



UNIVERZITET U NOVOM SADU  
PRIRODNO-MATEMATIČKI  
FAKULTET  
DEPARTMAN ZA FIZIKU



УНИВЕРЗИТЕТ У НОВОМ САДУ  
ПРИРОДНО-МАТЕМАТИЧКИ ФАКУЛТЕТ

ПРИМЉЕНО:	25. СЕП. 2008
ОРГАНИЗ.ЈЕД.	БРОЈ
0603	9   1266

# Ispitivanje mogućnosti primene planarnog scintilatora za mionsku hodoskopiju

- diplomski rad -

Mentor:  
dr Ištvan Bikit

Kandidat:  
Jasna Papuga

Novi Sad, 2008

## **Uvod**

Cilj ovog diplomskog rada jeste ispitivanje mogućnosti da se scintilacioni detektor primeni kao hodoskop za mione. Hodoskop je uređaj koji prikazuje putanju nanelektrisane čestice. Polazeći od pretpostavke da deponovana energija miona u scintilatoru zavisi od upadnog ugla, možemo na snimljenom spektru miona na određenoj energiji da kažemo koliki je deo miona koji padaju na detektor pod raznim uglovima.

Mioni predstavljaju dominantnu komponentu kosmičkog zračenja na nivou mora. Nastaju kao proizvod sudara primarnih čestica sa jezgrima atoma atmosfere. Identifikujemo ih na osnovu scintilacija koje naprave svojim prolaskom kroz scintilacioni detektor. Scintilacije su uglavnom posledica ionizacije i ekscitacije atoma scintilatora.

Rad se zasnivao na simulaciji prolaska miona kroz scintilacioni detektor u programu GEANT4. Puštani su snopovi miona različitih energija (od 1 GeV do 20 GeV u različitim koracima) i pod različitim uglovima u odnosu na normalu detektora (od  $0^\circ$  do  $80^\circ$  u koracima po  $10^\circ$ ). Dobijeni rezultati su obrađeni i upoređeni sa eksperimentalnim rezultatima.

Primena scintilacionih detektora predstavlja novu i jednostavniju metodu za mionsku hodoskopiju. Činjenica je da ne moramo koristiti kompleksne detektorske sisteme (žičane komore, koincidentno vezani detektori) čini ovu metodu primamljivom i vrednom istraživanja.

## Mioni

### Otkriće

Kao objašnjenje nuklearnih sile, japanski fizičar Jukava (H. Yukawa) predložio je uvođenje jedne nove čestice, mezona. On je svoju teoriju razvio po analogiji sa elektromagnetnim silama. Prema tome, sila između dve nanelektrisane čestice je rezultat izmene virtualnih fotona. Ovo se dobija kao primena teorije perturbacije u kvantnoj elektrodinamici. Po Hajzenbergovom principu neodređenosti je dozvoljeno da sistem za neko kratko vreme stvori foton određene energije. Što interakcija duže traje, to je manja dozvoljena energija virtualnih fotona. Elektromagnetne sile imaju beskonačan domet, stoga je masa fotona jednaka nuli.

Za razliku od elektromagnetnih, nuklearne sile imaju kratak domet  $\sim r^{-7}$ . Po Jukavi, čestice koje posreduju pri nastanku nuklearnih sile između nukleona u jezgru, imale bi masu 275 puta veću od mase elektrona. Kada bi se sistemu predala energija veća od ekvivalenta mase čestice, očekivano je da se ova virtualna čestica može oslobođiti.

Uprkos otkrićima nekih drugih elementarnih čestica (neutron, pozitron), Jukavina teorija je ostala prilično neopažena. Tek dve godine nakon, Anderson (C. Anderson) i Nedermajer (S. Neddermeyer) su, izučavajući domet, moment i ionizaciju kosmičkih zraka u maglenoj komori, pronašli česticu iz prodrorne komponente kosmičkog zračenja istog nanelektrisanja kao elektroni i mase otprilike 200 puta veće od elektrona.

U prvoj polovini četrdesetih godina 20. veka, M. Conversi, E. Pancini i O. Piccioni su eksperimentalno proučavali raspad pozitivnih i negativnih čestica prodrorne komponente kosmičkog zračenja u različitim materijalima. Pokazano je da se pozitivni mezoni iz kosmičkog zračenja raspadaju kada bivaju zaustavljeni i u materijalima lakših i u materijalima težih elemenata, dok se negativni mezoni raspadaju samo pri zaustavljanju u lakšim elementima. Zaključeno je da mioni ne mogu biti mezoni koje je Jukava predviđao, jer ne reaguju jakom interakcijom sa atomskim jezgrima i po svojim karakteristikama odgovaraju teškim elektronima. Dakle, mioni se ne sudaraju sa jezgrima atmosfere, već su proizvedeni u pljuskovima kosmičkog zračenja.

Povel (C. Powell) je 1947. godine sa grupom naučnika našao vezu ranijih eksperimentalnih rezultata. Otkrio je dve vrste mezona u kosmičkom zračenju, pri čemu se teži u veoma kratkom vremenu raspada u lakši mezon i neutralnu česticu. Potom se lakši raspada na elektrone i neutralne čestice. Teži su nazvali  $\pi$  mezon (pion), a lakši  $\mu$  mezon (mion). Kasnije se ispostavilo da ne spadaju u istu familiju čestica, pošto se pion sastoji od kvarkova, a mion je lepton. Stoga je ime  $\mu$  mezon nepravilno i koristi se samo mion.

### Osobine

Mion je fundamentalna čestica, fermion (spin  $1/2$ ) sa negativnim nanelektrisanjem. Po osobinama je bliži elektronu nego mezonima, stoga je klasifikovan u leptonsku familiju fermiona zajedno sa elektronom i neutrinom. Osnovne osobine su prikazane u tabeli 1.

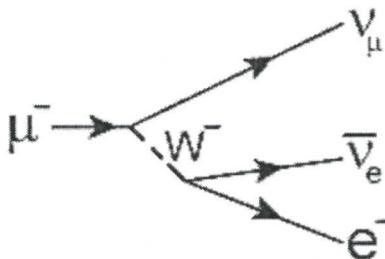
Oznaka	$\mu^-$
Nanelektrisanje	-e
Masa	$1.88 \cdot 10^{-28} \text{ kg}$ ( $105.66 \text{ MeV/c}^2$ )
Spin	$1/2$ (fermion)
Srednje vreme života	$2.2 \cdot 10^{-6} \text{ s}$
Interakcija	slaba, elektromagnetna, gravitaciona

Tabela 1.: Osnovne osobine miona

Mionova antičestica  $\mu^+$  se razlikuje od miona samo u nanelektrisanju +e. Pokazano je da je ispoštovana osobina invarijantnosti, jer su vremena života  $\mu^+$  i  $\mu^-$  jednaka.

Raspad miona se odvija po jedinstvenom kanalu. Proizvodi raspada  $\mu^-$  su elektron, elektronski antineutrino i mionski neutrino, a proizvodi raspada  $\mu^+$  su pozitron, elektronski neutrino i mionski antineutrino [Burcham74]:  $\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$  i  $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$ .

Fajnmanov (Feynman) dijagram je prikazan na slici 1., a dok tabela 2. prikazuje osobine leptona.



Slika 1.: Raspad miona

Naziv čestice	Simbol	Masa [MeV/c²]	Nanelektrisanje [e]	Srednje vreme života [s]
Elektron	e	0.511	-1	stabilan
Elektronski neutrino	$\nu_e$	$< 7 \cdot 10^{-6}$	0	stabilan
Mion	$\mu$	105.7	-1	$2.2 \cdot 10^{-6}$
Mionski neutrino	$\nu_\mu$	$< 0.27$	0	stabilan
Tau-lepton	$\tau$	1777.1	-1	$2.96 \cdot 10^{-13}$
Tau neutrino	$\nu_\tau$	$< 31$	0	stabilan

Tabela 2.: Osobine leptona

## Poreklo

Dvadesetih godina prošlog veka konačno je usvojeno mišljenje o postojanju kosmičkog zračenja. Veliku ulogu u tome odigrao je Millikan, koji je izvršio niz merenja na različitim nadmorskim visinama i utvrdio da se atmosfera ponaša kao velika količina apsorbujućeg materijala i da nije izvor kosmičkog zračenja.

Kosmičko zračenje možemo podeliti na primarno i sekundarno.

Primarno kosmičko zračenje koje dolazi u Zemljinu atmosferu čine ogoljena atomska jezgra (oko 98%) i elektroni (oko 2%). Najveću zastupljenost imaju jezga lakih atoma sa visokom energijom, pretežno atomi vodonika (protona) oko 86%, helijumova jezgra oko 12.7%, a samo mali deo čine teža jezga (oko 1.3%) i zastupljeni su skoro svi elementi iz PSE. Energije čestica s kreću u rasponu od nekoliko  $10^3$  eV do preko  $10^{20}$  eV. Mali deo kosmičkog zračenja čine fotoni i na osnovu prevca iz koga dolaze može se verodostojnije utvrditi izvor kosmičkog zračenja. Analizom anizotropnosti pravaca visokoenergetskog kosmičkog zračenja, može se zaključiti da su izvori kosmičkog zračenja supernove, pulsari, kvazari, crne rupe, aktivna galaktička jezgra, radiogalaksije. Treba pomenuti da na Zemlju stižu i neutrini i elektromagnetsko zračenje.

Prema svom poreklu, primarno kosmičko zračenje može biti intergalaktičko, galaktičko i solarno. Udeo intergalaktičkog kosmičkog zračenja koje dolazi do atmosfere je zanemarljiv. Solarne komponenta je veoma promenljiva i pokazuje česte fluktuacije. Komponenta kosmičkog zračenja koja do nas dospeva iz galaksije je malo stabilnija, ali i na

nju utiče Solarna aktivnost. Svakih 11 godina snažni procesi u heliosferi znatno utiču na sunčeve magnetno polje, što ima za posledicu varijacije intenziteta galaktičkog kosmičkog zračenja.

Zbog jake interakcije sa jezgrima u atmosferi, čestice primarnog kosmičkog zračenja ne uspevaju da prođu duboko u atmosferu. Do nivoa mora dospevaju uglavnom lakše čestice, pretežno mioni i elektroni.

Sekundarno kosmičko zračenje nastaje u interakciji čestica primarnog kosmičkog zračenja energija većih od 1 GeV sa jezgrama atoma vazduha. Tom prilikom dolazi do stvaranja elementarnih čestica koje sada čine novu generaciju čestica.

Primarna čestica (nejčešće proton) sudarom se transformiše u neke druge čestice, dok se jezgro cepa na nulkeone. U tim procesima nastaju pioni (80%) i kaoni (20%). Prilikom sudara sa jezgrom, visokoenergetski proton izgubi od 20% do 50% početne energije. Nakon toga, ponovo se sudara sa jezgrom i opet gubi deo svoje energije. Kada mu se energija spusti ispod 100 MeV, on više nije u stanju da stupa u nuklearne reakcije, već energiju gubi putem ionizacije. Naelektrisani pioni, pre nego što se raspadnu na mione i neutrina, u reakcijama sa jezgrima stvaraju nove hadrone.

$$\text{Raspad piona: } \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad \text{i} \quad \pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu .$$

Kaoni nastali u interakciji primarne čestice sa jezgrima atmosfere, takođe se raspadaju na mione ili pione [Yao06]:

$$\kappa^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu , \quad \kappa^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu , \quad \kappa^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0 , \quad \kappa^- \rightarrow \pi^- + \pi^0 , \quad \kappa^- \rightarrow \pi^0 + \mu^- + \bar{\nu}_\mu .$$

Viskoenergetski mioni nastaju prvenstveno raspadom nanelektrisanih piona. Oni primaju oko 80% energije piona i imaju približno isti pravac kao njihovi pretci. Njihov presek za interakciju je oko  $10 \text{ }\mu\text{barn}$ . Zbog relativističke dilatacije vremena, oni stižu do Zemlje iako im je vreme raspada  $\propto 2.2 \cdot 10^{-6} \text{ s}$ . Mioni počinju da se generišu na visini od oko 15 km, a na visini od 10 km već je formirano oko 90% od ukupnog broja miona koji se formira u atmosferi. Znatan broj miona se tokom leta raspada na elektron (pozitron) i neutrino (antineutrino). Oni dele energiju mirovanja miona (105.7 MeV), pri čemu trećinu energije odnosi elektron, dok ostali deo odnose neutrino.

Prolaskom kroz atmosferu, većina miona izgubi svu svoju energiju pre raspada putem ionizacije. Iako se veliki broj raspadne, znatan deo miona dode do površine Zemlje, i to 20% sa energijom od 1 GeV i 80% sa energijom od 10 GeV [Slivka00]. Zbog velike prodorne moći, njihov fluks mnogo sporije opada sa dubinom atmosfere nego fluks njihovih predaka, protona.

Intenzitet kosmičkih miona  $I$  takođe zavisi od upadnog ugla  $\Theta$ . Ta zavisnost data je sledećim izrazom:  $I(\Theta) = I_0 \cdot \cos^n \Theta$ , gde je:  $I(\Theta)$  - intenzitet za ugao  $\Theta$ ;  $I_0$  - intenzitet za  $\Theta = 0^\circ$ ;  $n = 1.85 \pm 0.10$  [Grieder01].

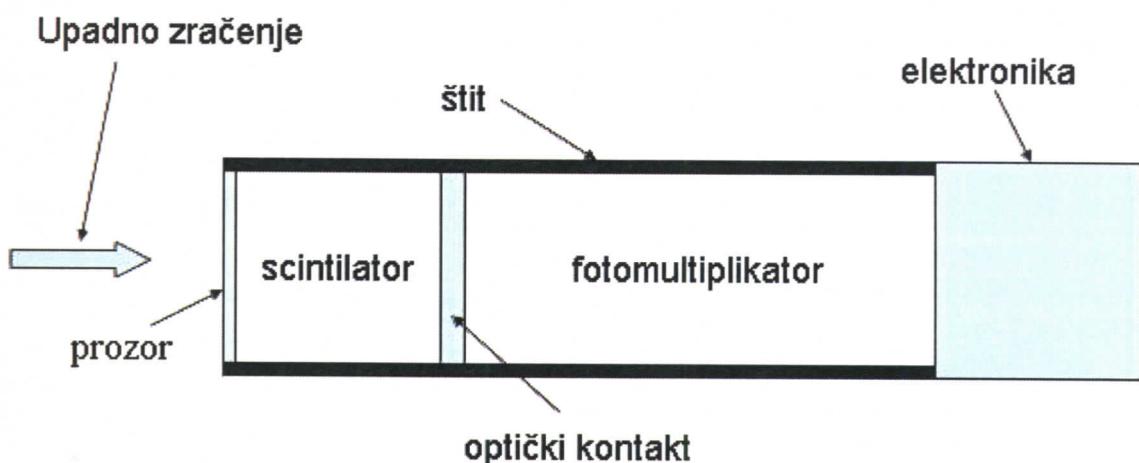
Mioni sa materijom interaguju najviše preko elektromagnetne interakcije. Zbog izuzetno visoke energije imaju veliku prodornu moć, tako da mogu da prođu duboko u površinu Zemlje. Procesi koji preovladuju su ionizacija i ekscitacija, ali takođe, dolazi i do sudara sa izbijanjem elektrona i u manjoj meri, do zakočnog zračenja i stvaranja parova.

## Scintilacioni detektori

Rad scintilacionog detektora zasniva se na činjenici da određeni materijali kada su pogodjeni nuklaernim česticama ili zračenjem, emituju slabu svetlost (scintilacije). Takav material nazivamo scintilator. Na scintilator nadovezujemo fotomultiplikator pomoću kojeg dobijamo električni impuls koji se pojačava i zatim analizira.

Prve primene scintilatora u detekciji čestica bile su izvršene od strane Kruksa (Crookes) još 1903. godine. Međutim, veliki problem je bilo to što su posmatranja bila vršena pomoću mikroskopa. Tek 1944. godine Kurian (Curran) i Baker (Baker) su zamenili mikroskop fotomultiplikatorom i na taj način ga usavršili. Danas scintilacioni detektori imaju široku primenu u nuklearnoj fizici i fizici elementarnih čestica.

Scintilacioni detector se sastoji od scintilatora, fotomultiplikatora i elektronskog uređaja za pojačavanje i obradu impulsa. Scintilator i fotomultiplikator su optički spojeni. Šema scintilacionog detektora data je na slici 2.



Slika 2.: Šema scintilacionog detektora

Kada čestica ili zračenje prolazi kroz scintilator, ono pobuđuje njegove atome (molekule) što dovodi do emitovanja svetlosti. Broj ovih kvanata zavisi o tipu zračenja i materijala scintilatora. Izvestan broj svetlosnih kvanata pada na fotokadu, a njihov broj zavisi od optičkog kontakta između scintilatora i fotomultiplikatora, kao i od prozračnosti kristala za sopstvenu svetlost. Fotoni iz fotokatode izbijaju elektrone. Mlaz tih elektrona se elekrono-optički fokusira i dolazi do dinoda gde se pojačava za nekoliko redova veličine. Izlazni impuls se pojačava pomoću pojačavača, a zatim odbrojava ili analizira.

Opšte karakteristike:

- Visoka energetska osjetljivost (Izlazna svetlost scintilatora je direktno proporcionalna energiji pobuđenja, a znajući da je i fotomultiplikator linearan uređaj, dolazimo do zaključka da je amplituda konačnog električnog signala takođe proporcionalna toj energiji.)
- Velika brzina i kratko vreme razlaganja (Omogućava nam da bliske događaje vidimo kao posebne, što povećava njegovu preciznost.)
- Diskriminator oblika impulsa (Postoji mogućnost razlikovanja tipova čestica analizirajući oblike impulsa emitovane svetlosti. To je uslovljeno pobuđenjem različitih mehanizama fluorescencije pomoću čestica različite ionizacione moći.)
- Velika mogućnost izbora različitih geometrijskih formi, kao i kombinacija u izvođenju eksperimenta.

Scintilacioni materijali pokazuju osobinu nazvanu luminescencija. Luminescentni materijali kada su izloženi određenom obliku energije (svetlost, toplota, zračenje) apsorbuju je, a zatim reemituju u obliku vidljive svetlosti. Ako reemisija nastaje odmah posle apsorpcije, tačnije u roku od  $10^{-8}$ s (srednji život trajanja fluorescentnog stanja  $S_1$ ), ovakav proces se naziva fluorescencija. Sa druge strane, ako je kašnjenje reemisije uzrokovano ekscitacijom metastabilnog stanja, takav proces se naziva fosforescencija.

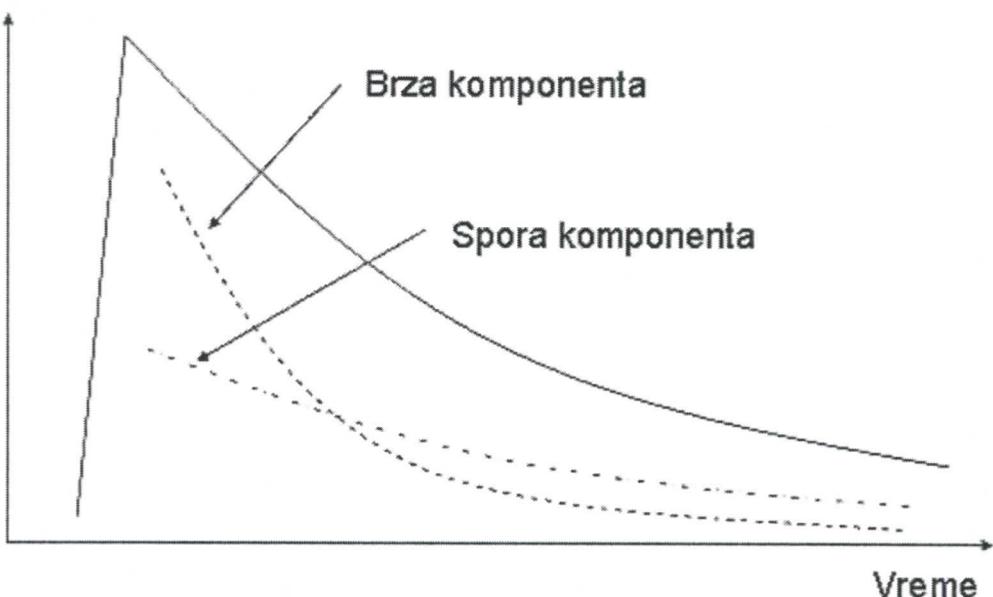
U prvoj aproksimaciji, vremenski razvoj reemisionog procesa može biti opisan jednostavnim eksponencijalnim izrazom [Leo94]:  $N = \frac{N_0}{\tau_d} \exp\left(\frac{-t}{\tau_d}\right)$ , gde je

$N$  - broj fotona emitovanih u trenutku  $t$ ;  $N_0$  - ukupan broj emitovanih fotona;

$\tau_d$  - konstanta raspada. Vreme rasta je obično mnogo duže za većinu materijala nego vreme raspada. Postoje materijali za čiji opis moramo koristiti kompleksniji izraz:

$N = A \exp\left(\frac{-t}{\tau_f}\right) + B \exp\left(\frac{-t}{\tau_s}\right)$ , gde su:  $\tau_f$  i  $\tau_s$  - konstante raspada. Za većinu scintilatora jedna komponenta je mnogo brža od druge, pa ih nazivamo brza (fast) i spora (slow). Vrednosti veličina  $A$  i  $B$  variraju od materijala do materijala, ipak brza komponenta generalno dominira. Na slici 3. dat je grafički prikaz tih komponenti.

Izlazna svetlost



Slika 3.: Vremenski razvoj reemisionog procesa

Iako postoji puno scintilacionih materijala, nisu svi pogodni kao detektori. Generalno gledano, dobar scintilacioni detektor treba da zadovoljava sledeće zahteve:

- Visoka efikasnost u transformaciji izgubljene energije u svetlost-konverzija. Konverzija se definiše kao odnos između izgubljene energije čestice po jedinici puta na izračenu svetlost i odgovarajuće izgubljene energije na ionizaciju

$$[Marinkov76]: C = \frac{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{sv}}{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion}}$$

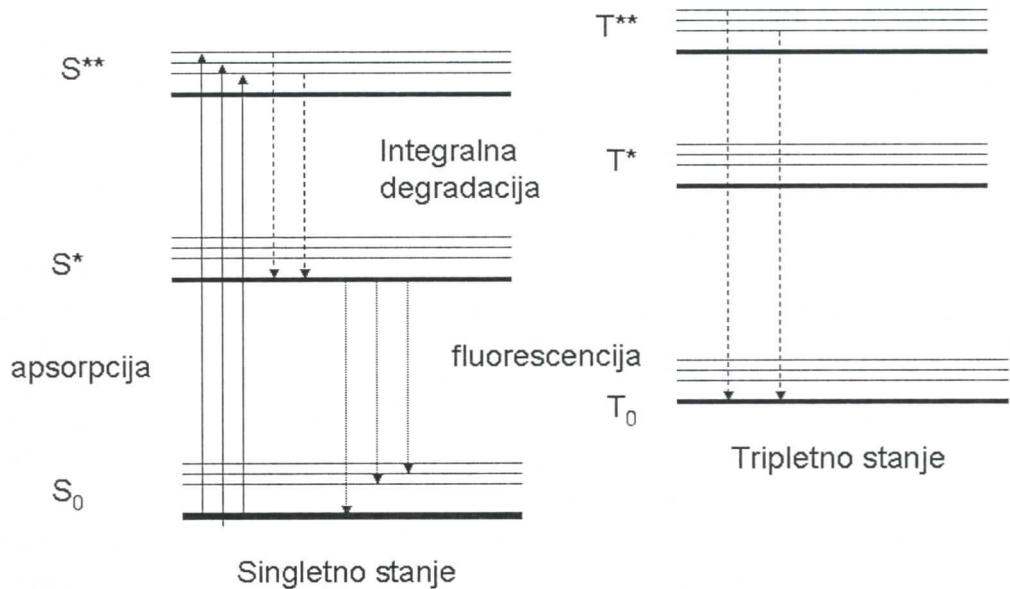
- Transparentnost za sopstvenu svetlost da bi se omogućila emisija iste svetlosti izvan scintilatora.
- Talasna dužina emitovane svetlosti mora odgovarati maksimumu spektralne osetljivosti fotokatode fotomultiplikatora da bi se obezbedila bolja transformacija svetlosti u struju elektrona.
- Scintilator mora biti pogodan za interakciju sa nuklearnim zračenjem (npr. za  $\gamma$ -zrake material sa visokim Z i velikom gustinom, za neutrone da sadrži vodonik).
- Male konstante raspada.
- Karakteristike koje su od posebnog značaja su:
- Svetlosni prinos (ukoliko je veći, lakša je detekcija čestica)
- Vreme svetljenja (gorenja) scintilatora (vreme odgovora)

Danas postoje šest tipova scintilacionih materijala: organski kristali, organske tečnosti, plastični, neorganski kristali, gasni i stakleni.

### Organски scintilatori

To su aromatična ugljovodonična jedinjenja sastavljena od lanaca ili kondenzovanih struktura benzenovog prstena. Njihova najveća razlika u odnosu na druge je veoma kratko vreme raspada (reda nekoliko ns ili manje).

Scintilaciona svetlost ovih jedinjenja raste zbog prelaza koje vrše slobodni valentni elektroni u molekulima. Tipičan energetski dijagram za molekule organskog scintilatora dat je na slici 4.



Slika 4.: Energetski dijagram molekula organskog scintilatora

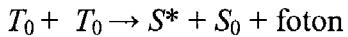
Na slici 4. važe sledeće oznake:  $S_0$  – osnovno singletno stanje,  $S^*$ ,  $S^{**}$  – pobuđena singletna stanja;  $T_0$  – osnovno tripletno stanje,  $T^*$ ,  $T^{**}$  – pobuđena tripletna stanja.

Energetski razmak između elektronskih nivoa je reda nekoliko eV, dok je razmak između vibracionih nivoa reda nekoliko desetina eV.

Jonizaciona energija iz zračenja koje je prošlo pobuđuje oba nivoa, elektronski i vibracioni. Pobuđena singletna stanja deekscituju se odmah ( $\leq 10$  ps) na  $S^*$  stanje (prikazano isprekidanim linijama) bez emisije zračenja i taj proces nazivamo interna degradacija. Sa  $S^*$ , na kome postoji velika verovatnoća za prelaz na jedno od vibracionih stanja na  $S_0$ , desi se

prelaz u samo nekoliko ns. To je proces fluorescencije koji je opisan brzom eksponencijalnom komponentom.

Za pobuđena tripletna stanja, sledi slično objašnjenje kao za gore opisane degradacione procese čija pojava dovodi sistem u najniže tripletno stanje. Iako je prelaz sa  $T_0$  na  $S_0$  strogo zabranjen pravilima izbora, on se ipak nekad dogodi, npr. pri sudaru sa drugim pobuđenim  $T_0$  molekulom:



Jedan od molekula ostaje u  $S^*$  stanju, a zatim pređe u osnovno stanje na način kao što je gore opisano. Ovo svetlo stiže sa zakašnjnjem koje je karakteristično za interakciju među pobuđenim molekulima i predstavlja sporu komponentu svetlosti koja dolazi iz scintilatora. Doprinos spore komponente u ukupnoj izlaznoj svetlosti je bitna samo u određenim organskim materijalima.

Zbog molekularne prirode luminescencije, ovi materijali zadržavaju svoje scintilacione osobine i kao detektori mogu se javiti u obliku čistih kristala i mešavine više komponenti u tečnom ili čvrstom stanju.

### Organski kristali

U ovu grupu spadaju: stilben ( $C_{14}H_{10}$ ), antracen ( $C_{14}H_{10}$ ), naftalin ( $C_{10}H_8$ ). Osim antracena čije je vreme deekscitacije oko 30 ns, ovi kristali imaju kratko vreme odgovora (nekoliko ns). Jedan ozbiljan problem predstavlja anizotropija emitovane svetlosti, tj. za konstantan izvor odgovor kristala se menja sa njegovom orientacijom. Dobijanje dobre energetske rezolucije sa nekolinisanim izvorom stoga predstavlja težak problem.

Oni su tvrdi kristali i veoma istrajni, mada je stilben krhak i više osetljiv na termalne promene od antracena. Zbog navedenih osobina, sečenje ovih kristala na odgovarajući oblik je često težak zadatak. Ove mane su prouzrokovale da su stilben i antracen sve manje u upotrebi. Bez obzira na to, antracen ima najvišu vrednost izlazne svetlosti u odnosu na ostale organske scintilatore. Zbog toga, izabran je za referentnu vrednost izlazne svetlosti i često se ovi podaci izražavaju u procentima antracenove svetlosti.

### Organske tečnosti

To su tečni rastvori jednog (ili više) organskog scintilacionog materijala u organskom rastvaraču. Scintilacioni porces je isti kao što je ranije opisan, međutim, proces apsorpcije energije je različit. U rastvorima, glavni deo energije ionizacije apsorbovan je rastvaraču i zatim se prenosi na rastvorenu supstancu. Ovaj transfer se odvija veoma brzo i efikasno, mada precizni detalji celog mehanizma još uvek nisu poznati.

Neki od najprimenjivijih scintilacionih materijala kao rastvori su p-Terfenil ( $C_{18}H_{14}$ ), PBD ( $C_{20}H_{14}N_2O$ ), PPO ( $C_{15}H_{11}NO$ ) i POPOP ( $C_{24}H_{16}N_2O_2$ ). Kao rastvorene supstance najčešće su upotrebljavani toluen, benzen, fenilcikloheksan i trietilbenzen. Merenja pokazuju da efikasnost tečnih scintilatora raste sa koncentracijom rastvorene supstane. Tipična koncentracija je 3 g po litri rastvarača.

Odgovor kod tečnih scintilatora dobijamo prilično brzo (3-4 ns). Njihova prednost je u tome što im se lako dodaju drugi materijali sa potrebnim karakteristikama radi povećanja efikasnosti za ciljanu primenu. To su na primer, materijali koji imaju veliki presek za neutrone ili materijali koji apsorbuju svetlost jedne frekvencije i reemituju je u drugoj, koja je pogodnija za katodu fotomultiplikatora.

Po pravilu, tečni scintilatori su jako osetljivi na nečistoće u rastvaraču. Nije neobično da se nađe dva različita uzorka istog tečnog scintilatora kod kojih je visina impulsa veća za faktor 2 zbog kontaminacije nečistoća (npr. rastvoren kiseonik).

## Plastići

To su tvdri rastvori organskih materijala u organskim tečnostima. Najšire primenjivani plastići su poliviniltoluen, polifenilbenzen i polistiren. Kao rastvorene supstance primenjuju se p-Terfenil i PBD, koji se rastvaraju u količinama reda 10 g/l. Često se dodaje u veoma malim količinama i POPOP zbog svoje osobine da podiže talasnu dužinu upadne svetlosti. Kod ovih detektora veoma brzo dobijamo signal (konstanta raspada 2-3 ns) i daju veliku svetlost na izlazu. Izlazni impuls može biti najbolje opisan pomoću konvolucijom Gausove i eksponencijalne funkcije. To je prikazano sledećim izrazom [Leo94]:

$$N(t) = N_0 f(\sigma, t) \exp\left(\frac{-t}{\tau}\right), \text{ gde je } f(\sigma, t) - \text{Gausijan}; \sigma - \text{standardna devijacija}.$$

Njihova velika prednost je laka obrada i dobijanje želenog oblika. Proizvode se u raznim oblicima i veličinama, a nisu skupi. Zbog neravne površine lako ih napadaju organski rastvarači (npr. aceton). Međutim, otporni su na silikonska maziva i niskoprocentni alkohol.

Treba još pomenuti da su plastični scintilatori danas najčešće primenjivani detektori od svih organskih detektora u nuklearnoj fizici i fizici elementarnih čestica

## Neorganski kristali

Neorganski kristali su monokristali nekih neorganskih jedinjenja. Ovi detektori se primenjuju kod  $\gamma$ -zračenja, visokoenergetskih elektrona i pozitrona. Danas se najčešće upotrebljavaju NaI(Tl), CsI(Tl), CsI(Na), Bi<sub>4</sub>Ge<sub>3</sub>O<sub>12</sub> (BGO), ZnS(Ag) itd. Imaju dugo vreme gorenja u odnosu na organske scintilatore (2-3 reda veličine tj. oko 500 ns). Mana nekih od jedinjenja (NaI, CsF, KI,LiI) je higroskopnost (upijaju vlagu). Njihove prednosti je velika moć zaustavljanja, koja je uslovljena velikom vrednošću atomskog broja Z i velikom gustinom. Od svih scintilatora, oni poseduju najvišu vrednost izlazne svetlosti što uslovljava bolju energetsku rezoluciju.

Scintilacioni mehanizam neorganskih kristala zavisi od zonske strukture u datom kristalu. Kada nuklearna čestica uđe u kristal moguće su dva procesa. Prvi od njih je jonizacija kristala pobuđivanjem elektrona koji prelazi iz valentne u provodnu zonu. U tom procesu dobijamo slobodan elektron i slobodnu šupljinu. Drugi proces je nastanak ekscitona pobudivanjem elektrona na ekscitonsku zonu, koja se nalazi ispod provodne zone. U ovom stanju elektron i šupljina ostaju zajedno kao par, i kao takvi mogu da se kreću kroz kristal. Ako kristal sadrži atome primeše, dodatni elektronski nivoi mogu da nastanu u zabranjenoj zoni. Ako se slobodna šupljina ili šupljina iz ekscitona sretne sa atomom primeše može da ga ionizuje. Nailaskom nekog novog elektrona ionizovan atoma ga može zahvatiti i pri tom se emituje zračenje. Ako je ovaj prelaz neradiacioni, onda se ovaj atom naziva trap (zamka).

## Gasni scintilatori

U gasnim scintilatorima atomi se individualno pobuđuju i deekscituju na osnovni nivo veoma brzo (oko 1ns), pa im je veoma kratko vreme odgovora. Uglavnom se koriste plemeniti gasovi: Xe, Kr, Ar, He zajedno sa N. Međutim, emituju svetlost u UV oblasti, a talasne dužine su u opsegu u kom fotomultiplikatori nisu efikasni. Jedno od mogućih rešenja je da se zidovi kontejnera oblože materijalom koji "podiže" talasnu dužinu kao što je difenilstilben (DPS). On apsorbije svetlost iz UV oblasti i emituje je u plavo-zelenoj, gde je fotokatoda efikasnija. Drugo rešenje je da se obloži prozor fotomultiplikatora pomenutim materijalom. Primenuju se za detekciju teških nanelektrisanih čestica ili fisionih fragmenata.

## Stakleni scintilatori

Stakleni scintilatori su cerijum dopiran litijumovim ili borovim silikatima. Primenuju se uglavnom kod detekcije neutrona, mada su osjetljivi i na  $\beta$ - i  $\gamma$ -zračenje. Otporni su na sve

organske i neorganske reagense, osim na fluorovodoničnu kiselinu i imaju visoku tačku topljenja. Zbog ovih karakteristika veoma su pogodni za korišćenje u ekstremnim uslovima. Brzina odgovora im je reda nekoliko desetina ns, a izlazna svetlost slabija (oko 25-30% antracenove svetlosti).

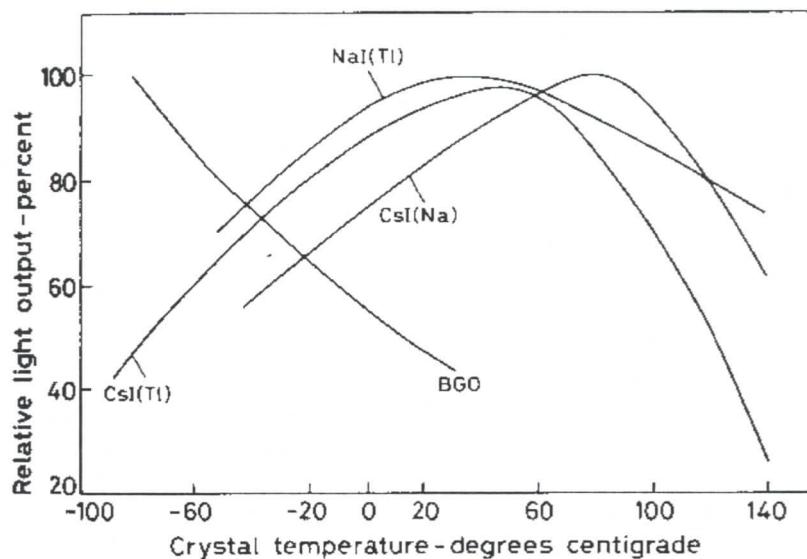
### Odgovor u vidu izlazne svetlosti

Izlazna svetlost scintilatora zavisi od efikasnosti pretvaranja ionizacione energije u fotone. To je veoma važno za efikasnost i rezoluciju samog scintilatora. Izlazna svetlost je drugačija za različite tipove čestica. Osim toga, za dati tip čestica ne zavisi uvek linearno od energije.

Treba voditi računa kada se izračunava efikasnost scintilacionog detektora, mora se uzeti u obzir i efikasnost fotomultiplikatora budući da su spojeni. Tipična efikasnost je oko 30%. Tako, od svih emitovanih fotona samo 30% će biti detektovani.

### Temperaturska zavisnost

Izlazna svetlost većine scintilatora je funkcija temperature. Zavisnost je slaba pri sobnim temperaturama, ali treba da se uzme u obzir ako je željena temperatura različita od sobne. Kod organskih scintilatora, izlazna svetlost je praktično nezavisna od temperature u oblasti od -60 do +20°C, ali postoji skok na 95% od te vrednosti na temperaturi od +60°C. Izlazna svetlost kod neorganskih kristala je mnogo osetljivija na temperaturu, što je prikazano na slici 5.



Slika 5.: Tempaturska zavisnost

### Diskriminator impulsnog oblika

U scintilatorima obe komponente (brza i spora) reemisionog procesa zavise od deponovane energije po jedinici dužine  $\left(\frac{dE}{dx}\right)$  u nekom stepenu. Ako je zavisnost jaka,

prosečna konstanta raspada emitovanog svetlosnog impulsa variraće sa tipom eksitovanog zračenja. Takvi scintilatori su u mogućnosti da vrše diskriminaciju na osnovu oblika impulsa tj. mogu da razlikuju tipove upadnih čestica po obliku emitovanog impulsa.

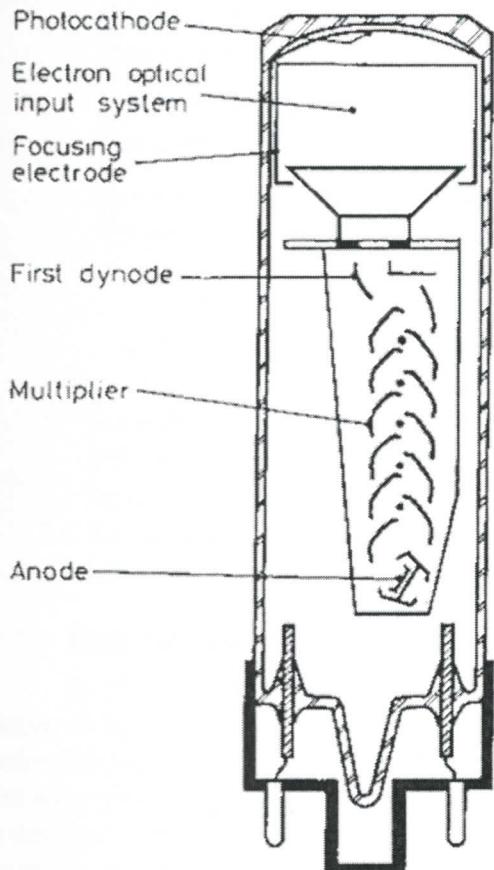
Objašnjenje ovog efekta leži u činjenici da obe komponente potiču od deekscitacije sa različitim nivoa u scintilatoru. U zavisnosti od energije koju čestica pređa, ovi nivoi su

srazmerno popunjeni, pa će relativni intenziteti brze i spore komponente biti različiti za različito  $\frac{dE}{dx}$ .

Treba napomenuti da razlike u konstantama raspada su takođe zbog osetljivosti na spoljašnje faktore kao što su temperatura, nečistoće u scintilatoru, itd., tako da varijacije u njegovim komponentama mogu biti očekivane od brojača do brojača.

## Fotomultiplikator

Fotomultiplikator je elektronska cev koja pretvara svetlost u merljivu električnu struju. On se sastoji od katode, sistema dinoda i anode. Na katodu dovedemo negativan, a na anodu pozitivan pol izvora visokog napona. Razdelnikom napona uspešno je realizovana raspodela potencijala od katode ka anodi. Takođe, njime je omogućeno i podešavanje koraka porasta napona od katode ka anodi koja se nalazi na najvišem potencijalu. Ova raspodela potencijala je neophodna za ubrzavanje i umnožavanje elektrona. Šema fotomultiplika data je na slici 6.



Slika 6.: Šema fotomultiplikatora

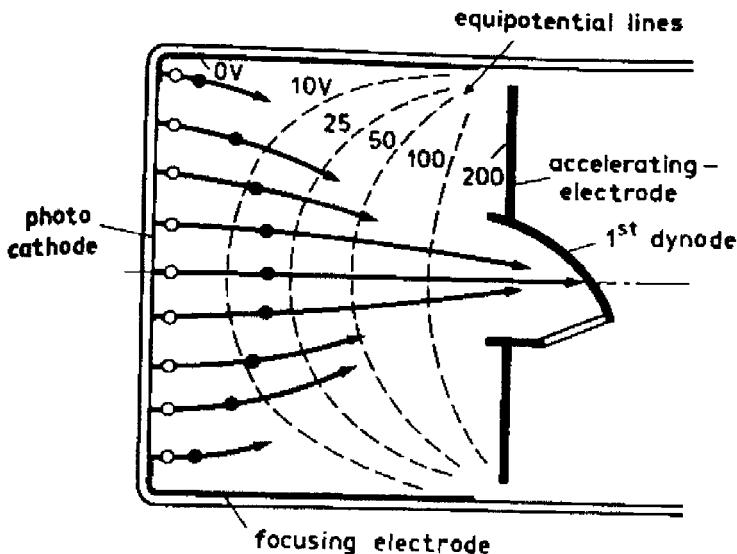
Zbog uslova da do fotoefekta može doći samo za zračenje koje ima veću vrednost frekvencije od granične za određen materijal ( $\nu > \nu_g \Rightarrow \lambda < \lambda_g$ ,  $\lambda_g = \frac{c}{\nu_g}$  - crvena granica fotoefekta), efikasnost fotoelektrične konverzije jako zavisi od frekvencije upadnog zračenja i strukture materijala. Uvodimo dve veličine koje zavise od  $\lambda$  (talasna dužina upadne svetlosti): kvantni prinos i osetljivost katode na zračenje.

Kvantni prinos  $\eta(\lambda)$  definisemo kao odnos broja generisanih fotoelektrona i broja upadnih fotona na katodu ( $\lambda$ ), gde je  $\lambda$  - talasna dužina upadne svetlosti.

Ceo proces se može opisati na sledeći način. Kada foton iz scintilatora pogodi katodu, koja je napravljena od fotoosetljivog materijala, dolazi do emisije elektrona (fotoefekat). Taj elektron se zatim ubzava i usmerava na prvu dinodu iz koje izbija dva ili više elektrona. Ovaj proces se naziva sekundarna emisija. Zatim se i ovi elektroni ubrzavaju i usmeravaju do sledeće dinode. Broj elektrona se brzo povećava od dinode do dinode. Na kraju, elektroni stižu do anode i mi dobijamo struju koju možemo dalje analizirati.

Fotomultiplikator može raditi u kontinualnom ili impulsnom (kod scintilatora) režimu rada. U oba režima, ako za katodu i sistem dinoda možemo prepostaviti da su linearni, izlazna struja fotomultiplikatora biće direktno proporcionalna broju upadnih fotona. Iz toga zaključujemo da scintilacioni detektor preko scintilacionog materijala i fotomultiplikatora nam daje informaciju ne samo o prisustvu čestica, već i o deponovanoj energiji u scintilatoru.

Dok, osetljivost katode na zračenje možemo definisati kao:  $S(\lambda) = \frac{I_k}{P(\lambda)}$ , gde je  $I_k$  - fotoelektrična emisija sa katode,  $P(\lambda)$  - snaga upadnog zračenja. Ova veličina se često daje u relativnom odnosu sa kvantnim prinosom kao:  $S(\lambda) = \lambda \eta(\lambda) \frac{e}{hc}$ , što posle ubacivanja vrednosti konstanti možemo napisati kao:  $S(\lambda) = \frac{\lambda \eta(\lambda)}{1240}$  [A/W].



Slika 7.: Sakupljanje i fokusiranje elektrona

Bez obzira na konstrukciju, dva uslova moraju biti zadovoljena:

1. Sakupljanje mora biti što je moguće efikasnije (što veći broj emitovanih elektrona treba da stigne do dela gde se vrši njihovo umnožavanje, bez obzira sa kog mesta kreću sa katode)
2. Vreme koje je potrebno emitovanom elektronu da pređe od katode do prve dinode mora biti nezavisno od mesta sa kog je emitovan.

### Deo za umnožavanje elektrona (EMS – Electron-Multiplier Section)

EMS služi da od fotona, koji dolaze iz scintilatora, pomoću sekundarne emisije sa dinoda dobijemo merljivu struju na anodi fotomultiplikatora. Koeficijent sekundarne emisije svake dinode označavamo sa  $m$ . Teorija sekundarne emisije elektrona je veoma slična kao kod fotoelektrične emisije, jedino što je sad foton zamenjen elektronom. Pri sudaru, energija se direktno predaje elektronima materijala dinode što uslovljava sekundarnu emisiju. Takođe, mora biti primenjeno električno polje između dinoda koje ubrzava i usmerava elektrone duž umnožavača. Materijali od kojih se prave dinode moraju da zadovolje sledeće uslove:

1. Visok koeficijent sekundarne emisije  $m$  (srednji broj sekundarnih elektrona po primarnom elektronu)
2. Stabilnost sekundarne emisije
3. Nizak šum

Većina fotomultiplikatora sadrže od 10 do 14 dinoda, sa ukupnim postignutim povećanjem do  $10^7$ .

Posle emisije sa fotokatode, elektroni moraju biti sakupljeni i fokusirani pre nego što uđu u prostor gde će se umnožavati (sistem dinoda). Ovaj zadatak se rešava pomoću elektron-optičkog ulaznog sistema koji je prikazan na slici 7. U većini fotomultiplikatora, prikupljanje i fokusiranje se vrši pomoću električnog polja. Primena magnetnog i elektromagnetskog polja u te svrhe principijelno je moguća, ali veoma retka.

## Spektar elektrona

Sistem za umnožavanje elektrona trebao bi dati isto povećanje za sve elektrone fiksiranih energija koji ulaze u sistem dinoda. Međutim, u praksi to nije moguće zbog statističke prirode procesa sekundarne emisije. Pojedinačni elektroni iste energije koji ulaze u sistem će proizvesti različit broj sekundarnih elektorna, što dovodi do fluktuacija u porastu. Dobra merenja stepena fluktuacije iz sistema za umnožavanje elektrona daje nam spektar izlaznog impulsa fotomultiplikatora koji se dobija ulaskom pojedinačnih elektrona. Ova raspodela daje odgovor sistema za umnožavanje, a ostvaruje se osvetljavanjem fotomultiplikatora veoma slabom svetlošću, kod koga je verovatnoća da u umnožavač uđe više od jednog elektrona jako mala. Zbog prethodno pomenutih efekata, oblik izlaznog impulsa će biti drugačiji za svaki pojedinačan elektron. Integraljenjem svakog strujnog impulsa dobijamo novi impuls čija je amplituda proporcionalna ukupnom dobijenom nanelektrisanju i iz toga se može odrediti pojačanje. Crtanjem svakog događaja u funkciji pojačanja dobijamo zatim odgovor umnožavača.

## Pojačanje i napajanje

Pojačanje fotomultiplikatora zavisi od broja dinoda i koeficijenta sekundarne emisije  $m$ , koji je funkcija energije primarnog elektrona. U sistemu za umnožavanje, energija upadnog elektrona na svaku dinodu zavisi od potencijalne razlike između tih dinoda ( $V_d$ ), što možemo napisati u obliku:  $m = KV_d$ , gde je  $K$  – konstanta proporcionalnosti. Pod pretpostavkom da je primjenjeni napon jednak razdeljen među dinodama, faktor pojačanja fotomultiplikatora možemo izraziti kao:  $G = m^n = (KV_d)^n$ , gde je  $n$ - broj dinoda.

## Razdelnik napona

To je sistem koji se sastoji od lanca otpornika izabranih tako da daju željeni napon na svakoj dinodi. Pri konstrukciji razdelnika, dolazi do pojava smetnji zbog velikih varijacija napona među dinodama, što uzrokuje promene struje u cevi. Ove varijacije mogu uticati na ukupno pojačanje i linearnost fotomultiplikatora. Zbog toga je važno da struja u lancu otpornika bude velika u poređenju sa strujom u cevi. Može se pokazati da promena pojačanja zavisi na sledeći način [Leo94]:  $\frac{\Delta G}{G} = \frac{I_{an}}{I_{bl}} \frac{n(1-m)+1}{(n+1)(1-m)}$ , gde je  $I_{an}$  - srednja struja anode;  $I_{bl}$  - struja u lancu otpornika;  $n$ - broj dinoda;  $m$ - koeficijent sekundarne emisije.

## Vreme odgovora i rezolucija

Faktori koji utiču na vreme rezolucije su:

- Varijacija vremena koje je potrebno elektronu da prođe kroz fotomultiplikator-tranzitno vreme (vreme prolaza)
- Fluktuacije izazvane statističkim šumom.

Varijacije vremena prolaza elektrona kroz fotomultiplikator mogu nastati zbog različitih dužina puteva kojima elektroni putuju i energija sa kojima su emitovani sa fotokatode. Na slici 7. je prikazana razlika u putevima koje prođu elektroni za određeno vreme ako su emitovani sa različitih mesta iste katode. Vidimo da elektroni koji putuju duž ose prvi stižu do dinode, dok elektroni emitovani blizu ivice za to vreme pređu tek trećinu puta. Ovaj efekat nazivamo razlika u vremenu prolaza, i dalje raste sa asimetričnošću dinoda. Problem se delimično može rešiti promenom sferne katode ili još efikasnije, primenom električnog polja koje više ubrzava elektrone koji su bliže ivici, nego one koji su na osi.

Pored geometrijskih efekata, takođe, postoje varijacije koje zavise od energije i pravca emitovanih elektrona. Razumljivo je da elektroni emitovani sa većom energijom brže stižu do

dinode nego oni sa manjom. Takođe, elektroni koji su emitovani u pravcu koji je bliži normali na katodu stižu brže od onih čiji je pravac paralelniji njenoj površini. Ovaj efekat ne zavisi od mesta sa kojeg elektron napusti katodu. Možemo ga aproksimirati izrazom:  $\Delta t = -\sqrt{\frac{2m_e W}{e^2 E^2}}$ , gde je:  $m_e = 9.1 \cdot 10^{-31}$  kg;  $g$  – masa elektrona;  $e = 1.6 \cdot 10^{-19}$  C – nanelektrisanje elektrona;  $E$  – električno polje [V/m];  $W$  – energetska komponenta normalna na katodu  $W = \frac{v^2}{2m_e}$ . Za tipične vrednosti  $E = 4$  kV/m i  $W = 0.4$  eV, dobijamo da je  $\Delta t \approx 0.5$  ns. Vreme prolaska u današnjim fotomultiplikatorima je od 0.2 do 0.5 ns.

## Metod Monte Karlo

Monte Karlo metodi su klasa algoritama za rešavanje problema koji se zasnivaju na slučajno biranim događajima. Ovi metodi se najviše koriste u simulacijama u fizici i matematici. Radi svoje pouzdanosti zbog ponavljanja računa i slučajnog biranja događaja, najbolje je da se Monte Karlo metodi rade na računaru.

Termin Monte Karlo metod odnosi se na veoma veliku i široku klasu pristupa. Međutim, svi ovi pristupi prate sledeće korake:

1. Definisanje domena mogućih ulaznih događaja.
2. Generisanje slučajnog biranja ulaznih dogadaja iz domena i izvršavanje određenog računa sa njima.
3. Skupljanje rezultata pojedinačnih računa u konačan rezultat.

Verovatno najpoznatije ranije korišćenje Monte Karlo metoda je bilo 1930. godine, kada je Fermi (E. Fermi) računao osobine novootkrivenog neutrona. Ovaj metod je, takođe, imao ključnu ulogu u simulaciji koje je zahtevao Manhattan Project (razvoj nuklearnog oružja), mada je bio jako ograničen zbog nepostojanja računarskog alata u to vreme. Sa pojavom prvih računara (1945. godine) počelo je dublje proučavanje Monte Karlo metoda. Tokom '50-tih godina prošlog veka su korišćeni u Los Amalosu za razvoj hidrogenske bombe. Dalji razvoj je bio zagarantovan zbog sve šire primene u raznim oblastima.

Monte Karlo simulacioni metodi su veoma pogodni za proučavanje sistema sa velikim brojem stepeni slobode kao što su fluidi ili statistička fizika. Velika primena ovih metoda odnosi se na modeliranje fenomena sa značajnom neodređenošću ulaznih veličina, kao što su procene rizika u poslovanjima. Ovi metodi takođe se uspešno primenjuju za rešavanje integralnih diferencijalnih jednačina zračenja polja i transporta energije i tako se koriste u modelima koji proizvode fotorealistične slike virtuelnih 3D modela u video igricama i specijalnim efektima na filmovima.

Činjenica da neke pojave u nuklearnoj fizici – raspad radioaktivnih jezgara, transport čestica kroz materiju, razne interakcije – takođe podležu zakonima verovatnoće i statistike čini Monte Karlo metod primenjivim i u ovom polju. Jedan od programa zasnivanih na ovom metodu je GEANT4 koji će biti opisan u sledećem poglavljju.

## GEANT4

Eksperimenti savremene fizike čestica postavljaju ogromne izazove u razvoju kompleksnih i robusnih softverskih konstrukcija i programa. Od izuzetnog značaja je stalan rast zahteva za tačnim, kompleksnim i sveobuhvatnim simulacijama detektora čestica koji se koriste u eksperimentima. Razlog tome je pojava novih, osetljivih i kompleksnih detektora i pristupačnost velikim računarskim sistemima. Slične okolnosti se javljaju i u srodnim oblastima nauke: u fizici zračenja, nuklearnoj medicini, itd.

Kao odgovor na postavljene zahteve razvijen je objektno-orientisan alat za simulaciju, GEANT4. Glavni deo GEANT4 se sastoji u mnoštvu fizičkih modela koji sadrže interakcije čestica sa materijom u veoma širokom energetskom spektru. Njegova fleksibilnost omogućava simulaciju od najjednostavnijih slučajeva osnovnih interakcija do kompleksnih detektorskih sistema kao što su detektori na LHC-u. Kao kompletan alat za simulaciju on sadrži:

- Geometriju sistema
- Korišćene materijale
- Fundamentalne čestice
- Generisanje primarnih događaja
- Praćenje čestica kroz materijal i elektromagnetsko polje
- Fizički procesi vođeni čestičnim interakcijama
- Odgovor osjetljivih delova detektora
- Generisanje podataka o događajima
- Snimanje interesantnih događaja i tragova
- Vizuelizacija detektora i trajektorija čestica
- Zadržavanje i analiza podataka iz simulacije na različitim nivoima detaljnosti

Korisnici mogu da naprave svoje programe koji su osnovani na mnogobrojnim primerima iz raznih oblasti fizike i srodnih nauka. Zahvaljujući objektno orientisanom jeziku C++ jednostavno se mogu menjati čak i osnovni delovi simulacije. Ovaj program omogućava vizuelan prikaz detektora i događaja u 2D i 3D.

## ***Istorijat***

Prve ideje o razvoju GEANT4 su se pojavile 1993. godine u dvema studijama koje su rađene nezavisno u CERN-u i KEK-u. Obe grupa su radile na istraživanju kako moderna kompjuterska tehnologija može pomoći u poboljšanju postojećeg programa za simulaciju GEANT3, koji je pisan u programskom jeziku Fortran. Ove dve grupe su se ujedinile 1994. godine i predlog o pisanju novog softvera je uručen komitetu za razvoj detektora u CERN-u (CERN's Detector Research and Development Committee). Inicijativa je izrasla u veliku međunarodnu saradnju između zemalja koji aktivno učestvuju u CERN-u. Cilj je bio razvoj programa za simulaciju detektora koji bi bio fleksibilan i funkcionalan da se prilagodi novoj generaciji eksperimenata. Prvobitna oblast primene se ubrzano proširila kada je postalo očigledno da ovakav program mogu koristiti naučnici drugih oblasti (nuklearna fizika, fizika akceleratora, medicinska fizika).

Danas svetski stručnjaci učestvuju u razvoju GEANT4. Valjana dekompozicija problema je dovela do čiste hierarhije softverskih komponenata – biblioteka. Za razvoj i održavanje svake biblioteke je odgovorna grupa stručnjaka. Postoje još dodatne grupe za testiranje, proveru kvaliteta, softverski menadžeri i održavanje dokumentacije. Ovakva podela oblasti i odgovornosti dozvoljava tehničkoj podršci da korisnička pitanja prosleđuju direktno odgovornim grupama.

## ***Mehanizam simulacije***

### ***Događaji***

Primarni verteksi i primarne čestice su reprezentovane posebnim klasama na koje ne utiču druge klase. Ova izolacija omogućava GEANT4 simulacionom programu da se ne oslanja na specifične izbore fizičkih generatora i nezavisnost od specifičnih rešenja istih. Pored toga, primarne čestice mogu predstavljati bilo koju vrstu čestica, čak i one koje ne mogu biti obrađene u GEANT4, kao što su kvarkovi. Takođe, on sadrži predak-potomak veze

za primarne čestoce, tako da taj specifičan lanac raspada može biti važan kod fizičkih generatora.

Klasa G4Event predstavlja događaj koji je glavna jedinica u simulaciji. Ova klasa ne zadržava privremene informacije koje nisu značajni kada je događaj kompletiran. Pre početka obrade, on sadrži primarne vertekse i čestice, a posle informacije pomoću kojih se ceo događaj može rekonstruisati. Činjenica da su G4Event objekti nezavisni omogućuje simulaciju koincidentnih detektorskih sistema. Evaluacija događaja (deponovana energija u detektoru) se može odložiti dok se ne obradi više događaja i tako daje kombinaciju događaja (pile-up).

## **Geometrija i reprezentacija detektora**

Kategorija geometrije omogućava opis geometrijske strukture i prolazak čestica kroz istu. Zahtev za izmenom detektorske geometrije pomoću Computer Aided Design (CAD) sistema – preko ISO STEP standarda – i lake navigacije u takvoj geometriji dovodi do novih optimizacionih tehnika.

GEANT4 ima logičku i fizičku zapreminu. Logička zapremina predstavlja detektorski element određenog oblika, koji može da sadrži druge zapremine u sebi i može imati druge osobine. Ona, takođe, ima pristup drugim informacijama koje su nezavisne od njegovog fizičkog polažaja u detektoru, materijala i osetljivosti detektora. Fizička zapremina predstavlja prostornu poziciju date logičke zapremine u odnosu na glavnu logičku zapreminu. Tako je izgrađena hijerarhijska struktura zapremine prema kojoj se svaka zapremina sastoji od malih zapremina.

Logička zapremina je dalje određena objektom Solid (telo) koji definiše oblik. Tela jednostavnih oblika, kao što je kocka, trapezoidi, sferne ili cilindrične ljske ili odsečci, imaju svoje osobine kodirane u skladu sa konceptom Constructive Solid Geometry (CSG). Složenija tela su definisana preko njihovih graničnih površi koje mogu biti ravni, površi drugog ili višeg reda.

## **Praćenje**

Dobro je poznato da brzina detektorske simulacije zavisi od procesorskog vremena koje je potrebno čestici da pređe jedan korak. Posledica toga je da GEANT4 trasportuje čestice, što je urađeno preko transportnog procesa. Kategorija praćenja kontroliše kad treba da se pozove transportni proces. Praćenje u GEANT4 je nezavisno od tipa čestica i od specifičnih fizičkih procesa, uključujući i transport čestice. Svaka čestica prelazi korak po korak sa tolerancijom koja dozvoljava određenu meru optimizacije ali ipak držeći se zadate tačnosti. Svaki fizički procesi koji je povezan sa česticom može da predloži korak (step).

U zavisnosti od njihove prirode, fizički procesi mogu sadržati jednu ili više karakteristika predstavljenim sledećim akcijama u toku prečenja:

- At rest, za čestice koje miruju (npr. raspad).
- Along step (za vreme koraka). Tu se ubrajaju procesi kao što su gubitak energije i nastajanje sekundarnih čestica koji se odvijaju kontinualno duž koraka.
- Post step, koji se poziva na kraju koraka. Tu se ubraja proizvodnja sekundarnih čestica putem raspada ili interakcije.

Along step akcije se mogu dešavati istovremeno, dok ostali procesi isključuju jedni druge. Klasa za praćenje vodi računa o svakom tipu akcije. Za ove tri akcije, svaki fizički proces ima GetPhysicalInteractionLength koji predlaže korak, i DoIt method koji izvršava akciju. Proces praćenja skenira sve fizičke procese i akcije za datu česticu, i odlučuje koju od njih će pozvati.

## Fizika

Tri tipa akcije koji su opisani gore i odgovarajući virtuelni metodi su definisani u bazi klase G4VProcess.

Raspad čestica: Dužina koraka (ili vreme života za at rest action-akcija u miru) je računato za srednji život čestica. Generisanje proizvoda raspada je mnogo teže, zahteva znanje o koeficijentima grananja i za procese u kojima dobijamo tri ili više produkata potrebna je teorija ili parametar.

Fizika elektromagnetskih procesa: GEANT4 opisuje elektromagnetne interakcije leptona, fotona, hadrona i jona.

Ovaj paket je organizovan kao set od šest kategorija:

1. Standardna kategorija, koja sadrži osnovne procese za elektronske, pozitronske, fotonske i hadronske interakcije.
2. Kategorija niskih energija, koja daje alternativne modele proširene do nižih energija nego u standardnoj kategoriji.
3. Kategorija miona, daje interakcije miona.
4. Kategorija X-zračenja, obezbeđuje specifične kodove za fiziku X-zračenja.
5. Kategorija za optiku, obezbeđuje spricificne kodove za optiku fotona.
6. Razni, sakuplja korisne klase koje koriste druge kategorije.

Paket uključuje sledeće procese: ionizaciju, zakočno zračenje, višestruko rasejanje, Komptonovo (Compton) i Rejljevo (Rayleigh) rasejanje, fotoelektrični efekat, formiranje para, anihilaciju, sinhrotronsko zračenje, scintilaciju, refleksiju, refrakciju, apsorpciju i Čerenkovljev efekat.

U standardnoj kategoriji elektromagnetskih procesa, klasa G4eIonisation računa za elektrone i pozitrone doprinos izgubljenoj energiji u procesu jonizacije i simulira "diskretan" deo jonizacije (npr. produkciju  $\delta$  zraka). Za par  $e^- - e^+$ , on daje vrednosti izgubljene energije, dometa i njihove inverzne za svaki materijal. Klasa G4eBremsstrahlung računa doprinos izgubljenoj energiji tokom niskoenergetskog (mekog) zakočnog zračenja i simulira visokoenergetsko zakočno zračenje. Za elektromagnetne procese hadrona, klasa G4hIonisation računa kontinualno izgubljenu energiju i simulira nastanak  $\delta$ -zračenja. U ovom slučaju tabele izgubljene energije, dometa i inverznog dometa konstruišu se samo za proton i anti-proton. Energije koje izgube drugi nanelektrisani hadroni računaju se iz tabele za ekvivalentnu kinetičku energiju. Gubitak energije, takođe, zavisi i od odsecanja dometa.

U kategoriji miona postoje više klase. Energija koju izgube mioni računa se pomoću klase G4MuEnergyLoss koristeći šeme za izračunavanje slične onim što se koriste u slučaju  $e^+ - e^-$ . Klasa G4MuIonisation računa udeo izgubljene energije u toku jonizacije i simulira odgovarajući "diskretan" proces, izbacivanje elektrona i  $\delta$ -zračenje. Klasa G4MuBresstrahlung izračunava neprekidan gubitak u toku niskoenergetskog zakočnog zračenja i simulira "diskretno", visokoenergetsko zakočno zračenje. Klasa G4MuPairProduction računa izgubljenu energiju tokom niskoenergetskih  $e^+ - e^-$  parova i daje simulaciju nastanka parova.

## Čestice i materijali

Ove dve kategorije opisuju fizičke osobine čestica i materijala u simulaciji interakcije čestice sa materijalom. Čestice su opisane u klasi G4ParticleDefinition, a njihov opis se sastoji u opisu osnovnih osobina čestica (masa, nanelektrisanje, itd.). One, takođe, sa sobom mogu nositi listu procesa na koje su osetljivi. Prvi nivo proširenja ove klase javlja se pri definisanju interfejsa za čestice koje nose informacije kao što su, na primer, ekvivalencija odsecanja dometa i odsecanja energije. Set virtuelnih posredničkih klasa za leptone, bozone,

mezone, barione, itd, dozvoljava primenu konkretnih klasa čestica (npr. G4Electron, G4PionMinus, itd), u kojima su definisane osobine tih čestica i definisana ekvivalencija odsecanja dometa i odsecanja energije.

Dizajn kategorije materijala odražava ono što postoji u prirodi: material je napravljen od jednog elemena ili mešavine više elemenata, a elementi mogu biti sastavljeni od jednog izotopa ili mešavine više njih. Fizičke osobine mogu biti opisane veličinama koje mogu biti zadani direktno (npr. gustina) ili se može koristiti ugrađena baza podataka.

Karakteristike kao što su zračenje i srednji slobodni put, izgubljena energija na ekscitaciju, koeficienti u Bete-Blohovoj (Bethe-Bloch) formuli, itd., se računa za elemente i ako je neophodno, za mešavinu izotopa.

Kategorija materijala, takođe, opisuje površine pri praćenju optičkih fotona.

### **Kako pratimo česticu?**

G4TrackingManager je klasa koja posreduje između kategorija događaja, trajektorije i praćenja. Tracking manager (glavni proces koji je zadužen za praćenje) sadrži neophodne informacije koje razmenjuju viši hijerarhijski objekti (event manager – glavni proces za događaje) i niži hijerarhijski objekti u kategoriji za praćenje. Tracking manager prihvata trajektoriju od event manager i kompletira praćenje.

G4SteppingManager je klasa koja ima veoma važnu ulogu u praćenju čestica. Ona brine o svim informacijama koje razmenjuju objekti iz različitih kategorija, a koji su relevantni za transport čestica (geometrija, interakcija sa materijom, itd.). U primeni algoritma, nasleđivanje hijerarhije interakcija je od velikog značaja. Ovaj hijerarhijski dizajn interakcija omogućava SteppingManager-u da ih drži kao apstraktne objekte tj. nije mu neophodno znanje o konkretnim objektima koji interaguju (npr. zakočno zračenje, stvaranje para, itd.). Stvarno pozivanje različitih interakcija tokom "koračanja" čestica je urađeno pomoću moćne programske tehnike, koja kategoriju za praćenje čini potpuno zaštićenom od promena u dizajnu klase koje se odnose na fizičke proceze. To omogućava da ukoliko u budućnosti dodamo neki novi proces za čestice, tada nije neophodno bilo šta menjati u klasi praćenja.

Objekti klase G4Track predstavljaju čestice koje su sadržane u SteppingManager. Svaki objekt poseduje informaciju o svakom koraku čestice (npr. trenutna pozicija, vreme od početka koračanja, identifikacija geometrijske zapremine u kojoj se nalazi čestica, itd.). Dinamičke informacije o česticama, kao što su impuls i energija, nalaze se objektima iz klase G4DynamicParticle. Takođe, statičke informacije o česticama, masa i nailektrisanje, se nalaze u objektima iz klase G4ParticleDefinition.

Objekti tipa G4TrajectoryPoint sadrže informacije o stanju čestice posle izvršenog koraka. To uključuje informacije o prostoru i vremenu, energije-impulsu, geometrijskoj zapremini, itd. G4Trajectory objekat skuplja sve G4TrajectoryPoint objekte koji pripadaju čestici koja se prati.

### **Rukovođenje procesima**

Zbog mnogobrojnih raznolikosti u interakcijama koje se javljaju pri prolasku čestice kroz materiju, u GEANT4 programu postoji podela na sedam glavnih kategorija procesa: elektromagnetsku, hadronsku, za transport, za raspad, optičku, fotolepton-hadron i za parametrizaciju.

Za svaki tip čestica postoji lista fizičkih procesa koji se pojavljuju prilikom njihovog prolaska kroz detektor. ProcessManager za svaku česticu je vođen tom listom. Korisnik može izabrati fizičke proceze koji su neophodni za njegovu simulaciju i registrovati ih preko njega. ProcessManager takođe sadrži informacija o redosledu DoIt akcija za svaki proces sa liste. U

GEANT4 postoji koncept izmene čestice predstavljen klasom G4ParticleChange, koji je uveden da čuva rezultate iz DoIt tj. konačno stanje na trajektoriji i sekundarne trajektorije. Tako, samo ovi objekti znaju koje osobine fizičkog procesa su korišćene.

Strogo razdvajanje procesa i funkcije praćenja može biti shvaćeno pomoću izmena čestica. Procesi ne mogu direktno promeniti trajektoriju. Oni mogu samo predložiti promene koje nastaju kao rezultat interakcije. Sa druge strane, proces praćenja prihvata i prosuđuje o predlozima iz procesa i okida njihove akcije.

Pristup koji koristi izmenu čestica i apstrakciju fizičkih procesa nam osigurava da lakše razvijamo nove fizičke procese i/ili unapređujemo funkcionalnost postojećih procesa.

### Osetljivost detektora

U GEANT4, pogodak predstavlja akumulirani efekat tragova unutar osetljivih delova detektora. Sa druge strane, termin digit predstavlja izlaz detektora. On nastaje iz jednog ili više sudara i/ili iz drugih digita. Zbog široke raznolikosti u primeni, GEANT4 daje samo apstraktne klase za detektorsku osetljivost i sudar/digit.

Svaka logička zapremina može postati osetljiv detektor koji je objekt iz apstraktne klase G4SensitiveDetector. Osetljiv detektor stvara pogodke pomoću informacije iz tekućeg koraka aktivne čestice. Korisnik mora sam da napiše deo koda koji predstavlja odziv detektora. Tokom praćenja čestice, ako je čestica unutar osetljivog detektora poziva se ta funkcija sa relevantnim informacijama.

Digitizacija se mora vršiti "ručno", korisnik sam mora da napiše deo koda koji pretvara informacije o pogodku osetljivog detektora.

### Fizički procesi

GEANT4 se sastoji od mnogobrojnih varijeteta dopunskih i ponekad alternativnih fizičkih modela kojima je opisana fizika elektrona, fotona, miona, hadrona i jona. Hijerarhijska struktura njegove kategorije za procese podeljena je u sedam podkategorija: elektromagnetnu, hadronsku, za transport, za raspad, optičku, fotolepton-hadron i za parametrizaciju.

### Interakcija i raspad

U stvarnosti, čestice prolaze kroz detektore različitih materijala, oblika i veličina pre nego što interaguju ili se raspadnu. Taj prolaz, u simulaciji, je predstavljen koracima. Naš zadatak je da nađemo efikasan način ograničavanja koraka i ako čestica nastavlja kretanje, pripreme parametara za sledeći korak. Prvo računamo rastojanje na kome dolazi do interakcije ili raspada. Verovatnoća da čestica preživi na rastojanju  $l$  je data izrazom [Geant4]:

$$P(l) = e^{-n_\lambda l}, \text{ gde je } \lambda - \text{srednji slobodan put}; n_\lambda = \int_0^l \frac{dl}{\lambda(l)}.$$

Za raspad,  $\lambda = \gamma v \tau$ , gde je  $v$  - brzina;  $\tau$  - srednji život. Za interakciju,  $\frac{1}{\lambda} = \rho \sum_i \frac{x_i \sigma_i}{m_i}$ ,

gde je  $\sigma_i$  - presek  $i$ -tog iztopa;  $x_i$  - udio  $i$ -tog izotopa;  $m_i$  - masa  $i$ -tog izotopa;  $\rho$  - gustina korišćenog materijala. Ne smemo zaboraviti da se  $\lambda$  takođe varira sa izgubljenom energijom i diskontinualno se menja na granicama geometrije.

Postoje više procesa koji utiču na ograničenje koraka. Kontinuirano gubljenje energije može prilično tačno ograničiti korak. Takođe, transportnost insistira da bi korak trebao biti unutar geometrijskih granica. Korisik može da zada maksimalnu dozvoljenu vrednost koraka. Sistem izabere proces čiji je rezultat najmanji korak i poziva njegov post step action. Ako je

to interakcija ili raspad, čestice nestaju i nastaju sekundarne, a ako nije, čestice dobijaju drugu šansu za interakciju ili raspad.

Klasa G4Decay primenjuje at rest and post-step akcije respektivno za raspad koji se desi u mirovanju ili kretanju. Ona odabere vreme raspada ili put prema gore navedenom algoritmu. Takođe, izabere način raspada prema koeficijentima grananja u tabeli za raspad čestica. Korisnik ima slobodu da zada odgovarajuće vreme i način raspada primarnih čestica. U Geant4, konkretne klase koje potiču od G4VDecayChannel se primenjuju na specifične modele i pripisane su svakom načinu raspada.

## **Elektromagnetični procesi**

GEANT4 standardnu fiziku elektromagnetičnih procesa daje varijacije u primeni na elektron, positron, foton i interakcije nanelektrisanih hadrona. Fotonski procesi uključuju Komptonovo rasejanje, pretvaranje  $\gamma$ -kvanta u elektron i mion parove, i fotoelektrični efekat. Nastanak para  $e^- - e^+$  sadrži zakočno zračenje, ionizaciju i produkciju  $\delta$ -zračenja, anihilaciju pozitrona i sinhrotronsko zračenje. Enerjiga koja je izgubljene u toku tih procesa potiče od energije koju izgube u toku ionizacije i zakočnog zračenja. Važnu ulogu u svemu tome ima algoritam koji stvara  $\delta$ -zračenja samo u oblasti granične zapremine.

GEANT4 proces višestrukog rasejavanja može sadržati sve nanelektrisane čestice. On se zasniva na novom modelu simulacije rasejanja čestica nakon urađenog koraka, računajući korekciju na srednju dužinu puta i imajući u vidu pomeranje u stranu. Standardni elektromagnetični procesi su uglavnom efekti shell-strukture atoma i nemogu se očekivati simulacije detalja nižih energija od 1keV.

## **Odsecanje dometa**

GEANT4 prati čestice sve do kraja njihovog dometa. Ali, čestice stvorene u nekoj interakciji koje bi imale domet manji od definisane vrednosti (range cut) uopšte ne uzima u obzir. U ovom slučaju se energija ne-generisane čestice se dodaje deponovanoj energiji tokom ili na kraju koraka koji je izazvao prvobitnu interakciju.

Za neke procese, kao što su zakočno zračenje i  $\delta$ -zračenja, korišćenje odsecanja dometa nije stvar izbora već potrebe, zbog generisanja mnoštva niskoenergetskih elektrona i gama zraka. Energija ne-generisanih čestica se transformiše iz diskretnе komponente procesa u kontinualnu komponentu.

Za sve ovo je potreban brz i efikasan način određivanja dometa čestica date energije u datom materijalu. Važni elektromagnetični procesi generišu tabele domet-energija i dužina apsorpcije-energija za svaki materijal korišćen u bilo kom od procesa. Domet se računa putem numeričke integracije izgubljene energije elektrona/pozitrona, miona, protona i antiprotona. Za druge nanelektrisane hadrone, računamo ga preko obrasca iz tabele za proton [Geant4]:

$$T_s = T \frac{m_p}{m}, \text{ gde je: } T_s - \text{ekvivalentna kinetička energija; } T - \text{kinetička energija čestice; } m - \text{masa čestice; } m_p - \text{masa protona.}$$

Ekvivalentna kinetička energija je energija protona koji ima istu brzinu kao čestica koja je u pitanju. Ovo može biti iskorišćeno zbog činjenice da izgubljena energija u procesu ionizacije zavisi samo od brzine.

Klasa G4VeEnergyLoss računa neprekidnu energiju koju izgube elektroni i pozitroni. Ona se računa kao suma dva različita procesa, a to su ionizacija (klasa G4eIonisation) i zakočno zračenje (klasa G4eBremsstrahlung). Ova klasa konstruiše izgubljenu energiju i tabele dometa za svaki materijal. Prvo se konstruiše i popuni tabela sa izgubljenim energijama, jednostavnim sabiranjem izračunatih udela iz ionizacije i zakočnog zračenja. Zatim se formiraju tabele dometa i njihove inverzne za  $e^+/e^-$  za svaki materijal. U toku simulacije, rešavaju se dva zadatka: određuje se veličina koraka čestice i

računa se izgubljna energija u toku koraka putuzjuće čestice. Račun sradnje vrednosti izgubljene energije koristi  $\frac{dE}{dx}$  i inverzni domet ( $T(r)$ ) tabelu. Glavni gubitak se može opisati preko izraza:  $\Delta T = T(r_0) - T(r_0 - s)$ , gde je:  $r_0$  - domet na početku koraka dužine  $s$ . Za  $s < kr_0$ , gde je  $k$ -proizvoljan parametar, možemo kpristiti aproksimaciju:  $\Delta T \approx s \left| \frac{dE}{dx} \right|$ . Posle izračunavanja glavnog gubitka energije, proces računa aktuelni gubitak tj. gubitak sa fluktuacijama. Fluktuacije se računaju u fluktuacionom modelu GLANDZ.

Energija koju izgube mioni računa se pomoću klase G4VMuEnergyLoss. Princip izračunavanja je isti kao gore opisan, jedino se razlikuju procesi do kojih dolazi. Kod miona imamo pojavu tri procesa: ionizacija (klasa G4MuIonisation), zakočno zračenje (klasa G4MuBremsstrahlung) i direktni proizvod parova  $e^- - e^+$  (klasa G4MuPairProduction).

Kontinualnu energiju koju izgube nanelektrisani hadroni izračunavamo pomoću klase G4VhEnergyLoss. Ovde postoji samo jedan proces, a to je ionizacija (klasa G4hIonisation).

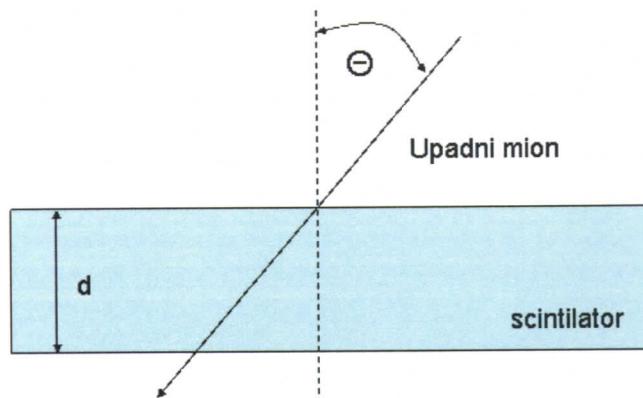
Klasa G4MultipleScattering simulira višestruko rasejanje nealektrisanih čestica u materijalu. Ona simulira rasejanje čestice nakon izvršenog koraka, računajući korekciju na sradnju vrednost dužine puta i srednji bočni pomeraj.

### Proširenje modela za niske energije

U GEANT4 programu uveden je set fizičkih procesa da bi se proširio domen važenja elektromagnetnih interakcija na nižim energijama nego što su energije standardnih elektromagnetnih procesa. Postojeće proširenje pokriva procese elektorna, fotona, pozitivnih i negativnih hadrona i pozitivnih jona. Dalje proširenje koje bi pokrivalo interakciju pozitrona i negativnog jona, još se razvija. Današnja promena na procese elektrona i fotona može koristiti energije manje od 250 eV. Paket niskih energija uključuje fotoelektrični efekat, Komptonovo i Rejljevo rasejanje, zakočno zračenje i ionizaciju. Niskoenergetski procesi, takođe, uključuju i ionizaciju pomoću hadrona i jona. Njima se pridružuju različiti modeli u zavisnosti od energije i nanelektrisanja čestica. U domenu visokih energija ( $> 2$  MeV) Bete-Blobova formula, a u domenu niskih energija ( $< 1$  keV za protone) model elektronskog gasa. U domenu srednjih energija parametrizacija modela zasniva se na eksperimentalnim podacima Ciglera (Zieglera).

## Opis simulacije i obrada rezultata

Rezultati su dobijeni simulacijom prolaska miona kroz scintilacioni detektor dimenzije 25 cm x 25 cm x 5 cm. Simulacije su izvršene u programu GEANT4. Puštani su snopovi miona uvek istog broja (100000), ali različitih energija i pod različitim uglovima. Energije su isle od 1.0 GeV do 20.0 GeV u različitim koracima, a uglovi u odnosu na normalu detektora su menjani od  $0^\circ$  do  $80^\circ$  u istim koracima od  $10^\circ$ . Na slici 8. prikazana definicija ugla  $\Theta$ .



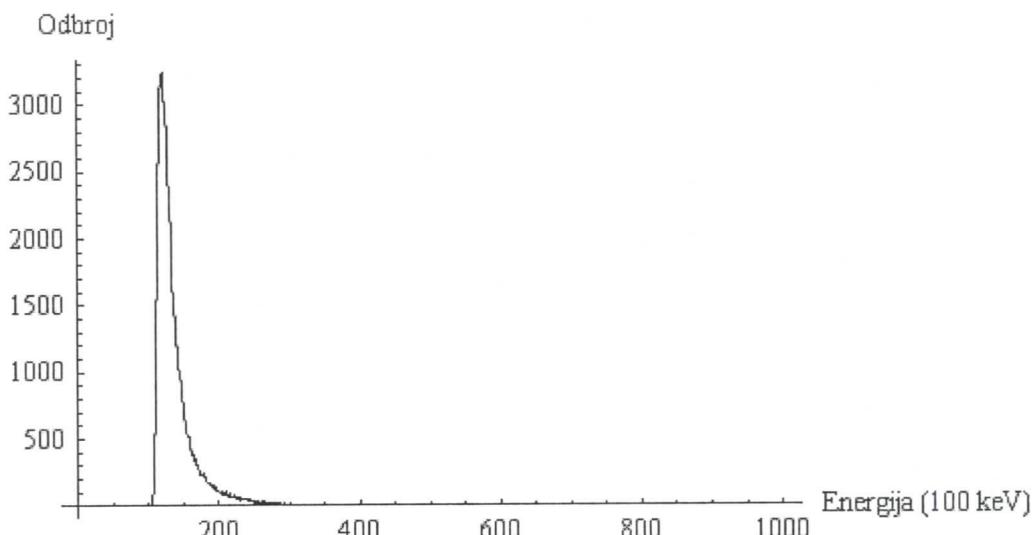
Slika 8.: Definicija ugla  $\Theta$

### Energetska kalibracija

Dobijeni rezultati su zatim obrađeni u programu Mathematica 5.1. Naveden je primer obrade za mione sa energijom 2.0 GeV koji padaju na detektor pod uglom od  $40^\circ$ .

Primer

```
p3=Import["d:\\rezultati\\40deg\\run_3.dat","List"];
Max[p3]
47579.9
Min[p3]
10231.5
k3=BinCounts[p3,{0,100000,100}];
ListPlot[k3,PlotRange→All,PlotJoined→True,AxesLabel→TraditionalForm/@{Energija
[10^2 MeV],Odbroj},TextStyle→{FontFamily→"Times",FontSize→14}]
```



### Ordering[k3,-1]

{121}

koeficijenti udela

k3[[121]]

3249

k3[[134]]/3249//N

0.509695

k3[[147]]/3249//N

0.247153

k3[[160]]/3249//N

0.137889

Rezultati ove obrade prikazani su u tabeli 3., koja daje vrednost vrha deponovane energije [MeV] u zavisnosti od ugla pod kojim padaju mioni i energije koju imaju.

Energija [GeV]	Ugao $\Theta$ [°]								
	0	10	20	30	40	50	60	70	80
1.0	8.9	9.1	9.7	9.7	11.9	14.4	18.6	27.6	57.1
1.5	9.1	9.2	9.5	10.5	11.8	14.5	18.5	27.7	57.8
2.0	9.2	9.3	9.7	10.5	12.1	14.3	18.7	28.3	56.7
2.5	9.1	9.2	9.7	10.7	12.1	14.6	19.1	28.3	57.3
3.0	9.1	9.3	9.7	10.7	12.1	14.5	18.9	28.1	57.1
5.0	9.3	9.1	9.8	10.6	11.9	14.5	18.8	28.0	57.2
7.0	9.2	9.2	9.9	10.6	12.0	14.4	19.0	27.8	56.4
10.0	9.3	9.4	9.7	10.8	12.0	14.5	18.8	28.1	57.7
20.0	9.3	9.4	9.9	10.8	12.0	14.6	19.4	28.7	57.2

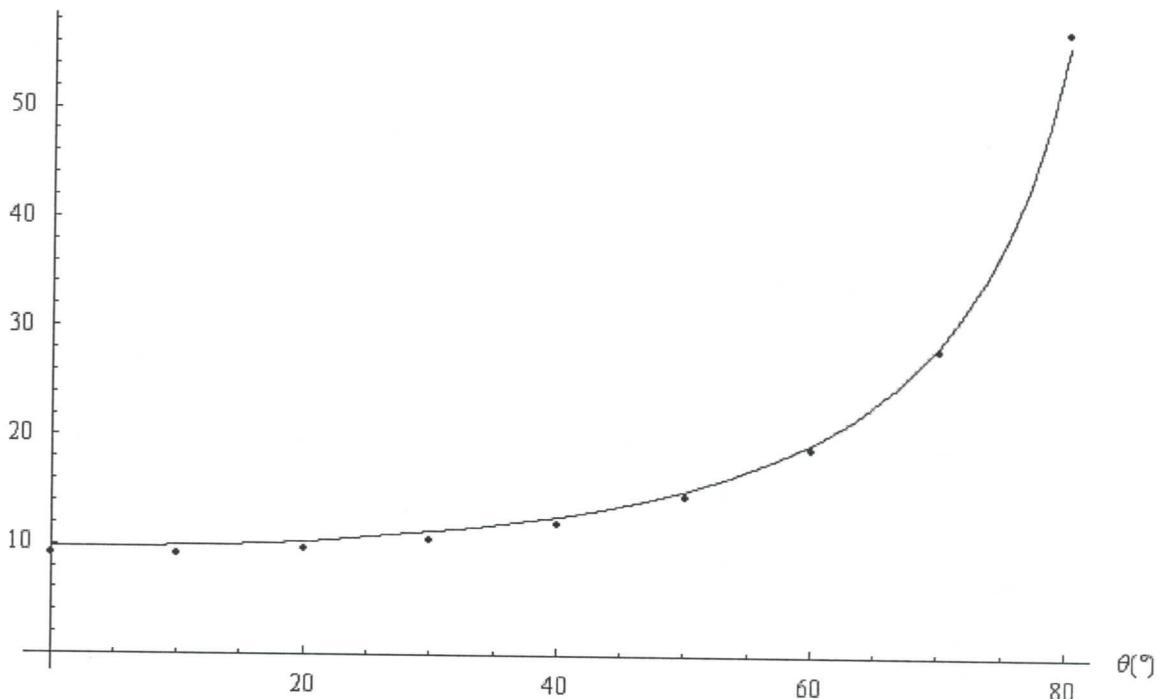
Tabela 3.: Vrh deponovane energije

Iz dobijenih rezultata možemo zaključiti da vrh deponovane energije ne zavisi od energije snopa miona, jer su postojeća odstupanja u okviru eksperimentalne greške. Međutim, uočava se zavisnost od ugla pod kojim mioni padaju na detektor. Sa smanjenjem ugla, vrh deponovane energije se pomera ka nižim energijama. To smo i očekivali, jer sa povećanjem ugla povećava se put koji čestica prolazi kroz detektor, tako da je i vrednost deponovane energije veća. Ova zavisnost je data sledećim izrazom:  $E \propto \frac{dE}{dx} \frac{d}{\cos \Theta} = \frac{c}{\cos \Theta}$ , gde je  $\frac{dE}{dx}$  -

gubitak energije po dužini puta;  $d$  – debljina detektora;  $\Theta$  - ugao između normale detektora i putanje miona pri padu na detektor;  $c = \frac{dE}{dx} \cdot d$ .

Fitovanjem rezultata koji su dati u tabeli 3.u programu Mathematica 5.1 dobijamo grafički prikaz  $E = E(\Theta)$  što je prikazano na slici 9. i na taj način nam je omogućeno da za bilo koji ugao očitamo koliko iznosi vrh deponovane energije.

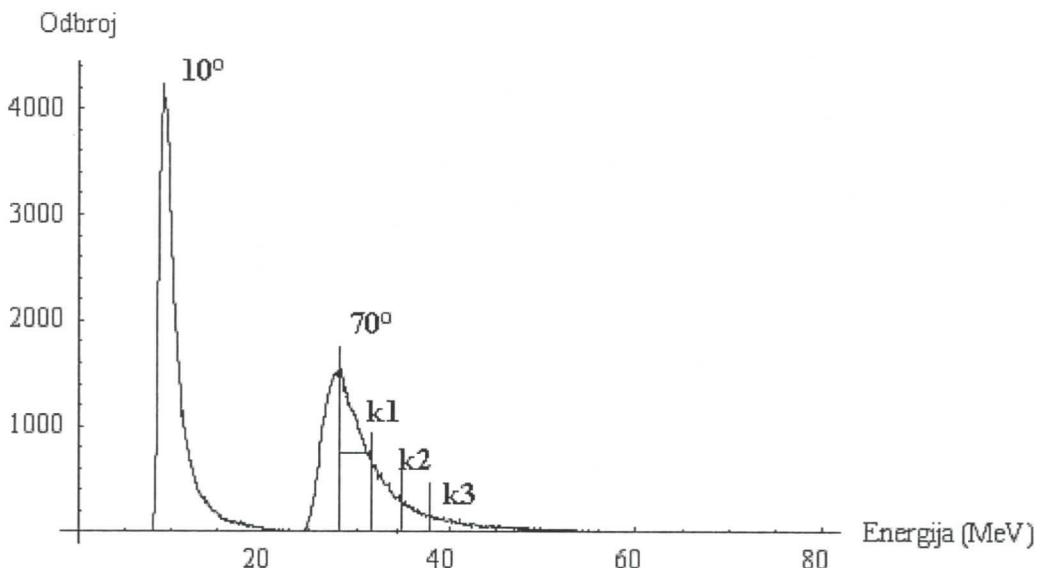
Energija (MeV)



Slika 9.: Zavisnost vrha deponovane energije od upadnog ugla

Pomoću funkcije Regress urađen je fit simuliranih rezultata i dobijena fitovana funkcija ima oblik  $f(\Theta) = a \cdot \frac{1}{\cos \Theta} + b$ , gde očitane vrednosti za koeficiente iznose:  $a = 10.09(4)$  i  $b = -1.13(10)$ . Takođe, dobijena je i vrednost za kvalitet urađenog fita:  $r^2 = 0.999875$ , što ukazuje da je urađeni fit veoma dobar.

Kao primer pomeranja vrha deponovane energije, na slici 10. dati su spektri za dva ugla ( $\Theta = 10^\circ$  i  $\Theta = 70^\circ$ ).



Slika 10.: Vrh deponovane energije za  $\Theta = 10^\circ$  i  $\Theta = 70^\circ$

Sa slike 10. se vidi da spektri imaju različite poluširine na poluvisinama (HWHM-Half Width at Half Maximum).

Da bi se uverili da oblik spektra ne zavisi od ugla (tj. od vrha deponovane energije) možemo kontruisati koeficiente udela  $k_i$  koji su definisani kao  $k_i = \frac{N(i \cdot \sigma)}{N_{vrh}}$ , gde  $N(i \cdot \sigma)$  označava odbroj na energiji vrha koja je povećana za  $i$  ( $i=1,2,3$ ) puta HWHM – kao što se vidi na slici 10. Rezultati su obrađeni u programu Mathematica 5.1. Rađeno je za sve uglove na energijama od 2.0 GeV. U tabeli 4. dat je prikaz tih veličina.

k	Ugao $\Theta [^\circ]$								
	0	10	20	30	40	50	60	70	80
$k_1$	0.515	0.508	0.510	0.534	0.510	0.518	0.511	0.501	0.494
$k_2$	0.246	0.262	0.233	0.231	0.247	0.221	0.231	0.198	0.180
$k_3$	0.131	0.133	0.113	0.114	0.138	0.110	0.107	0.114	0.110

Tabela 4. Koeficient udela

Kao što vidimo iz rezultata, odnosi među odbrojima ( $k_i$ ) su približno konstantni, tako da možemo reći da se oblik spektra ne menja.

### Ugaona rezolucija

Pre nego što uđemo u dublju analizu primene ovog sistema kao hodoskopa, moramo ispitati njegovu rezoluciju. Rezolucija je usko povezana sa prirodnom širinom linije – u našem slučaju to je HWHM vrednost.

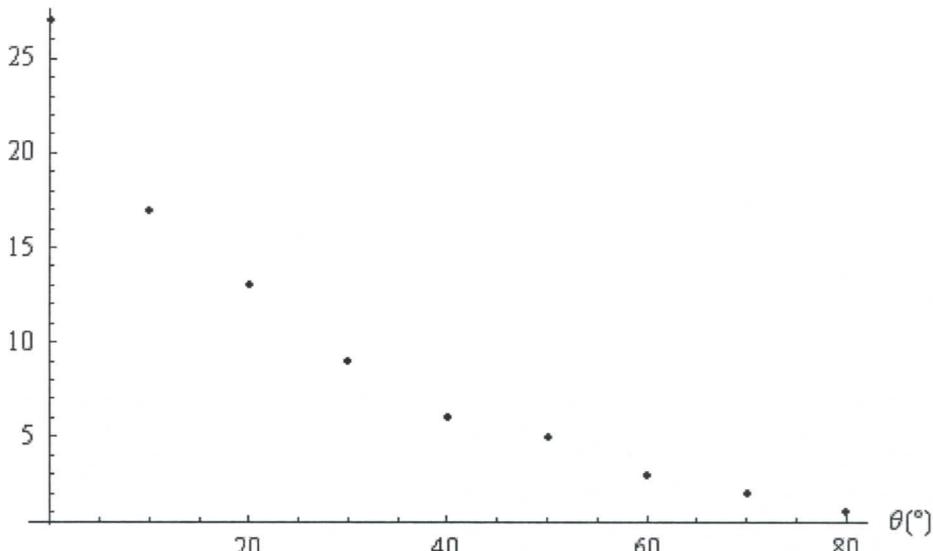
HWHM vrednost možemo pretvoriti u uglove pomoću fitovane funkcije  $E = E(\Theta)$ . Dalje je računato razmazivanje uglova prema manjim i većim uglovima. Ugao  $\Theta$  je dobijen iz izraza za fitovanu funkciju:  $\Theta = \arccos\left(\frac{10.09}{E \mp HWHM + 1.13}\right)$ , gde su iskorišćeni koeficienti dobijeni fitovanjem, a veličina  $E$  predstavlja vrh deponovane energije. Dobijene vrednosti su prikazane u tabeli 5. Oznaka – (+) u toj tabeli predstavlja vrednosti za ugao  $\Theta$  kada u navedenom izrazu koristimo znak – (+). Greške su asimetrične pošto je funkcija strma.

	Ugao $\Theta [^{\circ}]$								
	0	10	20	30	40	50	60	70	80
HWHM[MeV]	1	1	1.2	1.3	1.3	1.8	2.2	3.0	6.4
E [MeV]	9.17	9.24	9.73	10.54	12.00	14.48	18.87	28.07	57.17
-	/	/	/	17	8	7	4	3	1
+	27	17	13	9	6	5	3	2	1

Tabela 5.: Ugaona rezolucija

Na slici 11. dat je grafički prikaz odstupanja uglova (za znak +) u funkciji od  $E$ .

Odstupanje( $^{\circ}$ )



Slika 11.: Odstupanje uglova

## Hodoskop

Kao što se vidi, spektri deponovane energije miona koji padaju pod istim uglom nisu idealno uski. To znači da na nekoj energiji događaju uzrokuju mioni koji padaju pod raznim uglovima. Na osnovu simulacije u sledećoj tabeli 6. je predstavljen ovaj efekat.

$\Theta [^{\circ}]$	Udeo od $\Theta$	Udeo od $(\Theta-10)^{\circ}$	Udeo od $(\Theta-20)^{\circ}$	Udeo od $(\Theta-30)^{\circ}$
0	100%	/	/	/
10	56%	44%	/	/
20	41%	35%	24%	/
30	34%	30%	25%	11%
40	40%	30%	17%	13%
50	62%	23%	15%	0
60	64%	36%	0	0
70	78%	22%	0	0

Tabela 6.: Rezultati simulacije

Račun koji je sproveden opisan je preko primera. Neka izabran ugao bude  $\Theta = 50^{\circ}$ , tako da računamo udele miona koji padaju pod uglovima  $\Theta = 40^{\circ}$  i  $\Theta = 30^{\circ}$ . Na osnovu udaljenosti pika za ugao od  $50^{\circ}$  od pikova za uglove od  $40^{\circ}$  i  $30^{\circ}$  možemo odrediti koliki je rep ovih vrhova na položaju ispitivanog vrha. To određivanje se vrši nakon normiranja za intenzitet upadnih kosmičkih miona ( $I(\Theta) = I_0 \cos^{1.85} \Theta$ ) i za relativne veličine pikova. Veličine pikova su određene za energije 2 GeV i prikazane u sledećoj tabeli 7.

	Ugao $\Theta$ [°]								
	0	10	20	30	40	50	60	70	80
Odbroj	4333	4332	4061	3732	3248	2765	2181	1541	797

Tabela 7.: Odbroj vrha deponovane energije

Udele određujemo na sledeći način:

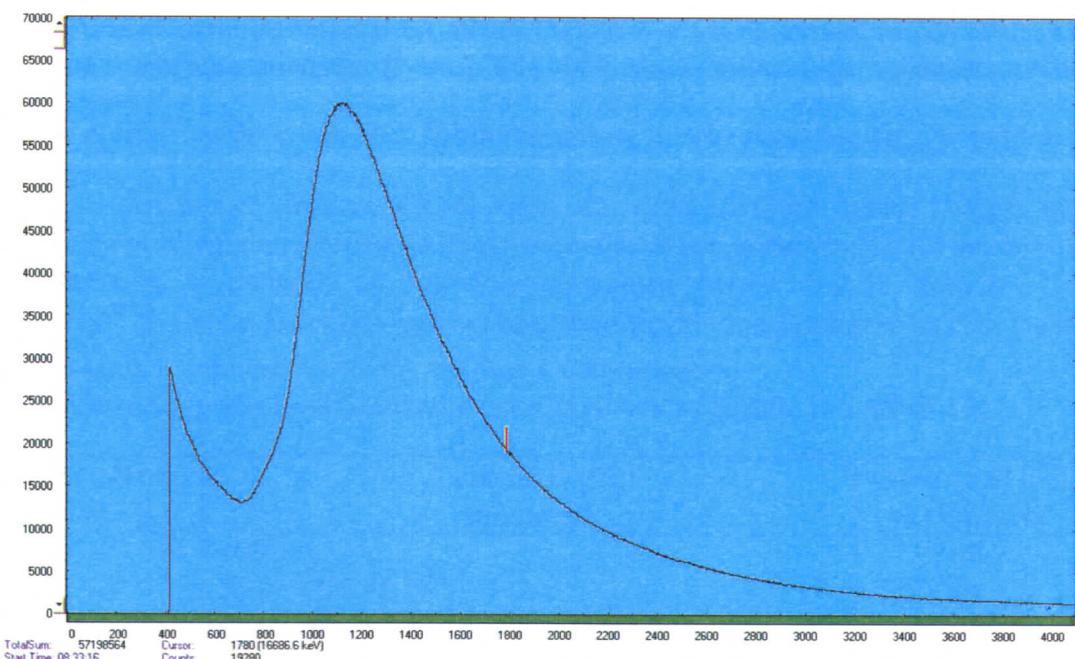
- za  $\Theta = 40^\circ$  vrh upada u 2 HWHM, što daje 23%. Normiranje intenziteta nam daje faktor  $\frac{\cos^{1.85} 40^\circ}{\cos^{1.85} 50^\circ} = \frac{0.61}{0.44}$ , tako dobijamo  $0.23 \cdot \frac{0.61}{0.44}$ .
- za  $\Theta = 30^\circ$  vrh upada u 3 HWHM, što daje 10%, a normiranjem intenziteta dobijano  $\frac{0.77}{0.44}$ .

Dalje koristimo očitane vrednosti za veličine pikova, a koji su navedeni u tabeli 7.

$$2765 + 0.23 \cdot \frac{0.61}{0.44} \cdot 3248 + 0.1 \cdot \frac{0.77}{0.44} \cdot 3732 = 4454$$

Relativnim odnosima dobijamo udele: 62% za  $50^\circ$ , 23% za  $40^\circ$  i 15% za  $30^\circ$ .

Eksperimentalno snimljen spektar je prikazan na slici 12. Mionski vrh je oko 10 MeV, što je u skladu sa simulacijom i sa činjenicom da najviše ima miona koji padaju pod malim uglovima. Spektar obuhvata mione do od 0 do 70 stepeni. Spektar je bio podeljen na olasti koje su zahvatale određen ugaoni interval (od  $0^\circ$  do  $4^\circ$  i  $\pm 2^\circ$  za uglove od  $10^\circ$  do  $70^\circ$ ).



Slika 12.: Eksperimentalni spektar

Dobijeni rezultati su prikazani u tabeli 8.

	Ugaoni interval							
	$0^\circ$ - $4^\circ$	$8^\circ$ - $12^\circ$	$18^\circ$ - $22^\circ$	$28^\circ$ - $32^\circ$	$38^\circ$ - $42^\circ$	$48^\circ$ - $52^\circ$	$58^\circ$ - $62^\circ$	$68^\circ$ - $72^\circ$
Broj kanala	7	12	28	50	80	129	233	555
Početna energija[MeV]	9.16	9.18	9.64	10.34	11.62	13.85	17.83	25.68
Krajnja energija[MeV]	9.23	9.30	9.92	10.82	12.42	15.13	20.15	31.20
Odbroji [x100]	53914	54822	58966	57494	44823	26517	10944	2644

Tabela 8.: Eksperimentalni rezultati

Eksperimentalno izmeren intenzitet miona je  $I_0 = 49.64 \frac{c}{s}$  na osnovu totalnog obroja i vremena merenja. Eksperiment sa simulacijom možemo uporediti na sledeći način. Očitamo odbroje iz eksperimentalnog spektra za intervale uglova iz prethodne tabele 8. Na osnovu toga možemo odrediti eksperimentalno  $I_0$ . Odnos tog broja i teoretski očekivane vrednosti daje procentualni odnos iz prve kolone prethodne tabele. Rezultati koji su normirani na intenzitet vrhova i na efektivnu površinu detektora su prikazani u sledećoj tabeli 9.

Ugaoni interval $\Theta [^\circ]$	Udeo od $\Theta [\%]$	Udeo ostalih uglova [%]
0°-4°	98	2 (20° - 0°)
8°-12°	91	9 (20° - 0°)
18°-22°	73	27 (20° - 0°)
28°-32°	58	42 (20° - 0°)
38°-42°	50	50 (40° - 20°)
48°-52°	50	50 (50° - 30°)
58°-62°	56	44 (60° - 50°)
68°-72°	69	31 (70° - 60°)

Tabela 9.: Eksperimentalni rezultati

Kao primer uzmimo interval od 48°-52°. Odbroj u tom intervalu je 2651700. Ako to podelimo sa vremenom merenja ( $t = 1\ 531\ 989$  s), a zatim i sa vrednošću integrala

$$\left(1 + \frac{d}{L} \tan \Theta\right) \int_{48}^{52} \cos^{2.85} \Theta d\Theta = 0.01747 \text{ dobijemo odbroj u tom regionu koji je jednak } 99.1.$$

Znamo da je očekivana vrednost 49.64, znači da višak uzrokuju mioni drugih uglova. Koeficijent ispred integrala je korekcija za površinu detektora, pošto ne prolaze svi mioni celu debljinu detektora. U integralu se pojavljuje eksponent  $l = n + 1 = 2.85$ , gde  $n = 1.85$  iz  $I(\Theta) = I_0 \cos^{1.85} \Theta$  i zbog korekcije na površinu zbog različitih uglova pod kojima padaju na detektor ceo izraz je množen sa  $\cos \Theta$ , što daje 1 u eksponentu.

Dato poređenje rezultata simulacije i eksperimenta prikazano je u tabeli 10.

Ugaoni interval oko $\Theta [^\circ]$	Udeo od $\Theta [\%]$ simulacija	Udeo od $\Theta [\%]$ eksperiment
0°-4°	100	98
8°-12°	56 (+ 44% od 20°)	91
18°-22°	41 (+ 35% od 30° + 24% od 40°)	73
28°-32°	34 (+ 30% od 40° + 25% od 50° + 11% od 60°)	58
38°-42°	40 (+ 30% od 50° + 17% od 60° + 13% od 70° )	50
48°-52°	62 (+ 23% od 60° + 15% od 70° )	50
58°-62°	64 (+ 36% od 70°)	56
68°-72°	78 (+ 22% od 80° )	69

Tabela 10.: Poređenje simulacionih i eksperimentalnih rezultata

## **Zaključak**

Na osnovu simulacije koja je izvršena, potvrđena je pretpostavka da deponovana energija miona koji dolaze pod istim uglom ne zavisi od energije upadnih miona. Međutim, deponovana energija zavisi od ugla pod kojim mioni padaju na detektor. Za tu zavisnost u radu je urađen veoma dobar fit za teorijsku zavisnost ( $r^2 = 0.999875$ ).

Takođe, u radu je pokazano da su oblici simuliranih spektara isti za mione različitih energija koji padaju pod različitim uglovima.

Određena je i ugaona rezolucija na osnovu simuliranih spektara i može se reći da je na visokim energijama dobra. Međutim, na nižim energijama je loša, što se objašnjava blizinom vrhova deponovane energije za uglove od  $0^\circ$ ,  $10^\circ$  i  $20^\circ$ , gde dolazi do njihovog preklapanja. Prema simuliranim rezultatima teško možemo razlikovati mione koji padaju pod navedenim uglovima.

Neslaganje simuliranih rezultata sa eksperimentalnim možemo objasniti činjenicom da u simulaciju nisu bili uključeni svi realni efekti koji se javljaju u eksperimentu. U simulaciji nije bila uključena scintilacija, već je računata samo deponovana energija u scintilatoru. Takođe, mioni su generisani u grubim koracima po uglovima od  $10^\circ$ . Sve ovo uzrokuje još veću prirodnu širinu simuliranih spektara miona koji padaju pod istim uglovima.

## Reference

- [Burcham87] W.E.Burcham, "Nuklearna fizika-uvod" sa fizikom čestica, 2<sup>nd</sup>ed Longman, Group Limited, London, (1974)
- [Grieder01] P.K.F.Grieder, "Cosmic Rays at Earth", Elsevier, Amsterdam, (2001)
- [Leo94] W.R.Leo, "Techniques for Nuclear and ParticlePhysics Experiments" A how to approach, 2<sup>nd</sup>ed, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York, (1994)
- [Slivka00] J.Slivka, I.Bikit, M.Vesković, Lj. Čonkić, "Gama spektrometrija", specijalne metode i primene, Univerzitet u Novom Sadu, Prirodno-matematički fakultet, Novi Sad, (2000)
- [Marinkov76] L.Marinkov, "Osnovi nuklearne fizike", Univerzitet u Novom Sadu, Prirodno-matematički fakultet, Novi Sad, (1976)
- [Yao06] W-M Yao *et al* 2006 *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 331  
[http://www.oip.org/EJ/article/0954-3899/33/1/001/g\\_33\\_1\\_001.html](http://www.oip.org/EJ/article/0954-3899/33/1/001/g_33_1_001.html)
- [Agostinelli03] S.Agostinelli *et al.*, "Geant4—a simulation toolkit", Nuclear Instruments and Methods in Physics A 506, (2003)
- [Geant4] <http://geant4.web.cern.ch/geant4>

## Sadržaj

Uvod .....	1
Mioni.....	2
Otkriće .....	2
Osobine .....	2
Poreklo .....	3
Scintilacioni detektori.....	5
Organski scintilatori.....	7
Organski kristali.....	8
Organske tečnosti.....	8
Plastici.....	9
Neorganski kristali .....	9
Gasni scintilatori .....	9
Stakleni scintilatori .....	9
Odgovor u vidu izlazne svetlosti .....	10
Temperaturska zavisnost .....	10
Diskriminator impulsnog oblika .....	10
Fotomultiplikator .....	11
Deo za umnožavanje elektrona (EMS – Electron-Multiplier Section).....	12
Spektar elektrona .....	13
Pojačanje i napajanje .....	13
Razdelnik napona.....	13
Vreme odgovora i rezolucija.....	13
Metod Monte Karlo .....	14
GEANT4.....	14
Istorijat .....	15
Mehanizam simulacije .....	15
Dogadjaji.....	15
Geometrija i reprezentacija detektora .....	16
Praćenje.....	16
Fizika .....	17
Čestice i materijali .....	17
Kako pratimo česticu? .....	18
Rukovođenje procesima.....	18
Osetljivost detektora .....	19
Fizički procesi.....	19
Interakcija i raspad.....	19
Elektromagnetski procesi .....	20
Odsecanje dometa .....	20
Proširenje modela za niske energije.....	21
Opis simulacije i obrada rezultata.....	22
Energetska kalibracija.....	22
Ugaona rezolucija .....	25
Hodoskop .....	26
Zaključak .....	29
Reference .....	30

UNIVERZITET U NOVOM SADU  
PRIRODNO-MATEMATIČKI FAKULTET

KLJUČNA DOKUMENTACIJSKA INFORMACIJA

*Redni broj:*

**RBR**

*Identifikacioni broj:*

**IBR**

*Tip dokumentacije:*

**TD**

*Tip zapisa:*

**TZ**

*Vrsta rada:*

**VR**

*Autor:*

**AU**

*Mentor:*

**MN**

*Naslov rada:*

**NR**

*Jezik publikacije:*

**JP**

*Jezik izvoda:*

**JI**

*Zemlja publikovanja:*

**ZP**

*Uže geografsko područje:*

**UGP**

*Godina:*

**GO**

*Izdavač:*

**IZ**

*Mesto i adresa:*

**MA**

*Fizički opis rada:*

**FO**

*Naučna oblast:*

**NO**

*Naučna disciplina:*

**ND**

*Predmetna odrednica/ ključne reči:*

**PO**

**UDK**

*Čuva se:*

**ČU**

*Važna napomena:*

**VN**

*Izvod:*

**IZ**

Monografska dokumentacija

Tekstualni štampani materijal

Diplomski rad

Jasna Papuga

dr Ištvan Bikit

Ispitivanje mogućnosti primene planarnog scintilatora za mionsku hodoskopiju

srpski (latinica)

srpski/engleski

Srbija

Vojvodina

2008

Autorski reprint

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

8 poglavља, 30 strana, 10 tabela, 12 slika

Fizika

Nuklearna fizika

mion, scintilacioni detector, GEANT4, hodoskop

Biblioteka departmana za fiziku, PMF-a u Novom Sadu

Nema

Cilj ovog rada je ispitivanje mogućnosti primene planarnog scintilacionog detektora za mionsku hodoskopiju. To bi omogućilo da na eksperimentalnom spektru na određenoj energiji možemo da kažemo koliki je udeo miona koji padaju pod nekim uglom.

Simulacije prolaska miona kroz scintilacioni detektor su radene u programu GEANT4. Puštani su snopovi miona različitih energija pod različitim uglovima.

Urađena je energetska kalibracija i određena ugaona rezolucija. Obradeni rezultati dobijeni simulacijama upoređeni su sa eksperimentalnim.

*Datum prihvatanja teme od NN veća:*

**DP**

*Datum odbrane: 27.09.2004.*

**DO**

*Članovi komisije:*

**KO**

*Predsednik:* dr Miroslav Vesković

*član:* dr Ištvan Bikit

*član:* dr Dušan Mrda

*član:* dr Radomir Kobilarov

UNIVERSITY OF NOVI SAD  
FACULTY OF SCIENCE AND MATHEMATICS

KEY WORDS DOCUMENTATION

*Accession number:*

**ANO**

*Identification number:*

**INO**

*Document type:*

**DT**

*Type of record:*

**TR**

*Content code:*

**CC**

*Author:*

**AU**

*Mentor/comentor:*

**MN**

*Title:*

**TI**

*Language of text:*

**LT**

*Language of abstract:*

**LA**

*Country of publication:*

**CP**

*Locality of publication:*

**LP**

*Publication year:*

**PY**

*Publisher:*

**PU**

*Publication place:*

**PP**

*Physical description:*

**PD**

*Scientific field:*

**SF**

*Scientific discipline:*

**SD**

*Subject/ Key words:*

**SKW**

**UC**

*Holding data:*

**HD**

*Note:*

**N**

*Abstract:*

**AB**

Monograph publication

Textual printed material

Final paper

Jasna Papuga

dr Ištvan Bikit

The possibility of the application of planar scintillation detector for muon hodoscopy

Serbian (Latin)

English

Serbia

Vojvodina

2008

Author's reprint

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

8 chapters, 30 pages, 10 tables, 12 figures

Physics

Nuclear Physics

muon, scintillation detector, GEANT4, hodoscopy

Library of Department of Physics, Trg Dositeja Obradovića 4

None

The goal of this paper is to investigate the possibility of the application of planar scintillation detector for muon hodoscopy. This would allow us to determine the rate of muons of various angles on gave energy in the experimental spectrum.

Simulations of the passage of muons through the scintillation detector were carried out in GEANT4. Beams of muons were generated with different energy and different incident angle.

The system was calibrated and the angle resolution was determined. The results were compared with experimental ones.

*Accepted by the Scientific Board:*

**ASB**

*Defended on:* 27.09.2008.

**DE**

*Thesis defend board:*

**DB**

*President:* dr Miroslav Vesković

*Member:* dr Istvan Bikit

*Member:* dr Dušan Mrđa

*Member:* dr Radomir Kobilarov

## Kratka biografija

Jasna Papuga je rođena 06.04.1984. godina u Vrbasu. Završila je osnovnu školu OŠ i Gimnaziju "Petro Kuzmjak" u svom rodnom mestu Ruskom Krsturu 1999. godine, dok je gimnaziju u istoj školi završila 2003. godine kao đak generacije. Prirodno-matematički fakultet, odsek za fiziku, smer diplomirani fizičar upisala je 2003. godine. Posle prve i druge godine dobila je izuzetnu nagradu za postignut uspeh, dok je u trećoj godini bila je stipendista Univerziteta u Novom Sadu.

