590$  što daje faktor proporcionalnosti od 1.01 što je pokazatelj konzistentnosti. Pogledamo li postotke interakcija fotona u kristalima vidimo da je redosljed zastupljenosti nepromijenjen: Comptonovo raspršenje potom fotoelektrični efekt te Rayleighovo raspršenje u postocima koji su konzistentni s modelima 1 i 2 (slika 3.12). Statistika interakcija dana je u tablici 3.9. Na slici 3.13. lijevo možemo vidjeti detektirane koincidentne parove fotona u kristalima od interesa i njihovim prvim susjedima. Na slici desno vidimo  $\gamma$  spektar fotona u koincidenciji.

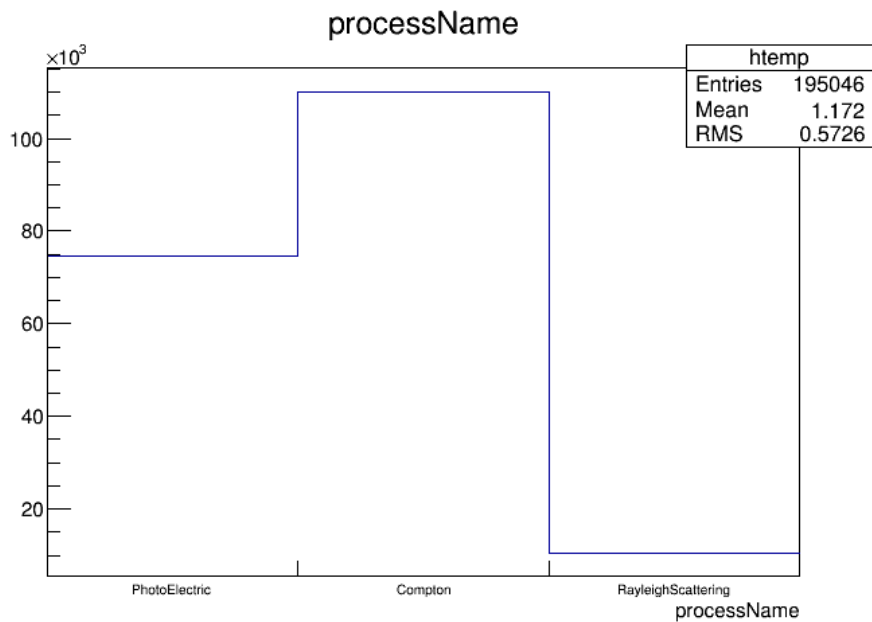
Veličina	Broj	Postotak %
<i>PE</i>	74 514	38.20
<i>C</i>	110 066	56.43
<i>R</i>	10 466	5.37

Tablica 3.9: Statistika interakcija za model 2+

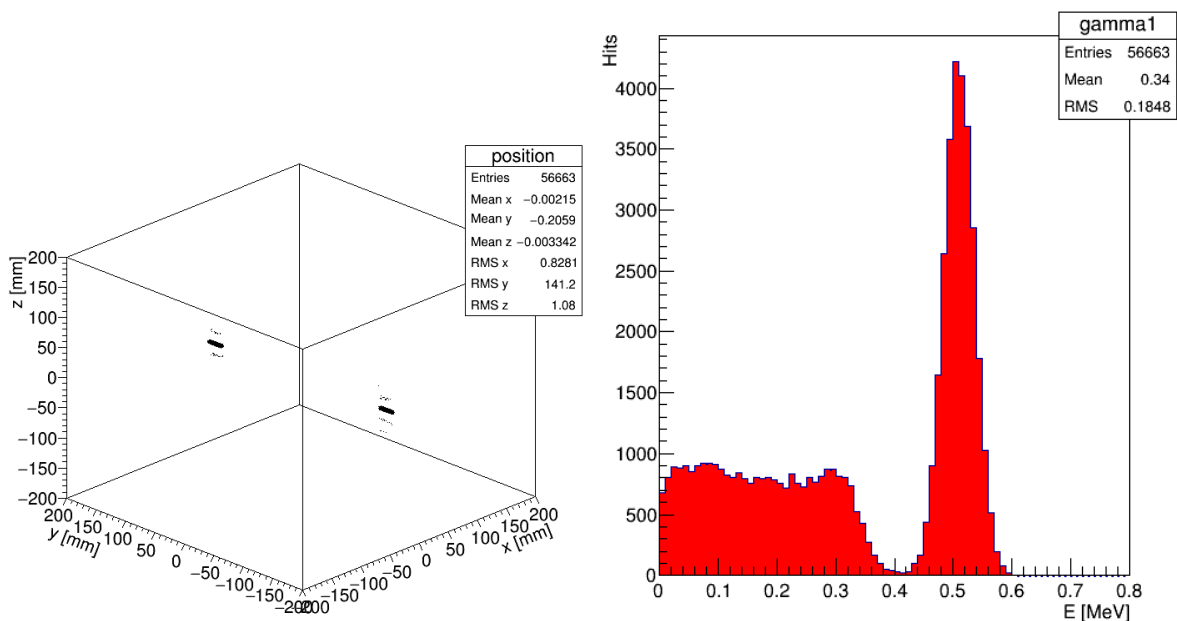
### 3.3.4 Model 2+p – Prsten od 48 kristala

Model 2+p čini 48 scintilacijskih kristala dimenzija 20x3x3 mm raspoređenih u rsec-tore koji čine prstenastu PET konstrukciju. Razlika modela 2+p u odnosu na model 2+ nije u geometriji već u emisijskom rasponu  $\gamma$  fotona. Dok je u modelu 2+ emisija bila ograničena na dva dijametralna kristala u yz ravnini u modelu 2+p riječ je o 22 para dijametralno suprotnih kristala. Cilj ovog modela je ispitati utjecaj prstenaste konfiguracije kristala na efikasnost detekcije i osjetljivost na koincidencije. Izgled geometrije 2+p modela dan je na slici 3.14.

Nakon provedene simulacije dobiveni su podaci dani u tablici 3.10.

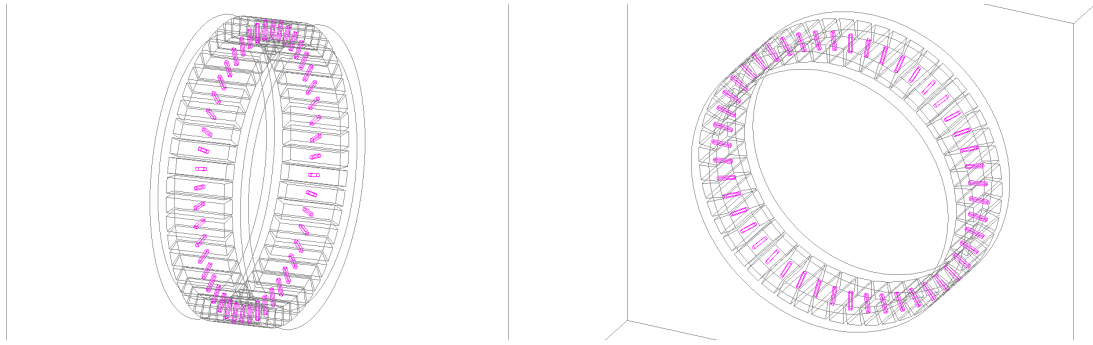


Slika 3.12: Broj *interakcija* u ovisnosti o fizikalnom procesu za model 2+



Slika 3.13: Prostorni raspored koincidentnih parova u PET konstrukciji (lijevo) i raspodjela deponirane energije  $\gamma$  fotona (desno) za model 2+

Za razliku od dosadašnjih modela, u ovom i narednim modelima efikasnost detekcije dobivamo posredno preko faktora šupljikavosti  $f$  kojeg kasnije definiramo. Razlog tome je što kontinuirani emisijski raspon zračenja obuhvaća i praznine između kristala stoga treba uvesti korekciju u izračun efikasnosti. Dakle, u ovom modelu vrijedi  $\varepsilon = \frac{d}{f \cdot N}$ . Ono što prvo valja primjetiti jest da je tako dobivena efikasnost detekcije konzistentna sa modelom 2+ do na 1.08 % odnosno prstenasta konfiguracija malo



Slika 3.14: Model 2+p. – 48 kristala u prstenastoj PET konstrukciji

Veličina	Broj
efikasnost $\varepsilon$	73.69 %
osjetljivost $S$	9.36 %
koincidencije $K$	9358
detekcije $d$	25 010
detekcije s potpunom apsorpcijom $dpa$	12 156
detekcije s djelomičnom apsorpcijom $dda$	10 933
interakcije $h$	32 443
događaji $D$	100 000
događaji s brojem interakcija $h>0 Dh$	15 317
broj fotona $N$	200 000

Tablica 3.10: Podaci dobiveni simulacijom na modelu 2+p

utječe na ukupnu efikasnost detekcije. No ono što nije u skladu s očekivanjima je mali broj *detekcija* od svega 25 010. Taj rezultat moguće je kvalitativno objasniti reduciranim prostornim kutem koji zatvaraju svi kristali u odnosu na emisijski kutni raspon koji je definiran kao parametar u simulaciji. Naime emisijski kutni raspon u koji su  $\gamma$  fotoni emitirani obuhvaća i praznine u PET konstrukciji između kristala odakle izostanak većeg broja ko incidencija. Dakle, jedan  $\gamma$  foton po *događaju* registriran je kroz više *detekcija* dok je drugi izgubljen za ko incidenciju. I u prstenastoj konfiguraciji vidimo da broj detekcija sa potpunom apsorpcijom prednjači pred brojem detekcija sa djelomičnom apsorpcijom što je svojstvo scintilacijskog materijala detektora. Postoci i redosljed Comptonovih raspršenja, fotoelektričnog efekta i Rayleighovog raspršenja ostaju konzistentni s prethodnim modelima (slika 3.15). Kvantitativno objašnjenje veze osjetljivosti i efikasnosti detekcije i same efikasnosti detekcije u ovom slučaju zasniva se na faktoru šupljikavosti. Osjetljivost je dakle:

$$S = f \cdot \varepsilon^2 \quad (3.7)$$

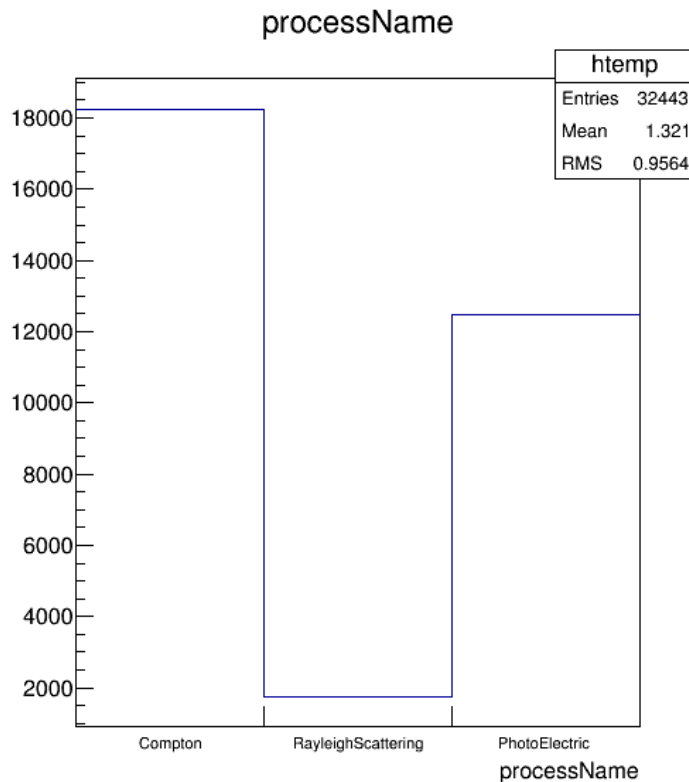
Faktor šupljikavosti  $f$  dan je kao omjer ukupne osjetljive površine kristala i površine prstena u koji su emitirani  $\gamma$  fotoni. Možemo pisati:

$$f = \frac{N \cdot y^2}{2R\pi d} \quad (3.8)$$

gdje je  $N$  broj kristala u prstenu,  $y$  dimenzija kristala,  $R$  radijus prstena i  $d$  raspon emisije u  $y$ -smjeru. Izvrijedni li se taj faktor za  $y = 0.003$  m,  $R = 0.135$  m i  $d = 0.003$  m dobije se  $f = 0.1697$ . Ubacivanje u jednadžbu (3.7) daje  $S = 0.092$ . Budući da su ovako dobivena teorijska i simulirana osjetljivost konzistentne do na faktor 1.02 možemo zaključiti da je analiza sa faktorom šupljikavosti opravdana. Statistika interakcija dana je u tablici 3.11.

Veličina	Broj	Postotak %
<i>PE</i>	12 458	38.40
<i>C</i>	18 256	56.27
<i>R</i>	1729	5.33

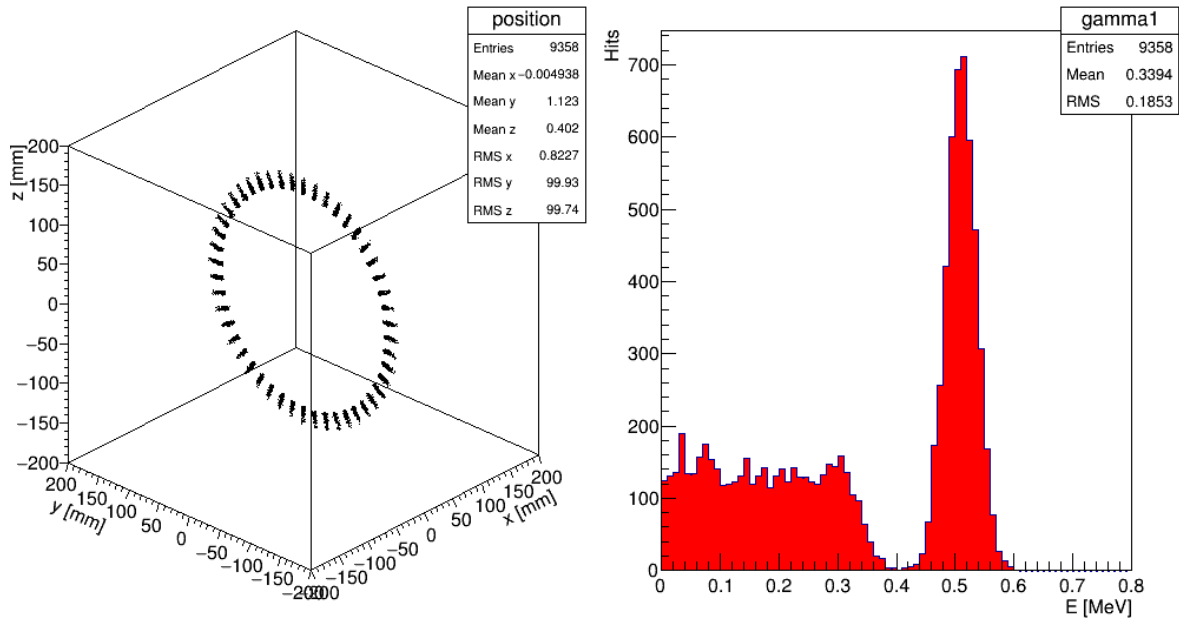
Tablica 3.11: Statistika interakcija za model 2+p



Slika 3.15: Broj interakcija u ovisnosti o fizikalnom procesu za model 2+p

Na slici 3.16. lijevo vidljiv je prostorni raspored koincidentnih parova fotona re-

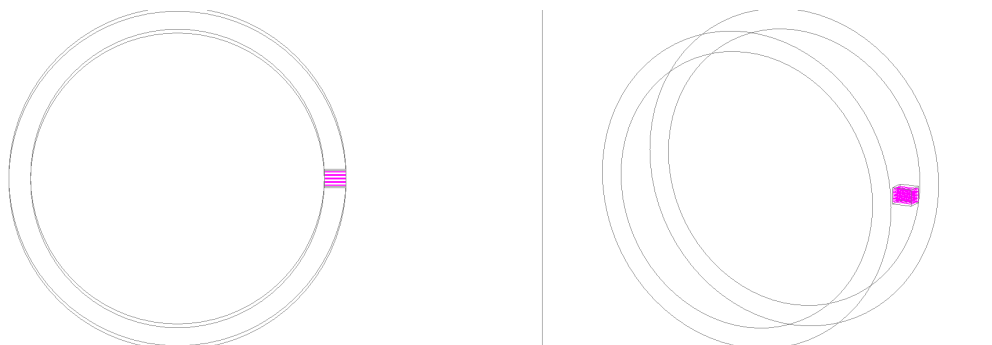
gistriran u kristalima organiziranim u prstenastu konfiguraciju. Na slici desno vidljiv je spektar fotona u koincidenciji na kojem se vide fotoelektrični vrh oko 511 keV i Comptonov kontinuum na 50–400 keV.



Slika 3.16: Prostorni raspored koincidentnih parova u PET konstrukciji (lijevo) i raspodjela deponirane energije  $\gamma$  fotona (desno) za model 2+p

### 3.3.5 Model 1m – 1 modul sa 16 kristala

Model 1m čini jedan modul dimenzija  $20 \times 16 \times 16 \text{ mm}^3$  od  $4 \times 4$  scintilacijska kristala dimenzija  $20 \times 3 \times 3 \text{ mm}^3$  međusobno udaljenih 0.2 mm. Ovim modelom želi se ispitati efikasnost detekcije grupacije od 16 kristala pri čemu emisijski kut obuhvaća i međuprostor između kristala. Izgled geometrije modela 1m dan je na slici 3.17.



Slika 3.17: Model 1m. – 1 modul sa  $4 \times 4$  kristala u PET konstrukciji

Nakon provedene simulacije dobivaju se podaci dani u tablici 3.12.

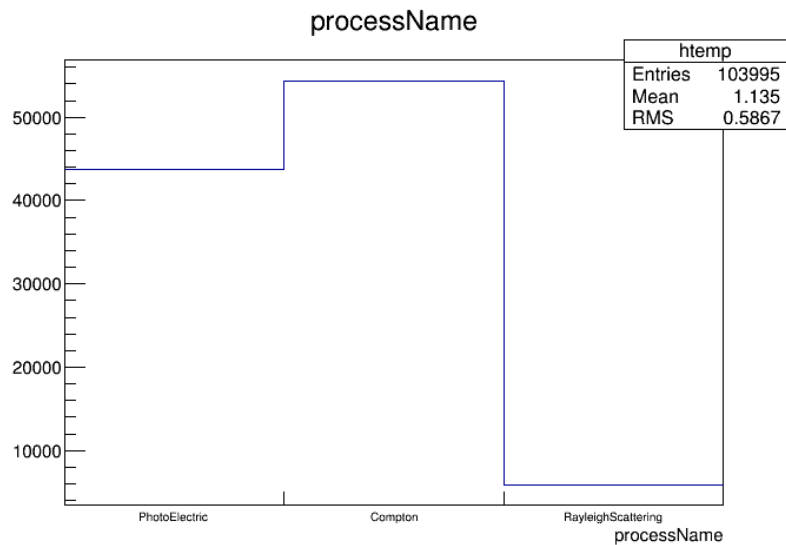
Veličina	Broj
efikasnost $\varepsilon$	80.36 %
detekcije $d$	80 358
detekcije s potpunom apsorpcijom $dpa$	34 338
detekcije sa djelomičnom apsorpcijom $dda$	40 074
interakcije $h$	103 995
dogadjaji $D$	100 000
dogadjaji s brojem interakcija $h>0 Dh$	65 131
broj fotona $N$	100 000

Tablica 3.12: Podaci dobiveni simulacijom na modelu 1m

U ovom modelu zabilježena je najveća efikasnost,  $\varepsilon = \frac{d}{N}$  u odnosu na sve dosadašnje modele u iznosu 80.36 % i moguće ju je objasniti činjenicom da međuprostori koji su vrlo mali ne doprinose gubitku  $\gamma$  fotona već uslijed raspršenja dolazi do detekcije velikog broja upadnih fotona u susjednim kristalima. Ove tvrdnje možemo potkrijepiti brojevima, konkretno brojem *detekcija* od 80 358 na temelju kojeg zaključujemo da su gubici u broju detekcija većinski uslijed atenuacije zračenja dok je utjecaj međuprostora malen. Usporedimo li ponovno broj *interakcija*  $h$  sa brojem *detekcija*  $d$  vidimo da u prosjeku imamo  $\frac{103995}{80358} = 1.3$  *interakcija*  $\setminus \gamma$ . Isti omjer broja *interakcija* i *detekcija* zabilježen je i u modelu 1. Usporedimo li broj detekcija s potpunom apsorpcijom  $dpa$  i broj detekcija s djelomičnom apsorpcijom  $dda$  vidimo prevagu u broju potonjih što je rezultat grupacije kristala u module pri čemu se fotoni koji bi inače pobjegli ipak rasprše u susjednim kristalima. Usporedimo li  $dpa$  i  $dda$  sa modelom 1 vidimo da je sada zamijenjem poredak tj. više je komptonskih detekcija sa djelomično apsorbiranom energijom. Pogledamo li postotke pojedinih interakcija vidimo da je u odnosu na model 1 postotak Comptonovih raspršenja u padu, a postotak fotoelektričnih interakcija u porastu prema tablici 3.13. Postotak Rayleighovih raspršenja konzistentan je s dosadašnjim modelima (slika 3.18). Statistika interakcija dana je u tablici 3.13.

Veličina	Broj	Postotak %
$PE$	43 776	42.09
$C$	54 366	52.28
$R$	5853	5.63

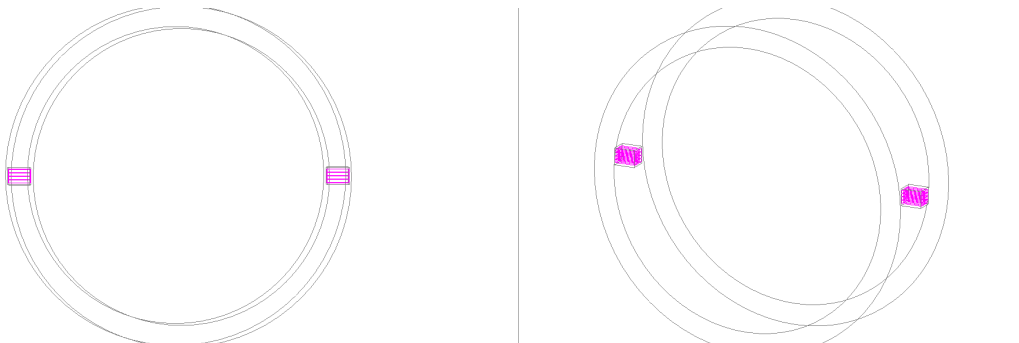
Tablica 3.13: Statistika interakcija za model 1m



Slika 3.18: Broj *interakcija* u ovisnosti o fizikalnom procesu za model 1m

### 3.3.6 Model 2m – 2 modula sa 2x16 kristala

Model 2m sastoji se od dva dijametralno postavljena modula dimenzija 20x16x16 mm<sup>3</sup> sa 4x4 scintilacijska kristala dimenzija 20x3x3 mm<sup>3</sup> po modulu. Ovim modelom želi se provjeriti efikasnost detekcije za modularno organizirane parove nasuprotnih kristala i usporediti sa rezultatom za model 2. Izgled geometrije modela 2m dan je na slici 3.19.



Slika 3.19: Model 2m. – 2 modula sa 4x4 kristala po modulu u PET konstrukciji

Nakon provedene simulacije dobiveni su podaci dani u tablici 3.14.

Na temelju prvog podatka vidimo da je efikasnost detekcije,  $\varepsilon = \frac{d}{N}$  konzistentna sa modelom 1m jer iznosi 80.22 % naspram 80.36 % u modelu 1m. Konzistentcija je očekivana jer parametri emisijskog kutnog raspona kao ni oni koji definiraju izvor nisu mijenjani. No, u usporedbi sa modelom 2  $\varepsilon$  je za 6.07 % veća što je rezultat modularne organizacije kristala. Usporedimo li broj *detekcija* i broj *interakcija* vidimo da u prosjeku imamo 1.3 *interakcije* po *detekciji*. Drugim riječima *detekcije* su rezultat



Veličina	Broj
efikasnost $\varepsilon$	80.22 %
detekcije $d$	160 430
detekcije s potpunom apsorpcijom $d_{pa}$	68 180
detekcije s djelomičnom apsorpcijom $d_{da}$	80 275
interakcije $h$	207 593
dogadjaji $D$	100 000
dogadjaji sa brojem interakcija $h>0 Dh$	81 777
broj fotona $N$	200 000

Tablica 3.14: Podaci dobiveni simulacijom na modelu 2m

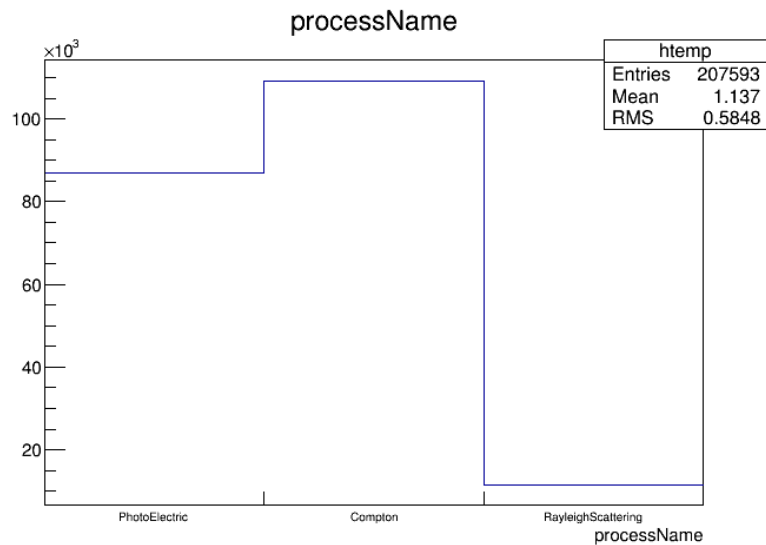
više interakcija fotona u kristalu. Ta raspodjela nije uniformna zbog čega možemo govoriti samo o prosjecima. Usporedimo li broj detekcija sa potpunom apsorpcijom  $d_{pa}$  u modelima 2 i 2m vidimo pad sa 72 753 u modelu 2 na 68 180 detekcija u modelu 2m. S druge strane, detekcije s djelomičnom apsorpcijom  $d_{da}$  pokazuju porast sa 64 349 u modelu 2 na 80 275 detekcija u modelu 2m. Pritom je ukupan broj detekcija  $d$  u modelu 2m veći za 12 125. Istovremeno prateći tablice 3.7. i 3.15. vidimo porast u postotku fotoelektričnih interakcija, a pad komptonskih raspršenja u modelu 2m. Ove promjene trendova možemo objasniti činjenicom da se fotoni komptonски raspršuju u kristalima i djelomično deponiraju energiju unutar cijelog modula. Comptonска raspršenja i dalje dominiraju u ukupnom broju interakcija i to u postotku konzistentnom za prethodne modele. Isto vrijedi i za fotoelektrični efekt i Rayleighovo raspršenje (slika 3.20). Ta konzistencija nam govori da je postotak pojedinih interakcija funkcija intrinzičnih svojstava kristala, a ne njihovog prostornog rasporeda i geometrije. Statistika interakcija dana je u tablici 3.15.

Veličina	Broj	Postotak %
$PE$	86 926	41.87
$C$	109 187	52.60
$R$	11 480	5.53

Tablica 3.15: Statistika interakcija za model 2m

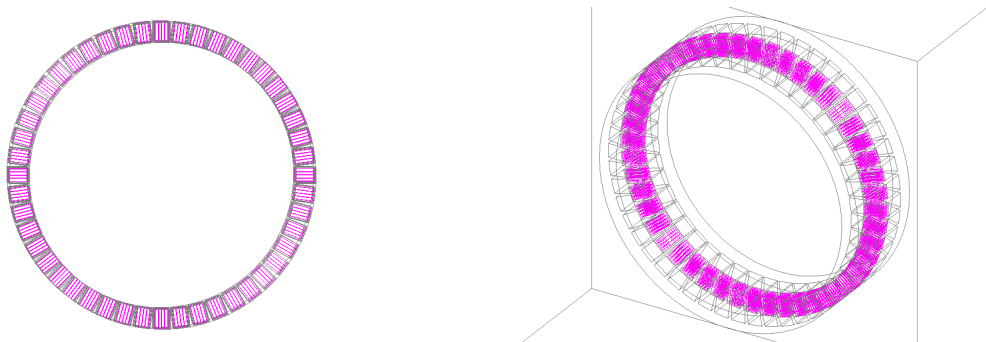
### 3.3.7 Model 2m+ – 2 aktivna modula u prstenu

Model 2m+ čine dva dijametralno postavljena modula dimenzija 20x16x16 mm<sup>3</sup> sa 4x4 kristala dimenzija 20x3x3 mm<sup>3</sup> po modulu organiziranih u 48 rsectora u prstenastoj PET konstrukciji. Jedina razlika u odnosu na model 2m je uvođenje susjednih



Slika 3.20: Broj *interakcija* u ovisnosti o fizikalnom procesu za model 2m

modula kako bi se ispitaio njihov utjecaj na efikasnost detekcije cjelokupnog sustava. Kao i u odnosu modela 2+ prema modelu 2 razlika modela 2m+ prema modelu 2m je u usmjerenosti zračenja izvora u 2 nasuprotna modula dok je uloga ostalih modula detekcija raspršenih fotona. Ukupan broj modula u prstenu je 48. Moduli od interesa su ponovno na koordinatama (-135,0,0) mm i (135,0,0) mm. Izgled geometrije modela 2m+ dan je na slici 3.21.



Slika 3.21: Model 2m+. – 2 modula sa 4x4 kristala po modulu u prstenastoj PET konstrukciji

Nakon provedene simulacije dobiveni su podaci dani u tablici 3.16.

Rezultat simulacije ovog modela je nešto veća efikasnost,  $\varepsilon = \frac{d}{N}$  u odnosu na model 2m i iznosi 82.81 % što pripisujemo kolektivnom utjecaju kristala unutar modula i susjednih modula stoga  $\gamma$  fotoni koji bi bili izgubljeni za detekciju uslijed raspršenja interagiraju u susjednim modulima te ulaze u statistiku *detekcija*. Ako pogledamo osjetljivost na koincidencije i usporedimo sa onom iz modela 2+ vidimo da je dobi-

Veličina	Broj
efikasnost $\varepsilon$	82.81 %
osjetljivost $S$	41.45 %
koincidencije $K$	41 450
detekcije $d$	165 628
detekcije s potpunom apsorpcijom $dpa$	68 649
detekcije s djelomičnom apsorpcijom $dda$	84 457
interakcije $h$	213 920
događaji $D$	100 000
događaji s brojem interakcija $h>0 Dh$	81 949
broj fotona $N$	200 000

Tablica 3.16: Podaci dobiveni simulacijom na modelu 2m+

veno 41.45 % naspram 56.66 %. Manju osjetljivost objašnjavamo postojanjem praznina između kristala smještenih u modul u koje bivaju emitirani neki  $\gamma$  fotoni. Takve praznine nisu postojale u modelu 2+ stoga je nužno uvesti faktor šupljikavosti u računu ukupne osjetljivosti. Dakle, za osjetljivost ponovno možemo pisati:

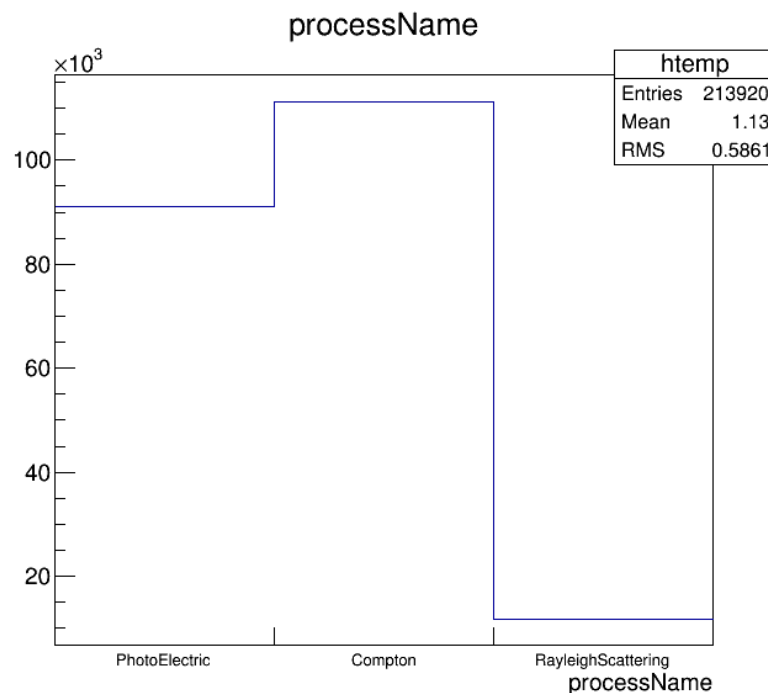
$$S = f \cdot \varepsilon^2 \quad (3.9)$$

gdje je  $f$  faktor šupljikavosti, a  $\varepsilon$  efikasnost detekcije kristala. Faktor šupljikavosti u ovom slučaju je određen omjerom stvarne i ozračene površine detektora. Stvarna dimenzija modula iznosi 12.8 mm dok je ozračena 16 mm. To za faktor daje  $f = \frac{0.0128^2}{0.016^2} = 0.64$ . Za teorijsku osjetljivost tada dobivamo  $S = 0.4388$ . Malu razliku u teorijskoj i simuliranoj osjetljivosti objašnjavamo prazninama od 0.2 mm između kristala unutar modula u koje su emitirani neki  $\gamma$  fotoni. Usporedimo li broj *detekcija* sa modelom 2m vidimo da je u ovom modelu on veći za 5198 što je očekivan rezultat i on dolazi od raspršenih  $\gamma$  fotona u susjedne module. Razlika broja događaja sa *interakcijama*  $> 0$  u oba modela je tek 172 dakle u modelu 2m+ je detektirano maksimalno 344  $\gamma$  fotona više. Usporedimo li efikasnosti detekcije sa modelom 2+ vidimo da je ona očekivano veća i to za 8.04 % što je rezultat modularne organizacije kristala. Utjecaj modula je vidljiv i u broju detekcija koji je za 16 093 veći u modelu 2m+. Broj detekcija sa potpunom apsorpcijom  $dpa$  je manji u odnosu na model 2+ dok je broj detekcija sa djelomičnom apsorpcijom veći. Uzrok valja tražiti u većoj osjetljivoj površini kristala za detekciju i raspršenju fotona u susjedne module. Konzistentnost u broju interakcija putem Comptonovog raspršenja, fotoelektričnog

efekta i Rayleighovog raspršenja je očuvana u odnosu na sve modele (slika 3.22). Statistika interakcija dana je u tablici 3.17.

Veličina	Broj	Postotak %
<i>PE</i>	90 990	42.53
<i>C</i>	111 131	51.95
<i>R</i>	11 799	5.52

Tablica 3.17: Statistika interakcija za model 2m+

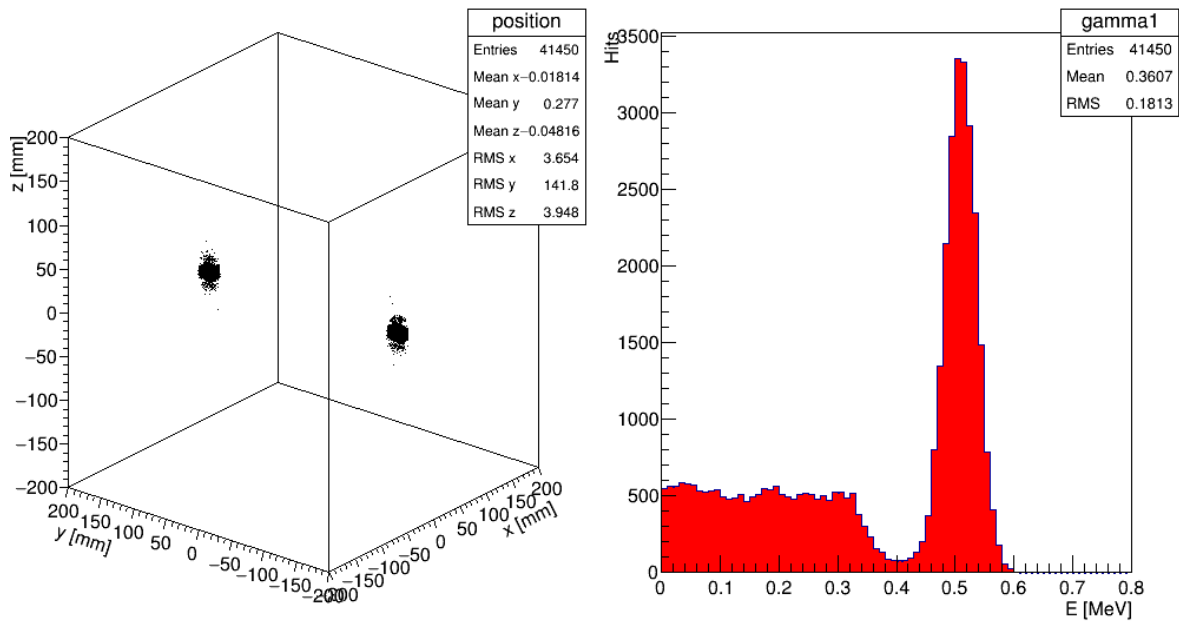


Slika 3.22: Broj *interakcija* u ovisnosti o fizikalnom procesu za model 2m+

Na slici 3.23. lijevo možemo vidjeti da su koincidencije parova fotona zabilježene u modulima od interesa te njihovim prvim susjedima no ne u potpunosti. Ta dodatna raspršenja u susjednim modulima uvode razliku u statistici broja *detekcija* u odnosu na model 2m. Na slici desno je ponovno uočljiv fotoelektrični vrh te Comptonov kontinuum.

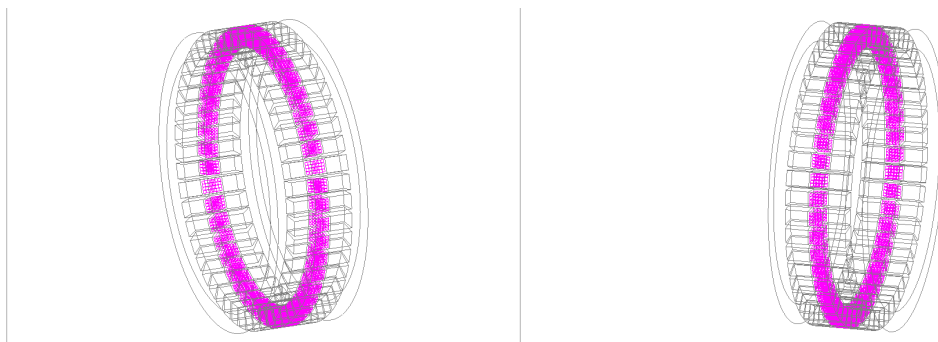
### 3.3.8 Model 2m+p – Prsten od 48 modula

Model 2m+p je u osnovi model 2m+ s razlikom u parametru emisije  $\gamma$  fotona koji je sada izotropna kutna raspodjela preko svih 48 modula. Dakle, riječ je o 48 modula dimenzija 20x16x16 mm sa 4x4 scintilacijska kristala dimenzija 20x3x3 mm<sup>3</sup> po modulu smještenih u prstenastu konfiguraciju. Ovaj model je hijerarhijski najviši od



Slika 3.23: Prostorni raspored koincidentnih parova u PET konstrukciji (lijevo) i raspodjela deponirane energije  $\gamma$  fotona (desno) za model 2m+

svih dosadašnjih i stepenica prije realnih PET geometrija. Izgled geometrije modela 2m+p dan je na slici 3.24.



Slika 3.24: Model 2m+p. - 48 modula sa 4x4 kristala po modulu u prstenastoj PET konstrukciji

Nakon provedene simulacije dobiveni su podaci dani u tablici 3.18.

Efikasnost detekcije je analogno modelu 2+p ovisna o faktoru šupljikavosti i dana je sa izrazom  $\varepsilon = \frac{d}{F \cdot N}$ . Prvo što primjećujemo u rezultatima simulacije ovog modela je efikasnost detekcije od 88.39 % koja je očekivano najveća u usporedbi sa svim ispitanim modelima. Razlika u efikasnosti mora biti objašnjiva jedino preko parametara koji su mijenjani u odnosu na prethodni model. To se odnosi na emisijski kutni raspon koji sada obuhvaća sve module u prstenu uključujući i praznine između modula no zbog veće dostupne površine detekora zabilježen je i veći broj detekcija.

Veličina	Broj
efikasnost $\varepsilon$	88.39 %
osjetljivost $S$	27.02 %
koincidencije $K$	27 015
detekcije $d$	112 544
detekcije s potpunom apsorpcijom $d_{pa}$	49 596
detekcije s djelomičnom apsorpcijom $d_{da}$	62 936
interakcije $h$	156 882
dogadjaji $D$	100 000
dogadjaji s brojem interakcija $h>0 Dh$	60 801
broj fotona $N$	200 000

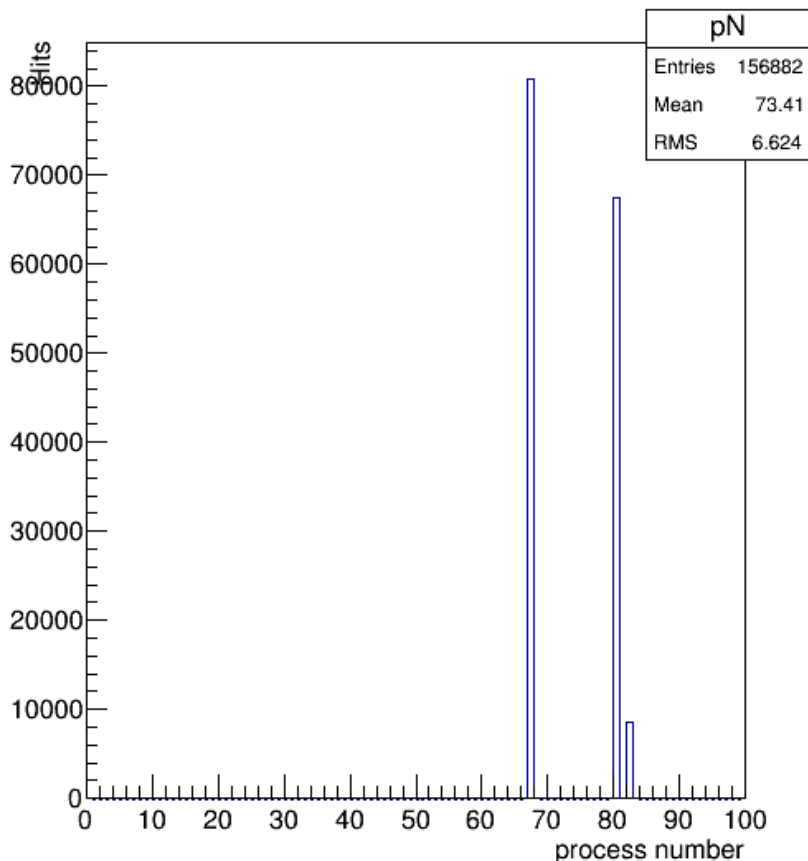
Tablica 3.18: Podaci dobiveni simulacijom na modelu 2m+p

Gledamo li ukupnu osjetljivost vidimo da je znatno veća u odnosu na model 2+p gdje je osjetljivost bila 9.36 % naspram 27.02 % u ovom modelu. Kao i u modelu 2+p kvalitativno objašnjenje leži u činjenici da uslijed raspršenja jednog od fotona po *dogadjaju* nisu zabilježene koincidencije, ali jesu *detekcije* no zbog modularne organizacije kristala ukupna osjetljivost je veća. Veliku ulogu u nedetektiranju koincidencija imaju međuprostori između modula koje možemo kvantificirati kroz faktor šupljikavosti. Pozovemo li se na formulu (3.8) uz  $N = 48 \cdot 16 = 768$ ,  $y = 0.003$  m,  $R = 0.135$  m i  $d = 0.0128$  m dobivamo  $f = 0.6366$ . Korištenjem formule (3.7) za osjetljivost bismo dobili  $S = 0.6366 \cdot 0.8839^2 = 0.4973$  što nije u skladu sa simuliranim rezultatom. Trend dominacije detekcija sa potpunom apsorpcijom  $d_{pa}$  pred brojem detekcija sa djelomičnom apsorpcijom  $d_{da}$  iz modela 2+p ovdje je kao i u svim modelima sa modulima okrenut u korist  $d_{da}$ . U interakcijama omjer broja Compton-skih raspršenja, fotoelektričnog efekta i Rayleighovog raspršenja ostaje konzistentan (slika 3.25). Statistika interakcija dana je u tablici 3.19.

Veličina	Broj	Postotak %
$PE$	67 442	42.99
$C$	80 876	51.55
$R$	8531	5.44

Tablica 3.19: Statistika interakcija za model 2m+p

Na slici 3.26. lijevo vidljiva je uniformna raspodjela koincidentnih parova fotona u nasuprotnim detektorima na cijeloj prstenastoj konfiguraciji. Na slici desno ponovno vidimo fotoelektrični vrh i Comptonov kontinuum.

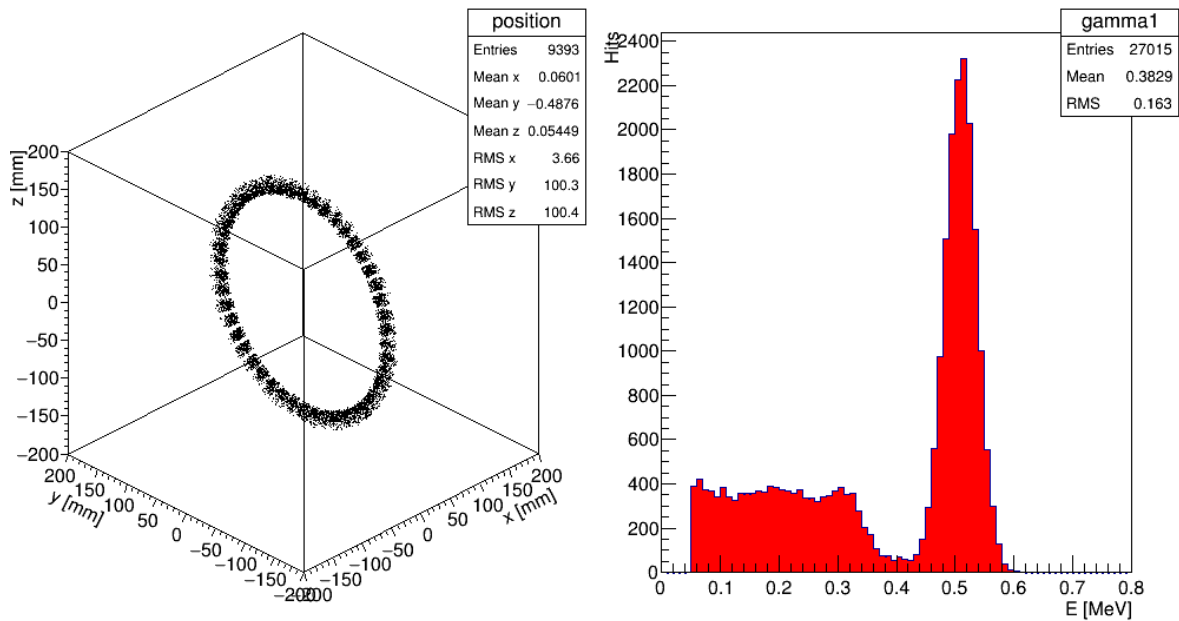


Slika 3.25: Broj *interakcija* u ovisnosti o fizikalnom procesu za model 2m+p. Procesi su numerirani na način: C-68, PE -81, R-89.

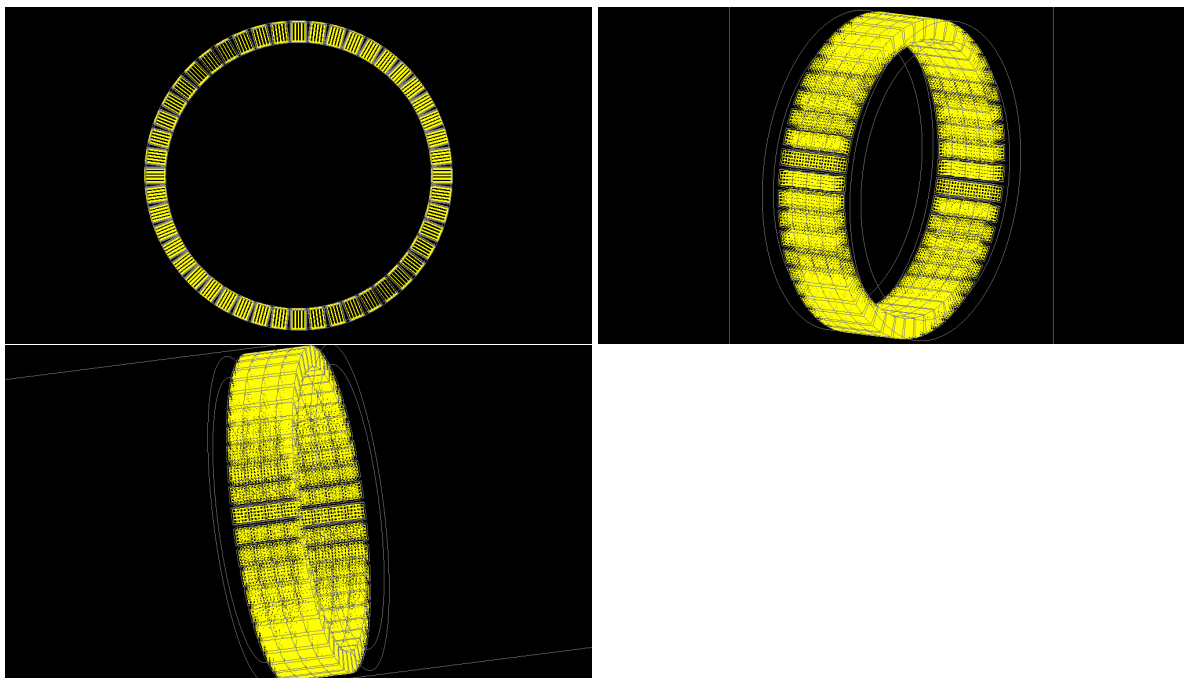
### 3.3.9 Model MG – Mala geometrija detektora

Model MG predstavlja sintezu svih dosadašnjih modela u jedinstvenu geometriju realnog PET sustava kakav bi se mogao koristiti za ispitivanje kod malih životinja. Tzv. malu geometriju čine 4 prstena radijusa  $R = 135$  mm pri čemu se svaki sastoji od 48 modula dimenzija  $20 \times 16 \times 16$  mm<sup>3</sup>, a svaki modul od 4x4 scintilacijska kristala dimenzija  $20 \times 3 \times 3$  mm<sup>3</sup> organizirani u 48 rsectora prstenaste PET konstrukcije. Četiri prstena su implementirana u cilindričnu (ne sfernu) PET konstrukciju i u svojoj osnovi čine 4 geometrije modela 2m+p organizirane u jednu cjelinu. Cilj ovog modela je simulirati realni, zbog svojih dimenzija životinjski PET sustav i usporediti dobivene rezultate sa prijašnjim modelima koji predstavljaju sastavnice ovog kompleksnog sustava. Izgled geometrije modela MG dan je na slici 3.24.

Ono što razlikuje ovu simulaciju od prethodnih jest činjenica da se emisijski kutni raspon  $\gamma$  fotona ovdje ne odnosi striktno na osjetljivu detektorsku površinu već na



Slika 3.26: Prostorni raspored koincidentnih parova u PET konstrukciji (lijevo) i raspodjela deponirane energije  $\gamma$  fotona (desno) za model 2m+p



Slika 3.27: Model MG. – Mala geometrija detektora u PET konstrukciji

ukupni prostorni kut od  $4\pi$  steradiana čime se simuliraju realni PET izvori sa izotropnom raspodjelom emisije  $\gamma$  fotona. Kako bi se teorijski provjerila ukupna osjetljivost sustava nužno je odrediti prostorni kut kojeg zatvara mala geometrija. Može se pokazati da za 1 modul u cilindričnom koordinatnom sustavu čije ishodište je u centru geometrije od 4 prstena vrijedi sljedeći izraz:



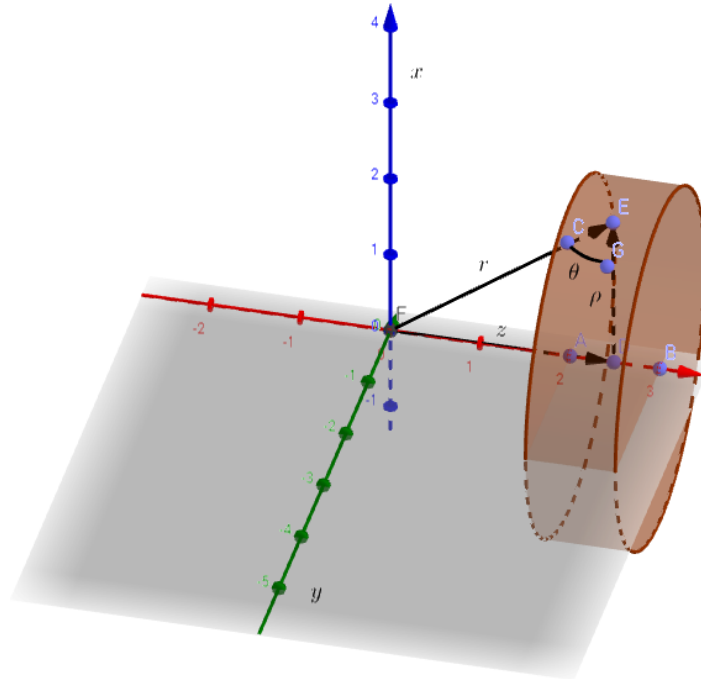
$$d\Omega = \frac{\left| d\vec{P}_m \right| \hat{\rho} \cdot \hat{r}}{4\pi r^2} = \frac{\rho d\varphi dz \cdot \cos(\theta)}{4\pi(\rho^2 + z^2)} \quad (3.10)$$

gdje je  $d\vec{P}_m$  diferencijalni element površine modula,  $\hat{r}$  radijalni jedinični vektor, a  $\theta$  kut između jediničnih vektora  $\hat{\rho}$  i  $\hat{r}$  (slika 3.25). Pritom vrijedi  $r = \sqrt{\rho^2 + z^2}$  i  $\cos(\theta) = \frac{z}{r}$ . Uvrštavanjem u jednadžbu (3.6) dobivamo izraz oblika:

$$\Omega = \int_0^{\varphi_r} d\varphi \int_z^{z+d_z} \frac{\rho^2 dz}{(\rho^2 + z^2)^{\frac{3}{2}}} \quad (3.11)$$

gdje koordinata  $z$  ide preko osjetljivih površina modula,  $d_z$  predstavlja efektivnu dimenziju modula u z-smjeru, a  $\varphi_r$  je kutni raspon modula u  $\hat{\varphi}$  smjeru. Rješenje ovakvog integrala za 1 modul glasi:

$$\Omega = \varphi_r \left( \frac{z + d_z}{\sqrt{(z + d_z)^2 + \rho^2}} - \frac{z}{\sqrt{z^2 + \rho^2}} \right) \quad (3.12)$$



Slika 3.28: Shematski prikaz jednog prstena za određivanje prostornog kuta

Ako generaliziramo rješenje na  $N$  modula u jednom prstenu i uzmemo li u obzir simetričnost u broju prstenova sa obje strane ishodišta koordinatnog sustava ( $2+2=4$ ) dobijemo konačan oblik:

$$\Omega = 2 \cdot N \varphi_r \sum_i \left( \frac{G_i}{\sqrt{G_i^2 + R^2}} - \frac{D_i}{\sqrt{D_i^2 + R^2}} \right) \quad (3.13)$$

gdje je  $i$  broj prstena,  $\rho = R$  radijus jednog prstena, a  $G_i$  i  $D_i$  gornje odnosno donje granice modula u z-smjeru.

Budući da je 4x4 kristala yz dimenzija 3x3 mm<sup>2</sup> smješteno u modulu yz dimenzija 16x16 mm lako možemo pokazati da je razmak između područja gdje završavaju kristali i granice modula  $r_{yz} = \frac{16-12.8}{2} = 1.6$  mm. Također znajući da je osjetljiva detektorska površina po modulu 12.8x12.8 mm<sup>2</sup>, a radijus prstena  $R = 135$  mm možemo odrediti kutni raspon modula  $\varphi_r = \frac{12.8}{135} = 0.0948$  rad. U tablici 3.20 su dani relevantni parametri za određivanje  $G_i$  i  $D_i$  za izračun prostornog kuta.

Parametar	Vrijednost
$r_{yz}$	1.6 mm
$d_z$	12.8 mm
$\varphi_r$	0.0948 rad

Tablica 3.20: Relevantni parametri za izračun prostornog kuta za model MG

Kako su kristali unutar modula poslagani periodično, a isto tako i moduli unutar rsectora očekujemo da su  $G_i$  i  $D_i$  periodični u parametrima  $r$  i  $\varphi_r$ . Može se pokazati da vrijedi:  $D_i = (2 \cdot i - 1) \cdot r_{yz} + (i - 1) \cdot d_z$  odnosno  $G_i = (2 \cdot i - 1) \cdot r_{yz} + i \cdot d_z$ . U sljedećoj tablici dane su vrijednosti gornjih i donjih granica modula.

i	$D_i \setminus m$	$G_i \setminus m$
1	0.0016	0.0144
2	0.0176	0.0304

Tablica 3.21: Donje i gornje granice modula za izračun prostornog kuta za model MG

Provedenim računom pomoću formule (3.13) za prostorni kut male geometrije dobiveno je:

$$\frac{\Omega}{4\pi} = 0.1337 \quad (3.14)$$

Nakon provedene simulacije dobiveni su podaci dani u tablici 3.22.

Efikasnost detekcije za malu geometriju određena je izrazom  $\varepsilon = \frac{d}{\Omega \cdot N}$  manja je u odnosu na onu koju je predviđana modelom 2m+p i iznosi 75.10 %. Uzrok porasta valja tražiti u činjenici da je uvođenjem 4 prstena u kompaktnu cjelinu dodana osjetljiva površina u koju se mogu raspršiti fotoni koji bi inače pobjegli. Primjetimo da je

Veličina	Broj
efikasnost $\varepsilon$	75.10 %
osjetljivost $S$	5.55 %
koincidencije $K$	5550
stvarne koincidencije $KT$	5547
raspršene koincidencije $KS$	0
slučajne koincidencije $KR$	3
detekcije $d$	27 980
detekcije s potpunom apsorpcijom $dpa$	9557
detekcije s djelomičnom apsorpcijom $dda$	16 350
interakcije $h$	35 818
dogadjaji $D$	100 000
dogadjaji s brojem interakcija $h>0 Dh$	14 536
broj fotona $N$	200 000

Tablica 3.22: Podaci dobiveni simulacijom na modelu MG

ovaj rezultat konzistentan sa modelom 2m+p koji se odnosi na jedan prsten kojeg čini 48 modula dok ih je ovdje 4x48. Gore provedenim računom za prostorni kut male geometrije izolirala se praznina međuprostora između prstenova uvođenjem gornjih i donjih granica modula stoga se očekuje konzistencija između dosadašnjih modela. U ovom modelu određena je i efikasnost detekcije za fotoelektrični vrh od  $0.4 < \varepsilon < 0.6$  MeV-a i iznosi 34.15 % te je očekivano manja od efikasnosti za ukupni energijski raspon  $0.05 < \varepsilon < 0.65$  MeV-a. Simulirana osjetljivost iznosi 5.55 % i mala vrijednost je rezultat emisije fotona u puni prostorni kut. Pozovemo li se na definiciju osjetljivosti danu relacijom (2.9) očekujemo da vrijedi:

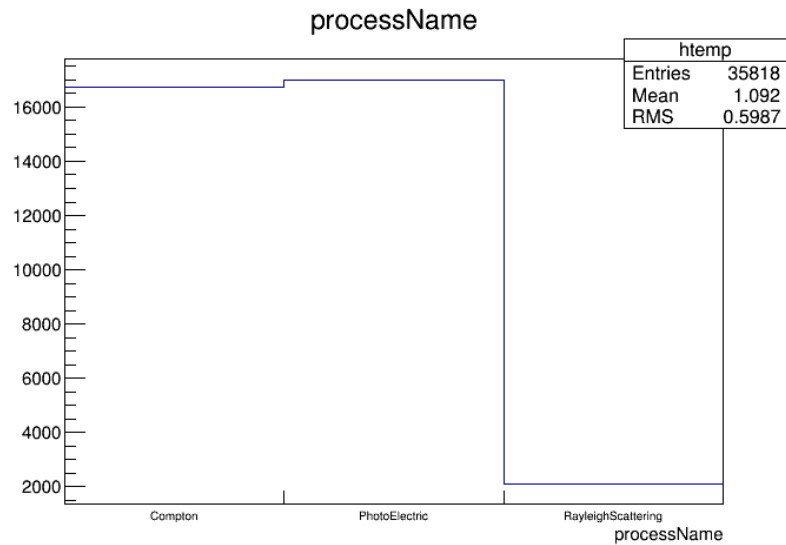
$$S = \Omega \cdot \varepsilon^2 \quad (3.15)$$

Pritom valja voditi računa o faktoru šupljikavosti kojeg čine praznine između kristala unutar modula. Korekcija za te praznine uvedena je kao dodatan faktor u izračunu prostornog kuta i iznosi  $\frac{12^2}{12.8^2} = 0.87$ . Uvrštavanjem vrijednosti u formulu (3.15) dobivamo  $S = 0.065$ . Gledamo li samo broj detekcija s potpunom  $dpa$  odnosno djelomičnom apsorpcijom  $dda$  vidimo da  $dda$  dominira pred  $dpa$  dok je situacija u broju interakcija drugačija. U odnosu na sve prijašnje modele broj fotoelektričnih interakcija je porastao i vodeći je u ukupnom postotku, a slijede ga Comptonovo odnosno Rayleighovo raspšenje (slika 3.29). Tu promjenu trenda objašnjavamo većom dostupnom osjetljivom površinom kristala što rezultira sa više deponirane energije

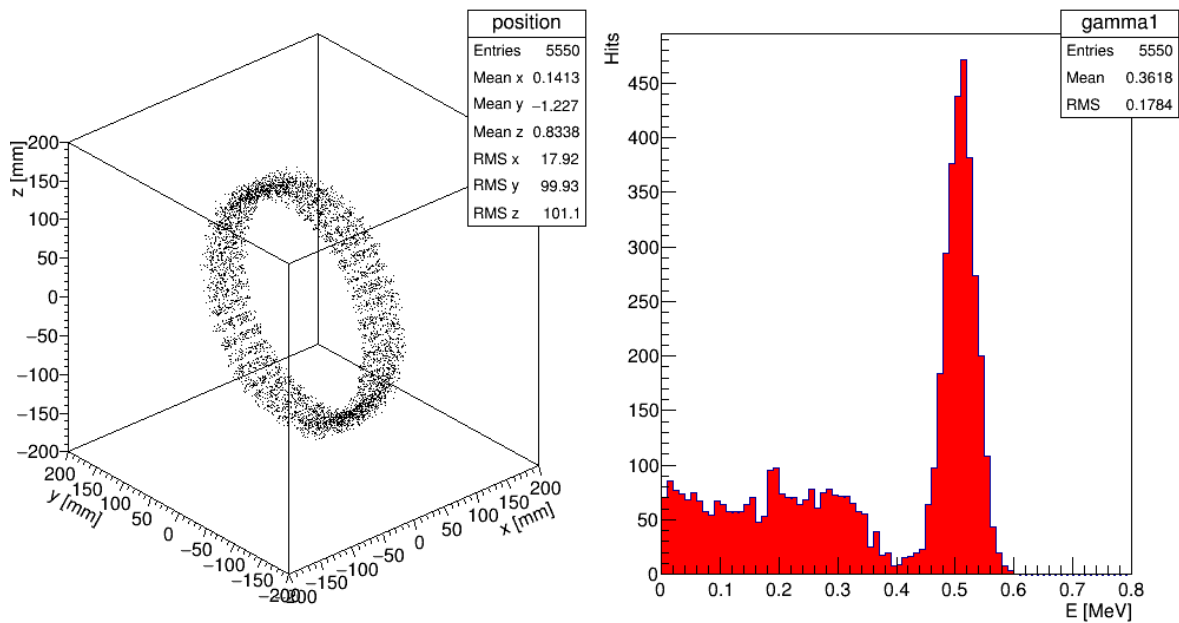
fotoelektričnim efektom. Statistika interakcija dana je u tablici 3.23.

Veličina	Broj	Postotak %
<i>PE</i>	17 005	47.48
<i>C</i>	16 721	46.68
<i>R</i>	2092	5.84

Tablica 3.23: Statistika interakcija za model MG



Slika 3.29: Broj interakcija u ovisnosti o fizikalnom procesu za model MG

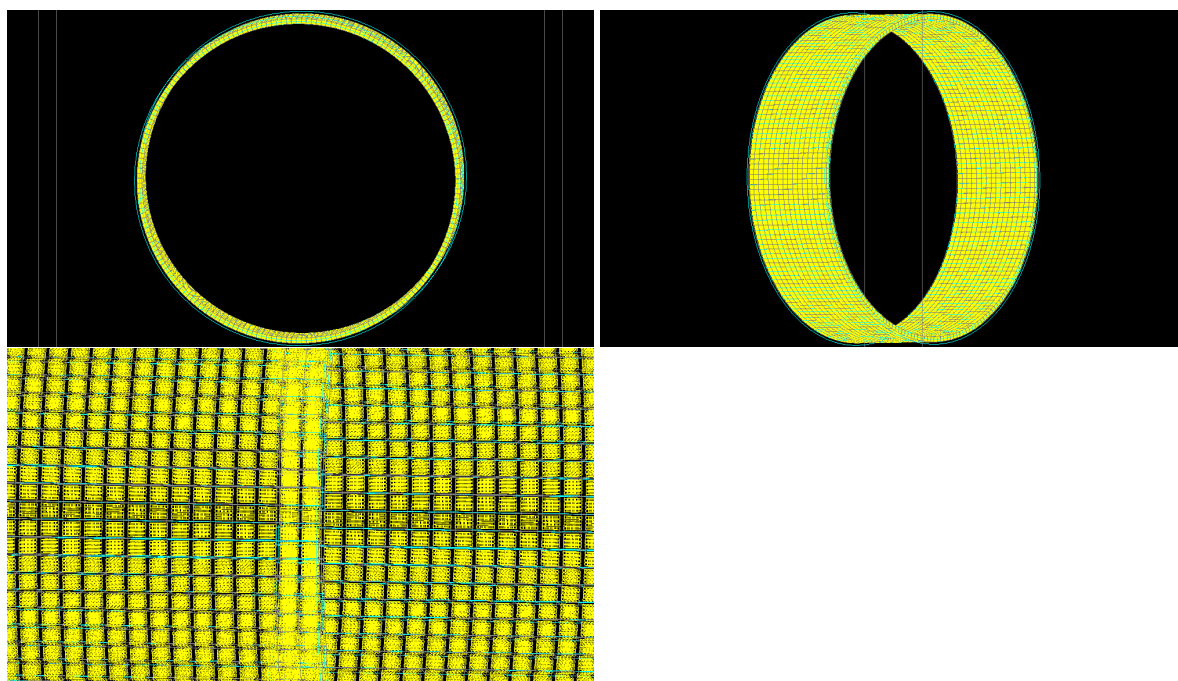


Slika 3.30: Prostorni raspored koincidentnih parova u PET konstrukciji (lijevo) i raspodjela deponirane energije  $\gamma$  fotona (desno) za model MG

Na slici 3.30. lijevo vidimo detekcije koincidentnih parova fotona u nasuprotnim detektorima u modularnoj organizaciji. Na slici desno vidimo karakterističan oblik histograma broja interakcija o deponiranoj energiji za 511 keV  $\gamma$  fotone koji se satoji od Comptonovog kontinuuma na energijama raspona od 50 – 400 keV te fotoelektrični vrh u kojem dominira broj interakcija.

### 3.3.10 Model VG – Velika geometrija detektora

Model VG je razvijen s ciljem oponašanja realnog kliničkog PET sustava i u osnovi je jednak modelu MG uz par izmjenjenih parametara. Izmjenjeni parametri su radijus prstena koji iznosi  $R = 630$  mm te broj modula po prstenu koji iznosi 200. Dakle, veliku geometriju čini 16 prstenova radijusa  $R = 630$  mm od kojih se svaki sastoji od 200 modula dimenzija  $20 \times 20 \times 25$  mm<sup>3</sup>, a u svakom modulu je  $4 \times 4$  scintilacijskih kristala dimenzija  $20 \times 3 \times 3$  mm<sup>3</sup>. Cilj simulacije na ovakvoj geometriji jest optimizirati i maksimizirati efikasnost detekcije i osjetljivost na koincidencije i pokazati konzistentnost s prethodno razvijenim modelima. Izgled geometrije modela VG dan je na slici 3.31.



Slika 3.31: Model VG. – Velika geometrija detektora u PET konstrukciji

Analogno kao i kod male geometrije, nužno je odrediti prostorni kut koji zatvara velika geometrija budući da je emisija  $\gamma$  fotona izotropna u puni prostorni kut  $4\pi$  sr. Preuzimanjem zaključaka prethodnog modela uključujući formulu (3.13) određene

su donje i gornje granice modula po prstenovima. Relevantni parametri potrebni za račun dani su u tablici 3.24. Izračun je proveden za 8 od 16 prstenova zbog simetrije sustava i dan je u tablici 3.25.

Parametar	Vrijednost
$r_{yz}$	6.1 mm
$d_z$	12 mm
$\varphi_r$	0.01904 rad

Tablica 3.24: Relevantni parametri za izračun prostornog kuta za model VG

i	$D_i \setminus m$	$G_i \setminus m$
1	0.0061	0.0181
2	0.0303	0.0423
3	0.0545	0.0665
4	0.0787	0.0907
5	0.1029	0.1149
6	0.1271	0.1391
7	0.1513	0.1633
8	0.1755	0.1875

Tablica 3.25: Donje i gornje granice modula za izračun prostornog kuta za model VG

Provedenim računom pomoću formule (3.13) za prostorni kut velike geometrije dobiveno je:

$$\frac{\Omega}{4\pi} = 0.088 \quad (3.16)$$

Nakon provedene simulacije dobiveni su podaci dani u tablici 3.26.

Kao vrhunac modeliranja raznih geometrija dobili smo efikasnost detekcije za ljudski PET sustav od 72.44 %. Ovaj rezultat objašnjavamo činjenicom da je sama konstrukcija geometrije unatoč velikom broju modula i kristala dosta šupljikava što se može pokazati jednostavnim omjerom ukupne osjetljive površine detektora i ozračene površine. Budući da su u ovoj geometriji zbog ekonomske isplativosti u module dimenzija 20x20x25 mm smješteni kristali dimenzija 20x3x3 mm vidimo da je ukupna pokrivenost yz površine modula kristalima  $\frac{16 \cdot 3^2}{20 \cdot 25} = 0.288$  što je razlog ovakvoj efikasnosti detekcije koja je konzistentna sa modelom 2m+p. Efikasnost detekcije za fotoelektrični vrh iznosi 59.66 % te je konzistentna sa modelom MG. Ako usporedimo simuliranu i teorijsku osjetljivost na koincidencije vidimo konzistentnost rezultata. Konkretno, formula (3.15) daje  $S = 0.046$  što je precijenjena vrijednost i dolazi

Veličina	Broj
efikasnost $\varepsilon$	72.44 %
osjetljivost $S$	2.48 %
koincidencije $K$	2478
stvarne koincidencije $KT$	2477
raspršene koincidencije $KS$	0
slučajne koincidencije $KR$	1
detekcije $d$	15 819
detekcije s potpunom apsorpcijom $dpa$	5232
detekcije s djelomičnom apsorpcijom $dda$	9398
interakcije $h$	20 135
događaji $D$	100 000
događaji s brojem interakcija $h>0 Dh$	10 273
broj fotona $N$	200 000

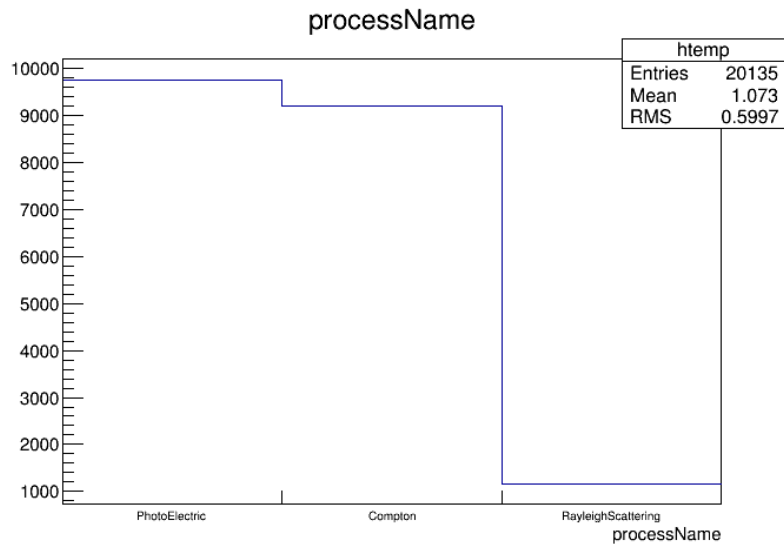
Tablica 3.26: Podaci dobiveni simulacijom na modelu VG

uslijed faktora šupljikavosti. Naime, za razliku od modela male geometrije gdje su kristali slagani u module svaka 3.2 mm, u ovoj geometriji ta udaljenost iznosi 4 mm. Zbog toga je faktor šupljikavosti  $f = \frac{12^2}{16^2} = 0.5625$ . Formula (3.15) tada za osjetljivost daje  $S = 0.0259$ . Usporedimo li broj *detekcija* i broj *događaja s interakcijama*  $> 0$  ponovno vidimo da nisu svi  $\gamma$  fotoni u detektiranim *događajima* registrirani već ponovno postoji veza *detekcija*: $\gamma$  foton koja nije 1:1. Broj komptonskih detekcija ponovno dominira pred brojem fotoelektričnih detekcija no kao i u modelu MG i ovdje vidimo trend dominacije fotoelektričnih interakcija ispred Comptonskih i Rayleighovih raspršenja što objašnjavamo većim kutnim rasponom emitiranog zračenja koje za razliku od prijašnjih modela obuhvaća puni prostorni kut (slika 3.32). Provedemo li simulaciju za veliku geometriju u kutnom rasponu koji pokriva isključivo osjetljivu površinu dobivamo efikasnost detekcije 86.29 % no osjetljivost na koincidencije svega 7.92 %. Dakle, redukcijom kutnog raspona zračenja dobili smo veću efikasnost detekcije zbog usmjerenosti fotona na osjetljive površine kristala no ne znatno veću osjetljivost. Ovaj rezultat objašnjavamo nemogućnošću anuliranja praznina između susjednih modula i kristala u modulu zbog kontinuiranog raspona zračenja stoga je jedina opcija da po *događaju* jedan foton nije dok drugi jest registriran. Rezultat je to atenuacije zračenja pri čemu jedan foton prolazi kristalom bez depozicije energije dok drugi interagira s kristalom poznatim mehanizmima. Statistika interakcija dana je u tablici 3.27.

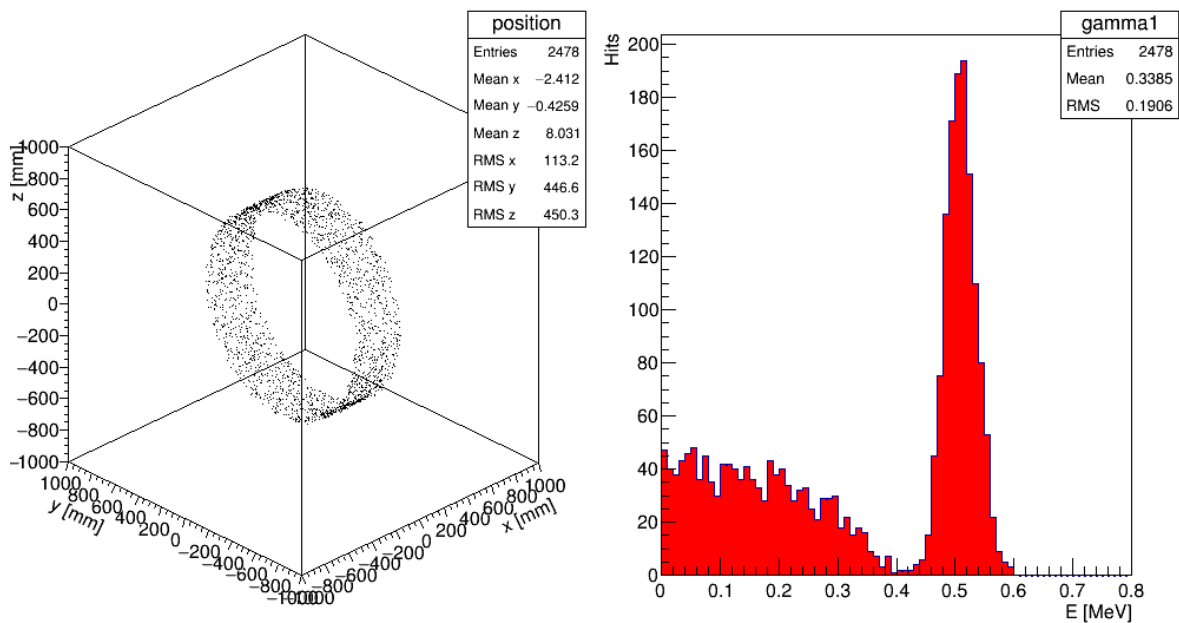
Kao i u modelu male geometrije na slici 3.33. lijevo vidljiv je prostorni raspored

Veličina	Broj	Postotak %
PE	9763	48.49
C	9215	45.77
R	1157	5.74

Tablica 3.27: Statistika interakcija za model VG



Slika 3.32: Broj interakcija u ovisnosti o fizikalnom procesu za model VG



Slika 3.33: Prostorni raspored koincidentnih parova u PET konstrukciji (lijevo) i raspodjela deponirane energije  $\gamma$  fotona (desno) za model VG

detektiranih koincidentnih parova u uniformnoj raspodjeli po cijeloj konfiguraciji. Na slici desno vidljiv je  $\gamma$  spektar za fotone u koincidenciji. Ponovno uočavamo postojanja



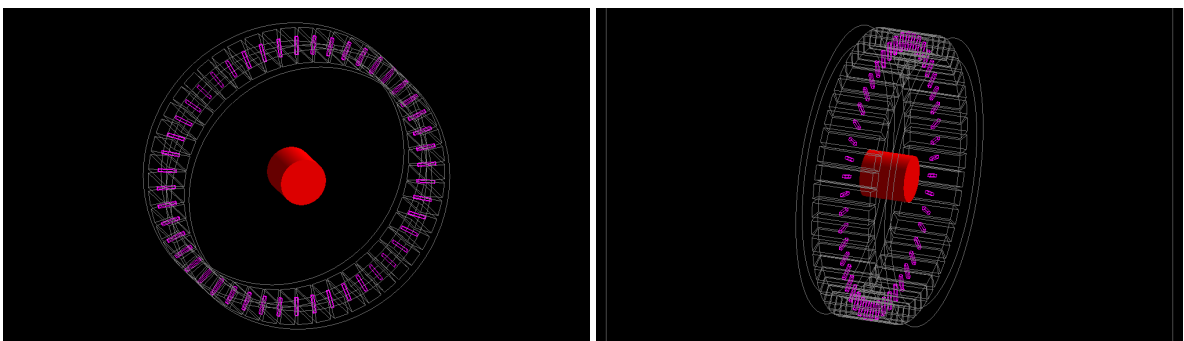
nje Comptonovog kontinuuma i fotoelektričnog vrha.

## 4 Analiza i optimizacija PET sustava

U ovom poglavlju provjeren je utjecaj fantoma na broj i vrstu raspršenja  $\gamma$  fotona te određen linearni atenuacijski koeficijent materijala u fantomu na temelju čega se posredno zaključilo o materijalu koji je *a priori* bio poznat. Također je promotren utjecaj scintilacijskog materijala na efikasnost detekcije te su simulacije ponovljene za LFS umjesto LSO scintilacijskih kristala. Nadalje, promijenjeni su i parametri izvora koji se koristio u dosadašnjim modelima, konkretno umjesto točkastog stavljen je volumni izvor zračenja te promotren utjecaj na efikasnost detekcije.

### 4.1 Utjecaj fantoma na broj raspršenja

U nuklearnim medicinskim istraživanjima fantom predstavlja atenuirajući materijal koji se stavlja na put  $\gamma$  zračenju, a koji oponaša subjekte od interesa poput ljudskog tijela ili životinje. Poznavanjem utjecaja fantoma na raspršenja  $\gamma$  fotona možemo izolirati njegov doprinos u ukupnoj efikasnosti detekcije i broju koincidencija. Utjecaj fantoma istražiti ćemo na primjeru modela 2+ odnosno dva detektora unutar konfiguracije od 48 detektora pri čemu je zračenje ograničeno samo na prostorni kut tih dvaju detektora. Promjenu u osjetljivosti na koincidencije povezat ćemo kvalitativno i kvantitativno sa atenuirajućim materijalom od kojeg se fantom sastoji. Geometrija modela 2+ sa cilindričnim fantomom dana je na slici 4.1.



Slika 4.1: Geometrija modela 2+ sa cilindričnim fantomom radijusa 25 mm i visine 50 mm centriranom oko izvora zračenja

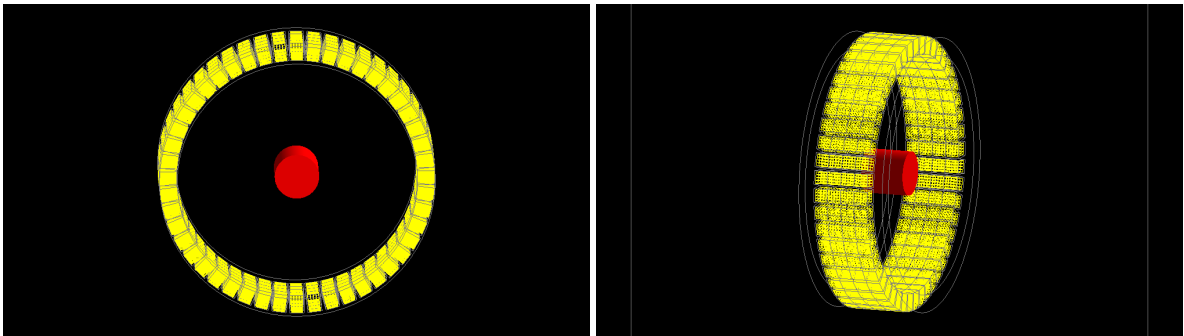
Simulacijom sa fantomom modela 2+ dobivena je osjetljivost na koincidencije 35.13 %. Pozovemo li se na formulu za osjetljivost (2.9) vidimo da ima oblik  $S = \epsilon^2 e^{-\mu t}$  gdje je  $t$  promjer fantoma. Efikasnost detekcije za model 2+ bez fantoma

iznosila je  $\varepsilon = 74.77\%$ . Uzimajući promjer fantoma  $t = 50\text{ mm}$  i  $\varepsilon = 0.7477$  iz izraza:

$$\mu = \frac{-\ln \frac{S}{\varepsilon^2}}{t} \quad (4.1)$$

slijedi  $\mu = 0.0929\text{ cm}^{-1}$  dok je tablična vrijednost linearnog koeficijenta atenuacije za vodu fotona energije 511 keV-a  $0.0969\text{ cm}^{-1}$ . Dakle, posredno na temelju osjetljivosti na koincidencije PET sustava sa fantomom možemo uz poznate dimenzije fantoma odrediti materijal od kojeg se sastoji. Analogno, uz poznati materijal od kojeg se fantom sastoji mogli bismo ovom metodom odrediti njegove dimenzije.

Uvedemo li fantom istih dimenzija u model MG nakon simulacije dobivamo za osjetljivost na koincidencije  $4.12\%$  (slika 4.2). Kako objasniti ovaj rezultat? Osjetljivost na koincidencije je u odnosu na slučaj bez fantoma koja je iznosila  $5.55\%$  pala jer komptonски raspršeni fotoni nisu simetrično usmjereni u prostorni kut detektorskih prstena te se stoga većinom registriraju kao pojedinačne *detekcije*, a ne kao koincidencije.

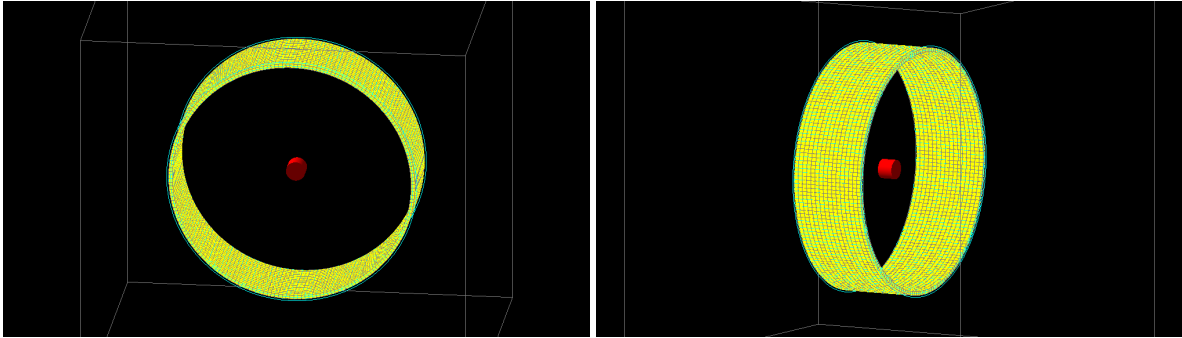


Slika 4.2: Geometrija modela MG sa cilindričnim fantomom radijusa 25 mm i visine 50 mm centriranom oko izvora zračenja

Analogno, u modelu VG za fantom radijusa  $R = 50\text{ mm}$  i visine  $H = 80\text{ mm}$  dobivamo osjetljivost na koincidencije  $1.44\%$  naspram prijašnjih  $2.48\%$  (slika 4.3). Rezultati su konzistentni sa slučajem male geometrije u vidu smanjenja osjetljivosti, a razlozi su isti.

## 4.2 Utjecaj scintilacijskih materijala na broj raspršenja

Utjecaj scintilacijskih materijala na broj i vrstu raspršenja provjeravamo na modelu 2+, a potom na maloj i velikoj geometriji. Pogledamo li tablicu 2.3. vidimo da malu prednost imaju LSO scintilacijski kristali zbog većeg efektivnog atomskog broja



Slika 4.3: Geometrija modela VG sa cilindričnim fantomom radijusa 50 mm i visine 80 mm centriranom oko izvora zračenja

$Z = 66$  naspram  $Z = 64$  za LFS kristale stoga očekujemo veći broj fotoelektričnih raspršenja za te kristale. Zbog podjednakih gustoća očekujemo i podjednak broj Comptonskih raspršenja, a zbog neznatno kraće atenuacijske duljine nešto veću efikasnost detekcije za LSO kristale. U sljedećoj tablici dana je usporedba simuliranih veličina za LSO i LFS kristale.

Veličina	LSO	LFS
$\varepsilon$	0.7477	0.7169
% Comptonskih raspršenja	56.43	56.71
% fotoelektričnih raspršenja	38.20	37.11

Tablica 4.1: Utjecaj scintilacijskih materijala na relevantne veličine u modelu 2+

Zamijenimo li LSO kristale u maloj i velikoj geometriji sa LFS kristalima dobivamo podatke dane u tablici 4.2.

Materijal	model MG	model VG
LSO	0.7510	0.7244
LFS	0.7199	0.7005

Tablica 4.2: Utjecaj scintilacijskih materijala na efikasnost detekcije  $\varepsilon$  u modelima MG i VG

Očekivano, dobivene su nešto manje efikasnosti detekcije za oba modela korištenjem LFS kristala. Manju efikasnost detekcije LFS scintilacijski kristali nadoknađuju parametrima svjetlosnog prinosa i konstante raspada u kojima prednjače pred LSO no to nije došlo do izražaja u ovom radu jer oni nisu uzeti u obzir.

### 4.3 Utjecaj volumne raspodjele izvora zračenja na efikasnost detekcije

Iako u realnosti pozitronske emitere odnosno anihilaciju elektrona i pozitrona koja daje dva suprotno usmjerena  $\gamma$  fotona možemo smatrati točkastim izvorima predstavljenim sferama radijusa  $R = 0$  za potrebe simulacije, zanima nas kakav utjecaj na efikasnost detekcije i osjetljivost imaju konačne dimenzije izvora zračenja. U tu svrhu provedeno je ispitivanje navedenih veličina za izvore u modelu 2+ aproksimirane sferama radijusa  $R = 0.01, 0.1, 1$  i  $10$  mm sa vrijednostima danim u tablici 4.3.

$R \backslash \text{mm}$	$\varepsilon$	$S$
0	0.7477	0.5666
0.01	0.7445	0.5646
0.1	0.7414	0.5546

Tablica 4.3: Utjecaj konačne dimenzije izvora na efikasnost detekcije  $\varepsilon$  i osjetljivost  $S$  u modelu 2+

Na temelju tablice možemo vidjeti da ne postoji značajan utjecaj dimenzije izvora na efikasnost detekcije i osjetljivost za radijuse  $0.01$  i  $0.1$  mm zbog neznatne devijacije u izotropnosti emitiranog zračenja i radijusa izvora koji je manji od dimenzija kristalnih elemenata ( $3 \times 3$  mm).

Provjeru utjecaja volumne raspodjele izvora zračenja možemo ispitati i na modelu male geometrije kao realnog PET sustava. U tablici 4.4. dana je usporedba broja *detekcija*, *interakcija* i *osjetljivosti* za model male geometrije sa dimenzijama izvora  $R = 0, 1$  i  $10$  mm.

$R \backslash \text{mm}$	0	1	10
detekcije $d$	27 980	26 124	26 396
interakcije $h$	35 818	36 276	36 591
osjetljivost $S$	5.55 %	4.9 %	3.53 %

Tablica 4.4: Utjecaj konačne dimenzije izvora na relevantne parametre u modelu MG

Iz tablice 4.4 možemo vidjeti da se povećanjem dimenzije izvora broj *detekcija* i *osjetljivost* smanje u odnosu na  $R = 0$  mm slučaj dok se broj *interakcija* povećava. Smanjenje broja *detekcija*, a ujedno povećanje broja *interakcija* rezultira većim prosječnim brojem *interakcija* po  $\gamma$  fotonu što znači da je veći broj  $\gamma$  fotona deponirao energiju u

kristalima u koje su prvotno ušli bez raspršenja u susjedne kristale. Uzrok toga može biti u malom kutu upada fotona u kristale čime se povećava vjerojatnost depozicije energije u istom kristalu. Nadalje, pad *osjetljivosti* na koincidencije možemo objasniti činjenicom da pomakom izvora sa osi simetrije fotoni više ne idu nužno simetrično u detektore, već jedan može pogoditi detektor dok drugi pogodi prazninu između kristala što upućuje na važnost što gušćeg pakiranja kristala.

#### 4.4 Analiza osjetljivosti za različite energijske prozore

Budući da je efikasnost detekcije svojstvo detektora određeno scintilacijskim materijalom (intrinzična) i njegovim dimenzijama (geometrijska) ona je fiksna za odabrani materijal određene geometrije. Slobodan parametar koji određuje njen iznos je energijski prozor unutar kojeg su detektirani  $\gamma$  fotoni. U tu svrhu pogledajmo kako se ona mijenja za modele MG i VG za cijeli energijski prozor  $0.05 < \text{edep} < 0.65$  MeV odnosno za  $0.4 < \text{edep} < 0.6$  MeV što odgovara fotoelektričnom vrhu. Analizom na cijelom energijskom prozoru ispitujemo gornju teorijsku granicu osjetljivosti PET uređaja. Pogledajmo najprije alternativan izraz za izračun osjetljivosti dan sa:

$$S = f \cdot \varepsilon_i^2 \quad (4.2)$$

gdje je  $f$  faktor šupljikavosti, a  $\varepsilon_i$  efikasnost detekcije za pojedini energijski prozor. Pritom vrijedi  $\varepsilon = \frac{d_i}{\Omega \cdot N}$  gdje je  $d_i$  broj detekcija u pojedinom energijskom prozoru. Pritom ćemo sa  $\varepsilon_w$  označiti efikasnost za cijeli energijski prozor, a sa  $\varepsilon_{dpa}$  efikasnost za fotoelektrični vrh. Faktore šupljikavosti računamo prema formuli (3.8) i to za malu geometriju za parametre  $N = 48 \cdot 4 \cdot 16$  jer sadrži 4 prstena sa 48 modula po prstenu i 16 kristala po modulu,  $y = 0.003$  m dimenzija kristala,  $R = 0.135$  m radijus prstena i  $d = 0.064$  m dimenzija rsectora. Analogno za veliku geometriju parametri su  $N = 200 \cdot 16 \cdot 16$  zbog 16 prstena sa 200 modula po prstenu i 16 kristala po modulu,  $y = 0.003$  m dimenzija kristala,  $R = 0.63$  m radijus prstena i  $d = 0.4$  m dimenzija rsectora. Dobiva se  $f_{MG} = 0.5092$  i  $f_{VG} = 0.2910$ . Broj detekcija za cijeli energijski prozor u modelu MG iznosi  $d_{wMG} = 27980$  dok za fotoelektrični vrh iznosi  $d_{dpaMG} = 9557$ . Analogno za model VG imamo  $d_{wVG} = 15819$  i  $d_{dpaVG} = 5232$ . U tablici 4.5. dane su osjetljivosti za modele MG i VG.

Što vidimo na temelju rezultata iz tablice 4.5.? Vidimo da je gornja granica

	MG	VG
$S_w$	0.5575	0.2351
$S_{dpa}$	0.0650	0.0257

Tablica 4.5: Osjetljivosti za pojedini energijski prozor u modelima MG i VG

osjetljivosti za model MG  $S_w = 55.75\%$  slična onoj za model 2+ što znači da je ta geometrija dobro izvedena i učinkovita. Efikasnost detekcije za fotoelektrični vrh iznosi  $S_{dpa} = 6.50\%$  što je slično simuliranom rezultatu dobivenom za model MG koji iznosi 5.55 %. S druge strane, gornja granica osjetljivosti za model VG je  $S_w = 23.51\%$  što je najbliže vrijednosti za model 2m+p i pokazatelj je nešto lošije izvedbe dotične geometrije. Osjetljivost za fotoelektrični vrh dobivena u ovom modelu iznosi  $S_{dpa} = 2.57\%$  što je vrlo bliska vrijednost simuliranoj osjetljivosti dobivenoj za model VG  $S = 2.48\%$ . Dakle, alternativnim izrazom za osjetljivosti PET sustava koji uzima u obzir i faktor šupljikavosti  $f$  i prostorni kut  $\Omega$  detektora ispravno reproduciramo ranije dobivene osjetljivosti modela MG i VG u energijskim prozorima za fotoelektrični vrh dok za cijeli energijski prozor dobivamo gornje granice osjetljivosti ovakvih PET sustava.

## 5 Zaključak

Pozitronska emisijska tomografija važna je i precizna dijagnostička metoda nuklearne medicine i kao takva predstavlja nezamjenjiv analitički alat za *in vivo* istraživanja funkcionalnih parametara subjekta proučavanja. Važnost ove metode je u tome što prednost daje funkcionalnosti i dinamici pred anatomijom i strukturom subjekta proučavanja stoga je krucijalno ispitati sve relevantne parametre koji definiraju kvalitetu ove metode te ih kvantificirati. To su prvenstveno efikasnost detekcije koja se definira kao omjer detektiranih fotona na osjetljivim površinama kristalnih detektora i broja fotona koji su ušli u prostorni kut detektora i osjetljivost na koincidencije kao omjer stvarnih koincidencija i ukupnog broja događaja te prostorna razlučivost. U ovom radu fokus je bio na ispitivanju osjetljivosti na koincidencije različitih izvedbi PET sustava. PET na temelju koincidencija  $\gamma$  fotona omogućuje praćenje pozitronskih emitera unutar subjekta proučavanja i upravo ta prostorna informacija lokacije anihilacijskih događaja omogućuje vrijedne dijagnostičke zaključke o procesima unutar subjekta proučavanja. U svrhu konstrukcije geometrija realnih PET sustava razvijeno je 8 modela hijerarhijske složenosti kako bi se izveli zaključci o svim relevantnim parametrima koji utječu na broj i vrstu interakcija fotona sa scintilacijskim kristalima. Konzistentnost rezultata pojedinih modela indikacija je ispravne interpretacije i razumijevanja prirode interakcije fotona sa kristalima i osnova za razvoj male i velike geometrije PET sustava. Svrstamo li modele u određene kategorije vidimo konzistentnost između modela 1,2 i 2+ gdje su efikasnosti detekcije redom 74.07 %, 74.15 %, 74.77 % potom za modele 1m, 2m i 2m+ gdje su efikasnosti 80.36 %, 80.22 %, 82.81% dok zasebnu kategoriju čine modeli 2+p i 2m+p. Riječ je o modelima koji predstavljaju prsten detektora sa efikasnostima detekcije 73.69 % odnosno 88.39 %. Iz ovih rezultata vidimo da složenost detektora prvo daje veću efikasnost detekcije dok njihova organizacija u prstenastu konfiguraciju djelomično smanji, a potom i povećava efikasnost detekcije. Razlog tome leži u uvođenju međuprostora između detektora u prstenastoj konfiguraciji kojeg nije moguće izbjeći emisijskim kutevima zračenja stoga on predstavlja kanal duž kojeg bježe fotoni i gube se za detekciju. Atenuacijska svojstva scintilacijskih kristala korištenih u simulaciji razlog su nemalog broja nedetektiranih koincidencija  $\gamma$  fotona koji idu u dva nasuprotna detektora. Naime, pogledamo li rezultat modela 2+ po pitanju osjetljivosti na koincidencije vidimo



da se radi o 56.66 % za emisijsku raspodjelu zračenja u prostorni kut dvaju nasuprotnih detektora iz čega zaključujemo da debljina kristala od 20 mm nije dovoljna za potpuno zaustavljanje  $\gamma$  fotona energije 511 keV-a. Od ostalih rezultata za osjetljivost na koincidencije valja istaknuti onaj modela 2+p koji daje 9.36 %, modela 2m+ koji daje 41.45 % i modela 2m+p koji daje 27.02 %. Kao i sa efikasnošću detekcije tako i za osjetljivost vidimo da u prstenastim konfiguracijama ona znatno padne zbog emisijskih kuteva koji obuhvaćaju praznine između modula i između kristala, a pozovemo li se na rezultat modela 2+ vidimo da praznine nisu jedini uzrok male osjetljivosti već je to i atenuacija zračenja u većoj mjeri. Također je pokazano da kutnom emisijskom raspodjelom fotona preko cijele osjetljive površine kristala prosječna atenuacija reducira efikasnost detekcije sa 80.49 % na 74.04 % što je dobro objašnjeno ovim modelom. Ispitivanjem utjecaja fantoma na broj raspršenja u modelu 2+ ustanovili smo smanjenje osjetljivosti na koincidencije. Rezultat je to raspršenja fotona u fantomu u kuteve koji ne pokrivaju prostorni kut detektora čime se fotoni gube za detekciju. Korištenjem tih podataka kao i poznatih dimenzija fantoma uz pomoć linearnog atenuacijskog koeficijenta određen je materijal od kojeg se fantom sastoji, a to je voda. Uvođenjem fantoma u malu odnosno veliku geometriju ponovno je osjetljivost na koincidencije smanjena budući da Comptonska raspršenja nisu simetrično raspodjeljena unutar fantoma. Usporedbom LSO i LFS scintilacijskih kristala pokazana su povoljnija svojstva LSO kristala za detekciju fotona što je potvrđeno na modelima 2+, maloj i velikoj geometriji. Ispitivanjem konačne dimenzije izvora fotona u rasponu od 0 do 10 mm pokazano je da smanjenje u osjetljivosti nastupa kada dimenzije izvora postanu usporedive sa dimenzijama kristala, a uzrok je u neizotropnosti zračenja i smanjenom broju detekcija fotona. Analizom osjetljivosti za energijski prozor  $0.05 < E_{dep} < 0.65$  MeV dobivene su gornje granice osjetljivosti  $S_w = 55.75\%$  za malu odnosno  $S_w = 23.51\%$  za veliku geometriju. Za energijski prozor koji odgovara fotoelektričnom vrhu dobiveno je  $S_{dpa} = 6.50\%$  za malu i  $S_{dpa} = 2.57\%$  za veliku geometriju PET sustava.

# Dodaci

## Dodatak A Kodovi za konstrukciju geometrija PET sustava

### A.1 Mala geometrija

/gate/geometry/setMaterialDatabase GateMaterials.db WORLD

/gate/world/geometry/setXLength 100. cm

/gate/world/geometry/setYLength 100. cm

/gate/world/geometry/setZLength 100. cm

/gate/world/setMaterial Vacuum

PHANTOM

/gate/world/daughters/name Phantom

/gate/world/daughters/insert cylinder

/gate/Phantom/setMaterial Water

/gate/Phantom/vis/setColor red

/gate/Phantom/geometry/setRmax 25. mm

/gate/Phantom/geometry/setRmin 0. mm

/gate/Phantom/geometry/setHeight 50. mm

/gate/Phantom/vis/forceSolid

CYLINDRICAL PET

/gate/world/daughters/name cylindricalPET

/gate/world/daughters/insert cylinder

/gate/cylindricalPET/setMaterial Plastic

/gate/cylindricalPET/placement/setTranslation 0.0 0.0 0.0 cm

/gate/cylindricalPET/geometry/setRmax 155. mm

/gate/cylindricalPET/geometry/setRmin 135. mm

/gate/cylindricalPET/geometry/setHeight 100. mm

/gate/cylindricalPET/vis/forceWireframe

RSECTOR

/gate/cylindricalPET/daughters/name rsector

/gate/cylindricalPET/daughters/insert box

/gate/rsector/placement/setTranslation 145. 0. 0. mm

/gate/rsector/geometry/setXLength 20. mm

/gate/rsector/geometry/setYLength 16. mm

/gate/rsector/geometry/setZLength 64. mm

/gate/rsector/setMaterial Plastic

/gate/rsector/vis/forceWireframe

#### MODULE

/gate/rsector/daughters/name module

/gate/rsector/daughters/insert box

/gate/module/geometry/setXLength 20. mm

/gate/module/geometry/setYLength 16. mm

/gate/module/geometry/setZLength 16. mm

/gate/module/setMaterial PTFE

/gate/module/vis/forceWireframe

/gate/module/vis/setColor gray

#### CRYSTAL

/gate/module/daughters/name crystal

/gate/module/daughters/insert box

/gate/crystal/geometry/setXLength 20. mm

/gate/crystal/geometry/setYLength 3. mm

/gate/crystal/geometry/setZLength 3. mm

/gate/crystal/setMaterial LFS

/gate/crystal/vis/forceWireframe

/gate/crystal/vis/setColor magenta

#### LAYER

/gate/crystal/daughters/name LSO

/gate/crystal/daughters/insert box

/gate/LSO/geometry/setXLength 20. mm

/gate/LSO/geometry/setYLength 3. mm

/gate/LSO/geometry/setZLength 3. mm

/gate/LSO/placement/setTranslation 0. 0. 0. mm

/gate/LSO/setMaterial LFS

/gate/LSO/vis/setColor yellow

## REPEAT CRYSTAL

```
/gate/crystal/repeaters/insert cubicArray  
/gate/crystal/cubicArray/setRepeatNumberX 1  
/gate/crystal/cubicArray/setRepeatNumberY 4  
/gate/crystal/cubicArray/setRepeatNumberZ 4  
/gate/crystal/cubicArray/setRepeatVector 20. 3.2 3.2 mm
```

## REPEAT MODULE

```
/gate/module/repeaters/insert cubicArray  
/gate/module/cubicArray/setRepeatNumberZ 4  
/gate/module/cubicArray/setRepeatVector 0. 0. 16. mm
```

## REPEAT RSECTOR

```
/gate/rsector/repeaters/insert ring  
/gate/rsector/ring/setRepeatNumber 48
```

## ATTACH SYSTEM

```
/gate/systems/cylindricalPET/rsector/attach rsector  
/gate/systems/cylindricalPET/module/attach module  
/gate/systems/cylindricalPET/crystal/attach crystal  
/gate/systems/cylindricalPET/layer0/attach LSO
```

## ATTACH LAYER SD

```
/gate/LSO/attachCrystalSD  
/gate/Phantom/attachPhantomSD
```

## VISUALIZATION

```
/vis/open OGLSQt  
/vis/viewer/zoom 7  
/vis/viewer/set/viewpointThetaPhi 90 55  
/vis/drawVolume  
/tracking/storeTrajectory 1  
/vis/scene/add/trajectories  
/vis/scene/endOfEventAction accumulate  
/gate/geometry/rebuild
```

## A.2 *Velika geometrija*

/gate/geometry/setMaterialDatabase GateMaterials.db

WORLD

/gate/world/geometry/setXLength 200. cm

/gate/world/geometry/setYLength 200. cm

/gate/world/geometry/setZLength 200. cm

/gate/world/setMaterial Vacuum

PHANTOM

/gate/world/daughters/name Phantom

/gate/world/daughters/insert cylinder

/gate/Phantom/setMaterial Water

/gate/Phantom/vis/setColor red

/gate/Phantom/geometry/setRmax 50. mm

/gate/Phantom/geometry/setRmin 40. mm

/gate/Phantom/geometry/setHeight 80. mm

/gate/Phantom/vis/forceSolid

CYLINDRICAL PET

/gate/world/daughters/name cylindricalPET

/gate/world/daughters/insert cylinder

/gate/cylindricalPET/setMaterial Water

/gate/cylindricalPET/geometry/setRmax 650. mm

/gate/cylindricalPET/geometry/setRmin 630. mm

/gate/cylindricalPET/geometry/setHeight 400. mm

/gate/cylindricalPET/vis/forceWireframe

RSECTOR

/gate/cylindricalPET/daughters/name rsector

/gate/cylindricalPET/daughters/insert box

/gate/rsector/placement/setTranslation 630. 0. 0. mm

/gate/rsector/geometry/setXLength 20. mm

/gate/rsector/geometry/setYLength 20. mm

/gate/rsector/geometry/setZLength 400. mm

/gate/rsector/setMaterial Water

/gate/rsector/vis/forceWireframe

## MODULE

```
/gate/rsector/daughters/name module  
/gate/rsector/daughters/insert box  
/gate/module/geometry/setXLength 20. mm  
/gate/module/geometry/setYLength 20. mm  
/gate/module/geometry/setZLength 25. mm  
/gate/module/setMaterial Water  
/gate/module/vis/forceWireframe  
/gate/module/vis/setColor gray
```

## CRYSTAL

```
/gate/module/daughters/name crystal  
/gate/module/daughters/insert box  
/gate/crystal/geometry/setXLength 20. mm  
/gate/crystal/geometry/setYLength 3. mm  
/gate/crystal/geometry/setZLength 3. mm  
/gate/crystal/setMaterial LSO  
/gate/crystal/vis/forceWireframe  
/gate/crystal/vis/setColor magenta
```

## LAYER

```
/gate/crystal/daughters/name LSO  
/gate/crystal/daughters/insert box  
/gate/LSO/geometry/setXLength 20. mm  
/gate/LSO/geometry/setYLength 3. mm  
/gate/LSO/geometry/setZLength 3. mm  
/gate/LSO/placement/setTranslation 0. 0. 0. mm  
/gate/LSO/setMaterial LSO  
/gate/LSO/vis/setColor yellow
```

## REPEAT CRYSTAL

```
/gate/crystal/repeaters/insert cubicArray  
/gate/crystal/cubicArray/setRepeatNumberX 1  
/gate/crystal/cubicArray/setRepeatNumberY 4  
/gate/crystal/cubicArray/setRepeatNumberZ 4  
/gate/crystal/cubicArray/setRepeatVector 20. 4. 4. mm
```

## REPEAT MODULE

```
/gate/module/repeaters/insert cubicArray  
/gate/module/cubicArray/setRepeatNumberZ 16  
/gate/module/cubicArray/setRepeatVector 0. 0. 25. mm
```

## REPEAT RSECTOR

```
/gate/rsector/repeaters/insert ring  
/gate/rsector/ring/setRepeatNumber 200
```

## ATTACH SYSTEM

```
/gate/systems/cylindricalPET/rsector/attach rsector  
/gate/systems/cylindricalPET/module/attach module  
/gate/systems/cylindricalPET/crystal/attach crystal  
/gate/systems/cylindricalPET/layer0/attach LSO
```

## ATTACH LAYER SD

```
/gate/LSO/attachCrystalSD  
/gate/Phantom/attachPhantomSD
```

## VISUALIZATION

```
/vis/open OGLSQt  
/vis/viewer/zoom 2  
/vis/viewer/panTo  
/vis/viewer/set/viewpointThetaPhi 90 55  
/vis/drawVolume  
/tracking/storeTrajectory 1  
/vis/scene/add/trajectories  
/vis/scene/endOfEventAction accumulate  
/gate/geometry/rebuild
```

## **Dodatak B** *Skripte za GATE simulacije*

### **B.1** *Source (Izvor)*

definicija izvora gamma fotona u emisiji pod 180°

```
/gate/source/addSource twogamma
```

```
/gate/source/twogamma/setActivity 100000 Bq
/gate/source/twogamma/setType backtoback
/gate/source/twogamma/gps/particle gamma
/gate/source/twogamma/gps/energytype Mono
/gate/source/twogamma/gps/monoenergy 0.511 MeV
```

Definicija točkastog izvora na poziciji (0 cm ; 0 cm ; 0 cm) i sa izotropnom emisijom

```
/gate/source/twogamma/gps/type Volume
/gate/source/twogamma/gps/shape Sphere
/gate/source/twogamma/gps/radius 0. mm
/gate/source/twogamma/gps/centre 0. 0. 0. mm
/gate/source/twogamma/gps/angtype iso
/gate/source/twogamma/gps/mintheta 0 deg
/gate/source/twogamma/gps/maxtheta 180 deg
/gate/source/twogamma/gps/minphi 0. deg
/gate/source/twogamma/gps/maxphi 360. deg
```

```
/gate/source/list
```

## ***B.2 Physics (Fizikalni procesi)***

### FIZIKALNI PROCESI

```
/gate/physics/addProcess PhotoElectric
/gate/physics/processes/PhotoElectric/setModel StandardModel
/gate/physics/addProcess Compton
/gate/physics/processes/Compton/setModel StandardModel
/gate/physics/addProcess RayleighScattering
/gate/physics/processes/RayleighScattering/setModel PenelopeModel
/gate/physics/addProcess ElectronIonisation
/gate/physics/processes/ElectronIonisation/setModel StandardModel e-
/gate/physics/processes/ElectronIonisation/setModel StandardModel e+
/gate/physics/addProcess Bremsstrahlung
```



```
/gate/physics/processes/Bremsstrahlung/setModel StandardModel e-  
/gate/physics/processes/Bremsstrahlung/setModel StandardModel e+  
/gate/physics/addProcess PositronAnnihilation  
/gate/physics/addProcess eMultipleScattering e+  
/gate/physics/addProcess eMultipleScattering e-  
/gate/physics/processList Enabled  
/gate/physics/processList Initialized
```

### ***B.3 Digitizer (Digitalizator)***

Definicija parametara digitalizatora (razina očitavanja, energijsko razlučivanje, energijske granice)

```
/gate/digitizer/Singles/insert adder  
/gate/digitizer/Singles/insert readout  
/gate/digitizer/Singles/readout/setDepth 2  
/gate/digitizer/Singles/insert blurring  
/gate/digitizer/Singles/blurring/setResolution 0.12  
/gate/digitizer/Singles/blurring/setEnergyOfReference 511. keV  
/gate/digitizer/Singles/insert thresholder  
/gate/digitizer/Singles/thresholder/setThreshold 350. keV  
/gate/digitizer/Singles/insert upholder  
/gate/digitizer/Singles/upholder/setUphold 650. keV
```

#### **SORTER KOINCIDENCIJA**

Definicija sortera koincidencija za brojanje slučajnih koincidencija

```
/gate/digitizer/Coincidences/setWindow 10. ns  
/gate/digitizer/name delay  
/gate/digitizer/insert coincidenceSorter  
/gate/digitizer/delay/setWindow 10. ns  
/gate/digitizer/delay/setOffset 500. ns
```

## ***B.4 Output (Izlazni format)***

Definicija izlaznog root formata za spremanje hitova, singlova i koincidencija

```
/gate/output/root/enable  
/gate/output/root/setFileName output/YourRootFile  
/gate/output/root/setRootHitFlag 1  
/gate/output/root/setRootSinglesFlag 1  
/gate/output/root/setRootCoincidencesFlag 1  
/gate/output/root/setRootdelayFlag 1  
/gate/output/root/setRootNtupleFlag 0
```

## ***B.5 Visu (Vizualizacija)***

Vizualizacija geometrije

```
/vis/open OGLSQt  
/vis/viewer/set/viewpointThetaPhi 55 45  
/vis/viewer/zoom 4.  
/vis/viewer/set/projection perspective  
/vis/viewer/set/lightsMove camera  
/vis/drawVolume  
/tracking/storeTrajectory 1  
/vis/scene/add/trajectories  
/vis/scene/endOfEventAction accumulate  
/vis/scene/add/axes
```

## ***B.6 Master (glavna skripta)***

```
=====  
GEOMETRIJA i FANTOM  
=====
```

```
/control/execute geom_sim.mac
```

=====

FIZIKALNI PROCESI

=====

/control/execute ./macros/Physics.mac

=====

INICIJALIZACIJA

=====

/gate/run/initialize

=====

DIGITALIZATOR: ELEKTRONIČKI ODZIV DETEKTORA

=====

/control/execute digitizernovi.mac

=====

IZVOR ZRAČENJA

=====

/control/execute ./macros/Source.mac

=====

IZLAZNI FORMAT DATOTEKA

=====

/control/execute ./macros/Output.mac

=====

AKVIZICIJA PODATAKA

=====

```
/gate/application/setTimeSlice 1 s
/gate/application/setTimeStart 0 s
/gate/application/setTimeStop 1 s

/gate/application/startDAQ
```

### ***B.7 Kod za izračun prosječne atenuacije $\gamma$ fotona***

```
# include <stdlib.h>
# include <stdio.h>
# include <math.h>

int main() {
double R,d,dx,dy,theta,thetag,thetamax,k,sum=0;
dy=0.3;
dx=2;
R=13.5;
thetamax= dy/(2*R);
thetag=atan((dy/2)/(R+dx));
k=thetamax/1000;
sum=0;

for (int i=1; i<=1000; i++)
{ theta=i*k;
if (theta<thetag) d=dx/cos(theta);
if (theta>thetag) d=(dy/2-R*tan(theta))/sin(theta);
sum=sum+exp(-0.87*d);
}
sum=2*sum/2000;
printf("Ukupna atenuacija = %f",sum);
return 0;
```

```
}
```

## Dodatak C Skripta naredba za ROOT analizu

```
////////////////////////////////////  
// //  
// J.CAR - julioc2007@yahoo.com - Srpanj 2017. //  
////////////////////////////////////  
{  
  
    // Učitavanje izlazne datoteke  
    TFile *f = new TFile("1.root");  
  
    // Povezivanje TTree sa izlaznom datotekom za koincidencije  
    TTree *Coincidences = (TTree*)gDirectory->Get("Coincidences");  
    //TTree *Gate = (TTree*)gDirectory->Get("Gate");  
    TTree *Hits = (TTree*)gDirectory->Get("Hits");  
    TTree *Singles = (TTree*)gDirectory->Get("Singles");  
  
    const Float_t Ntot = 100000. ;  
  
    // Definicija 1D histograma  
    TH1F *gamma1 = new TH1F("gamma1", "", 80, 0.2, .8);  
    TH1F *gamma2 = new TH1F("gamma2", "", 100, 0.2, .8);  
    TH1F *hits = new TH1F("hits", "", Ntot, 0, Ntot);  
    TH1F *hits0 = new TH1F("hits0", "", Ntot, 0, Ntot);  
    TH1F *singles = new TH1F("singles", "", Ntot, 0, Ntot);  
    TH1F *E = new TH1F("E", "", Ntot, 0, Ntot);  
    TH1F *pN = new TH1F("pN", "", 100, 0, 100);  
    TH1F *t12 = new TH1F("t12", "", Ntot/10, -1e-9, 1e-9);  
    TH1F *t21 = new TH1F("t21", "", Ntot/10, -1e-9, 1e-9);  
  
    // Definicija 2D histograma
```

```

TH3F *position = new TH3F("position", "", 200,-1000,1000,200,-1000,1000,200,-1000,1000);

//
// Deklaracija listova u TTree za koincidencije
//
Float_t axialPos;
Char_t comptVolName1[40];
Char_t comptVolName2[40];
Int_t comptonPhantom1;
Int_t comptonPhantom2;
Int_t comptonCrystal1;
Int_t comptonCrystal2;
Int_t crystalID1;
Int_t crystalID2;
//Int_t blockID1;
//Int_t blockID2;
Float_t energy1;
Float_t energy2;
Int_t eventID1;
Int_t eventID2;
Float_t globalPosX1;
Float_t globalPosX2;
Float_t globalPosY1;
Float_t globalPosY2;
Float_t globalPosZ1;
Float_t globalPosZ2;
Int_t layerID1;
Int_t layerID2;
Int_t moduleID1;
Int_t moduleID2;
Float_t rotationAngle;
Int_t rsectorID1;
Int_t rsectorID2;

```

```

Int_t runID;
Int_t sourceID1;
Int_t sourceID2;
Float_t sourcePosX1;
Float_t sourcePosX2;
Float_t sourcePosY1;
Float_t sourcePosY2;
Float_t sourcePosZ1;
Float_t sourcePosZ2;
Int_t submoduleID1;
Int_t submoduleID2;
Double_t time1;
Double_t time2;

//Deklaracija varijabli za TTree hitova

Int_t eventID;
Int_t rsectorID;
Int_t crystalID;
Float_t edep;
Float_t trackLength;
Int_t trackID;
Char_t processName;

// Deklaracija varijabli za TTree singleova

Int_t eventID;

//Postavljanje adresa grana za TTree singleova
Singles->SetBranchAddress("eventID",&eventID);

// Postavljanje adresa grana za TTree hitova

```

```

Hits->SetBranchAddresses("eventID",&eventID);
Hits->SetBranchAddresses("rsectorID",&rsectorID);
Hits->SetBranchAddresses("crystalID",&crystalID);
Hits->SetBranchAddresses("edep",&edep);
Hits->SetBranchAddresses("trackID",&trackID);
Hits->SetBranchAddresses("processName",&processName);
Hits->SetBranchAddresses("trackLength",&trackLength);
//
// Postavljanje adresa grana za TTree koincidencija
// Coincidences->SetBranchAddresses("axialPos",&axialPos);
Coincidences->SetBranchAddresses("comptVolName1",&comptVolName1);
Coincidences->SetBranchAddresses("comptVolName2",&comptVolName2);
Coincidences->SetBranchAddresses("comptonPhantom1",&comptonPhantom1);
Coincidences->SetBranchAddresses("comptonPhantom2",&comptonPhantom2);
Coincidences->SetBranchAddresses("comptonCrystal1",&comptonCrystal1);
Coincidences->SetBranchAddresses("comptonCrystal2",&comptonCrystal2);
Coincidences->SetBranchAddresses("crystalID1",&crystalID1);
Coincidences->SetBranchAddresses("crystalID2",&crystalID2);
// Coincidence->SetBranchAddresses("blockID1",&blockID1);
// Coincidences->SetBranchAddresses("blockID2",&blockID2);
Coincidences->SetBranchAddresses("energy1",&energy1);
Coincidences->SetBranchAddresses("energy2",&energy2);
Coincidences->SetBranchAddresses("eventID1",&eventID1);
Coincidences->SetBranchAddresses("eventID2",&eventID2);
Coincidences->SetBranchAddresses("globalPosX1",&globalPosX1);
Coincidences->SetBranchAddresses("globalPosX2",&globalPosX2);
Coincidences->SetBranchAddresses("globalPosY1",&globalPosY1);
Coincidences->SetBranchAddresses("globalPosY2",&globalPosY2);
Coincidences->SetBranchAddresses("globalPosZ1",&globalPosZ1);
Coincidences->SetBranchAddresses("globalPosZ2",&globalPosZ2);
Coincidences->SetBranchAddresses("layerID1",&layerID1);
Coincidences->SetBranchAddresses("layerID2",&layerID2);
Coincidences->SetBranchAddresses("moduleID1",&moduleID1);

```



```

Coincidences->SetBranchAddress("moduleID2",&moduleID2);
Coincidences->SetBranchAddress("rotationAngle",&rotationAngle);
Coincidences->SetBranchAddress("rsectorID1",&rsectorID1);
Coincidences->SetBranchAddress("rsectorID2",&rsectorID2);
Coincidences->SetBranchAddress("runID",&runID);
Coincidences->SetBranchAddress("sourceID1",&sourceID1);
Coincidences->SetBranchAddress("sourceID2",&sourceID2);
Coincidences->SetBranchAddress("sourcePosX1",&sourcePosX1);
Coincidences->SetBranchAddress("sourcePosX2",&sourcePosX2);
Coincidences->SetBranchAddress("sourcePosY1",&sourcePosY1);
Coincidences->SetBranchAddress("sourcePosY2",&sourcePosY2);
Coincidences->SetBranchAddress("sourcePosZ1",&sourcePosZ1);
Coincidences->SetBranchAddress("sourcePosZ2",&sourcePosZ2);
Coincidences->SetBranchAddress("submoduleID1",&submoduleID1);
Coincidences->SetBranchAddress("submoduleID2",&submoduleID2);
Coincidences->SetBranchAddress("time1",&time1);
Coincidences->SetBranchAddress("time2",&time2);

```

```

    Int_t nentries = Coincidences->GetEntries();
Int_t sentries = Singles->GetEntries();
Int_t hentries = Hits->GetEntries();
Int_t nbytes = 0;
Int_t brgamma =0;

```

```

    //
// Petlja po TTree koincidencija
//

```

```

    Float_t Nbr_Coinc_Prompt = 0. ;
Float_t Nbr_Coinc_Random = 0. ;
Float_t Nbr_Coinc_Scatter = 0. ;
Float_t Nbr_Coinc_Trues = 0. ;

```

```

Float_t sumh,sumh0,ss=0;
Int_t b,b0,s,bEp,bEc,ib,bE0=0;
Int_t ibin,binn,bin0,l,p=0;
Float_t binc,sbin,ps,pNbin,bC,bP,bR =0;

for (Int_t k=0; k<hentries; k++) {—
eventID=edep=0;
Hits->GetEntry(k);
// if ((trackID==1)) {
//if (edep>0 && trackLength<160){
if (edep>0){
hits->Fill(eventID);
E->Fill(eventID,edep);
}
if (edep==0) hits0->Fill(eventID);
if (edep>=0.4) bEp++;
if ((edep>0) && (edep<0.4)) bEc++;
// }
pN->Fill(processName);

}
b=0;
for (Int_t k=1; k<=hits->GetNbinsX(); k++) {
Float_t bin=hits->GetBinContent(k);
bin0=hits0->GetBinContent(k);
binc=E->GetBinContent(k);
pNbin=pN->GetBinContent(k);
if (binc>0.01) b++;
if (binc==0) b0++;
if (bin>0) sumh+=bin;
if (bin0!=0) bE0++;
if ((binc>0)&&(binc<=0.511)) bgamma++;
if (binc>0.511) bgamma=bgamma+2; p++;

```

```

if (k==68) bC=pNbin;
if (k==81) bP=pNbin;
if (k==83) bR=pNbin;
}

    for (Int_t k=1; k<=sentries; k++) {
Singles->GetEntry(k);
singles->Fill(eventID);
}

    for(Int_t k=1; k<=singles->GetNbinsX(); k++) {
sbin=singles->GetBinContent(k);
bin0=hits0->GetBinContent(k);
if (sbin!=0) ps+=sbin/2; l++;
if ((sbin!=0)&&(bin0!=0)) ss=ss+(sbin-(bin0+1)) ;
else ss=ss+sbin;
}

    for (Int_t i=0; i<nentries;i++) {
nbytes += Coincidences->GetEntry(i);

    // Ispunjavanje gamma1 histograma bez uvjeta
gamma1->Fill(energy1);

    // Ispunjavanje gamma2 histograma sa uvjetom
if (energy2 >= 0.4)gamma2->Fill(energy2);

    // Ispunjavanje 3D histograma
position->Fill(globalPosZ1,globalPosX1,globalPosY1);

    //time12 Histogram
t12->Fill(time1-time2);

```

```

//time21 Histogram
t21->Fill(time2-time1);

// Promptne, stvarne, raspršene i slučajne koincidencije i osjetljivost
Nbr_Coinc_Prompt++;

if ( eventID1 != eventID2 ) Nbr_Coinc_Random++;

if ( eventID1 == eventID2 && comptonPhantom1 == 0 &&comptonPhantom2
== 0 ) Nbr_Coinc_Trues++;
if (eventID1 == eventID2 && comptonPhantom1 != 0 —— comptonPhantom2 != 0
) Nbr_Coinc_Scatter++;

}
Float_t Sensi = Nbr_Coinc_Prompt/Ntot*100.;
sumh0=hentries-sumh;

cout<<""<<endl;
cout<<""<<endl;
cout<<""<<endl;
cout<<"broj P R O M P T N I H = "<<Nbr_Coinc_Prompt <<" Cps"iendl;
cout<<"broj S T V A R N I H = "<<Nbr_Coinc_Trues <<" Cps"<<endl;
cout<<"broj S L U Č A J N I H = "<<Nbr_Coinc_Random <<" Cps"iendl;
cout<<"broj R A S P R Š E N I H = "<<Nbr_Coinc_Scatter <<" Cps"iendl;
cout<<" U K U P N A O S J E T L J I V O S T : "<< Sensi <<" %"<<endl;
cout<<""<<endl;
cout<<""<<endl;
cout<<""<<endl;

cout<<"Efikasnost " << sentries/(2*Ntot)*100 <<" %"<<endl;

cout<<" broj singleova: "<<sentries<<endl;
cout<<" broj događaja s edep>0.511: "<<p<<endl;

```

```

cout<< " Prosjecan br. singleova po gammi: "<<ps/(l)<<endl;
cout<< " Br. gamma preko single/gamma: "<<sentries/(ps/l)<<endl;
cout<<" broj hitova: "<<hentries<<endl;
cout<<" broj evenata sa hitovima>0: "<<b<<endl;
cout<<" broj evenata sa hitovima=0: "<<b0<<endl;
cout<<" broj evenata sa hitovima sa edep==0: "<<bE0<<endl;
cout<<" broj hitova s edep>0 : "<<sumh<<endl;
cout<<" broj hitova s edep==0 : "<<sumh0<<endl;
cout<< " % detektiranih gamma za 1 kristal: " << (sentries)/(Ntot)*100<<endl;
cout<< " % detektiranih gamma za 2 kristala: " << (sentries)/(2*Ntot)*100<<endl;
cout<< " % detektiranih gamma za 2+ kristala: " <<(sentries)/(2*Ntot)*100<<endl;
cout<< " % detektiranih gamma za 1 modul: " <<(sentries)/(Ntot)*100<<endl;
cout << " % detektiranih gamma za 2 modula: " <<(sentries)/(2*Ntot)*100<<endl;
cout << " % detektiranih gamma za 2+ modula: " <<(2*b)/(2*Ntot)*100<<endl;
cout << " % detektiranih gamma za 1 prsten: " <<(sentries)/(2*Ntot)*100<<endl;
cout<<" % detektiranih gamma za MG: "<< (b+Nbr_Coinc_Trues)/(0.1337*2*Ntot)*100<<endl;
cout<<" % detektiranih gamma za VG: "<<(b+Nbr_Coinc_Trues)/(0.088*2*Ntot)*100<<endl;
cout << " broj hitova sa 0.05<edep<0.4: "<<bEc<<endl;
cout << " broj hitova sa edep>0.4: "<<bEp<<endl;
cout << " broj Comptonskoh raspršenja " <<bC<<" "i<<C/hentries*100<<" %"<<endl;
cout << " broj fotoelektricnih raspršenja " <<bP<<" "i<<bP/hentries*100<<" %"<<endl;
cout << " broj Rayleigh raspršenja " <<bR<<" "i<<bR/hentries*100<<" %"<<endl;

//
// Crtanje rezultata

gStyle->SetPalette(1);

c1 = new TCanvas("c1","Reco",200,10,500,600);
c1->SetFillColor(0);
c1->SetBorderMode(0);

gamma1->GetYaxis()->SetTitleOffset(1.5);

```

```

gamma1->GetXaxis()->SetTitle("E [MeV]");
gamma1->GetYaxis()->SetTitle("Hits");
gamma1.Draw();
gamma1->SetFillColor(2);
gamma2.Draw("same");
gamma2->SetFillColor(9);
c1->Update();

    c2 = new TCanvas("c2","Reco_true",200,10,500,600);
c2->SetFillColor(0);
c2->SetGrid();
c2->SetBorderMode(0);

    position->GetXaxis()->SetTitleOffset(1.5);
position->GetYaxis()->SetTitleOffset(1.5);
position->GetZaxis()->SetTitleOffset(1.5);
position->GetXaxis()->SetTitle("x [mm]");
position->GetYaxis()->SetTitle("y [mm]");
position->GetZaxis()->SetTitle("z [mm]");
position.Draw();

    c2->Update();

    c3 = new TCanvas("c3","Reco_true",200,10,500,600);
hits.Draw();
c3->Update();

    c4 = new TCanvas("c4","Reco_true",200,10,500,600);
E.Draw();
c4->Update();

    c5 = new TCanvas("c5","Reco_true",200,10,500,600);
pN->GetXaxis()->SetTitle("process number");

```

```
pN->GetYaxis()->SetTitle("Hits");
pN.Draw();
c5->Update();

    c6 = new TCanvas("c6","Reco_true",200,10,500,600);
t12->GetXaxis()->SetTitle("t [s]");
t12 ->GetYaxis()->SetTitleOffset(1.5);
t12->GetYaxis()->SetTitle("Hits");
t12->Add(t21);
t12.Draw();
c6->Update();
}

}
```

## Literatura

- [1] Introduction to PET Physics, University of Washington, Division of Nuclear Medicine, [https://depts.washington.edu/nucmed/IRL/pet\\_intro/toc.html](https://depts.washington.edu/nucmed/IRL/pet_intro/toc.html)
- [2] Cember, Herman; Johnson, Thomas E. Introduction to Health Physics 4th ed. : The McGraw–Hill Companies, 2009.
- [3] PET skener, [www.medicalexpo.com](http://www.medicalexpo.com)
- [4] Fotoelektrični efekt, <http://www.physics-and-radio-electronics.com>
- [5] Leo, William R. Techniques for nuclear and particle physics experiments : Springer - Verlag Berlin Heidelberg 1987.
- [6] Comptonovo raspršenje, <http://physicsopenlab.org>
- [7] Scintilacijski detektor, <http://nsspi.tamu.edu>
- [8] Melcher, Charles L. Scintillation Crystals for PET // J Nucl Med 2000; 41: str. 1051–1055
- [9] Zecotek's LFS scintillation crystals, <http://zecotek.com/zecotek-lfs-scintillation-crystals/>
- [10] Rich, Dayton A. A brief history of positron emission tomography // J Nucl Med Techno/1997; 25: str. 4-11
- [11] Anihilacija pozitrona i elektrona, <http://jnm.snmjournals.org>
- [12] Detektorski PET sustav sa orijentacijskim osima, <http://inspirehep.net>
- [13] Ranger, Nicole T. Radiation Detectors in Nuclear Medicine // Radiographics 1999; 19: str. 481–502
- [14] Budinger, Thomas F. PET Instrumentation: What are the Limits? // Seminars in Nuclear Medicine, Vol XXVIII, No. 3 (July), 1998. str. 247–267.
- [15] PET koincidencije fotona, <http://www.europeanmedical.info/>
- [16] GATE Users Guide V8.0, <http://wiki.opengatecollaboration.org>



- [17] GEANT4 Users Guide, <http://geant4.cern.ch/>
- [18] ROOT Users Guide, <https://root.cern.ch/>
- [19] Osna projekcija PET sustava, <https://www.algebra.com/>
- [20] Rothfuss, Harold; Byars, Larry; Casey, Michael E.; Conti, Maurizio; Eriksson, Lars; Michel, Christian Energy resolution and absolute detection efficiency for LSO crystals: A comparison between Monte Carlo simulation and experimental data // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 580 (2007), str.1087–1092
- [21] Surti, Suleman Update on Time-of-Flight PET Imaging // J Nucl Med 2015; 56: str. 98–105