



UNIVERZITET U NOVOM SADU
PRIRODNO MATEMATIČKI
FAKULTET
DEPARTMAN ZA FIZIKU



Komparativna analiza simulirane i eksperimentalne efikasnosti germanijumskog detektora

-master rad-

Mentor:
dr Dušan Mrđa

Kandidat:
David Knežević

Novi Sad, 2012.

SADRŽAJ

1	UVOD	3
2	OSNOVNI POJMOVI GAMA SPEKTROMETRIJE	4
2.1	Izvori gama zraka	4
2.2	Osobine spektra gama zračenja	4
2.3	Energija deponovana unutar detektora	5
3	EFIKASNOST DETEKTORA	8
3.1	Definicija efikasnosti.....	8
3.2	Efikasnost HPGe detektora	10
3.3	Kalibracija efikasnosti.....	10
4	GEOMETRIJA IZVOR – DETEKTOR	12
4.1	Položaj izvora.....	12
4.2	Geometrije rasprostranjenih izvora	12
5	DETEKTOR I IZVORI ZRAČENJA	14
5.1	Poluprovodnički HPGe detektor	14
5.2	Izvori	15
6	MONTE KARLO SIMULACIJA EFIKASNOSTI HPGe DETEKTORA.....	19
6.1	Monte Karlo simulacije	19
6.2	Geant 4	20
6.3	Konstrukcija detektora	21
6.4	Lista fizičkih procesa	22
6.5	Generisanje primarnih događaja.....	29
7	REZULTATI SIMULACIJE I POREĐENJE SIMULIRANIH I EKSPERIMENTALNIH VREDNOSTI	31
7.1	Tačkasti izvor	31
7.2	Cilindrični izvor	33
7.3	Marineli geometrija	35
8	ZAKLJUČAK	38
	LITERATURA.....	40
	BIOGRAFIJA.....	41

1 UVOD

U cilju dobijanja bilo kakvih korisnih podataka iz spektara gama zraka, potrebno je poznavati efikasnost detektora, tj. koji deo gama zraka izračenih od strane nekog izvora interaguje sa detektorskim sistemom. Iako je eksperimentalna kalibracija efikasnosti neophodna da bi se osigurala pouzdanost daljih merenja, od velike je koristi i određivanje efikasnosti pomoću metoda Monte Karlo koji se zasniva na simulaciji istorije pojedinačnih fotona. Osim fotona, prati se i istorija elektrona, pozitrona, kao i sekundarnih fotona koji nastaju prilikom interakcije fotona sa materijom. Ovo se radi tako što se prilikom svakog koraka u simulaciji koriste verovatnoće svakog mogućeg tipa interakcije i svakog mogućeg ugla rasejanja. Na ovaj način se mogu reprodukovati eksperimentalno dobijeni spektri, uz manje ili veće slaganje podataka. Do neslaganja između eksperimentalnih i simuliranih podataka može doći iz više razloga, od kojih će u ovom radu najviše biti posvećeno dimenzijama detektora. Iako proizvođači detektora dostavljaju podatke o nominalnim vrednostima parametara detektora, ovi podaci često nisu dovoljno precizni ili se, kao u slučaju mrtvog sloja u detektoru, mogu menjati sa vremenom. Takođe, odnos između eksperimenta i simulacije zavisi u mnogome i od grešaka eksperimentalnih vrednosti efikasnosti, jer ako one imaju velike greške, teško je napraviti procenu da li se eksperimentalni i simulirani podaci dobro slažu.

Dobro slaganje između eksperimentalnih i simuliranih podataka za efikasnost je dosta bitna jer, kao što je već rečeno, omogućava da se proveri da li se dimenzije detektora slažu sa dimenzijama koje su dobijene od strane proizvođača, a takođe omogućava i određivanje efikasnosti na energijama na kojima je eksperimentalno određivanje efikasnosti teško ili ponekad i nemoguće.

U ovom radu je dat kratak opis osnovnih pojmoveva gama spektrometrije, posle čega je bilo reči o definiciji pojma efikasnosti kao i o obliku krive efikanosti HPGe detektora. Zatim je analiziran uticaj geometrije izvor – detektor na merenje efikasnosti. Opisan je detektorski sistem, kao i izvori koji su korišćeni u eksperimentu određivanja efikasnosti. Navedeni su osnovni elementi simulacije u programskom paketu Geant4, kao i kratka diskusija o tome na koji način Geant4 simulira procese. Na kraju je izvršena komparativna analiza simuliranih i eksperimentalnih vrednosti efikasnosti vrha pune energije za tri geometrije izvora: tačkastu cilindričnu i Marineli. Osnovni cilj ovog rada je bila komparativna analiza simuliranih i eksperimentalnih podataka za efikasnost germanijumskog detektora.

2 OSNOVNI POJMOVI GAMA SPEKTROMETRIJE

2.1 Izvori gama zraka

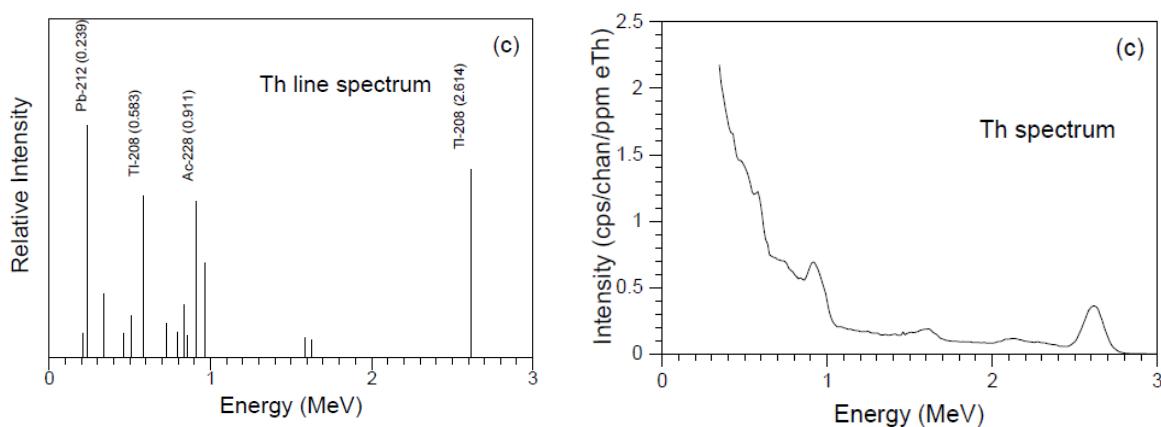
Svaki gama zrak ima diskretnu energiju, i ta energija je karakteristika izvora (izotopa) koji ga emituje. Ova činjenica formuliše osnovu spektrometrije gama zraka: Merenjem energije gama zraka, moguće je odrediti izvor radijacije. Sa druge strane, kada se locira energija, na osnovu intenziteta linije koju emituje taj izvor, moguće je odrediti i aktivnost izvora.

Prirodni izvori radijacije potiču od radioizotopa sintetisanih prilikom stvaranja solarnog sistema. Oni postoje i danas zahvaljujući svojim dugim vremenima poluraspada. Radioizotopi koji stvaraju dovoljno jake gama zrake koji omogućuju mapiranje su kalijum (^{40}K), uran (^{238}U i ^{235}U , kao i njihovi potomci) i torijum (^{232}Th i njegovi potomci). Nasuprot njima, usled razvijanja nuklearne energije, došlo je do stvaranja veštačkih radioizotopa. Oni su stvoreni tokom testiranja nuklearnog oružja, kao i u reaktorima koji se koriste u naučne i industrijske svrhe. ^{137}Cs je glavni gama emiter koji je proizvod nuklearnih eksplozija i akcidenata.

Pozadinsko zračenje, tj. zračenje koje ne potiče od izvora, ali dolazi u detektor (što stvara probleme pri merenju u gama spektrometriji) potiče iz tri glavna izvora: atmosferski radon, kosmičko zračenje i aktivnost samog instrumenta.

2.2 Osobine spektra gama zračenja

Ekvilibrijumske serije raspada kalijuma, urana i torijuma imaju svaka svoje karakteristične linijske spekture (spektar torijuma je prikazan na Slici 1). Ovakav spektar predstavlja teorijsku apstrakciju koja predstavlja raspodelu energije fotona emitovanih u izvoru. Svaka linija spektra prikazuje energiju i relativni intenzitet gama zraka u radioaktivnom nizu. Međutim, ove energije originalnih fotona, koje se čak i bez interakcije sa detektorom ne mogu prikazati kao jednostavne linije (usled efekata poput relativnog kretanja i



Slika 1. a) Teoretski torijumov emisioni spektar blizu izvora i b) Spektar snimljen NaI(Tl) detektorom preuzeti iz [1]

Hajzenbergovog principa neodređenosti), ne ostavljaju uvek punu energiju unutar detektora najviše usled Komptonovog rasejanja u izvoru, u detektoru, kao i materijalu između izvora i detektora (postoje i drugi procesi, koji će biti kasnije pomenuti, ali Komptonovo rasejanje ima

glavni doprinos). Koliko fotona će biti detektovano i sa kojim energijama zavisi od geometrije izvor – detektor i količine atenuacionog materijala između izvora i detektora.

Pre nego što se detaljnije pređe na razmatranje geometrije detektor – izvor i razmatranje efikasnosti detektora, korisno je pomenuti sve elemente koji sačinjavaju jedan spektar gama zračenja.

2.3 Energija deponovana unutar detektora

Kao što je već rečeno, usled određenih efekata, ne ostavljaju svi gama zraci istu količinu energije u detektoru. Najbitnija komponentna gama spektra je upravo vrh potpune apsorpcije, koji nastaje kada upadni gama foton ostavi svu svoju energiju u detektoru. Vrhovi potpunog odbroja mogu predstavljati samo mali deo ukupnog odbroja, ali su oni ti koji daju korisnu informaciju. Ostatak predstavlja spektralni kontinuum, nepoželjan, ali neizbežan.

Vrh pune energije

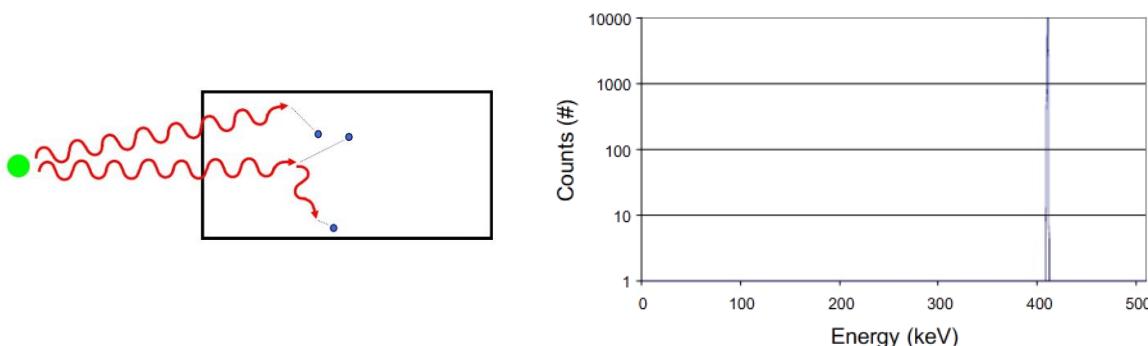
Količina energije deponovana u detektoru će biti jednaka energiji fotona samo u sledećim slučajevima:

- fotoelektrični efekat
- jedan ili više slučajeva Komptonovog rasejanja praćenog fotoelektričnim efektom
- proizvodnja parova praćena fotoelektričnom apsorpcijom oba anihilaciona fotona, što se može desiti posle jednog ili više Komptonovih rasejanja

Kod slučaja fotoelektričnog efekta potrebno je da se ispune i sledeći uslovi:

- X zraci atoma detektora, koji se emituju usled preuređenja elektronskih omotača nakon emisije fotoelektrona, moraju biti apsorbovani u kristalu. Oni koji izbegnu apsorpciju, doprinose tzv. vrhovima izbegavanja X zraka (X ray escape peak) na energijama nižim od vrha pune energije.
- Fotoelektroni moraju da izgube svu energiju unutar osjetljive zapremine kristala. Gubici na zakočno zračenje i izbegli fotoelektroni doprinose kontinuumu visine impulsa od nule do pune energije.
- Efekti zamki i gubitaka u sakupljanju nanelektrisanja moraju biti zanemarljivo mali. Ako nisu, događaj će doprinositi niskoenergijskom repu vrha pune energije.

Primer jednog takvog događaja i doprinos gama spektru je prikazan na Slici 2.



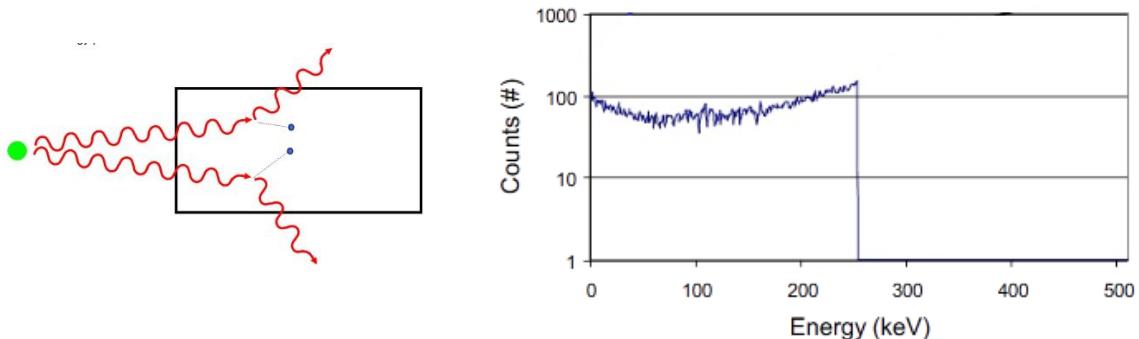
Slika 2. Šematski prikaz događaja koji ostavlja ceo iznos energije u detektoru (levo) i uticaj na konačni izgled spektra usled ovih događaja [2]

Komptonski kontinuum i Komptonova ivica

Dok fotoelektrični efekat preovlađuje na niskim energijama, Komptonov efekat je najčešći proces u energijskom intervalu od 150 keV od 9 MeV. Oni komptonski elektroni čija se energija apsorbuje u detektoru doprinose kontinualnoj raspodeli koja se proteže od nulte energije do energije

$$E_C = \frac{E}{1 + \frac{m_0 c^2}{2E}}$$

gde je E energija primarnog fotona, a $m_0 c^2$ energija mirovanja elektrona. Prikaz ovakvog rasejanja je dat na Slici 3. Naravno, ovakva idealna komptonska ivica nije moguća i u praksi je, usled ograničene rezolucije detektora, uvek razmazana. Takođe, rasejni foton može opet da interaguje u kristalu. Ako interaguje preko fotoelektričnog efekta, ukupni impuls doprinosi vrhu pune energije.. U slučaju da se rasejni foton ponovo komptonski raseje, a sekundarni foton pobegne iz kristala, impuls se pojavljuje na proizvoljnom mestu u kontinuumu ispod vrha ukupne energije, a iznad Komptonove ivice.

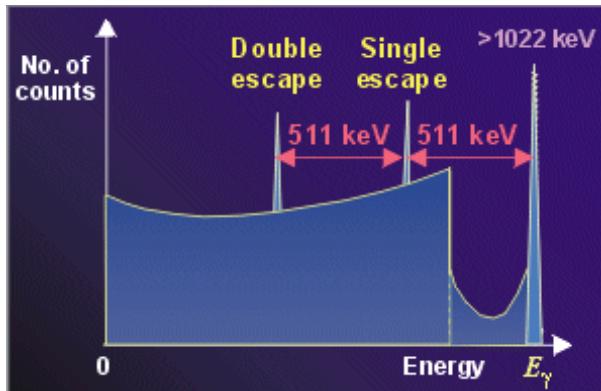


Slika 3. Prikaz jednostrukog Komptonovog rasejanja i uticaj na konačni izgled spektra. Višestruki događaji ovog tipa bi se nalazili na energijama većim od Komptonove ivice, a manjim od vrha pune energije [2]

Ostale komponente spektra

Anihilacioni vrh i vrhovi jednostrukog i dvostrukog izbegavanja. Interesantna situacija se dešava kada visokoenergetski foton ($E > 1022$ keV) počinje sekvencu. Neki od anihilacionih fotona mogu da napuste detektor. Ne postoji mogućnost razlikovanja dva fotona koji se priozvode anihilacijom pozitrona, i mogu se desiti sledeći ekstremni slučajevi (ako foton koji interaguje sa detektorom ostavi celokupnu energiju):

- oba anihilaciona fotona se totalno apsorbuju, ovaj događaj ulazi u vrh pune energije.
- samo jedan anihilacioni foton se apsorbuje, dok drugi napušta detektor: jednostruko izbegavanje.
- nijedan od dva fotona se ne apsorbuje totalno: dvostruko izbegavanje.
- ako se proizvodnja para desi u okružujućem materijalu koji predstavlja štit detektora, postoji mogućnost da će jedan od dva anihilaciona fotona ostaviti energiju unutar detektora. Kada se ovo desi, može se uočiti anihilacioni pik na 511 keV.



Slika 4. Položaj vrhova jednostrukog i dvostrukog izbegavanja

Kako se ovo manifestuje u spektru? Ako oba kvanta napuste kristal, vrh dvostrukog izbegavanja se nalazi na energiji $E - 2m_0c^2$, gde je E energija fotona iz izvora. Ako jedan od njih interaguje u kristalu, on ili doprinosi vrhu jednostrukog izbegavanja na energiji $E - m_0c^2$ ili kontinuumu između $E - 2m_0c^2$ i $E - m_0c^2$. Interakcija oba kvanta može dovesti do sumarnog impulsa koji odgovara vrhu pune energije, ili impulsa u kontinuumu između $E - 2m_0c^2$ i E .

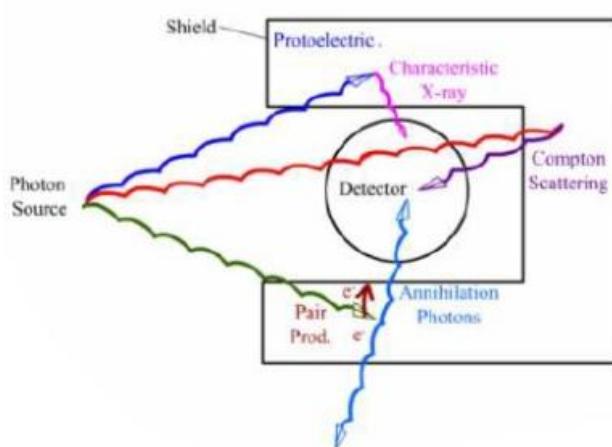
Uticaj okolnog materijala na oblik spektra. Fotoni emitovani iz izvora mogu da interaguju i sa materijalima koji okružuju kristal, kao što je šematski prikazano na primeru na Slici 5. Rezultujući sekundarni fotoni, tj. X zraci, komptonski rasejani i anihilacioni kvanti mogu dopreti do kristala i tako doprineti merenju spektru.

Posledica fotoelektričnog efekta je pobuđeni atom koji emituje karakteristične X zrake.

Zato se u spektru mogu videti karakteristični X zraci iz elemenata koji se nalaze u okolini kristala, poput zaštite, kolimatora...

Komptonski rasejani fotoni iz materijala koji opkoljavaju detektor imaju energije u intervalu između $E/(1 + 2E/m_0c^2)$ i E , u zavisnosti od ugla rasejanja. Fotoni rasejani unazad najčešće preovlađuju i proizvode vrh povratnog rasejanja blizu donje granice energijskog intervala.

Za fotone visoke energije, anihilacioni kvanti koji prate proizvodnju parova u okolnim materijalima doprinose vrhu na 511 keV.



Slika 5. Različite interakcije gama zraka sa okolnim materijalom čiji proizvodi mogu da ostave energiju u detektoru

3 EFIKASNOST DETEKTORA

Ako se posmatra izvor koji emitiše gama zrake izotropno, logično je zaključiti da ne stiže svi gama zraci do detektora, jer detektor sam po sebi zauzima mali prostorni ugao, i dok je to, kao što će kasnije biti pokazano, lako izračunati za neke jednostavnije geometrije (tačkasta), za komplikovanije geometrije uzorka predstavlja malo veći izazov. Drugi problem se javlja kada se izračuna koji deo čestica iz izvora stiže u detektor. Postavlja se pitanje koliki će deo tih čestica interagovati sa detektorm u zavisnosti od raznovrsnih faktora, kao što su struktura detektora i energija gama zraka koji na njega padaju.

Kao što se vidi, potrebno je definisati koji deo čestica od izračenih interaguje sa detektorm, u cilju dobijanja bilo kakvih korisnih podataka iz spektara gama zraka, tj. potrebno je definisati efikasnost detektora. Postoje raznovrsne definicije efikasnosti koje se često koriste u gama spektrometriji i potrebno je biti oprezan kada se radi sa njima jer se često može napraviti greška ako se ne uzima u obzir šta se tačno podrazumeva pod „događajem u detektoru“. Za neke definicije ovo predstavlja samo događaje sa punom energijom, dok za neke znači „bilo koja energija koja se može meriti“.

3.1 Definicija efikasnosti

U gama spektrometriji su uobičajene sledeći pojmovi vezani za efikasnost [3]:

- Relativna efikasnost: nominalna performansa detektora koja predstavlja odnos efikasnosti detekcije gama zraka od 1332 keV iz ^{60}Co prema efikasnosti standardnog scintilacionog detektora sa kristalom NaI(Tl) veličine 3×3 .
- Apsolutna efikasnost vrha pune energije: odnos površine vrha ukupne energije u merenom spektru prema broju gama zraka emitovanih iz izvora. Iz nje se određuje aktivnost radionuklida u izvoru, a ona, pored ostalog, zavisi i od geometrijske postavke izvor – detektor.
- Apsolutna totalna efikasnost: odnos odbroja na ma kom mestu u spektru prema broju gama zraka emitovanih iz izvora. Ovde se uzima u obzir vrh pune energije i sve nekompletne apsorpcije predstavljene komptonskim kontinuumom.
- Sopstvena efikasnost: odnos odbroja u spektru prema broju gama zraka koji padnu na detektor. Može se definisati kao sopstvena efikasnost vrha ukupne energije ili kao totalna sopstvena efikasnost. Ova efikasnost je osnovni parametar detektora i nezavisna je od geometrije izvor – detektor.

Dakle, vidi se da je uobičajena podela efikasnosti detektora u dve klase: apsolutnu i sopstvenu. Apsolutna efikasnost se iz navedenih definicija može zapisati kao

$$\varepsilon_{aps} = \text{broj registrovanih događaja/broj fotona emitovanih od strane izvora},$$

dok se sopstvena efikasnost može zapisati kao

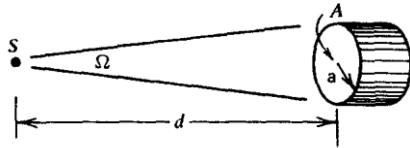
$$\varepsilon_{sop} = \text{broj registrovanih događaja/broj fotona koji su dospeli do detektora}.$$

Veza između ove dve veličine je

$$\varepsilon_{sop} = \varepsilon_{aps} \cdot \varepsilon_{geo},$$

gde je ε_{geo} geometrijski faktor koji za izotropne izvore iznosi $4\pi/\Omega$, gde je Ω efikasni prostorni ugao koji zauzima detektor posmatrano iz pozicije u kojoj se nalazi izvor. On se definiše kao integral preko površine detektora koja je okrenuta izvoru, u obliku [4]

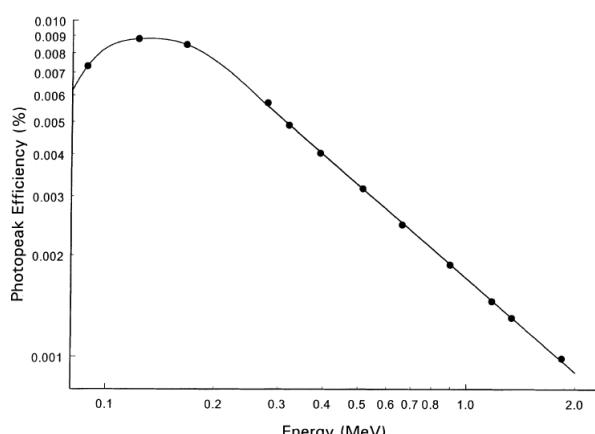
$$\Omega = \int_A \frac{\cos\alpha}{r^2} dA$$



Slika 6. Uz diskusiju o računanju prostornog ugla za tačkaste izvore

detektora (Slika 6) prostorni ugao se računa kao

$$\Omega \cong \frac{\pi a^2}{d^2}$$



Slika 7. Tipična kriva absolutne efikasnosti vrha pune energije za HPGe detektore [5]

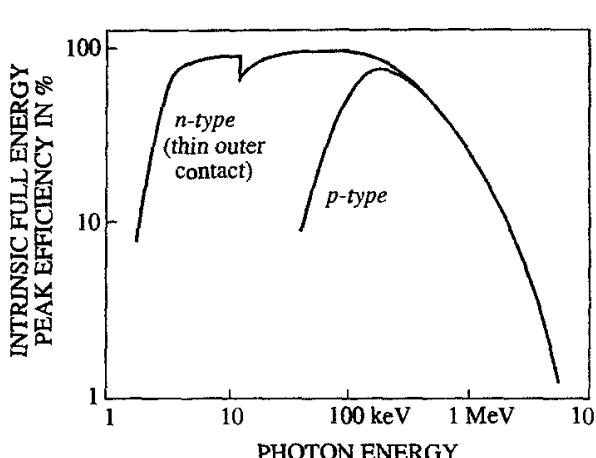
detektore je šematski prikazana na Slici 7.

gde r predstavlja rastojanje između izvora i površinskog elementa dA , a α je ugao između normale na površinski element i pravca u kojem se nalazi izvor. Ako zapremina izvora nije zanemarljiva, tada se mora izvršiti i druga integracija preko svih elemenata zapremine izvora. Za tačkasti izvor koji je postavljen tako da je rastojanje između izvora i detektora mnogo veće od izvora detektora, kao i da izvor leži na osi

Za rasprostanjene izvore, situacija se komplikuje, jer svaka tačka rasprostranjenog izvora ima svoj pogled na detektor, što značajno otežava račun.

U ovom radu će se koristiti definicija absolutne efikasnosti vrha pune energije (u daljem tekstu, pod efikasnost, ako nije drugačije naglašeno, će se podrazumevati absolutna efikasnost vrha pune energije), jer je cilj poređenje ovih efikasnosti izmerenih eksperimentalno i efikasnosti simulirane pomoću programske pakete Geant4. Tipična kriva efikasnosti vrha pune energije za HPGe

3.2 Efikasnost HPGe detektora



Slika 8. Uz diskusiju o sopstvenoj efikasnosti HPGe detektora [4]

efikasnosti proistiće samo usled debljeg spoljašnjeg kontakta (u opštem slučaju, formiranog procesom difuzije) kod p – tipa materijala u pređenju sa n – tipom detektora. Odatle sledi da je nagli pad efikasnosti kod detektora p – tipa ispod energija od otprilike 150 keV uzrokovanih apsorpcijom fotona niske energije prilikom prolaska kroz mrtvi sloj spoljašnjeg kontakta.

Detektor koji je korišćen u ovom radu je p – tipa, tako da je neophodno razmatrati ponašanje krive efikasnosti kod p – tipa detektora. Sa slike je lako uočljivo da usled malog kontakta kod detektora n – tipa, ovaj tip detektora ima sopstvenu efikasnost vrha pune energije oko 100% za energije od nekoliko keV – a do otprilike 100 keV, za razliku od p – tipa detektora, kod kojeg kriva efikasnosti raste polako prema ovoj vrednosti (ali je ne dostiže) usled toga što fotoni sa povećanjem energije uspevaju sve lakše da prođu kroz mrtvi sloj kontakta i interaguju u samom detektoru. Maksimum sa slike za p – tip detektora predstavlja situaciju u kojoj fotoni većim delom prolaze mrtvi sloj, a da se i dalje nalaze u opsegu energija u kojoj u germanijumu dominira fotoelektrična apsorpcija, usled čega je i par milimetara debljine detektora dovoljno za apsorpciju skoro svih upadnih fotona. Kako energija raste između 100 keV i 1 MeV, većina fotona i dalje interaguje u detektoru, ali će sada neki interagovati sa materijalom detektora putem Komptonovog rasejanja i, kao što je već rečeno, ostaviti samo deo energije koji neće doprinositi vrhu pune energije. Na energijama preko 1 MeV, značaj deo upadnog gama zračenja može da prođe kroz detektor bez ikakvog vida interakcije, usled čega kriva efikasnost jako brzo opada [4].

3.3 Kalibracija efikasnosti

Kao što je već rečeno, svako merenje apsolutne aktivnosti emisije gama zraka zahteva poznavanje efikasnosti detektora. Brzina emitovanja za tačkasti izvor se tada može izračunati merenjem površine ispod fotovrha za fiksni period vremena, i određivanjem prostornog ugla koji se može odrediti iz dimenzija detektora i geometrije detektor- izvor. Iako se efikasnost HPGe detektora može proceniti na osnovu objavljenih merenja ili proračuna za detektore slične veličine, preciznost rezultata zasnovanih na ovim vrednostima ne može biti bolja od 10 – 20% procenata. Jedna velika poteškoća je da dimenzije germanijumskih detektora nisu ni na

U cilju boljeg razumevanja ponašanja krive efikasnosti HPGe detektora, potrebno je razmotriti krivu sopstvene efikasnosti HPGe detektora, koja je šematski prikazana na Slici 8 (prethodna slika je pokazivala primer krive apsolutne efikasnosti vrha pune energije, koja zavisi od geometrije detektor – izvor, što pri ovoj diskusiji nije od interesa). Krive sa slike 8. su prikazane za detektore n i p – tipa iste zapremine. Različito ponašanje nema nikakve veze sa dopantima u balk materijalu, već samo sa prirodnom kontaktom koji se mora napraviti na dva različita tipa materijala. Razlika u

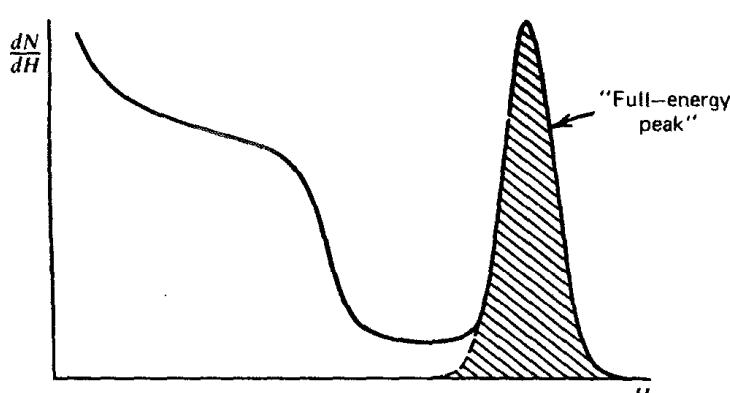
koji način standardizovane i veoma je teško odrediti njihovu tačnu aktivnu zapreminu. Takođe, zbog određenih efekata, efikasnost detektora se može promeniti tokom vremena.

Zbog ovih razloga, korisnici detektora će uglavnom sami raditi kalibraciju svojih detektora koristeći izvore koji su kalibrirani nekim drugim postupcima. Svaka greška u pretpostavljenim dimenzijama detektora će uticati i na kalibraciju i na sama merenja tako da neće uticati na preciznost merenja aktivnosti. Geometrija izvor – detektor takođe mora biti precizno određena. Kalibracija se najčešće vrši sa više gama zraka koji se nalaze duž energijskog opsega koji je od interesa, posle čega se pravi kriva zavisnosti efikasnosti od energije.

Snimanje posebnih spektara za svaki kalibracioni izvor daje rezultate koji su jasni za interpretaciju, ali zahtevaju veliki broj merenja i kalibracija traje veoma dugo. Sa druge strane, primamljiva alternativa je korišćenje jednog izvora koji detektuje više gama linija različitih energija, zbog toga što bi za kalibraciju bilo dovoljno snimanje samo jednog spektra. Međutim, ovaj metod je problematičan zbog interferencije između linija i potrebne su daleko složenije metode za određivanje površine pod vrhom nego kod spektra sa samo jednom linijom.

Ako se posmatra efikasnog vrha ukupne energije, tada se odnos odbroja detektovanog pod vrhom pune energije prema broju raspada u izvoru određuje kao [3]

$$\varepsilon = \frac{R}{Sp_\gamma},$$



Slika 9. Šematski prikaz površine ispod vrha pune energije [4]

veliki problem odrediti koji deo signala pripada vrhu pune energije, a koji pripada fonu. Kako to nije tema ovog rada, ovde neće biti detaljnije diskusije o ovom određivanju.

gde je R (s^{-1}) brzina brojanja pod vrhom ukupne energije (Slika 9), S (Bq) je jačina izvora, dok je p_γ kvantni prinos, tj. verovatnoća emisije fotona date energije. Jačina kalibracionog izvora S mora biti korigovana na raspad od dana pripreme korišćenjem pouzdanih vrednosti za poluživot datog nuklida. Najveći problem prilikom određivanja efikasnosti je određivanje površine ispod vrha ukupne energije, jer je ponekad

4 GEOMETRIJA IZVOR – DETEKTOR

Kada se za određenu seriju merenja postavi i poveže detektor i odgovarajuća elektronika, mora se doneti odluka o tome kakva geometrija izvora i kakav uzajamni položaj izvora i detektora će biti optimalan za cilj postavljen u toj seriji merenja. U narednim odeljcima biće izložena kraća diskusija o položaju izvora, kao i različitim tipovima geometrije izvora.

4.1 Položaj izvora

Da li će se izvor staviti blizu ili daleko najviše zavisi od njegove aktivnosti, ali se moraju uzeti u obzir i drugi aspekti.

Prednosti malog rastojanja izvor – detektor su [3]

- veća brzina brojanja za datu aktivnost izvora (manji uticaj pozadinskog zračenja okoline, kraće vreme merenja za zahtevanu statističku nesigurnost i veći odbroj u vrhovima za dato vreme merenja)
- mogućnost da se uzme manja količina radioaktivnog materijala date koncentracije aktivnosti i da se tako smanje korekcije na atenuaciju
- smanjena atenuacija fotona u vazduhu (bitno samo za niskoenergijske fotone)

Na većim rastojanjima prednosti su sledeće [3]

- manje korekcije na koincidentno sumiranje
- manje korekcije na nasumično sumiranje za datu aktivnost izvora
- tačnija procena atenuacije fotona u rasprostranjenim izvorima
- manja osetljivost efikasnosti detekcije na male promene oblika izvora i njegovog položaja

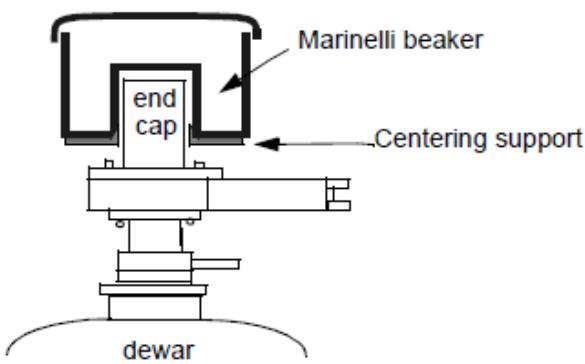
U svakom konkretnom merenju odluka o rastojanju izvor – detektor biće neki kompromis. Razumni cilj je da se pojedinačni doprinosi ukupnoj mernoj nesigurnosti usklade tako da imaju uporedive iznose. U ovom radu su razmatrane tri geometrije: tačkasta, cilindrična i Marineli geometrija. Tačkasti izvori su bili postavljeni na 25 cm od detektora, dok su cilindrična i Marineli geometrija bile postavljene na kapu detektora.

4.2 Geometrije rasprostranjenih izvora

Maksimalni efektivni prostorni ugao postiže se u geometrijama u kojim ili izvor opkoljava detektor kada je izvor veliki (Slika 10) ili kada detektor opkoljava izvor kada je izvor mali. Zbog toga se ovakve postavke favorizuju kod merenja niskih aktivnosti. Najveća efikasnost se može postići u geometriji sa detektorima oblika jame. Iako se neki tipovi izvora velike zapremine, na primer, vodeni rastvori ili organski materijali, mogu smanjiti po zapremini isparavanjem rastvarača ili spaljivanjem, ovakvi postupci prekoncentracije predstavljaju dodatni trošak i dovode do rizika da se deo aktivnosti uzorka izgubi. Zbog toga prednosti imaju merenja sa ukupnom masom materijala.

Geometrija Marinelijevog suda predstavlja optimalnu raspodelu za veće količine materijala. U zavisnosti od detektora i količine materijala koja stoji na raspolaganju, menjaće

se i optimalne dimenzije i oblik suda. Dimenzije upuštene šupljine treba da odgovaraju kućištu detektora, a dubina šupljine ne treba značajno da prevaziđa dužinu detektora. Gornji i bočni sloj radioaktivnog materijala treba da su približno iste debljine da bi se minimalizovala i samoatenuacija i srednja udaljenost zapremine izvora od detektora.



Slika 10. Šematski prikaz postavljanja i oblika Marinelijevog suda

brojanja. Za geometriju cilindričnog izvora je u slučaju gde se boca sa rastvorom stavlja na kapu detektora, na primer, pokazano [3] da postoji optimalna visina punjenja od 5 cm za energije između 150 keV i 1500 keV. Izračunavanja pokazuju da smanjenje visine za 50% od optimalne vrednosti rezultuje smanjenjem brzine brojanja za 30 %, dok povećanje optimalne visine za 50% povećava brzinu brojanja za samo 6 %. Slični brojevi se verovatno mogu primeniti i u geometriji Marelinelijevog pehara, gde se brzina brojanja ne povećava značajno ukoliko debljina materijala pređe određenu vrednost. Ako se uzme definisana masa izvora, a optimalizuje odnos poluprečnika i visine u cilindričnoj geometriji izvora, pokazano je [3] da optimalni oblik izvora teži više spljoštenom nego aksijalno izduženom cilindru.

Kada treba da se odredi koncentracija aktivnosti iz velike zapremine materijala niske aktivnosti, postavlja se pitanje koliko materijala treba upotrebiti za pripremu izvora. Merena brzina brojanja će se sigurno povećavati neprekidno kako se dodaje materijal, ali za zapremine veće od jedne ili dve litre porast brzine brojanja neće biti više značajan, jer dodatni materijal dospeva na sve veće rastojanje od detektora, pa stoga daje sve manji doprinos ukupnoj brzini brojanja.

5 DETEKTOR I IZVORI ZRAČENJA

5.1 Poluprovodnički HPGe detektor



Slika 11. Detektor koji je korišćen u ovom radu

specifikacije tokom vremena, poput mrvog sloja koji procesom difuzije vremenom može da menja debljinu i oblik.

Najbitniji parametri detektora su prikazani u Tabeli 1.

Proizvođač, godina proizvodnje	Canberra, 2005
Model, serijski broj	GC3518, b05110
Prepojačavač, kriostat	2002CSL, 7935SL – 7
Geometrija	koaksijalni sa zatvorenim krajem
Radna temperatura [K]	77
Radni napon [kV]	4.5
Ge p – kontakt [μm]	0.3
Ge n – kontakt [mm]	0.9
Ge ulazni prozor [mm]	0.9
Prečnik kristala [mm]	61
Visina kristala [mm]	52
Poluprečnik jezgra [mm]	34
Visina jezgra [mm]	9
Debljina kućišta [mm]	1.5
Relativna efikasnost: nominalna, sertifikovana	35%, 35.6%
Rezolucija na 1332keV HWHM, HWTM [keV]	1.77, 3.29
Odnos Vrh pune energije/Kompton	63.2

Tabela 1. Najbitniji parametri HPGe detektora korišćenog u ovom radu

5.2 Izvori

U narednim tabelama biće navedeno koji radionuklidi i koje njihove gama linije su korišćene za dobijanje eksperimentalnih vrednosti efikasnosti.

Tačkasti izvor

U Tabeli 2 i Tabeli 3 prikazani su radionuklidi koji su korišćeni, i njihove gama linije (zajedno sa verovatnoćom emisije) koje su korišćene za eksperimentalno određivanje efikasnosti za tačkastu geometriju, kao i periodi poluraspada, referentni datumi i referentne aktivnosti radionuklida¹.

<i>Radionuklid</i>	<i>Energije gama linija [keV]</i>	$p_{\gamma} \times 100$
²² Na	1274.54	99.944(14)
⁵¹ Cr	320.08	
⁵⁴ Mn	834.83	99.976(1)
⁵⁷ Co	122.06	85.60(17)
	136.48	10.68(8)
⁶⁰ Co	1173.22	99.9736(7)
	1332.49	99.9856(4)
⁸⁵ Sr	513.99	96
⁸⁸ Y	898.02	93.7(3)
	1836.01	99.2(3)
	2734.09	0.71(7)
¹³³ Ba	39.91	59.4(11)
	79.62	2.62(6)
	81.00	34.06(27)
	276.40	7.164(22)
	302.84	18.33(6)
	356.01	62.05(19)
	383.85	8.94(3)
¹³⁷ Cs	661.65	85.1(2)
¹⁵² Eu	121.78	28.58(6)
	244.69	7.583(19)
	344.27	26.5(4)
	411.11	2.234(4)
	443.98	3.184(27)
	778.89	12.942(19)
	867.32	4.245(19)
	964.01	14.605(21)
	1085.78	10.207(21)
	1112.02	13.644(21)
	1407.95	21.005(24)
²⁴¹ Am	59.54	35.9(4)

Tabela 2. Radionuklidi i gama linije koji su korišćeni za eksperimentalno određivanje efikasnosti

¹ Sve vrednosti za p_{γ} su preuzete iz [6]

<i>Radionuklid</i>	<i>Period poluraspada</i>	<i>Referentni datum</i>	<i>Referentna aktivnost [kBq]</i>
^{22}Na	2.6027(10) y	15.2.2005.	499(5)
^{51}Cr	27.703(3) d	15.2.2005.	453(5)
^{54}Mn	312.13(3) d	15.2.2005.	473(4)
^{57}Co	271.80(5) d	15.2.2005.	375(3)
^{60}Co	5.271(1) y	1.6.1976.	385(4)
^{60}Co	5.271(1) y	15.2.2005	398(3)
^{85}Sr	64.850(7) d	15.2.2005.	382(3)
^{88}Y	101.626(21) d	15.2.2005.	366(3)
^{133}Ba	10.51(5) y	1.6.1976.	416(10)
^{137}Cs	30.018(25) y	15.2.2005	345(3)
^{137}Cs	30.018(25) y	1.6.1976.	420(8)
^{152}Eu	13.537(6) y	20.1.2005	405(6)
^{241}Am	423.6(6) y	15.2.2005.	437(8)
^{241}Am	423.6(6) y	1.6.1976	413(11)

Tabela 3. Periodi poluraspada, referentni datumi i referentne aktivnosti za radionuklide korišćene za eksperimentalno dobijanje efikasnosti u tačkastoj geometriji

Cilindrični izvor

<i>Radionuklid</i>	<i>Energije gama linija [keV]</i>	$p_{\gamma} \times 100$
^{152}Eu	39.91	59.4(11)
	45.30	10.98(21)
	121.78	28.58(6)
	244.69	7.583(19)
	344.27	26.5(4)
	411.11	2.234(4)
	443.98	3.184(27)
	778.89	12.942(19)
	867.32	4.245(19)
	964.01	14.605(21)
	1085.78	10.207(21)
	1112.02	13.644(21)
	1407.95	21.005(24)

Tabela 4. Gama linije ^{152}Eu koje su korišćene za dobijanje efikasnosti u cilindričnoj geometriji

^{152}Eu – Period poluraspada: 13.537(6) y, referentni datum: 26.01.2005., referentna aktivnost: 33.8(4) kBq.

Na slici 12 je prikazan deo koda simulacije koji sadrži dimenzije cilindričnog uzorka koji je korišćen za dobijanje eksperimentalnih podataka. Radi što uspešnije simulacije, vrednosti dimenzija u simulaciji treba da budu što je bliže moguće realnim vrednostima dimenzija.

```

//CCONTAINER
//CBot -----
ContainerCode="CBottleFRAMATOME"; ContainerMaterial=polyethyleneVLD; SourceMaterial = epoxy;
CContainerR=48.4*mm; CContainerH=68.7*mm;
CContainerBottomThick=1.0*mm; CContainerWallThick=1.0*mm; CContainerFootH=1.0*mm;
//-----

```

Slika 12. Deo koda u Geant – u koji definiše dimenzije cilindričnog uzorka

Marinelijev sud

<i>Radionuklid</i>	<i>Energije gama linija [keV]</i>	$p_{\gamma} \times 100$
^{54}Mn	834.83	99.976(1)
^{60}Co	1173.22	99.9736(7)
	1332.49	99.9856(4)
^{65}Zn	1115.52	50.60(24)
^{109}Cd	88.03	3.61(10)
^{134}Cs	563.23	8.35(4)
	569.32	15.38(6)
	604.70	97.62(3)
	795.84	85.53(4)
	801.93	8.69(4)
	1365.15	3.014(12)
^{137}Cs	661.65	85.1(2)
^{210}Pb	46.54	4.25(4)
^{241}Am	59.54	35.9(4)

Tabela 5. Radionuklidi i gama linije koji su korišćeni za eksperimentalno određivanje efikasnosti za Marineli geometriju

Za Marinelijevu geometriju su dobijeni podaci o koncentraciji aktivnosti, ali se znajući koliko je napunjen Marinelijev sud, tj. kolika masa uzorka je korišćena (u ovom slučaju 0.571 kg), može lako izračunati aktivnost.

<i>Radionuklid</i>	<i>Period poluraspada</i>	<i>Referentni datum</i>	<i>Referentna aktivnost [kBq/kg]</i>
^{54}Mn	312.13(3) d	15.10.2007	4.740(20)
^{60}Co	5.271(1) y	15.10.2007	7.52(6)
^{65}Zn	244.26(26) d	15.10.2007	13.06(15)
^{109}Cd	462.6(4) d	15.10.2007	34.96(20)
^{134}Cs	2.0648(10) y	15.10.2007	7.65(10)
^{137}Cs	30.018(25) y	15.10.2007	8.12(6)
^{210}Pb	22.30(20) y	15.10.2007	29.3(5)
^{241}Am	423.6(6) y	15.10.2007	7.11(5)

Tabela 6. Periodi poluraspada, referentni datumi i referentne aktivnosti za radionuklide korišćene za eksperimentalno dobijanje efikasnosti u geometriji Marinelijevog suda

Na slici 13 prikazan je deo koda simulacije koji sadrži dimenzije marinelijevog suda koji je korišćen za dobijanje eksperimentalnih podataka.

```
//MCONTAINER
//MGAMA
ContainerCode = "MGAMA"; ContainerMaterial = polyethyleneVLD;
MContainerBottomThick = 1.35*mm; MContainerWallThick = MContainerBottomThick; MContainerFootH = 0;
MContainerR = 58.0*mm; MContainerWellR = 39.5*mm; MContainerWellH = 68.2*mm;
MContainerH = 97.0*mm;
```

Slika 13. Deo koda u Geant – u koji definiše dimenzije Marinelijevog suda

6 MONTE KARLO SIMULACIJA EFIKASNOSTI HPGe DETEKTORA

6.1 Monte Karlo simulacije

Metod Monte Karlo je numerički metod rešavanja složenih matematičkih, fizičkih, statističkih i mnogih drugih problema po principu slučajnog izbora uzoraka. Osnovna ideja metoda Monte Karlo je konstruisanje stohastičkog modela koji preslikava stvarni problem, ili direktna simulacija problema. Metod Monte Karlo podrazumeva izvođenje velikog broja računskih „eksperimenata“ koji se na kraju statistički analiziraju u cilju dobijanja što boljeg poklapanja sa eksperimentom. Ovaj metod koristi pseudoslučajne brojeve (brojevi dobijeni iz kompjuterskih programa za generisanje nizova slučajnih brojeva). Prednost metoda je veliko pojednostavljenje čak i vrlo teških problema, dok je mana potreba za velikim brojem izvršenih simulacija u cilju postizanja što većeg slaganja sa eksperimentom.

Za računanje efikasnosti, Monte Karlo metod simulira istoriju pojedinačnih fotona. Svaki foton se prati na svom putu od emisije u nekoj tački izvora, kroz materijal izvora, do detektora i u detektoru. Foton interaguje fotoelektričnom apsorpcijom, Rejljevim i Komptonovim rasejanjem, kao i proizvodnjom parova stvarajući pri tome elektrone, pozitrone i sekundarne fotone čije se kretanje takođe prati. Da bi se odredio rezultat interakcije, u svakoj tački interakcije koristi se verovatnoća svakog mogućeg tipa interakcije i svaki mogući ugao rasejanja. Prateći sve događaje do njihovog krajnjeg stadijuma, moguće je izračunati kompletну spektralnu raspodelu. Ovakva raspodela ne uključuje statističko širenje linija, kao ni efekte zračenja rasejanog u detektor iz okolnih materijala. Kada je potrebno znati samo efikasnost vrha ukupne energije, praćenje događaja može da se prekine u trenutku kada bilo koja od čestica napusti detektor.

Iako nema principijelnih ograničenja što se tiče oblika izvora i detektora, kao i njihove geometrijske postavke, jasno je da će komplikovaniji sistemi zahtevati daleko više vremena, tj. za očekivati je da će za isti detektor simuliranje biti brže za tačkasti izvor nego za cilindrični. U ulazne podatke neophodne za Monte Karlo postupak spadaju [3]:

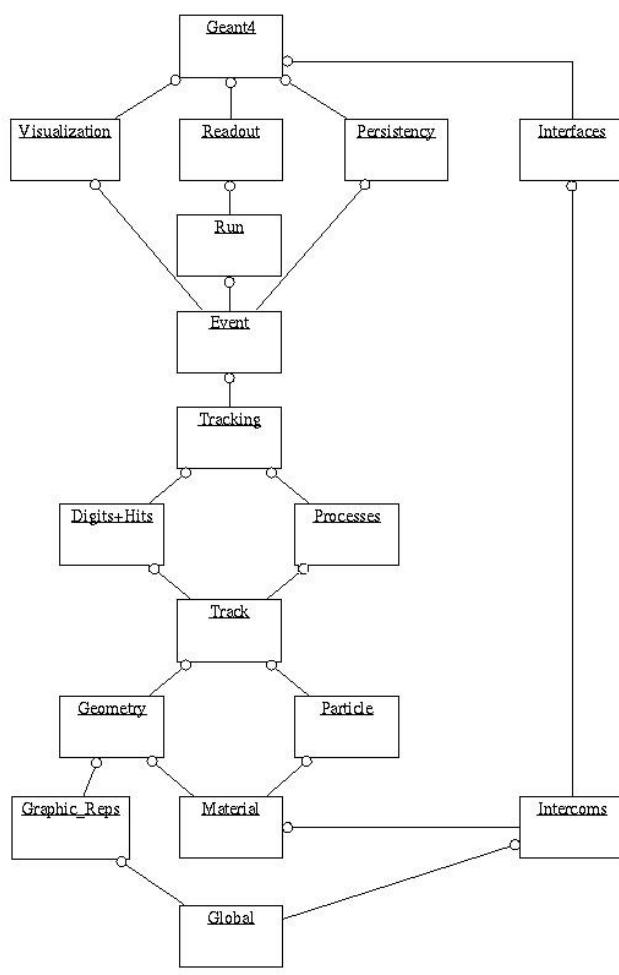
- dimenzije izvora i rastojanje do detektora
- dimenzije kućišta detektora i oseljivih i neosetljivih zona detektora
- elementarni sastav i gustina svih materijala kroz koje prolaze fotoni
- atenuacioni koeficijenti za fotone za sve te materijale
- efikasni preseci za različite interakcije fotona u materijalu detektora u funkciji energije i ugla rasejanja
- informacije o transportu elektrona i pozitrona kroz materijal detektora

Kod ovog metoda treba obratiti pažnju na par stvari. Prvo, treba napraviti balans između količine i kvaliteta informacija i vremena neophodnog za njihovo dobijanje, naročito ako se simulacije vrše na slabijim računarima. Drugo, sam realni detektor predstavlja ograničenje za ovaj metod usled postojanja primetnih nesigurnosti u obliku i veličini osetljive zapremine detektora. Proizvođači detektora daju ove podatke, ali oni često nisu dovoljno tačni, a takođe se mora uzeti u obzir da do navedenih promena u dimenzijama može doći i vremenom. Takođe treba obratiti pažnju i na činjenicu da postoje određene nesigurnosti u interakcionim parametrima, kao što su efikasni preseci, atenuacioni koeficijenti, nesigurnosti u vezi transporta elektrona i pozitrona. Najveći problem je proceniti kako sve ove greške utiču na konačni rezultat simulacije.

Bez obzira na poteškoće, ovaj metod je vrlo koristan i danas postoje mnoge modifikacije ove metode, kao i programi koji ih koriste. U ovom radu je korišćen programski paket Geant4.

6.2 Geant 4

Kao što je već napomenuto, za dobijanje simuliranih vrednosti koje će biti upoređene sa eksperimentalnim vrednostima korišćen je program Geant4 [7]. Geant4 je program koji je razvijen u CERN – u i koristi se za Monte Karlo simulacije u nuklearnoj i čestičnoj fizici, medicinskoj fizici, astrofizici itd. On sadrži sve prethodno nabrojane ulazne podatke neophodne za simulaciju. Napravljen je korišćenjem softverskog inženjeringu i objektno – orijentisane tehnologije i implementiran je u C++ programskom jeziku. Centralni deo ovog softverskog sistema je obilni komplet fizičkih modela koji opisuju interakciju zračenja sa materijom preko velikog energijskog opsega. U Geantu su osmišljeni opšti organizacioni principi koji važe za sve modele pa tako dodavanje novih ili menjanje postojećih modela ne predstavlja problem jer ne zahteva nikakvu promenu osnovnog koda.



Slika 14. 17 glavnih kategorija programa Geant4

apstraktnih interfejsova) putem kategorija (Persistency) i Interfejs (Interface).

Geant4 omogućava vršenje raznih simulacija, koje su demonstrirane primerima koji dolaze uz program, a kreću se od jednostavnih, poput simulacije prolaska fiktivne čestice

Geant4 sadrži 17 glavnih kategorija koje su prikazane na Slici 14. Kategorije na dnu dijagrama predstavljaju osnovu paketa i njih koriste skoro sve više kategorije. Među njih spada Globalna (Global) koja pokriva sistem jedinica, konstante, numeriku i rad sa slučajnim brojevima; Materijali (Materials); Čestice (Particles); Grafički prikazi (Graphical representations); Geometrija (Geometry) koja opisuje detektor i navigaciju u geometrijskom modelu i kategorija Intercoms koja omogućava interakciju sa Geantom preko korisničkog interfejsa i omogućava komunikaciju između modula koji ne bi trebalo da zavise međusobno.

Iznad ovih osnovnih i opštih kategorija nalazi se kategorija Događaj (Event) koja organizuje događaje u smislu njihovih putanja i Pokretanje (Run) koje sakuplja događaje koji dele zajednički snop i definiše detektorsku implementaciju. Iščitavanje (Readout) kategorija omogućuje rukovanje sa nagomilavanjem. Konačno, postoji i mogućnost korišćenja navedenih kategorija spajanjem sa postrojenjima van programskog paketa (preko

Geantino kroz jednostavnu detektorskou geometriju, pa do veoma komplikovanih, poput simulacije rada medicinskih linearnih akceleratora. Vrlo korisna mogućnost je korišćenje već gotovih simulacija kao osnove za modifikaciju u skladu sa potrebama korisnika. Svaka aplikacija napravljena u Geantu ima svoj osnovni oblik i fajlove u kojima moramo definisati sve relevantne faktore simulacije. Relevantni faktori simulacije u ovom radu su podeljeni u pet oblasti koje odgovaraju istom tolikom broju fajlova:

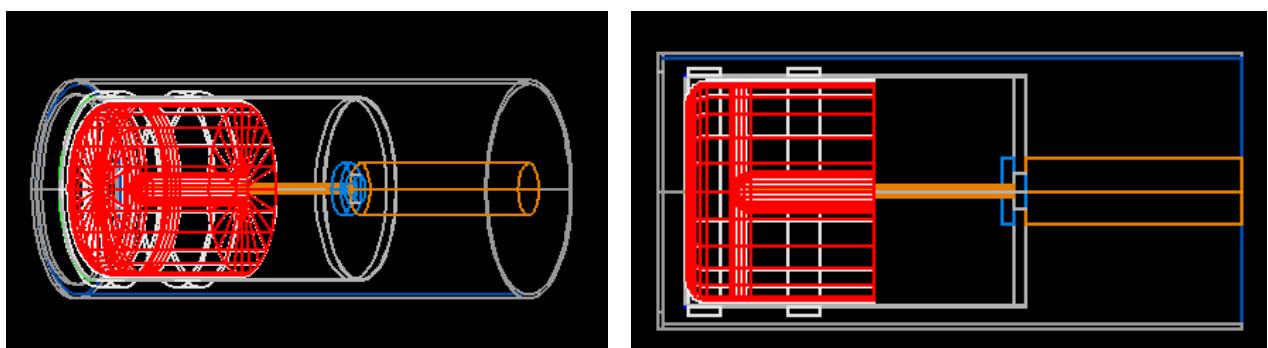
- Detector construction (konstrukcija detektora)
- Physics list (lista fizičkih procesa)
- Primary generator action (generisanje primarnih događaja)
- Run action (akcija pokretanja)
- Sensitive detector (osetljivi deo detektora)

Sa fizičkog aspekta, najbitnije su prve tri oblasti i o njima će biti više reči u nastavku.

6.3 Konstrukcija detektora

Pri konstrukciji detektora potrebno je definisati dimenzije i geometriju detektora i izvora kao i njihovu međusobnu geometriju. Da bi se dobio koristan rezultat, neophodno je definisati istu geometriju kao i prilikom izvođenja eksperimenta ili barem dovoljno sličnu da ne bi došlo do velikih grešaka, iako je nekad jako teško proceniti kako koji parametar geometrije detektora utiče na rezultat u slučaju da vrednosti nisu iste kao u eksperimentu. Zatim se definišu geometrije posuda koje su sadržavale uzorke i njihov položaj mora da se poklapa sa položajem koji su zauzimale u eksperimentu. Kao što je već rečeno, u ovom radu su korišćene tri geometrije posuda: „tačkasta“, cilindrična i Marineli.

Takođe se za svaki deo detektora i izvora moraju definisati elementi od kojih se sastoje, kao i njihovi maseni odnosi. U ovom delu se takođe definišu i dimenzije i geometrija aktivne zapremine detektora u kojoj se vrši detekcija zračenja. Kako izgleda detektor koji je korišćen u ovom radu, prikazano je na Slici 15.

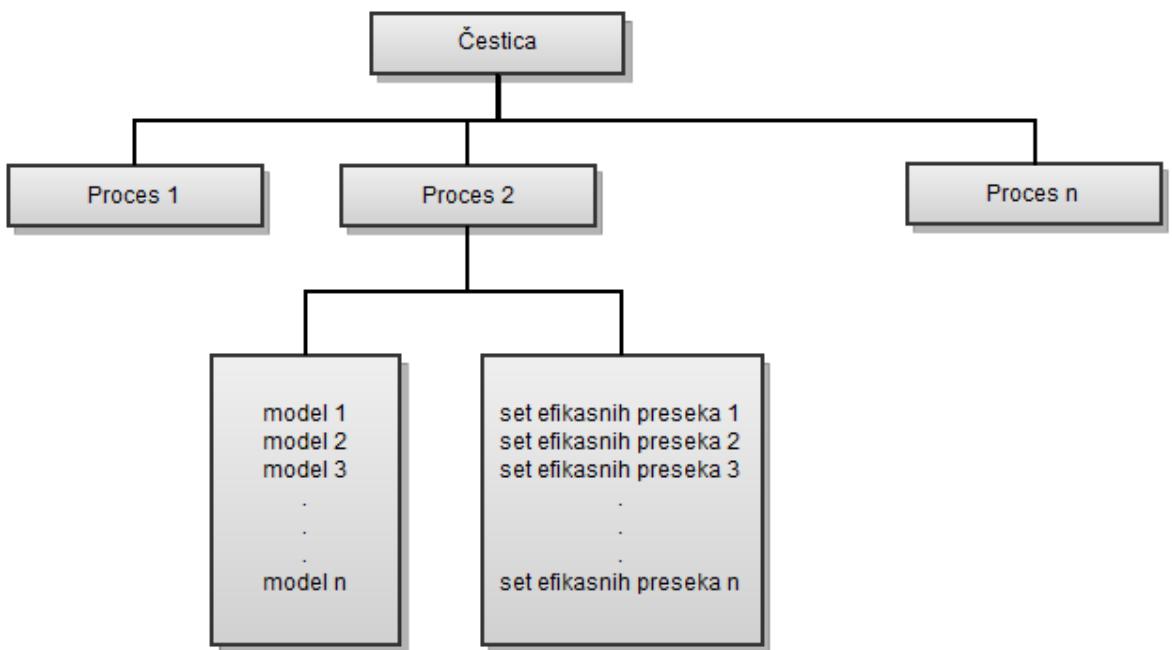


Slika 15. Prikaz detektorskog sistema simuliranog u Geant4 programu iz dva različita ugla gledanja

Dimenzije ovog detektora su pravljene u odnosu na proizvođačku specifikaciju, tj. zadržani su svi parametri detektora koji su dobijeni od strane proizvođača. Jedina promena je što je dno jezgra zaobljeno u odnosu na ravno dno koje se nalazi u dokumentu koji je proizvođač dostavio, što ne čini veliku promenu i ne utiče značajnije na rezultate. Dakle, poređenjem simulirane i eksperimentalne efikasnosti se u ovom slučaju može proveriti koliko podaci koje je dostavio proizvođač odgovaraju realnim dimenzijama detektora.

6.4 Lista fizičkih procesa

Ova oblast podrazumeva definisanje svih čestica i procesa za koje se očekuje da će učestvovati u konkretnoj simulaciji. U našem eksperimentu se očekuje pojava gama zraka, elektrona i pozitrona. Shodno tome, u narednim odeljcima biće navedene neke od formula koje Geant koristi za konkretne proceze u kojima te čestice učestvuju [8]. Ono što je pre toga bitno napomenuti je da je svakoj čestici u Geant – u moguće pripisati više procesa, a svakom od tih proceza više različitih modela (različite formule za različite opsege energija) u cilju preciznijeg računa. Geant u svom kodu za svaki proces već sadrži ove modele, ali ih korisnik po potrebi može menjati. Ovo je prikazano na Slici 16.



Slika 16. Dijagramske prikaze načina dodeljivanja fizičkih procesa česticama u Geant - u

Računanje ukupnog efikasnog preseka i finalnih stanja

Energijska zavisnost ukupnog efikasnog preseka se izračunava za svaki proces na osnovu podataka iz biblioteka koje poseduju podatke o efikasnim presecima za set diskretnih upadnih energija. Ukoliko se energija E za koju se traži efikasnji presek ne nalazi među njima, efikasnji presek se izračunava interpolacijom u skladu sa formulom

$$\log(\sigma(E)) = \frac{\log(\sigma_1) \log(E_2 / E) + \log(\sigma_2) \log(E / E_1)}{\log(E_2 / E_1)},$$

gde su E_1 i E_2 respektivno najbliža niža i najbliža viša energija za koju su podaci (σ_1 i σ_2) dostupni.

Za svaki proces se određuje prag energije ispod kojeg se proces više ne posmatra. Standardna postavka u programu je da se ovaj prag nalazi na 250 eV, mada korisnik sam može da postavi veću ili manju vrednost od ove u skladu sa svojim potrebama.

Za česticu energije E , srednji slobodni put za interakciju procesom koji se razmatra se računa na sledeći način

$$\lambda = \frac{1}{\sum_i \sigma_i(E) \cdot n_i},$$

gde je $\sigma_i(E)$ mikroskopski efikasni presek za element i koji se nalazi u materijalu, dok je n_i atomska gustina i – tog elementa. Suma ide preko svih elemenata od kojih se materijal sastoji.

Finalno stanje učesnika reakcije određenog procesa se generiše tako što se računaju fizičke veličine od važnosti, kao što su energije i ugaona distribucija produkata, iz distribucija izvedenih iz teorijskih modela i dostupnih eksperimentalnih podataka. Energijska zavisnost parametara koji karakterišu distribuciju se dobija ili preko direktnе interpolacije podataka dostupnih u bibliotekama ili preko interpolacije vrednosti podataka koji su dobijeni fitovanjem funkcije koja odgovara podacima. Pri generisanju finalnih stanja, atom materijala na kojem se interakcija dešava se bira nasumično i simulira se atomska deekscitacija.

Interakcije fotona sa materijom

Rejlijevo rasejanje

Totalni efikasni presek za Rejlijevo rasejanje se računa na način objašnjen u prethodnom odeljku.

Ugao skretanja θ koherentno rasejanog fotona se računa na osnovu distribucije koja je dobijena kao proizvod Rejlijeve formule $(1 + \cos^2 \theta) \sin \theta$ i kvadrata Habelovog form faktora $FF^2(q)$

$$\Phi(E, \theta) = [1 + \cos^2 \theta] \sin \theta \times FF^2(q),$$

gde je $q = 2E \sin(\theta/2)$ transfer impulsa.

Form faktori služe da bi uveli zavisnost jednačine od inicijalne energije fotona koja nije uzeta u obzir u Rejlijevoj formuli. Na niskim energijama, form faktori su izotropni i ne utiču mnogo na ugaonu raspodelu, dok na višim energijama imaju pik u pravcu napred.

Procedura računanja je sledeća:

1. $\cos \theta$ se odabira iz uniformne distribucije koja uzima vrednosti između -1 i 1
2. form faktor FF se dobija iz tablica podataka za element koji se razmatra, koristeći logaritamsku interpolaciju podataka, za $q = 2E \sin(\theta/2)$
3. ako je vrednost dobijena za $\Phi(E, \theta)$ veća od nasumično izabranog broja uniformno raspoređenog između 0 i Z^2 , proces se ponavlja od prvog koraka, u suprotnom, θ se uzima kao ugao rasejanja fotona u odnosu na njegov upadni pravac
4. Azimutni pravac rasejanog fotona se bira nasumično

Komptonovo rasejanje

Za simuliranje Komptonovog rasejanja fotona na atomskom elektronu, koristi se empirijska formula za efikasni presek, koja reproducuje podatke za efikasni presek, sve do minimalne energije od 10 keV

$$\sigma(Z, E_\gamma) = \left[P_1(Z) \frac{\log(1+2X)}{X} + \frac{P_2(Z) + P_3(Z)X + P_4(Z)X^2}{1+aX+bX^2+cX^3} \right].$$

Z je atomski broj sredine, E_γ je energija fotona, $X = E_\gamma / mc^2$, m je masa elektrona a $P_i(Z)$ parametri koji se nalaze iz fita podataka koji postoje u programu, i sadrže više od 500 tačaka.

Što se tiče finalnih stanja, program koristi Klajn – Nišina izraz za diferencijalni efikasni presek po atomu

$$\frac{d\sigma}{d\varepsilon} = \pi r_e^2 \frac{m_e c^2}{E_0} Z \left[\frac{1}{\varepsilon} + \varepsilon \right] \left[1 - \frac{\varepsilon \sin^2 \theta}{1 + \varepsilon^2} \right],$$

gde je r_e klasični radijus elektrona, $m_e c^2$ elektronska masa, E_0 energija upadnog fotona, E_1 energija rasejanog fotona, $\varepsilon = E_1 / E_0$, a θ ugao rasejanja. Na osnovu ove formule, kao i drugih formula vezanih za ovaj proces i zakona održanja, moguće je proračunati neophodne parametre, poput kinematike finalnih stanja i uglova rasejanja.

Gama konverzija fotona u elektronsko – pozitronski par

Ukupni efikasni presek po atomu za konverziju gama zračenja u elektronsko – pozitronski par je dat sledećom formulom

$$\sigma(Z, E_\gamma) = Z(Z+1) \left[F_1(x) + F_2(X)Z + \frac{F_3(X)}{Z} \right],$$

gde je E_γ energija upadnog gama zraka, $X = \ln(E_\gamma / m_e c^2)$, a F_n poznate funkcije. Ova formula se koristi za opseg energija od 1.5 MeV do 100 GeV. Iznad 100 GeV, efikasni presek je približno konstantan, dok se za energije manje od $E_{\min} = 1.5$ MeV koristi ekstrapolacija

$$\sigma(E) = \sigma(E_{\min}) \cdot \left(\frac{E - 2m_e c^2}{E_{\min} - 2m_e c^2} \right)^2.$$

Za računanje energija elektrona i pozitrona, Geant koristi Bete – Hajtlerov diferencijalni efikasni presek

$$\frac{d\sigma(Z, \varepsilon)}{d\varepsilon} = \alpha r_e^2 Z (Z + \xi(Z)) \left[(\varepsilon^2 + (1-\varepsilon)^2) \left(\Phi_1(\delta(\varepsilon)) - \frac{F(Z)}{2} \right) + \frac{2}{3} \varepsilon (1-\varepsilon) \left(\Phi_2(\delta(\varepsilon)) - \frac{F(Z)}{2} \right) \right]$$

,
gde je Z atomski broj, α konstanta fine strukture, ε deo energije fotona koju odnosi jedna od čestica, $F(Z)$ je Kulonova korekcija, $\xi(Z)$ doprinos elektronskog oblaka, dok su $\Phi_i(\delta)$ funkcije ekriranja.

Fotoelektrični efekat

Fotoelektrični efekat se simulira korišćenjem parametrizovanog fotonskog apsorpcionog efikasnog preseka u cilju određivanja srednje slobodne putanje, podataka o atomskim ljkuskama u cilju određivanja energije izbačenog elektrona, i ugaone raspodele K ljske u cilju određivanja smera elektrona

Parametrizacija fotoapsorpcionog efikasnog preseka koja se koristi je predložena od strane Bigsa i glasi

$$\sigma(Z, E_\gamma) = \frac{a(Z, E_\gamma)}{E_\gamma} + \frac{b(Z, E_\gamma)}{E_\gamma^2} + \frac{c(Z, E_\gamma)}{E_\gamma^3} + \frac{d(Z, E_\gamma)}{E_\gamma^4}$$

Koristeći metod najmanjih kvadrata, radi se odvojeni fit svakog od koeficijenata na osnovu eksperimentalnih podataka iz nekoliko energijskih intervala. Po pravilu, granice ovih intervala su jednakе odgovarajućim fotoapsorpcionim ivicama.

Veživne energije ljsaka zavise od atomskog broja materijala. U jedinjenjima se element na kojem se dešava fotoelektrični efekat bira nasumično.

Polarni ugao fotoelektrona se određuje na osnovu Sauter – Gavrila distribucije, dok se relaksacija atoma ne simulira, već se računa kao lokalno deponovana energija. Doduše, korisniku je u okviru programa ostavljena mogućnost da uključi simuliranje deekscitacije, u skladu sa potrebama korisnika.

Interakcija elektrona i pozitrona sa materijom

Jonizacija

Svaki proces gubitka energije mora uračunati i kontinualne i diskretne gubitke energije u materijalu. Ispod energije koja predstavlja energetski prag za odigravanje nekog procesa u materijalu, gubici energije se računaju kontinualno, dok se iznad tog praga energetski gubitak simulira eksplicitnom produkцијom sekundarnih čestica – gama zraka, elektrona i pozitrona.

U slučaju jonizacije, za energije iznad energijskog praga koriste se dve formule, jedna za Milerovo rasejanje (e^-e^-)

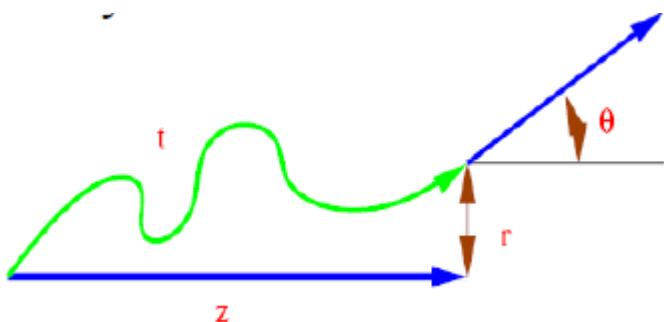
$$\sigma(Z, E, T_{cut}) = \frac{2\pi r_e^2 Z}{\beta^2 (\gamma - 1)} \left[\frac{(\gamma - 1)^2}{\gamma^2} \left(\frac{1}{2} - x \right) + \frac{1}{x} - \frac{1}{1-x} - \frac{2\gamma - 1}{\gamma^2} \ln \frac{1-x}{x} \right],$$

i druga za Bhabha rasejanja (e^-e^+)

$$\sigma(Z, E, T_{cut}) = \frac{2\pi r_e^2 Z}{(\gamma - 1)} \left[\frac{1}{\beta^2} \left(\frac{1}{x} - 1 \right) + B_1 \ln x + B_2 (1-x) - \frac{B_3}{2} (1-x^2) + \frac{B_4}{3} (1-x^3) \right]$$

Svi parametri koji se ovde pojavljuju su funkcije energije upadne čestice, kao i energijskog praga.

Višestruko rasejanje



Slika 17. Uz diskusiju o višestrukom rasejanju

(poput tankih folija) i dovoljno niske kinetičke energije. Za veće kinetičke energije prosečan broj sudara je veoma velik i detaljna simulacija procesa postaje vrlo neefikasna. Kodovi za visokoenergetske simulacije koriste kondenzovane algoritme za simulaciju, u kojima se globalni efekti sudara simuliraju na kraju segmenta putanje. Globalni efekti koji se najčešće računaju u ovakvim kodovima su ukupna izgubljena energija, pomeraj i promena pravca kretanja nanelektrisanje čestice (Slika 17).

Nova klasa simulacija višestrukog rasejanja, mešani algoritmi, su se pojavili u literaturi u skorije vreme. Mešani algoritmi simuliraju tvrde sudare jedan po jedan, a koriste teoriju višestrukog rasejanja da se uzmu u obzir efekti mekih sudara na kraju svakog koraka. Geant koristi ovaj pristup. Osobine višestrukog rasejanja definišu srednji slobodni putevi λ_k , koji su funkcije energije za dati materijal. K - ti slobodni put se definiše kao

$$\frac{1}{\lambda_k} = 2\pi n_a \int_{-1}^1 [1 - P_k(\cos \chi)] \frac{d\sigma(\chi)}{d\Omega} d(\cos \chi),$$

gde je $d\sigma(\chi)/d\Omega$ diferencijalni efikasni presek za rasejanje, $P_k(\cos \chi)$ je k -ti Ležandrov polinom, a n_a broj atoma u jedinici zapremine. Većina osobina višestrukog rasejanja koja se izračunava u simulaciji zavisi od prvog i drugog transportnog srednjeg slobodnog puta. Način na koji se simulacija vrši je takva da fizički procesi koriste simuliranu pravu putanju t koju je čestica prešla, dok transportacioni procesi (geometrija) koristi putanju z (Slika 17).

Zakočno zračenje

Slično kao i kod ionizacije, i u slučaju zakočnog zračenja postoji određeni prag energije k_c iznad kojeg se fotoni eksplisitno proizvode i prate, dok se ispod te energije fotoni tretiraju kao kontinualni gubitak energije i ne generišu se eksplisitno u programu.

U ovom procesu se

$$\frac{d\sigma(Z, T, k)}{dk}$$

Algoritmi koji se bave simulacijom višestrukog rasejanja mogu se podeliti na detaljne i kondenzovane. U detaljnim algoritmima se vrši simulacija svih sudara/interakcija koji se dešavaju česticama. Ovakva vrsta simulacije je, naravno, veoma tačna, ali se može koristiti samo u slučaju kada broj sudara nije veliki. Taj uslov je ispunjen za specijalne geometrije

definiše kao diferencijalni efikasni presek za produkciju fotona energije k od strane elektrona sa kinetičkom energijom T u polju atoma naelektrisanja Z . Ukupni efikasni presek za anihilaciju za elektrone je

$$\sigma(Z, T, k_c) = Z(Z + \xi_\sigma)(1 - c_{sig} Z^{1/4}) \left[\ln \frac{T}{k_c} \right]^\alpha \frac{f_s}{N_{Avogadro}},$$

gde je f_s čija vrednost zavisi od kinetičke energije elektrona, dok su ostale vrednosti konstante. Za elektrone sa energijom manjom od $T_{\text{lim}} \leq 10 \text{ MeV}$, prethodni izraz se množi sa

$$\left(\frac{T_{\text{lim}}}{T} \right)^{c_l} \left(1 + \frac{a_l}{T \sqrt{Z}} \right),$$

gde su a_l i c_l konstantni parametri.

Što se tiče pozitrona, postoji razlika između radijativnih gubitaka između elektrona i pozitrona i ona se mora uzeti u obzir prilikom simulacije. Odnos radijativnih gubitaka pozitrona i elektrona prati jednostavan zakon skaliranja, i funkcija je samo veličine T/Z^2 .

Anihilacija

Proces anihilacije pozitrona i elektrona se simulira tako što se prepostavi da je atomski elektron sa kojim se pozitron anihilira u početku sloboden i da miruje. Takođe, anihilacioni procesi koji bi proizveli jedan, tri ili više fotona se zanemaruju jer je frekvencija dešavanja ovih procesa zanemarljivo mala u odnosu na anihilaciju u dva fotona.

Efikasni presek za anihilaciju elektrona i pozitrona pod ovim prepostavkama je opisan Hejtlerovom formulom

$$\sigma(Z, E) = \frac{Z\pi r_e^2}{\gamma + 1} \left[\frac{\gamma^2 + 4\gamma + 1}{\gamma^2 - 1} \ln \left(\gamma + \sqrt{\gamma^2 - 1} \right) - \frac{\gamma + 3}{\sqrt{\gamma^2 - 1}} \right],$$

gde je E ukupna energija upadnog pozitrona, $\gamma = E/mc^2$, a r_e klasični radijus elektrona.

Što se tiče energije gama zraka nastalih anihilacijom, efikasni presek za dobijanje gama zraka sa frakcijom energije ε u odnosu na početnu energiju je

$$\frac{d\sigma(Z, \varepsilon)}{d\varepsilon} = \frac{Z\pi r_e^2}{\gamma - 1} \frac{1}{\varepsilon} \left[1 + \frac{2\gamma}{(\gamma + 1)^2} - \varepsilon - \frac{1}{(\gamma + 1)^2} \frac{1}{\varepsilon} \right].$$

Ovde je bitno napomenuti da postoje kinematički limiti frakcija energije koju nastali fotoni mogu da imaju u odnosu na ukupnu energiju koja se nalazila u sistemu, i oni su

$$\varepsilon_{\max} = \frac{E_{a\max}}{E_{tot}} = \frac{1}{2} \left[1 + \sqrt{\frac{\gamma - 1}{\gamma + 1}} \right] \quad \text{i} \quad \varepsilon_{\min} = \frac{E_{a\min}}{E_{tot}} = \frac{1}{2} \left[1 - \sqrt{\frac{\gamma - 1}{\gamma + 1}} \right]$$

Realizacija interakcija u Geant – u

U Geant – u se svaka interakcija ili raspad simulira kao proces[9]. Svaki proces radi dve stvari:

- Odlučuje gde i kada dolazi do interakcije pomoću metoda *GetPhysicalInteractionLength()* (*GPIL*), koji zahteva informacije o srednjem slobodnom putu, periodu poluraspada i rastojanjima kod transportnih procesa
- Generiše finalno stanje interakcije (promena impulsa, generisanje sekundarnih događaja, promena putanje...) pomoću metoda *DoIt()* koji za svoju realizaciju zahteva fizički model

Što se tiče metoda *DoIt()* i *GPIL()*, postoje tri naredbe koje određuju način na koji će Geant postupati sa procesom i to su:

- *AtRest action*
- *AlongStep action*
- *PostStep action*

Moguće je da naredbe budu različite za *DoIt()* i *GPIL()* u okviru jednog procesa, ali će kao primer biti navedeni procesi koji koriste iste komande za ova dva metoda, u cilju boljeg razumevanja funkcije ovih naredbi:

- Diskretni proces: Komptonovo rasejanje – korak određen srednjim slobodnim putem, interakcija na kraju koraka. Koristi se *PostStepGPIL()* i *PostStepDoIt()*
- Kontinualni proces: Čerenkovo zračenje – fotoni se kreiraju tokom koraka, broj fotona je proporcionalan dužini koraka. Koristi se *AlongStepGPIL()* i *AlongStepDoIt()*
- Procesi u mirovanju: pozitronska anihilacija u mirovanju – nema premeštanja, vreme je relevantna varijabla. Koristi se *AtRestGPIL()* i *AtRestDoIt()*

Naravno, pored ovih čistih procesa, postoje i procesi koji su mešavina ovih tipova procesa, poput jonizacije, zakočnog zračenja i višestrukog rasejanja, koji predstavljaju mešavinu kontinualnih i diskretnih procesa, gde je proces diskretan ili kontinualan u zavisnosti od toga da li se energija nalazi iznad ili ispod energijskog praga za dešavanje interakcije (kod zakočnog zračenja, ispod određenog energijskog praga, „meki“ fotoni se smatraju za kontinualan gubitak energije i ne generišu se eksplisitno, dok se iznad te energije eksplisitno generišu).

```
else if (particleName == "e+") {
    pmanager->AddProcess(new G4eMultipleScattering,-1, 1,1);
    pmanager->AddProcess(new G4eIonisation,          -1, 2,2);
    pmanager->AddProcess(new G4eBremsstrahlung,     -1, -1,3);
    pmanager->AddProcess(new G4eplusAnnihilation,   0,-1,4);
}
```

Slika 18. Deo koda koji se odnosi na procese u kojima učestvuje pozitron

Ono što je takođe bitno napomenuti je da se u Geantu može (ponekad i mora) odrediti kojim redom će dešavati procesi i pod kojom naredbom. Ovo je bitno jer pojedini procesi zahtevaju informacije, poput gubitka energije iz drugih procesa. Na Slici 18 je prikazan deo koda koji se odnosi na definisanje procesa u kojima učestvuje pozitron.

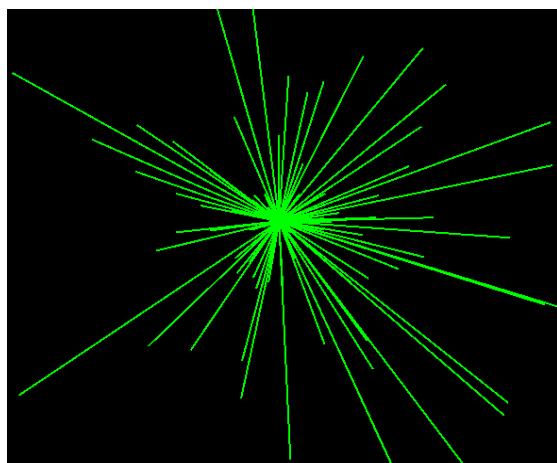
Prvi broj u zagradi označava prioritet *OrdAtRestDoIt* naredbe, tj. određuje redosled kojim se ova naredba sprovodi. Oznaka –1 označava da se ta naredba za proces ne izvršava (isto važi za sve procese). Kao što se vidi, ovu naredbu koristi samo anihilacija pozitrona, što je i za očekivati. Drugi broj u zagradi označava redosled obavljanja naredbe *OrdAlongStepDoIt*, dok treći označava redosled obavljanja naredbe *OrdPostStepDoIt*. Ukoliko se ovi brojevi ne odrede i prioritet procesa ne odredi eksplicitno, procesi će se desavati po redu kojim su uneti u kod, kao što se vidi na Slici 19.

```
if (particleName == "gamma") {  
    pmanager->AddDiscreteProcess(new G4RayleighScattering);  
    pmanager->AddDiscreteProcess(new G4PhotoElectricEffect);  
    pmanager->AddDiscreteProcess(new G4ComptonScattering);  
    pmanager->AddDiscreteProcess(new G4GammaConversion);
```

Slika 19. Deo koda koji se odnosi na procese u kojima učestvuje gama zračenje

6.5 Generisanje primarnih dogadaja

Ovaj deo koda definiše prostor i način na koji će čestice da se generišu (cilj je dobiti što izotropniju i homogeniju raspodelu). U ovom koraku se definišu jednačine koje na osnovu kojih će program uniformno generisati čestice unutar zapremine izvora u cilju dobijanja što boljeg poklapanja sa eksperimentom.

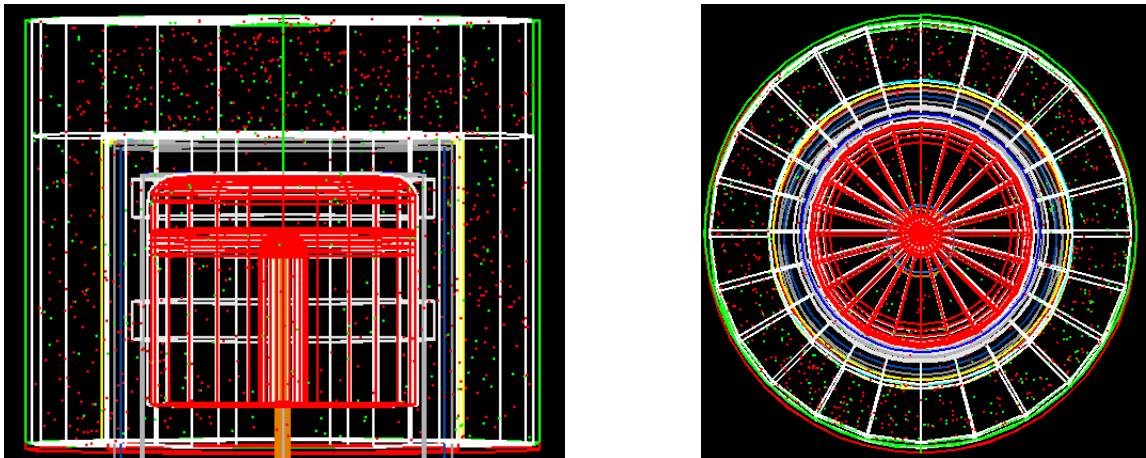


Slika 20. Prikaz trajektorije gama zraka posle pokretanja 100 događaja energije 1 keV

Što se tiče tačkastog izvora, on se u Geant – u simulira kao prava geometrijska tačka. Iako se zna da u praksi izvor uvek mora imati konačne dimenzije, kao i činjenica da je u Geant – u moguće definisati izvor koji će imati iste dimenzije kao izvor koji se koristi u praksi, izvor se ipak simulira kao geometrijska tačka jer su greške koje se čine tom aproksimacijom zanemarive i nemaju praktično nikakav uticaj na eksperiment u poređenju sa ostalim greškama. Na Slici 20 su prikazane trajektorije gama zraka koje su dobijene pokretanjem 100 događaja energije 1 keV u vazduhu. Detektor se ne vidi na slici, jer je izvor udaljen 25 cm od njega, a gama zraci pomenute energije imaju vrlo mali domet i ne mogu da dodju do detektora. Na slici se takođe vidi da raspodela zraka čak i za mali broj događaja pokazuje dobru izotropnost. Za veći broj događaja (u simulaciji se koristilo $\approx 10^6$ događaja) izotropnost je još bolja, što je i cilj.

takođe vidi da raspodela zraka čak i za mali broj događaja pokazuje dobru izotropnost. Za veći broj događaja (u simulaciji se koristilo $\approx 10^6$ događaja) izotropnost je još bolja, što je i cilj.

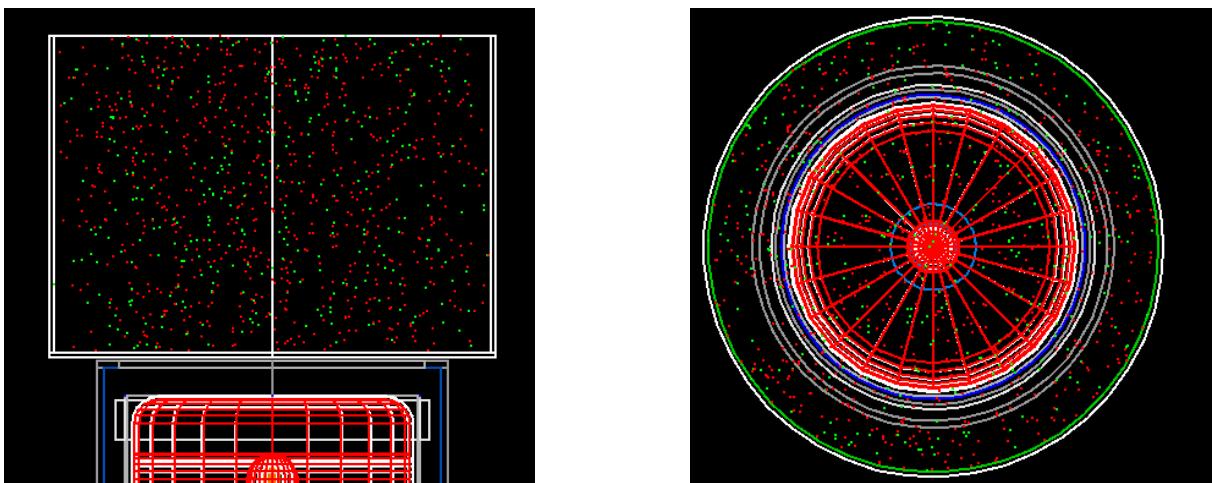
Kod Marinelijevog suda, svuda po zapremini posude u kojoj se nalazi izvor se nasumice generišu gama zraci čija raspodela treba što bolje da predstavi realni izvor homogeno raspoređen po posudi. Kako ovo izgleda u Geant – u prikazano je na Slici 21 gde se vidi Marinelijev sud sa izvorom, lociran na vrhu glave detektor-a, prikazan iz dve perspektive. Prikazano je 1000 događaja. Kao što se može videti, simulirani gama zraci pokazuju prilično



Slika 21. Nasumično generisanje čestica unutar Marinelijevog suda

dobru homogenost.

Ista situacija je i kod cilindričnog suda sa uzorkom, i generisanje čestica za isti broj događaja i iz iste dve perspektive je prikazano na Slici 22.



Slika 22. Nasumično generisanje čestica unutar cilindrične geometrije

7 REZULTATI SIMULACIJE I POREĐENJE SIMULIRANIH I EKSPERIMENTALNIH VREDNOSTI

```

vis - Notepad
File Edit Format View Help
/control/saveHistory
/gun/energy 46.54 kev
/run/beamOn 1000000
/gun/energy 59.54 kev
/run/beamOn 1000000
/gun/energy 88.03 kev
/run/beamOn 1000000
/gun/energy 563.23 kev
/run/beamOn 1000000
/gun/energy 569.32 kev
/run/beamOn 1000000
/gun/energy 604.70 kev
/run/beamOn 1000000
/gun/energy 661.65 kev
/run/beamOn 1000000
/gun/energy 795.84 kev
/run/beamOn 1000000
/gun/energy 801.93 kev
/run/beamOn 1000000
/gun/energy 834.83 kev
/run/beamOn 1000000
/gun/energy 1115.52 kev
/run/beamOn 1000000
/gun/energy 1173.22 kev
/run/beamOn 1000000
/gun/energy 1332.49 kev
/run/beamOn 1000000
/gun/energy 1365.15 kev
/run/beamOn 1000000
/control/stopsavingHistory

```

Slika 23. Lista naredbi za pokretanje simulacije za cilindrični uzorak

eksperimentalnih grešaka, nema smisla dodatno povećavati broj merenja.

Nakon unošenja svih veličina neophodnih za simulaciju, pokreće se program CMake, koji pravi folder u kojem se nalaze fajlovi koji se mogu koristiti sa programom Microsoft Visual Studio, koji na osnovu ovih fajlova pravi .exe file kojim se simulacija pokreće. Pre samog pokretanja simulacije, potrebno je napraviti listu naredbi (macro) pomoću kojih će aplikacija generisati čestice određenih energija, broj tih čestica, kao i naredbe vezane za vizualizaciju, tj. da li će aplikacija praviti fajl koji će moći da da vizualni prikaz simulacije u nekom eksternom programu (sve slike detektoru su preuzete iz programa HepRApp Data Browser). Kako te naredbe izgledaju za cilindrični uzorak, prikazano je na Slici 23. Kao što se vidi, programu je naređeno da generiše gama zrake odredene energije i tačan broj gama zraka, kao i naredba za početak i završetak snimanja istorije događaja. Energije koju su ovde zadate aplikaciji su, naravno, iste energije za koje postoje eksperimentalno izmerene efikasnosti. Što se tiče broja događaja, treba napraviti izbor između vremena potrebnog da se program izvrši i dobre statistike. Kako je greška sa ovim brojem događaja već dosta manja od

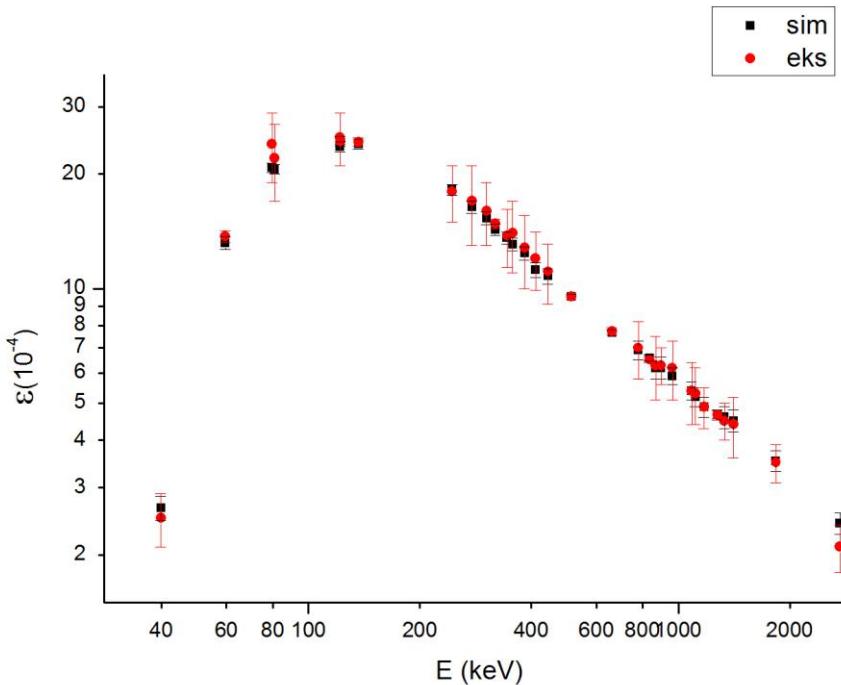
7.1 Tačkasti izvor

U Tabeli 7 dato je poređenje dobijenih vrednosti za efikasnost u eksperimentu sa vrednostima dobijenih iz simulacije, dok je na Slici 24 ovo prikazano na grafiku.

$E(keV)$	Simulirana efikasnost $\varepsilon_{sim} (10^{-4})$	Eksperimentalna efikasnost $\varepsilon_{exp} (10^{-4})$	$\varepsilon_{exp} / \varepsilon_{sim}$
39.91	2.66(19)	2.5(4)	0,94(16)
59.54	13.2(5)	13.7(5)	1,04(5)
79.62	20.8(6)	24(5)	1,15(24)
81.00	20.6(6)	22(5)	1,07(24)
121.78	23.6(7)	25(4)	1,06(17)
122.06	24.4(7)	24.4(4)	1,00(3)
136.48	24.0(7)	24.3(6)	1,01(4)
244.69	18.2(6)	18(3)	0,99(17)
276.40	16.4(6)	17(4)	1,04(25)
302.84	15.3(6)	16(3)	1,05(20)

320.08	14.3(5)	14.8(4)	1,03(5)
344.27	13.6(5)	13.8(24)	1,01(18)
356.01	13.1(5)	14(3)	1,07(23)
383.85	12.4(5)	12.8(28)	1,03(23)
411.11	11.2(5)	12.0(21)	1,07(19)
443.98	10.8(5)	11.1(20)	1,02(19)
513.99	9.55(14)	9.55(15)	1,000(21)
661.65	7.68(12)	7.73(16)	1,007(26)
778.89	6.9(4)	7.0(12)	1,01(18)
834.83	6.58(11)	6.51(10)	0,989(22)
867.32	6.2(4)	6.3(12)	1,02(20)
898.02	6.2(4)	6.3(7)	1,02(13)
964.01	5.9(3)	6.2(11)	1,05(19)
1085.78	5.4(3)	5.4(10)	1,00(19)
1112.02	5.2(3)	5.3(9)	1,02(18)
1173.22	4.9(3)	4.9(6)	1,00(14)
1274.54	4.67(14)	4.66(10)	1,00(4)
1332.49	4.6(3)	4.5(5)	0,98(13)
1407.95	4.5(3)	4.4(8)	0,98(19)
1836.01	3.53(22)	3.5(4)	0,99(13)
2734.09	2.42(16)	2.1(3)	0,87(14)

Tabela 7. Eksperimentalna i simulirana efikasnost za tačkasti uzorak kao i odnos ove dve vrednosti



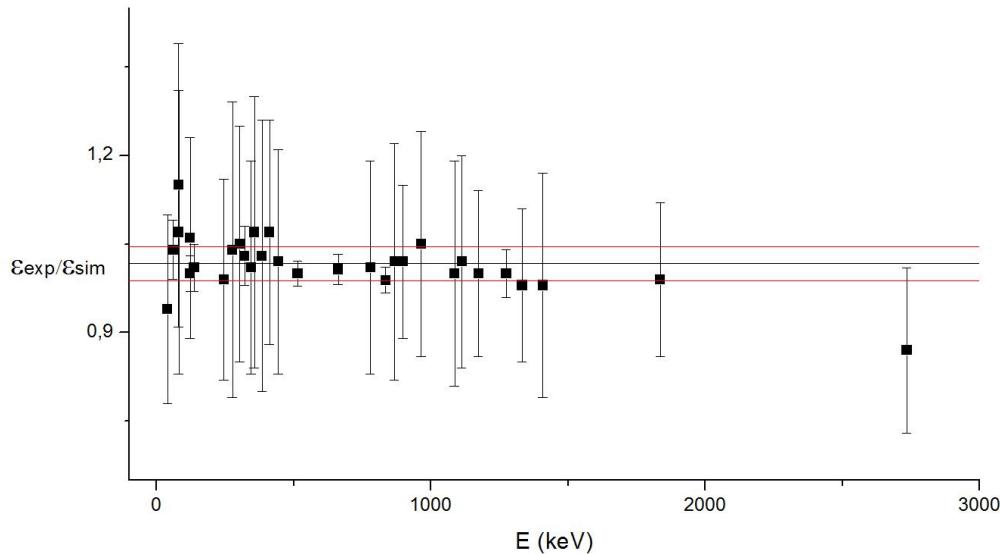
Slika 24. Grafički prikaz simuliranih i eksperimentalnih vrednosti efikasnosti za tačkasti uzorak

Sa grafika na Slici 24 i Tabele 7 se vidi da se vrednosti eksperimentalne i simulirane efikasnosti dosta dobro slažu i da do iole većih odstupanja dolazi kod energija od 79.62 keV i 2734.09 keV, iako se vidi da su sa greškama i one pokrivene.

Da bi se ovo proverilo, najbolje je razmotriti i grafik odnosa eksperimentalnih i simuliranih efikasnosti za odgovarajuće energije. Na grafiku sa Slike 25 su ovi odnosi prikazani zajedno sa srednjom vrednošću ovog odnosa koji iznosi

$$\overline{\left(\frac{\varepsilon_{\text{exp}}}{\varepsilon_{\text{sim}}}\right)} = 1.017(29),$$

dok su crvenim linijama prikazane greške od 1σ . Odnos blizak jedinici kao i vrlo mala greška su dobar indikator da su simulirane i eksperimentalne vrednosti dobro slažu, ali prvo treba analizirati i grafik.



Slika 25. Grafik raspodele odnosa eksperimentalnih i simuliranih vrednosti efikasnosti

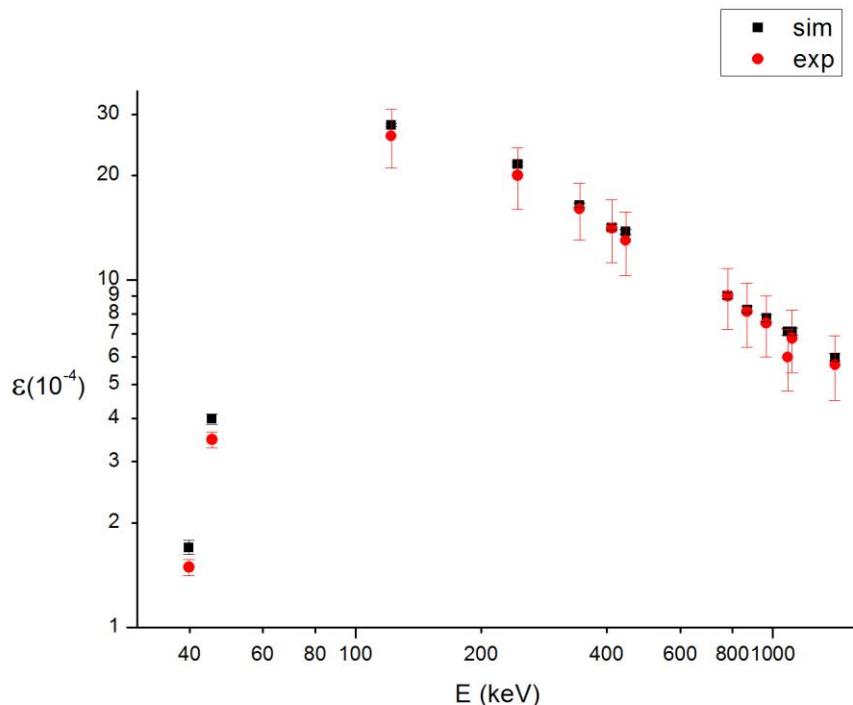
Sa grafika se jasno da vidi da jako mali broj vrednosti odstupa značajnije od srednje vrednosti, a da se čak i one koje odstupaju značajnije nalaze u okviru greške, što pokazuje da su simulirane i eksperimentalne vrednosti u dobrom slaganju, što govori i oduševljujući odnos koji je vrlo blizak jedinici. Doduše, treba uočiti najveće odstupanje na energiji 2734.09 keV, mada eksperimentalni podaci i za tu vrednost energije sa greškom ulaze u oblast srednje vrednosti ovog odnosa.

7.2 Cilindrični izvor

$E[\text{keV}]$	$\varepsilon_{\text{sim}}[10^{-3}]$	$\varepsilon_{\text{exp}}[10^{-3}]$	$\frac{\varepsilon_{\text{exp}}}{\varepsilon_{\text{sim}}}$
39.91	1.70(8)	1.49(8)	0.88(6)
45.30	3.98(13)	3.47(18)	0.87(5)
121.78	27.9(3)	26(5)	0.93(18)
244.69	21.59(29)	20(4)	0.93(19)
344.27	16.42(26)	16(3)	0.97(18)

411.11	14.18(24)	14.1(29)	0.99(21)
443.98	13.77(23)	13.0(27)	0.94(20)
778.89	9.02(19)	9.0(18)	1.00(20)
867.32	8.22(18)	8.1(17)	0.99(21)
964.01	7.77(18)	7.5(15)	0.97(19)
1085.78	7.12(17)	6.0(12)	0.84(17)
1112.02	7.12(17)	6.8(14)	0.96(20)
1407.95	5.98(15)	5.7(12)	0.95(20)

Tabela 8. Eksperimentalna i simulirana efikasnost za cilindričnu geometriju uzorka i odnos ove dve vrednosti



Slika 26. Grafički prikaz simuliranih i eksperimentalnih vrednosti efikasnosti za cilindrični uzorak

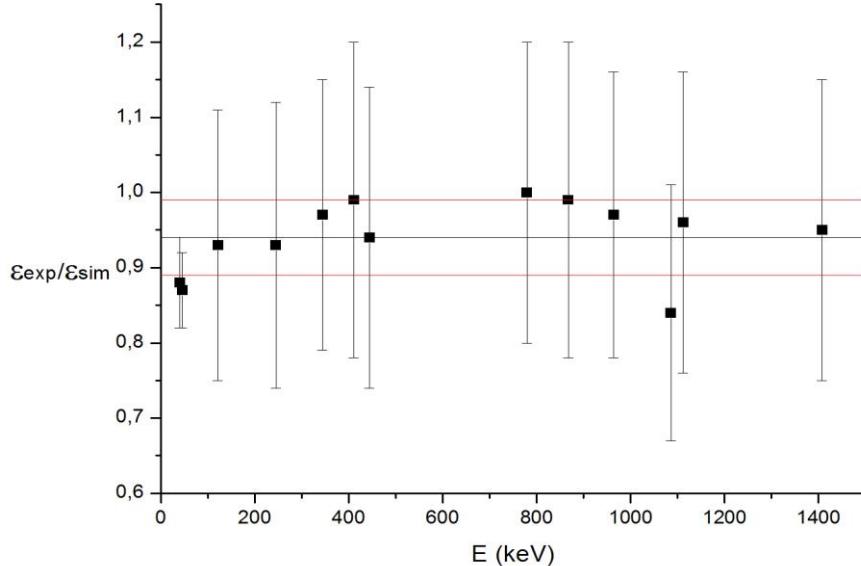
Kao i kod tačkaste geometrije, vidi se da postoji dosta dobro slaganje između eksperimentalnih i simuliranih vrednosti, kao i da se i kod većih odstupanja, simulirane vrednosti ipak nalaze unutar greške. Naravno, radi bolje preglednosti opet je najbolje razmotriti i grafik odnosa eksperimentalnih i simuliranih efikasnosti za odgovarajuće energije. Na grafiku sa Slike 27 su ovi odnosi prikazani zajedno sa srednjom vrednošću ovog odnosa koji iznosi

$$\overline{\left(\frac{\varepsilon_{\text{exp}}}{\varepsilon_{\text{sim}}}\right)} = 0.94(5),$$

koji je na grafiku predstavljen crnom horizontalnom linijom, dok su crvenim linijima prikazane greške od 1σ . Odnos u ovom slučaju ni sa greškom ne zahvata jedinicu, ali je slaganje i dalje unutar nekoliko procenata, što ipak predstavlja dosta dobro slaganje između simuliranih i eksperimentalnih podataka.

Sa grafika se vidi da i u slučaju cilindrične geometrije ne dolazi do prevelikih odstupanja u odnosu na srednju vrednost, i da se većina tačaka nalazi u neposrednoj okolini

srednje vrednosti. Malo veća odstupanja se mogu primetiti na energijama od 39.91 keV, 45.30 keV i 1085.78 keV, ali se i dalje sa greškom ulaze u oblast srednje vrednosti. Odatle se može zaključiti da se i za cilindričnu geometriju pokazuje dosta dobro poklapanje između simuliranih i eksperimentalnih rezultata.

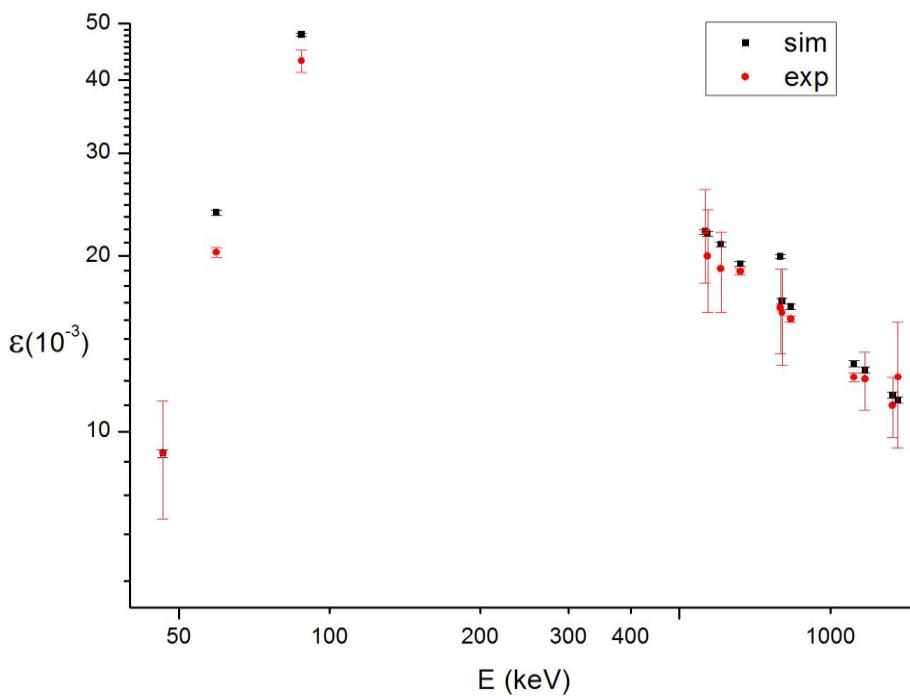


Slika 27. Grafik raspodele odnosa eksperimentalnih i simuliranih vrednosti efikasnosti

7.3 Marineli geometrija

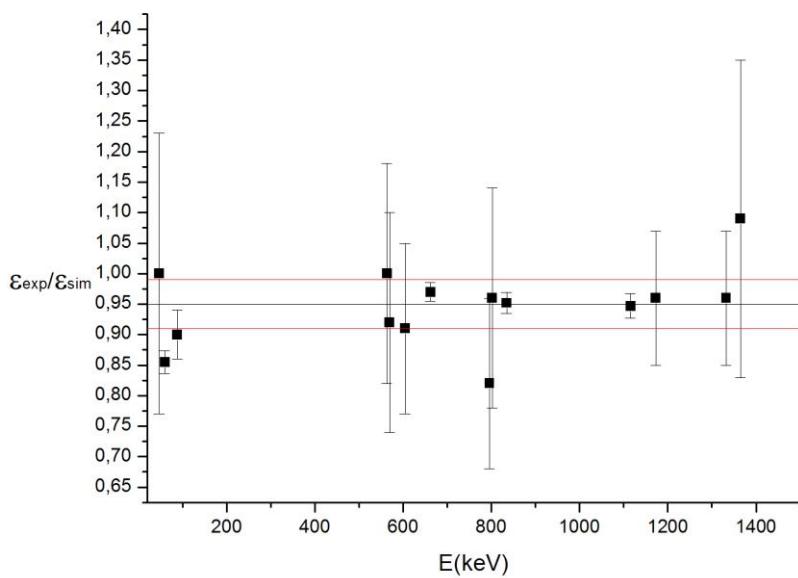
$E [keV]$	$\varepsilon_{sim} [10^{-3}]$	$\varepsilon_{exp} [10^{-3}]$	$\frac{\varepsilon_{exp}}{\varepsilon_{sim}}$
46.54	9.17(14)	9.2(21)	1.00(23)
59.54	23.73(22)	20.3(4)	0.855(19)
88.03	47.9(3)	43.2(19)	0.90(4)
563.23	22.03(21)	22(4)	1.00(18)
569.32	21.84(21)	20(4)	0.92(18)
604.70	20.93(20)	19(3)	0.91(14)
661.65	19.39(20)	18.80(22)	0.970(15)
795.84	19.96(18)	16.3(27)	0.82(14)
801.93	16.75(18)	16(3)	0.96(18)
834.83	16.39(18)	15.60(21)	0.952(17)
1115.52	13.09(16)	12.40(21)	0.947(20)
1173.22	12.75(16)	12.3(14)	0.96(11)
1332.49	11.56(15)	11.1(13)	0.96(11)
1365.15	11.34(15)	12.4(30)	1.09(26)

Tabela 9. Eksperimentalna i simulirana efikasnost za Marineli geometriju uzorka i odnos ove dve vrednosti



Slika 28. Grafički prikaz simулiraniх i eksperimentalnih vrednosti efikasnosti za Marineli geometriju

Sa slike se vidi da više tačaka pokazuje veća odstupanja kod kojih se uočava da se u nekoliko slučajeva simuliрана vrednost sa svojim greškama nalazi van vrednosti greške eksperimentalne vrednosti. Takođe se vidi da se takve tačke nalaze i na nižim i na višim energijama, što znači da se ova odstupanja ne mogu objasniti samo na niskim ili visokim energijama.



Slika 29. Grafik raspodele odnosa eksperimentalnih i simuliiranih vrednosti efikasnosti

Što se tiče grafika odnosa eksperimentalnih i simuliranih vrednosti, princip označavanja je isti kao u prethodna dva slučaja, a srednja vrednost iznosi

$$\overline{\left(\frac{\varepsilon_{\text{exp}}}{\varepsilon_{\text{sim}}}\right)} = 0.94(5)$$

Sa slike se vidi da i za Marineli geometriju ne dolazi do većih odstupanja od srednjih vrednosti i da se jedina tačka koja značajnije odstupa nalazi na energiji od 59.54 keV.

8 ZAKLJUČAK

U ovom radu su korišćene eksperimentalno dobijene vrednosti za absolutnu efikasnost vrha pune energije korišćenog detektora za tri različite geometrije izvora: tačkastu, cilindričnu i Marineli geometriju. Nakon toga je urađena simulacija pri kojoj je očuvana geometrija eksperimentalne postavke sa ciljem dobijanja teorijskih rezultata koji su posle toga upoređeni sa eksperimentalnim rezultatima.

Pokazano je da su rezultati za tačkastu geometriju poprilično konzistentni i da je odnos između eksperimentalnih i simuliranih vrednosti efikasnosti jako blizak jedinici (1.017(29)).

Za cilindričnu i Marineli geometriju je izračunato da se, iako podaci imaju konzistentan odnos, ovaj odnos je nešto manji od jedinice i, igrom slučaja, za obe geometrije ima jednak iznos (0.95(5)). Takođe, iz grafika sa podacima o efikasnosti i iz odnosa eksperimentalne i simulirane efikasnosti za ove dve geometrije se može lako uočiti da su simulirane vrednosti sistematski veće od eksperimentalnih, dok je slično zapaženo u [10] gde je uočeno da su vrednosti dobijene Monte Karlo simulacijama uglavnom 10 – 20% veće od onih koje su dobijene eksperimentalnim putem, i kao mogući uzroci su navedeni nekompletno slaganje geometrije eksperimenta i simulacije zbog netačnih podataka o dimenzijama Ge kristala, debljini prozora i neaktivnog sloja, kao da i do određene greške može da dodje i ukoliko se kristal u detektoru ne nalazi na osi detektora već je blago pomeren, što može da doprinese grešci za rasprostranjene izvore. U [11] je pokazano da se modifikacijom parametara poput debljine mrtvog sloja, kao i dimenzija rupe unutar detektora i rastojanja između kristala i prozora može dobiti značajno smanjenje razlike između simuliranih i eksperimentalnih vrednosti (sa 10% na manje od 1%). U [10] je pokazano da do odstupanja između eksperimentalnih i simuliranih vrednosti usled mrtvog sloja ne mora samo da bude usled činjenice da ovaj sloj nije dovoljno precizno određen od strane proizvođača, već da se mrtvi sloj širi vremenom usled difuzije i, što ume da bude problematično, u opštem slučaju se ne širi ravnomerno, što značajno otežava pravilnu konstrukciju detektora u programu za simulaciju.

Da bi se dobili što tačniji podaci o geometriji detektora bilo bi neophodno snimiti sam detektor pomoću X – zraka da bi se potvrdile ili opovrgle proizvođačke nominalne vrednosti parametara detektora. U [12] je pokazano da se posle detaljne analize detektora X – zracima i u simulacijama popravljenim uočenim nepravilnostima u dimenzijama koje odstupaju u odnosu na proizvođačku specifikaciju, može dobiti slaganje koje je manje od 1 %, što je odličan rezultat jer ovako dobra slaganja obezbeđuju pouzdane vrednosti efikasnosti na energijama koji bi eksperimentalno bilo jako teško ili čak nemoguće odrediti.

Drugi problem koji se javlja kada se gledaju grafici iz ovog rada je da su za, kod sve tri geometrije, skoro celokupnoj grešci odnosa doprinele greške vezane za eksperimentalne podatke, jer je greška koju računa Geant statističke prirode i posle dovoljnog broja simuliranih događaja, poput broja koji je korišćen u ovom radu, može lako smanjiti na vrlo malo vrednosti u odnosu na eksperimentalne, ali to naravno nema nikakvog smisla. Vidi se da dok neki eksperimentalni podaci imaju dosta male greške, neki podaci imaju greške koje se kreću čak i do 20%. Ove greške se uglavnom nalaze kod vrhova izvora ^{152}Eu , ^{133}Ba i ^{60}Co , gde dolazi do efekta sumiranja vrhova koji predstavlja slučaj kada izvor gama zraka izrači dva zraka skoro istovremeno koje detektor može da registruje kao pojavu neke treće linije čija je energija jednaka zbiru energije dve emitovane linije. Svaki takav događaj koji predstavlja sumu vrhova oduzima vrednost od vrhova pune energije. Postoje programi koji se bave tim postupcima, tj. postupcima kojima se deo energije iz vrha koji predstavlja sumu vrhova vraća u jedan, a drugi deo u drugi vrh pune energije. Problem sa tim računom je što program stavlja ogromnu grešku na tako dobijenu vrednost za efikasnost, što značajno otežava procenu koliko

se slažu rezultati dobijeni eksperimentalno i rezultati dobijeni simulacijom, a samim tim i koliko su simulirane vrednosti tačne ili, ukoliko je menjana konfiguracija detektora, koliko je bila ispravna izmena.

Iz prezentovanih podataka se vidi da sve tri geometrije pokazuju dosta dobro slaganje između eksperimentalnih i simuliranih vrednosti, i da razlika između vrednosti uglavnom ne prelazi 10%, što pokazuje da je simulirani proces dosta pouzdan, ali da usled grešaka koje se javljaju kod merenja efikasnosti za pojedine vrhove, nema mesta za drastična povećanja ovog slaganja.

LITERATURA

- [1] International Atomic Energy Agency (2003), „*Guidelines for Radioelement Mapping using Gamma Ray Spectrometry Data*“, Technical Report No. IAEA – TECDOC – 1363, International Atomic Energy Agency
- [2] <http://www.scribd.com/doc/69061179/Gamma-Ray-Spectroscopy>
- [3] J. Slivka, I. Bikit, M. Vesković & Lj. Čonkić (2000), *Gama Spektrometrija: specijalne metode i primene*, Univerzitet u Novom Sadu
- [4] Glenn F. Knoll (1979), *Radiation Detection and Measurement*, John Wiley & Sons
- [5] John G. Webster (editor) (1999), *The Measurement Instrumentation and Sensors Handbook*, CRC Press LLC
- [6] <http://nucleardata.nuclear.lu.se/toi/>
- [7] Geant4 Collaboration, *Geant4 – a simulation toolkit*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 506 (2003) 250 – 303
- [8] <http://geant4.cern.ch/G4UserDocuments/UserGuides/PhysicsReferenceManual/html/PhysicsReferenceManual.html>
- [9] <http://geant4.web.cern.ch/geant4/G4UsersDocuments/UsersGuides/ForToolkitDeveloper/html170/index.html>
- [10] Jonas Boson, Göran Agren & Lennart Johansson (2008), *A detailed investigation of HPGe detector response for improved Monte Carlo efficiency caculations*, Sweden
- [11] S. Hurtado, M. Garca – Leon, R. Garcia – Tenorio (2003), *GEANT4 code for simulation of a germanium gamma – ray detector and its application to efficiency calibration*, Spain
- [12] V. Peyres, E. Garcia – Toraño (2007), *Efficiency calibration of an extended – range Ge detector by a detailed Monte Carlo simulation*, Spain

BIOGRAFIJA



David Knežević je rođen 03.06.1988. u Kninu. Završio je osnovnu školu „Petar Kočić“ u Temerinu i gimnaziju „Isidora Sekulić“ u Novom Sadu. Po završetku gimnazije, upisao se na studije fizike na Departmanu za fiziku Prirodno-matematičkog fakulteta u Novom Sadu, gde je osnovne studije završio sa prosekom 10.00. Tokom studija je učestvovao u nekoliko letnjih škola iz nuklearne fizike i fizike visokih energija, a u prvoj godini osnovnih studija (2007.) je osvojio drugo mesto na Primatijadi u Čanju.

UNIVERZITET U NOVOM SADU
PRIRODNO-MATEMATIČKI FAKULTET

KLJUČNA DOKUMENTACIJSKA INFORMACIJA

Redni broj:

RBR

Identifikacioni broj:

IBR

Tip dokumentacije:

Monografska dokumentacija

TD

Tip zapisa:

Tekstualni štampani materijal

TZ

Vrsta rada:

Master rad

VR

Autor:

David Knežević

AU

Mentor:

dr Dušan Mrđa, docent

MN

Naslov rada:

Komparativna analiza simulirane i eksperimentalne
efikasnosti germanijumskog detektora

Jezik publikacije:

srpski (latinica)

JP

Jezik izvoda:

srpski/engleski

JI

Zemlja publikovanja:

Republika Srbija

ZP

Uže geografsko područje:

Vojvodina

UGP

Godina:

2012

GO

Izdavač:

Autorski reprint

IZ

Mesto i adresa:

Prirodno-matematički fakultet, Trg Dositeja Obradovića
4, Novi Sad

Fizički opis rada:

8 poglavlja/ 40 strana/ 12 citata/ 9 tabela/ 23 slika/ 6
grafika

Naučna oblast:

Fizika

NO

Naučna disciplina:

Nuklearna fizika

ND

Predmetna odrednica/ ključne reči: Efikasnost Ge detektora, Monte Karlo simulacije,

PO Geant4

UDK

Čuva se:

Biblioteka departmana za fiziku PMF-a u Novom Sadu

ČU

Važna napomena:

nema

VN

Izvod:

IZ

Cilj ovog rada je poređenje efikasnosti vrha pune energije HPGe detektora dobijenih eksperimentalnim putem i simuliranih podataka dobijenih Monte Karlo simulacijama pomoću programa Geant 4.

Datum prihvatanja teme od NN veća: 26.10.2012.

DP

Datum odbrane: 30.10.2012.

DO

Članovi komisije:

KO

Predsednik: dr Ištvan Bikit, redovni profesor

član: dr Dušan Mrđa, docent

član: dr Radomir Kobilarov, redovni profesor

član: dr Miroslav Vesović, redovni profesor

UNIVERSITY OF NOVI SAD
FACULTY OF SCIENCE AND MATHEMATICS

KEY WORDS DOCUMENTATION

Accession number:

ANO

Identification number:

INO

Document type: Monograph publication

DT

Type of record: Textual printed material

TR

Content code: Masters thesis

CC

Auhor: David Knežević

AU

Mentor/comentor: Dušan Mrđa, Ph.D, docent

MN

Title: Analysis of simulated and experimental efficiency of germanium detector

TI

Language of text: Serbian (Latin)

LT

Language of abstract: English

LA

Country of publication: Republic of Serbia

CP

Locality of publication: Vojvodina

LP

Publication year: 2012

PY

Publisher: Author's reprint

PU

Publication place: Faculty of Science and Mathematics, Trg Dositeja Obradovića 4, Novi Sad

Physical description: 8 chapters/ 40 pages/ 12 literature/ 9 tables/ 23 pictures/
PD 6 graphs

Scientific field: Physics

SF

Scientifis discipline: Nuclear Physics

SD

Subject/ Key words: Efficiency of Ge detector. Monte Carlo simulation,
SKW Geant4

UC

Holding data: Library of Department of Physics, Trg Dositeja Obradovića 4

HD

Note: none
N

Abstract: The goal of this work was to compare the full energy peak efficiency of HPGe detector calculated experimentaly and data simulated with Monte Carlo method in program Geant4.

Accepted by the Scientific Board: 26.10.2012.
ASB

Defended on: 30.10.2012.
DE

Thesis defend board:

DB

President: Ištvan Bikit, Ph.D, full profesor
Member: Dušan Mrđa, Ph.D, docent
Member: Radomir Kobilarov, Ph.D, full profesor
Member: Miroslav Vesković, Ph.D, full profesor