



UNIVERZITET U NOVOM SADU
PRIRODNO-MATEMATIČKI FAKULTET
DEPARTMAN ZA FIZIKU



MSc. Kristina Bikit

PROMENE NUKLEARNIH SPEKTARA POD DEJSTVOM KOSMIČKOG ZRAČENJA

- DOKTORSKA DISERTACIJA -

Novi Sad

2015.

Predgovor

Zahvaljujem se na podršci, pre svega porodici, prijateljima i kolegama. Veliku zahvalnost dugujem mentoru prof. dr Dušanu Mrđi na ukazanoj pomoći i strpljenju prilikom izrade doktorske disertacije kao i članovima komisije prof. dr Miroslavu Veskoviću, prof. dr Nataši Todorović i prof. dr Jovanu Puzoviću.

Kristina Bikit

Sadržaj

1	Uvod.....	5
2	Interakcija kosmičkog zračenja sa atmosferom	8
	2.1 Sekundarne čestice	9
	2.1.1 Raspad miona.....	11
	2.1.2 Raspad i interakcije sekundarnih čestica	13
	2.2 Elektromagnetni procesi i energetske gubici	15
	2.2.1 Jonizacija i ekscitacija.....	15
	2.2.2 Zakočno zračenje i produkcija para	15
3	Fizika zahvata miona	17
	3.1 O zahvatu miona.....	17
	3.2 Fundamentalni koncepti	19
	3.2.1 Osobine miona i neutrina	19
	3.2.2 Slaba interakcija.....	23
	3.3 Mionski atom.....	26
	3.3.1 Zahvat od strane atoma	26
	3.3.2 Mionska kaskada.....	27
	3.4 Zahvat miona na jezgru	33
	3.4.1 Reakcije (n,p), (p,n) i (d, ^2He) kao modeli.....	34
	3.4.2 Produkcija neutrona	36
4	Spektroskopija događaja indukovanih kosmičkim mionima i mogućnost vremenskog razlaganja ovih događaja.....	38
	4.1 Koincidentne tehnike.....	38
	4.2 Spektroskopija događaja indukovanih kosmičkim mionima	42
	4.3 Eksperimentalna postavka.....	46
	4.4 Vremensko razlaganje događaja indukovanih kosmičkim mionima.....	51
5	Spektrometarski sistem „MIREDO“	65
	5.1 Optimizacija spektrometarskog sistema.....	66
	5.2 Geometrijska postavka eksperimenta.....	83

5.3	Realizacija eksperimenta.....	88
5.4	GEANT4 simulacija eksperimenta.....	91
5.5	Rezultati	100
6	Istraživanje mogućeg uticaja kosmičkog zračenja na verovatnoću radioaktivnog raspada..	119
6.1	α, β spektroskopija pomoću tečnog scintilacionog brojača.....	119
6.1.1	Scintilacioni proces	120
6.1.2	Tečni scintilacioni brojač (LSC) ili analizator (LSA).....	122
6.1.3	Prigušenje (<i>quench</i>) prilikom tečnog scintilacionog brojanja	125
6.1.4	Teorija razdvajanja alfa i beta raspada.....	129
6.2	Ispitivanje varijacija u brzini radioaktivnog raspada ^3H	131
6.2.1	Eksperimentalni postupak.....	132
6.2.2	Rezultati	134
7	Dozni doprinos niskoenergetske komponente sekundarnog kosmičkog zračenja na površini Zemlje	143
7.1	Opis eksperimenta	145
7.1.1	Laboratorijska merenja	145
7.1.2	<i>In-situ</i> merenja	148
7.2	Rezultati	154
7.2.1	Određivanje fluksa fotona i elektrona indukovanih kosmičkim zračenjem.....	154
7.2.2	Određivanje primljenih doza pomoću Monte Karlo simulacija.....	157
7.3	Pregled dobijenih rezultata.....	162
8	Zaključak.....	163
	Literatura.....	165
	Biografija	170

1 Uvod

Kosmičko zračenje utiče na mnoge fizičke i biološke procese na Zemlji. Ovo zračenje delimično potiče iz dubine kosmosa, a delimično i sa Sunca. Primarno kosmičko zračenje se pretežno sastoji od visoko-energetskih protona. Putem nuklearnih interakcija sa jezgrima u atmosferi nastaje mnoštvo sekundarnih čestica, od kojih do površine Zemlje najviše stižu mioni. Mioni su u suštini teški elektroni, imaju isto naelektrisanje i spin kao elektroni, samo im je masa oko 200 puta veća. U poglavlju 2 doktorske disertacije razmatrana je interakcija kosmičkog zračenja sa atmosferom, dok je u poglavlju 3 predstavljena fizika zahvata miona.

Iz kosmosa i sa Sunca do površine Zemlje stižu i nenaelektrisane čestice, neutrini. Neutrini sa materijom interaguju samo slabom interakcijom, tako da je verovatnoća za njihovu interakciju sa konvencionalnim detektorima zanemarljivo mala. Osobine neutrina ni dan danas nisu dovoljno poznate, a najočitiji primer je nepoznavanje činjenice da li neutrino ima masu mirovanja i da li je čestica Dirak ili Majorana tipa.

Savremena kosmološka istraživanja su pokazala da je veliki deo svemira ispunjen tamnom materijom (5% materije poznate fizici, 27% tamne materije i 68% tamne energije). Smatra se da najverovatnije tamnu materiju čine dosad nepoznate teške slabointeragujuće čestice WIMP-ovi (*Weakly Interacting Massive Particles*).

Jednu od bitnih poteškoća u detekciji WIMP-ova predstavlja činjenica da mnogi poznati fizički procesi na jezgrima i atomima nisu dovoljno poznati na ovim izuzetno malim nivoima preseka, odnosno verovatnoće. Tako se malo verovatni retki nuklearni procesi javljaju kao fon (smetnja) za detekciju kosmičkih neutrina i WIMP-ova.

Već pomenuti mioni, koji sa velikim fluksom stižu do površine Zemlje, takođe stvaraju izuzetno veliki fon (smetnju) za detekciju slabointeragujućih čestica.

Najveće svetske laboratorije za izučavanje WIMP-ova i neutrina su zbog toga smeštene duboko ispod zemlje (nekoliko kilometara), jer mioni slabo prodiru kroz ovako debele slojeve.

Deo istraživanja u okviru doktorske disertacije fokusiran je na otkriće mionskih fonskih događaja koji nisu potpuno zanemarljivi čak i na velikim dubinama. Za izučavanje ovih procesa razvijen je niskofonski detekcioni sistem lociran u laboratoriji na Departmanu za fiziku. Spektrometarski sistem MIREDO (*Muon Induced Rare Events Dynamic Observatory*) namenjen je izučavanju retkih procesa koje mioni indukuju na površini Zemlje.

Utvrđivanje specifičnih vremenskih intervala u vremenskom spektru, kojima odgovaraju tačno određene grupe događaja indukovane kosmičkim mionima, omogućava adekvatno odbacivanje ometajućih događaja u željenim energetskim oblastima detektovanih spektara, pri

antikoincidentnom režimu rada ultraniskofonskih sistema. Ova problematika razmatrana je u okviru poglavlja 4 doktorske disertacije.

Sa druge strane, u koincidentnom režimu je moguće registrovati specifične mionski indukovane procese u različitim materijalima i detaljno ih proučavati, odabirom adekvatnog koincidentnog intervala, odnosno vremenskim razlaganjem procesa koji imaju različite mehanizme nastanka. Takođe, ukoliko su poznati mehanizmi interakcije miona sa različitim materijalima, kao i zavisnost preseka ovih interakcija od atomskog broja materijala, ostvaruje se bolja teorijska osnova za analizu rezultata niskofonskih merenja, što bi vodilo lakšoj detekciji slabointeragujućih čestica. Uspešnost realizacije ovih ciljeva pomoću spektrometarskog sistema MIREDO izložena je u okviru poglavlja 5 ove doktorske disertacije.

U okviru savremenih istraživanja u fizici je formulisana i teza da kosmički događaji mogu da utiču i na verovatnoću radioaktivnog raspada. Jedan od češćih objašnjenja ovog efekta, istraživano u brojnim eksperimentima sa pozitivnim rezultatom je do sada, hipotetička, nepoznata interakcija neutrina sa jezgama. U okviru istraživanja vezanih za ovaj problem, izloženim u poglavlju 6 doktorske disertacije, korišćen je ultraniskofonski alfa-beta spektrometar *Quantulus* sa tečnim scintilatorom i aktivnom antimionskom zaštitom. Izuzetna fabrički garantovana stabilnost ovog spektrometra omogućuje praćenje radioaktivnog raspada u dugim vremenskim periodima.

Izostanak izraženih varijacija u brzini radioaktivnog raspada u kontrolisanim eksperimentalnim uslovima, predstavljao bi čvrst dokaz da kosmički događaji ne mogu značajno da utiču na verovatnoću radioaktivnog raspada.

Jasno je da kosmičko zračenje bitno doprinosi i radijacionoj dozi koju primaju živi organizmi na površini Zemlje. Tako se u literaturnim podacima najčešće spominje doprinos visokoenergetskih miona ozračavanju ljudske populacije. Međutim, nisu dovoljno istraženi dozni doprinosi niskoenergetskog sekundarnog kosmičkog zračenja (fotona i elektrona) na površini Zemlje. Kombinujući laboratorijska merenja i terenska merenja na otvorenom prostoru, u poglavlju 7 doktorske disertacije, istražiće se dozni doprinos ovog sekundarnog zračenja, odnosno doprinos fotona i elektrona sa energijama ispod 100 keV.

Postojanje doznog doprinosa niskoenergetskih fotona i elektrona poreklom iz kosmičkog zračenja impliciralo bi korekciju postojećih doznih procena za kosmičko zračenje na nivou mora, što bi zahtevalo dalje istraživanje niskoenergetske komponente sekundarnog kosmičkog zračenja, kao i mogućih implikacija na biološke organizme.

U okviru ove doktorske disertacije publikovano je 3 rada u vrhunskim međunarodnim časopisima (kategorija M21) i 1 rad u istaknutom međunarodnom časopisu (kategorija M22):

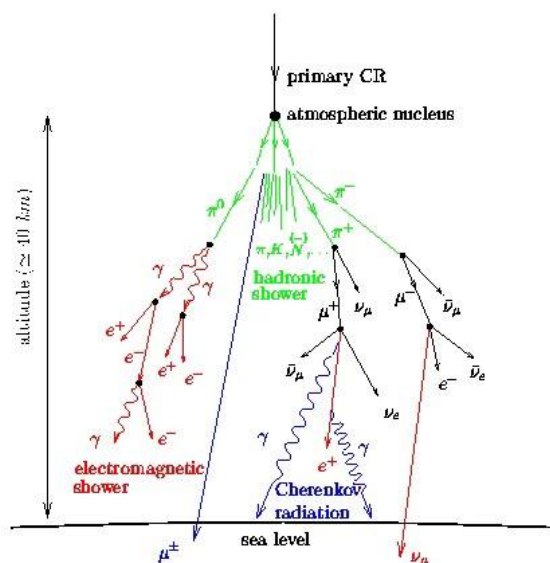
1. **K.Bikit**, D.Mrdja, I.Bikit, M.Veskovic - *Investigation of cosmic-ray muon induced processes by MIREDO facility*, Applied Radiation and Isotopes 87 (2014) 77-80
2. **K. Bikit**, J. Nikolov, I. Bikit, D. Mrda, N. Todorovic, S. Forkapic, J. Slivka, M. Veskovic – *Reinvestigation of the irregularities in the ^3H decay*, Astroparticle Physics 47 (2013) 38–44
3. D. Mrda, I. Bikit, M. Veskovic, J. Slivka, N. Todorovic, J. Nikolov, S. Forkapic, **K. Bikit** – *Time resolved spectroscopy of cosmic-ray muons induced background*, Astroparticle Physics 42 (2013) 103-111
4. D. Mrđa, I. Bikit, **K. Bikit**, J. Slivka, I. Aničin - *Study of radiation dose induced by cosmic-ray origin low-energy gamma rays and electrons near sea level*, Journal of Atmospheric and Solar-terrestrial Physics, 123 (2015) 55-62

2 Interakcija kosmičkog zračenja sa atmosferom

Primarno kosmičko zračenje, koje se pretežno sastoji od protona, alfa čestica i težih jezgara, prilikom približavanja Zemlji pod uticajem je galaktičkog i interplanetarnog magnetnog polja, kao i magnetnog polja magnetosfere i geomagnetnog polja [1]. Nakon ulaska u atmosferu, primarno kosmičko zračenje interaguje sa elektronima i jezgrima atoma i molekula koji se nalaze u sastavu atmosfere. Kao rezultat ovih interakcija, sklop (sastav) zračenja se menja tokom propagacije kroz atmosferu. Sve čestice gube energiju putem hadronskih i elektromagnetnih procesa.

Upadni (incidentni) hadroni u sudarima sa jezgrima u atmosferi (kao što su azot i kiseonik) interaguju putem jake interakcije, i kada je njihova energija veća od nekoliko GeV, kao rezultat ovih sudara dolazi do stvaranja mezona i drugih sekundarnih čestica koji sačinjavaju lokalne pljuskove čestica. Čestice primarnog kosmičkog zračenja sa dovoljnom velikom energijom ili masom u procesu spalacije stvaraju fragmente koji nastavljaju propagaciju kroz atmosferu i sukcesivno interaguju, time stvarajući veći broj čestica duž njihovih putanja. Najzastupljenije čestice koje nastaju u sudarima hadrona su pioni, a takođe dolazi do stvaranja kaona, hiperona i nukleon-antinukleon parova.

Protoni primarnog zračenja doživljavaju u proseku 12 interakcija duž vertikalne putanje kroz atmosferu do nivoa mora, što odgovara srednjem slobodnom putu λ_i [g/cm^2] od oko $80 \text{ g}/\text{cm}^2$. Stoga, često dolazi do nastanka hadronskih kaskada, koje dalje uzrokuju pojavu proširenog, opsežnog pljuska čestica u vazduhu (*extensive air shower*).



Slika 1 Prikaz interakcije kosmičkog zračenja sa atmosferom

Većina teških jezgara primarnog kosmičkog zračenja se fragmentuje u početnim interakcijama koje se odvijaju na većim visinama nego u slučaju protona, usled mnogo većeg preseka za interakciju σ_i [cm^2] i odgovarajuće kraćeg srednjeg slobodnog puta λ_i . Relacija koja povezuje presek i srednji slobodni put za interakciju je:

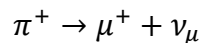
$$\lambda_i = \frac{N_A}{A} \sigma_i [\text{g}/\text{cm}^2]$$

gde je N_A Avogadrov broj ($6.02 \cdot 10^{23}$), A maseni broj jezgra mete, a σ_i presek za određenu interakciju. U slučaju kada je projektil jezgro sa masenim brojem $A=25$, srednji slobodni put iznosi $23 \text{ g}/\text{cm}^2$ u vazduhu, što odgovara broju od oko 50 interakcija za vertikalnu putanju kroz atmosferu. Na osnovu ovoga se može zaključiti da teška jezgra ne mogu prodreti do visine koja odgovara nivou mora.

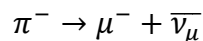
2.1 Sekundarne čestice

Jaka interakcija i elektromagnetni procesi, kao što je produkcija elektron-pozitron para, rezultuju produkcijom sekundarnih čestica. Naelektrisani pioni, kao i manje prisutni kaoni, ostali mezoni, hiperoni i nukleon-antinukleon parovi, koji nastaju putem jake interakcije čestica primarnog kosmičkog zračenja sa jezgrima u atmosferi, nastavljaju propagaciju i doprinose fluksu hadrona u atmosferi. Od svih sekundarnih čestica, najzastupljeniji su pioni (π^+ , π^- , π^0). Međutim, nestabilne čestice kao što su pioni i kaoni takođe su podložni raspadu. Da li će određena čestica doživeti raspad ili interagovati dalje sa materijom zavisi od srednjeg života i energije čestice, kao i od gustine medijuma u kojem se propagacija odvija. Za datu česticu koja propagira kroz atmosferu, verovatnoće za odvijanje ova dva procesa predstavljaju funkciju od energije, visine i zenitnog ugla. Kako je srednji život neutralnog piona veoma kratak ($\tau \approx 10^{-16}$ s), on se skoro trenutno raspada u dva fotona, što doprinosi elektromagnetnom kanalu pljuska.

Naelektrisani pioni u mirovanju imaju srednji život od $2.6 \cdot 10^{-8}$ s i srednji slobodni put od oko $120 \text{ g}/\text{cm}^2$ u vazduhu. Raspadaju se u mione i neutrine, odnosno:



i



Pri visokim energijama, njihov srednji život $\tau(E)$, značajno se produžava zbog dilatacije vremena.

$$\tau(E) = \tau_{0,X} \left(\frac{E}{m_{0,X} c^2} \right) = \tau_{0,X} \gamma \quad [s] , \quad (1)$$

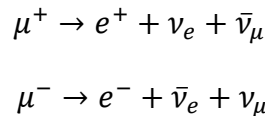
gde su $\tau_{0,X}$ i $m_{0,X}$ srednje vreme života i masa čestice X u mirovanju, E – ukupna energija, c – brzina svetlosti, i γ - Lorencov faktor koji iznosi:

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}},$$

$\beta = v/c$, gde je v [cm/s] brzina čestice.

Pioni koji se raspadaju doprinose mionskoj i neutrinškoj komponenti pljuska, koje lako prodiru kroz atmosferu. Iako je srednji život miona u mirovanju kratak, oko $2.2 \cdot 10^{-6}$ s, usled dilatacije vremena većina njih stiže do visina koje odgovaraju nivou mora. Efekat dilatacije vremena pruža objašnjenje kako mioni, koji imaju period poluraspada oko 2 μ s, uspevaju da pređu rastojanje od oko 10 km od mesta gde su nastali u atmosferi i stignu do površine Zemlje, a da na tom putu ne dožive raspad.

Međutim, neki mioni dožive raspad, što dovodi do stvaranja elektrona i neutrina, na sledeći način:



Neutralni pioni se raspadaju u dva gama kvanta ($\pi^0 \rightarrow 2\gamma$), sa srednjim životom od $8.4 \cdot 10^{-17}$ s u mirovanju. Gama kvanti dovode do stvaranja elektron-pozitron parova, koji putem zakočnog zračenja (*bremsstrahlung*) ponovo stvaraju elektron-pozitron parove – ovaj proces se ponavlja sve dok energija fotona prelazi 1.02 MeV. Konačno, ponavljanje ovih procesa dovodi do stvaranja elektromagnetne kaskade ili pljuska u atmosferi. Stoga, primarna čestica veoma visoke energije može proizvesti milione sekundarnih čestica koje se sve više lateralno šire u odnosu na centralnu osu prostiranja kaskade kroz atmosferu usled transverznog impulsa koji sekundarna čestica dobija pri nastanku i usled rasejanja. Ovakva kaskada čestica naziva se prošireni pljusak čestica u vazduhu.

Srednji život nestabilne čestice energije E je definisan jednačinom (1). Rastojanje l koje čestica pređe tokom vremenskog intervala τ iznosi:

$$l = v\tau \approx \gamma\beta c\tau_0 \quad [cm],$$

gde su β, γ, τ_0 definisani ranije.

Brzina raspada po jedinici dužine putanje (l) može se napisati kao:

$$\frac{1}{l} = \frac{1}{\gamma\beta c\tau_0} \quad [\text{cm}^{-1}].$$

Srednji slobodni put za spontani raspad, λ_d [g/cm^2] u sredini gustine ρ [g/cm^3] jednak je:

$$\frac{1}{\lambda_d} = \frac{1}{\gamma\beta c\tau_0\rho} \quad [\text{g}^{-1}\text{cm}^2],$$

a broj čestica dN , od populacije N_1 , koji se raspada unutar debljine dX [g/cm^2] iznosi:

$$dN = \frac{N_1}{\lambda_d} dX.$$

Broj preostalih čestica nakon prolaska kroz debljinu X iznosi:

$$N_2 = N_1 \exp\left(-\int \frac{dX}{\lambda_d}\right)$$

dok broj raspada N' iznosi:

$$N' = N_1 - N_2 = N_1 \left\{1 - \exp\left(-\int \frac{dX}{\lambda_d}\right)\right\}$$

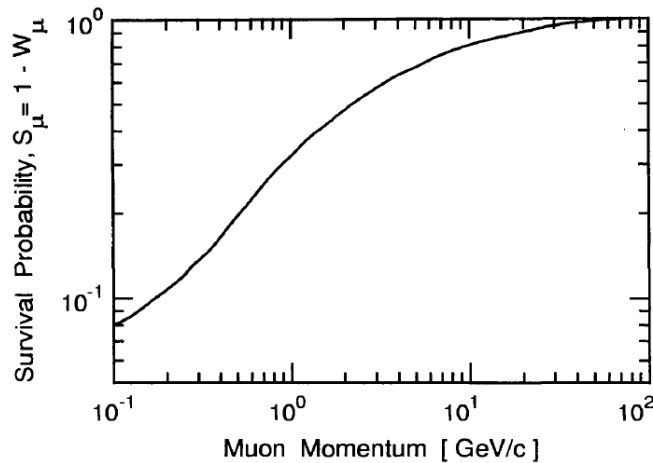
Verovatnoća raspada $W = N'/N_1$ može se izraziti kao:

$$W = 1 - \exp\left(-\int \frac{m_0}{\rho \tau_0 p} dX\right) \approx \frac{m_0 X}{\rho \tau_0 p}.$$

2.1.1 Raspad miona

Verovatnoća preživljavanja S_μ se može izračunati pomoću verovatnoće raspada miona, W_μ :

$$S_\mu = (1 - W_\mu).$$



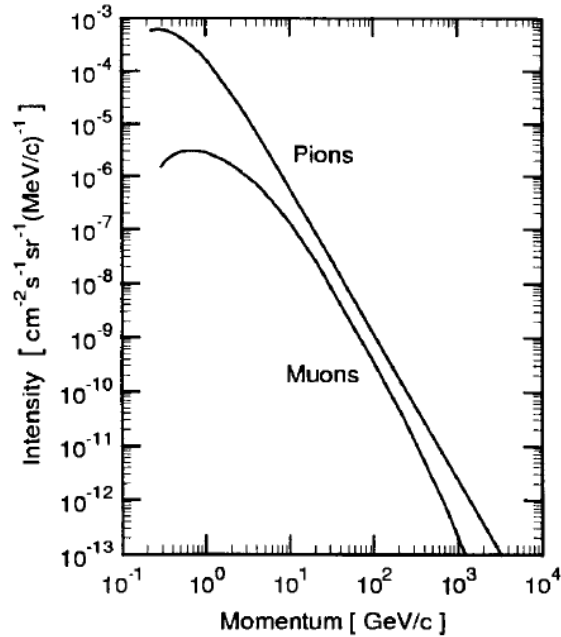
Slika 2 Verovatnoća preživljavanja miona (koji potiču iz atmosfere dubine od 100 g/cm² da stignu do nivoa mora) u zavisnosti od impulsa miona

Na određenoj visini u atmosferi diferencijalni energetski spektar miona se može izraziti kao:

$$j_\mu(E) = A_\pi W_\pi (E + \Delta E)^{-\gamma_\mu} (1 - W_\mu),$$

gde je spektralni indeks $\gamma_\mu \simeq \gamma_\pi$, A_π konstanta normalizacije za apsolutni intenzitet, ΔE energetski gubitak na jonizaciju, W_π verovatnoća raspada piona, W_μ verovatnoća raspada miona, γ_π eksponent za diferencijalni spektar piona, γ_μ eksponent za diferencijalni spektar miona.

Na niskim energijama, svi mezoni se raspadaju u mione, koji potom doživljavaju raspad dok putem elektromagnetnih procesa dolazi do gubitka energije. Brzina energetskih gubitaka se povećava sa smanjenjem energije, što dovodi do pojave maksimuma u diferencijalnom energetskom spektru miona.



Slika 3 Diferencijalni spektar impulsa miona, u poređenju sa diferencijalnim spektrom pretka piona

2.1.2 Raspad i interakcije sekundarnih čestica

Na višim energijama, mezoni ne doživljavaju samo raspad, već i jaku interakciju sa jezgrima koja sačinjavaju vazduh. Stoga, u slučaju piona, deo čestica se raspada u mione, a ostatak gubi energiju kroz jaku interakciju. Kao što je ranije rečeno, dominantnost među ova dva procesa najviše zavisi od srednjeg života i energije mezona, kao i gustine sredine u kojoj dolazi do propagacije. Pri konstantnoj gustini i sa povećanjem energije dominantniji proces postaje jaka interakcija, zbog smanjenja verovatnoće za raspad usled dilatacije vremena. Ovi efekti dovode do povećanja nagiba mionskog spektra u odnosu na spektar piona iznad određene energije. Diferencijalni energetski spektar miona u ovom regionu se može izraziti putem sledeće formule (koja važi za pione i kaone):

$$j_{\mu}(E) = j_{\pi,K}(E) \left(\frac{B}{B + E} \right).$$

B je konstanta koja odražava povećanje nagiba spektra,

$$B = \left(\frac{m_{\pi,K} c^2}{c \tau_{0,\pi,K}} \right) \left(\frac{RT}{\langle M \rangle g} \right) \left(\frac{m_{\mu}}{m_{\pi,K}} \right) \quad [\text{GeV}],$$

gde je m_μ masa mirovanja miona, $m_{\pi,K}$ masa mirovanja piona ili kaona, $\tau_{0,\pi,K}$ srednji život piona ili kaona u mirovanju, $\frac{RT}{\langle M \rangle g} = h_s$ skalirana visina atmosfere (*atmospheric scale height*), koja se definiše kao vertikalno rastojanje iznad površine Zemlje na kojem gustina ili pritisak u atmosferi opadne 1/e puta, $\langle M \rangle$ srednja molekulska masa atmosfere.

Za pione B iznosi $B_\pi = 90$ GeV, za kaone $B_K = 517$ GeV. Kako su prisutni i pioni i kaoni, energetski spektar miona iznosi:

$$j_\mu(E) = j_\pi(E) \left(\frac{\alpha B_\pi}{E + B_\pi} + \frac{(1 - \alpha) B_K}{E + B_K} \right),$$

gde je α deo visokoenergetskih piona.

Za $B \gg E$, tj. u opsegu energija od 10 do 100 GeV, gornja formula se može aproksimirati na sledeći način:

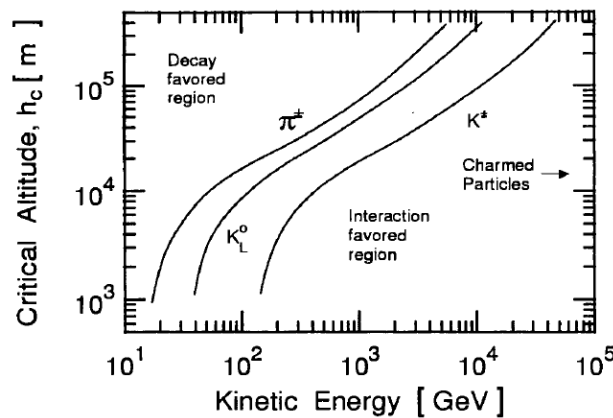
$$j_\mu(E) \propto j_\pi(E)$$

Za više energije, kada je $B \ll E$, mionski spektar može se aproksimirati izrazom:

$$j_\mu(E) \propto j_\pi(E) \left(\frac{1}{E} \right)$$

koji opisuje ranije pomenuto povećanje nagiba energetskog spektra, kao što je prikazano na slici 3.

Na slici 4. prikazana je kritična visina h_c u funkciji kinetičke energije za naelektrisane pione, kao i naelektrisane i neutralne kaone. Kritična visina definiše se kao visina na kojoj su jednake verovatnoće za raspad i interakciju određene čestice na datoj energiji.



Slika 4 Kritična visina h_c za naelektrisane pione i naelektrisane i neutralne kaone, u funkciji od kinetičke energije

2.2 Elektromagnetni procesi i energetska gubitci

Sve naelektrisane čestice podležu različitim elektromagnetnim interakcijama sa sredinom u kojoj propagiraju što dovodi do energetska gubitaka. Značaj ovih različitih procesa zavisi od energije projektila i njegove mase, kao i od prirode mete.

2.2.1 Jonizacija i ekscitacija

Prema *Bethe-Bloch* jednačini, energetska gubitak dE/dx jednostruko naelektrisane relativističke čestice koja prolazi kroz atmosferu ($\approx 1030 \text{ g/cm}^2$) u vertikalnom pravcu, usled jonizacije i ekscitacije, iznosi 2.2 GeV. Za ovakve čestice, brzina energetska gubitaka usled jonizacije ima logaritamsku zavisnost od energije.

Za relativističku česticu naelektrisanja ze , u sredini sa atomskim brojem Z i atomskom masom A , *Bethe-Bloch* jednačina se može napisati kao:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right) = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2}{I} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right].$$

U gornjoj jednačini m_e je masa mirovanja elektrona, r_e klasični radijus elektrona, N_A Avogadrov broj, $4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 = 0.3071 \text{ MeV cm}^2 \text{g}^{-1}$. γ je Lorencov faktor, a $\beta = v/c$. I predstavlja jonizacionu konstantu koja iznosi $16Z^{0.9} \text{ eV}$ za $Z > 1$, a dx je debljina sredine kroz koju je čestica prošla izražena u $[\text{g/cm}^2]$, dok δ izražava efekat gustine.

2.2.2 Zakočno zračenje i produkcija para

Na višim energijama naelektrisane čestice dodatno gube energiju putem zakočnog zračenja, produkcije para i nuklearnih interakcija, preko fotonuklearnih procesa. Radijacioni energetska gubitci rastu gotovo proporcionalno sa energijom. Odgovarajući izraz za energetska gubitak dE [eV], po jedinici debljine dx [g/cm^2], uključujući jonizaciju je:

$$\frac{dE}{dx} = a_{ion}(E) + b(E)E \text{ [eV g}^{-1}\text{cm}^2] ,$$

gde $a_{ion}(E)$ predstavlja prethodno pomenute jonizacione gubitke, dok

$$b(E) = b_{bs}(E) + b_{pp}(E) + b_{ni}(E)$$

uzima u obzir ostale procese (*bs*-zakočno zračenje, *pp*-produkcija para, *ni*-nuklearne interakcije).

Energija na kojoj su energetske gubici usled jonizacije i zakočnog zračenja jednaki definiše se kao kritična energija E_c . Iznad kritične energije, počinju da dominiraju radijacioni gubici. Za elektrone, E_c može se aproksimirati na sledeći način:

$$E_c = \frac{800}{Z + 1.2} \quad [\text{MeV}],$$

gde je Z naelektrisanje sredine u kojoj se odvija propagacija elektrona. E_c za elektrone u vazduhu pri standardnoj temperaturi i pritisku iznosi oko 84.2 MeV. Za mione, $E_c \approx 3.6$ TeV pri istim uslovima.

Radijacioni procesi su veoma važni za propagaciju visokoenergetskih miona u gustim sredinama, npr. ispod zemlje, ispod vode ili leda. Sa druge strane, ovakvi procesi mogu se zanemariti u slučaju teških čestica kao što su protoni.

Pri razmatranju prolaska visokoenergetskih elektrona ili fotona kroz materiju često se koristi veličina pod nazivom radijaciona dužina χ_0 izražena u $[\text{g}/\text{cm}^2]$ ili $[\text{cm}]$. Ovo je karakteristična veličina kojom se izražava debljina materije prilikom elektromagnetnih procesa. Radijaciona jedinica predstavlja srednje rastojanje tokom kojeg energija visokoenergetskog elektrona opadne $1/e$ puta usled zakočnog zračenja. Takođe, ova veličina se koristi prilikom opisa visokoenergetskih elektromagnetnih kaskada i izražava karakterističnu skaliranu dužinu.

Radijaciona dužina χ_0 može se izračunati na sledeći način:

$$\chi_0 = \frac{716.4 A}{Z(Z + 1) \ln(287/\sqrt{Z})} \quad [\text{g}/\text{cm}^2],$$

gde je Z atomski broj i A atomska masa sredine.

Radijaciona dužina u vazduhu se može izračunati pomoću sledećeg izraza:

$$\chi_{air} = 292 \frac{1}{P} \frac{T}{273} \quad [\text{m}],$$

gde je P pritisak $[\text{atm}]$ i T apsolutna temperatura vazduha $[\text{K}]$.

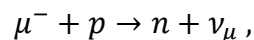
3 Fizika zahvata miona

3.1 O zahvatu miona

Zahvat miona u jezgrima je tema koja se često nalazila van užeg kruga interesovanja u oblasti nuklearne fizike i fizike čestica. S druge strane, slaba interakcija je veoma zastupljena u istraživanjima u polju subatomske fizike. Mnoga velika otkrića su načinjena u ovoj oblasti i čine osnovu mnogih paradigmi u fizici čestica, kao što je Standardni Model. Fizika miona je predstavljala značajan deo ovog napredka, gde je zahvat miona u jezgru činio koristan dodatak. Ovo polje razvijalo se na osnovu istraživanja koja su vršena na sinhrociklotronima tokom 1950-tih i 1960-tih, i većina osnovnih ideja datira iz tog perioda. Mezonske fabrike tokom 1980-tih i 1990-tih omogućile su dalji razvoj; poboljšana oprema je rešila mnoge prethodne probleme, iako je dosta njih ostalo i nerešeno. Pretpostavljamo da ovi nerešeni problemi proizilaze iz kompleksnosti jezgra i njegovog okruženja, i da se ne javljaju usled nedovoljnog razumevanja slabe interakcije. Stoga, zahvat miona se može koristiti za testiranje znanja o kompleksnim jezgrima. Takođe, teorijski pristup zahvatu jezgra nije sam po sebi dovoljan, jer se često određeni aspekti, kao što su na primer mionski X-zraci, ostavljaju po strani i prepisuju kao zasebna tematika. U eksperimentima su, međutim, mionski X-zraci od posebnog značaja i ne mogu se ignorisati. Za rešavanje nekih od navedenih problema neophodna je izgradnja novih mašina kao što je *High Intensity Proton Accelerator*, u Japanu.

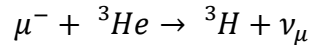
Nakon otkrića miona 1937. godine, on je predstavljao enigmu koja je fascinirala ali i frustrirala fizičare nekoliko generacija. Opšte osobine miona su utvrđene u eksperimentima u polju fizike čestica, i smatra se da nova otkrića, iako od velikog značaja, neće uticati na probleme u vezi sa zahvatom miona. Pretpostavićemo da se leptonska univerzalnost održava, pa se stoga mnoge činjenice naučene iz β raspada mogu iskoristiti u procesu zahvata miona, koje se tada može smatrati kao proširenje (nastavak) zahvata elektrona, ali sa mnogo više mogućih stanja.

Zahvat miona baziran je na jednostavnoj semi-leptonskoj reakciji:



koja se odvija preko naelektrisane struje (*charged current*) slabe interakcije. Veoma značajna osobina je ekstremna spin osetljivost ove reakcije za μp atome u 1s stanju. Brzina zahvata singletnog stanja je oko 660 s^{-1} , dok je za tripletno stanje samo oko 12 s^{-1} . Mnogi eksperimenti izvođeni na sinhrociklotronima pokazali su da su ove brzine zahvata tačne za vodonik.

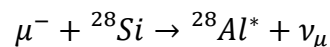
Kasnije, precizan eksperiment pokazao je da za reakciju:



brzina zahvata iznosi $1496 \pm 4 \text{ s}^{-1}$, što je u skladu sa teorijskim procenama za statističko mešanje hiperfinskih stanja.

Kada mion dostigne 1s stanje mionskog atoma, on se može raspasti ili biti zahvaćen na vezanom protonu. Osim u slučaju veoma lakih jezgara, ovaj zahvat je mnogo verovatniji od raspada, pa su stoga u fokusu ovog poglavlja upravo glavne osobine ovog zahvata. Mnoge karakteristike koje se slabo mogu razumeti proizilaze iz kompleksnosti jezgra i njegovog okruženja, što se dalje manifestuje ili u renormalizaciji konstanti sprezanja ili u komplikacijama unutar strukture jezgra.

Kada se dogodi zahvat miona u bilo kom jezgru, dolazi do oslobađanja energije od oko 100 MeV, koja se predaje neutrinu, ali jezgro apsorbuje značajnu količinu energije i stoga se može odviti značajan broj reakcija [2]. Za primer možemo uzeti ${}^{28}\text{Si}$, zbog toga što se u mnogim eksperimentima koristi baš ovaj nuklid. U 1s stanju mionskog silicijuma, mion se raspada u 34% slučajeva, dok se zahvat na jezgru odvija u 66% slučajeva. Od ovih zahvata, oko 36% ne proizvodi neutrone, 49% proizvodi 1 neutron, 14% proizvodi 2 neutrona, dok 1% proizvodi 3 neutrona. Reakcija se može prikazati na sledeći način:



Kako je ekscitacija od najmanje 21 MeV potrebna za stvaranje 2 neutrona, možemo zaključiti da jezgro prima mnogo veću količinu energije nego što je očekivano. Treba imati u vidu da u slučaju mionskog zahvata od strane μp atoma, neutron koji doživljava uzmak odnosi samo 5.2 MeV kinetičke energije, dok neutrino odnosi 99.1 MeV.

Većina eksperimenata je fokusirana na mali udeo reakcija koje ostavljaju finalno jezgro u vezanom stanju. U datom primeru, ${}^{28}\text{Al}$ nalazi se u vezanom stanju do 7.7 MeV, ostavljajući stotine nivoa koji mogu biti pobuđeni. Poznato je da 26% zahvata proizvodi vezano stanje ${}^{28}\text{Al}$ (razlika između ovog broja i ranije pomenutih 36% je što reakcije koje ne proizvode neutrone uključuju izbacivanje protona ili alfa čestice iz jezgra). Prelazi do vezanog stanja mogu se posmatrati pomoću emisija γ zraka, međutim samo oko 16% mionskih zahvata na ${}^{28}\text{Si}$ je identifikovano da rezultuje vezanim stanjem ${}^{28}\text{Al}$, odnosno oko polovina od očekivanih. Ostali prelazi su maskirani prilično visokim „background“-om – kako ovi prelazi često uključuju stvaranje visokoenergetskih γ zraka, oni doživljavaju Doplerovo širenje, pa je zbog toga efikasnost HPGe detektora mnogo manja, i zahteva duže vreme merenja. Noviji eksperimenti sa većim, efikasnijim detektorima, mogu detaljnije proučavati ove prelaze, što je od posebnog značaja, zbog toga što ovi prelazi omogućavaju testiranje modela strukture jezgra.

3.2 Fundamentalni koncepti

3.2.1 Osobine miona i neutrina

Za proučavanje zahvata miona, neophodno je poznavanje karakteristika miona i mionskog neutrina, pa će stoga biti izložen kratak opis njihovih osobina, kao i tipovi eksperimenata na osnovu kojih su one izvedene.

Masa miona iznosi:

$$m_{\mu} = 105.658389(34) \text{ MeV}/c^2$$

Ovo merenje do 0.3 ppm dobijeno je pomoću eksperimenata u kojima je meren magnetni moment pozitivnog miona. Pomoću SIN eksperimenta određena je Larmorova precesija μ^+ u brominu, dok je pomoću LAMPF eksperimenta izmereno hiperfino Zemanovo cepanje u mioniomu, tj. $\mu^+ e^-$ atomu. Ovi rezultati se veoma dobro slažu i mogu se prikazati kao odnos mase miona i elektrona:

$$\frac{m_{\mu}}{m_e} = 206.7683$$

Ovako veliki odnos masa čini razliku u osobinama ovih inače sličnih leptona, naročito u zahvatu miona.

CPT simetrija zahteva da su mase i vremena života čestica i antičestica identične. Stoga, neophodno je pomenuti da su izvršena merenja mase μ^- pomoću mionskih X-zraka, koja su konzistentna na nivou od 3 ppm. Najbolja eksperimentalna provera CPT teoreme predstavlja $K^0 \bar{K}^0$ sistem. Stoga, bilo je neophodno načiniti merenja razlike masa fizički observabilnih K_L^0 i K_S^0 , koja iznosi:

$$\Delta m = (530.1 \pm 1.4) \times 10^7 \hbar/s = 3.489(9) \times 10^{-6} \text{ eV}/c^2$$

Kako masa K^0 iznosi $498 \text{ MeV}/c^2$, dobija se razlika:

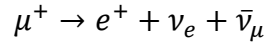
$$\Delta m/m \approx 10^{-14}$$

Ovaj efekat može se objasniti prilično tačno i to na način da je uzrokovan slabom interakcijom, pa su stoga mase K^0 i \bar{K}^0 iste do na 1 deo u 10^{16} . Kao potvrda, mase protona i antiprotona su iste do na 1 deo u 10^{10} .

Vreme života miona predstavlja jednu od njegovih ključnih osobina. Može se veoma precizno meriti, i na osnovu dva najpreciznija eksperimenta, u *Seclay* i *TRIUMF*, ustanovljeno je da vrednost vremena života μ^+ iznosi:

$$\tau_{\mu} = 2197.03 (4) \text{ ns}$$

Ova vrednost će biti korišćena kao osnova za određivanje brzine zahvata miona u jezgrima. Ovo je takođe parametar koji najbolje određuje leptonsko sprezanje (*leptonic coupling*) slabe interakcije, pošto raspad



ne uključuje hadrone.

Vreme života negativnog miona je teže odrediti zbog toga što ukoliko μ^- bude zaustavljen u materijalu, on doživljava zahvat kada dostigne 1s stanje mionskog atoma. Čak je i u vodoniku ovaj zahvat značajan, tako da se može ili pretpostaviti održanje CPT i dobiti brzine zahvata ili koristiti direktna merenja brzine zahvata i tako verifikovati CPT. Testovi pomoću preleta isključeni su iz ove problematike, ali trenutni eksperimenti ne mogu pružiti potrebnu preciznost.

Još jedna veoma važna karakteristika miona koja se mora pomenuti su njegove elektromagnetne osobine. Brojni testovi QED su urađeni na primeru miona i elektrona tokom nekoliko decenija. Dirakova teorija predviđa da magnetni moment fermiona iznosi:

$$\mu = g \frac{Q}{2m} s = \frac{Q}{2m}$$

gde je Q njegovo naelektrisanje, m – masa, a s – spin =1/2. Stoga, $g=2$ osim za radijativne veze (*radiative connections*) reda $O(\alpha)$. Međutim, na osnovu eksperimenta koji je urađen na AGS u *Brookhaven-u*, zaključeno je da postoji anomalni magnetni moment miona. Razlika između klasičnog rezultata koji daje Dirakova jednačina i izmerene vrednosti proističe usled anomalnog magnetnog momenta a , koji se definiše kao:

$$a = \frac{g - 2}{2}$$

Proračun anomalnog magnetnog momenta miona uključuje konstantu fine strukture α koja se računa pomoću tri člana: $\alpha_{\mu}^{SM} = \alpha_{\mu}^{QED} + \alpha_{\mu}^{EW} + \alpha_{\mu}^{had}$. Prve dve komponente predstavljaju fotonske i leptonske petlje, dok treći član predstavlja hadronske petlje i ne može se precizno izračunati samo iz teorije. On se procenjuje iz eksperimentalnih merenja odnosa hadronskih i mionskih preseka (R) u e^+e^- sudarima. Nakon rezultata eksperimentata na AGS u *Brookhaven-u*, objavljenih 2006. godine, zaključeno je da se merenja ne slažu sa Standardnim Modelom za 3.4σ , što sugeriše postojanje fizike van Standardnog Modela.

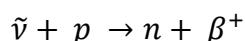
E821 eksperiment u *Brookhaven National Laboratory* proučavao je precesiju miona i anti-miona u konstantnom eksternom magnetnom polju, za vreme njihovog kruženja u prstenu za čuvanje. Ovaj eksperiment dao je sledeću vrednost anomalnog magnetnog momenta miona:

$$a = \frac{g - 2}{2} = 0.00116592089(54)(33)$$

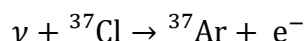
gde je prva greška statistička, a druga sistematska.

Od njegovog predviđanja od strane *Wolfgang Pauli*-a pre 80 godina, do danas, neutrino ostaje najproblematičnija čestica u fizici. Iako je učesnik u veoma poznatom β raspadu, neutrino je i dalje jedini fermion za koji eksperimentalno nije utvrđeno da li se razlikuje od svoje antičestice ($\nu \neq \bar{\nu}$), da li je Dirakova čestica (kao što predviđa Standardni Model) ili je identična svojoj antičestici ($\nu = \bar{\nu}$) i time Majorana čestica. Veoma mala vrednost (10^{-47} m^2) preseka za slabu interakciju neutrina sa materijom (što je ekvivalentno srednjoj vrednosti slobodnog puta od oko 300 svetlosnih godina u vodi) predstavlja glavni razlog zašto je tako teško izmeriti osnovne osobine ove čestice.

Neutrino je otkriven u eksperimentima *Reines*-a i *Cowan*-a 1959. pomoću antineutrino snopova velikog intenziteta ($10^{13} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$) iz nuklearnih reaktora. Oni su uspeali da detektuju reakciju:



kao konačan dokaz postojanja neutrina. Imajući u vidu da *Davis* 1955. nije uspeo da detektuje inverzni β raspad ^{37}Cl :



sa sličnim antineutrino snopom, zaključeno je da $\nu \neq \bar{\nu}$.

Otkriće narušenja parnosti u β raspadu (*Wu*, 1957.) dovelo je do zaključka da je slaba interakcija koja posreduje u β raspadu čisto levoruka. Stoga, neutrino (antineutrino) stvoren u β raspadu neutrona ima pozitivni helicitet (spin paralelan momentu impulsa), dok neutrino potreban za inverzni β raspad mora imati negativni helicitet. Tako da i ukoliko je $\nu = \bar{\nu}$, prethodna reakcija bila bi zabranjena zbog neslaganja heliciteta.

Ova otvorena pitanja o osobinama neutrina usko su vezana za predviđanja teorija velikog ujedinjenja. Ove teorije predviđaju ne samo da je neutrino Majorana čestica, nego i da ima masu mirovanja različitu od nule i desnoruke interakcije.

U Standardnom Modelu neutrino ima masu jednaku nuli. Ovo je posledica toga što Standardni Model sadrži samo levoruke neutrine. Bez adekvatnog desnorukog partnera, nemoguće je dodati renormalizirajući maseni član Standardnom Modelu. Međutim, merenja pokazuju da neutrinu spontano menjaju ukus, što implicira da imaju masu. Ova merenja daju samo relativne mase različitih ukusa. Najbolje ograničenje na apsolutnu masu neutrina proističe iz preciznih merenja raspada tricijuma ($^3\text{H} \rightarrow ^3\text{He} + e^- + \bar{\nu}$), koji pruža gornju granicu na masu neutrina od 2 eV, što ih čini lakšim za najmanje pet redova veličine od ostalih čestica u Standardnom Modelu. Ovo

znači da proširenje Standardnog Modela treba da objasni ne samo kako neutriini imaju masu, nego i zašto je tako mala.

Jedan pristup koji dodaje masu neutrinima je dodavanje desnorukih neutrina i njihovo sparivanje sa levorukim neutrinima sa Dirakovim masenim članom. Desnoruki neutini moraju biti sterilni, što znači da ne učestvuju ni u jednoj interakciji Standardnog Modela. Zbog toga što nemaju naelektrisanje, desnoruki neutriini mogu se ponašati kao njihove antičestice, i imaju Majorana maseni član. Kao i ostale Dirakove mase u standardnom modelu, Dirakova masa neutrina treba da bude generisana kroz *Higgs*-ov mehanizam, a zbog toga se očekuje da je istog reda veličine kao ostale mase. Majorana masa za desnoruke neutrine treba da se pojavi pomoću drugačije metode i očekuje se da bude povezana sa energetskom skalom nove fizike izvan Standardnog Modela. Zbog toga, svaki proces koji uključuje desnoruke neutrine biće zabranjen pri niskim energijama. Korekcija zbog ovih zabranjenih procesa, efektivno daje masu levorukim neutrinima koja je inverzno proporcionalna Majorana masi desnorukih neutrina, a ovaj mehanizam se naziva „see-saw“ (klackalica). Prisustvo teških desnorukih neutrina objašnjava i malu masu levorukih neutrina i odsustvo desnorukih neutrina u posmatranjima. Da bi se dobile efektivne mase neutrina u posmatranom opsegu, sa Dirakovim masama sličnim ostalim masama Standardnog Modela, mase desnorukih neutrina moraju biti blizu GUT skale, što povezuje desnoruke neutrine sa teorijom velikog ujedinjenja.

Maseni članovi mešaju neutrina različitih generacija. Ovo mešanje je parametrizovano pomoću PMNS matrice, što je neutriinski analog CKM matrici mešanja kvarkova. Za razliku od mešanja kvarkova, koje je skoro minimalno, mešanje neutrina izgleda da je skoro maksimalno. Ovo je dovelo do raznih razmatranja simetrija između različitih generacija koja bi mogla da objasne načine mešanja. Matrica mešanja bi mogla da sadrži i nekoliko kompleksnih faza koje prekidaju CP invarijantnost, iako o tome ne postoji eksperimentalno istraživanje. Ove faze bi mogle da stvore višak leptona nad anti-leptonima u ranom univerzumu, proces koji je poznat kao leptogeneza. Ova asimetrija bi tada mogla u daljem stadijumu da bude konvertovana u višak bariona nad anti-barionima, i objasni asimetriju materija-antimaterija u univerzumu.

Laki neutriini ne mogu da objasne nedostajuću tamnu materiju, zbog toga što nemaju dovoljnu masu. Štaviše, simulacije formiranja strukture (*structure formation*) pokazuju da su oni previše vreli (*hot*), tj. njihova kinetička energija je velika u poređenju sa njihovom masom, dok formiranje struktura sličnih galaksijama u univerzumu zahteva hladnu tamnu materiju. Simulacije pokazuju da neutriini mogu u najboljem slučaju da objasne nekoliko procenata nedostajuće tamne materije. Međutim, teški sterilni desnoruki neutriini su mogući kandidat za WIMP tamne materije.

3.2.2 Slaba interakcija

Čisto leptonska interakcija u raspadu kao što je:

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$$

detaljno je proučavana eksperimentalno i teorijski. Potvrde ovih podataka slede i iz raspada τ :

$$\tau^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu + \bar{\nu}_\tau ,$$

$$\tau^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\tau .$$

Sva tri navedena raspada predstavljaju odličan način za testiranje operatora koji su uključeni u slabu interakciju. Najopštija amplituda za raspad miona data je preko:

$$M = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \sum_i \bar{u}_e (A_i + A'_i \gamma_5) O_i \nu_1 u_2 O_i \bar{u}_\mu ,$$

gde u_2 i ν_1 predstavljaju ν_μ i $\bar{\nu}_e$ spinore, a u_μ i u_e mion i elektron spinore; O_i je uobičajena Dirakova matrica. Može se takođe napisati i u obliku:

$$M = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \sum_i \bar{u}_e O_i u_\mu \bar{u}_2 O_i (C_i + C'_i \gamma_5) \nu_1 .$$

Raspad miona određuje koje se od ovih spreznja pojavljuje u prirodi. Energetski spektar miona (zanemarujući polarizacione efekte) dat je preko:

$$N dx d\Omega \sim \left[6(1-x) + \frac{16}{3} \rho \left(x - \frac{3}{4} \right) + 12\eta \left(\frac{m_e}{m_\mu} \right) \left(\frac{1-x}{x} \right) \right] x^2 dx ,$$

gde je $x = p_e / p_{\max}$ sa $p_{\max} = 52.828 \text{ MeV}/c$, a ρ i η su dva Mišelova parametra.

Stoga je

$$\rho = \frac{3g_A^2 + 3g_V^2 + 6g_T^2}{D}$$

$$\eta = \frac{g_S^2 - g_P^2 + 2g_A^2 - 2g_V^2}{D}$$

gde je

$$D = g_S^2 + g_P^2 + 4g_V^2 + 6g_T^2 + 4g_A^2$$

$$g_i^2 = |C_i|^2 + |C'_i|^2 .$$

Eksperimentalno, $\rho = 0.7518$ (26) i $\eta = -0.007$ (13). Stoga, evidentno je da je $g_A^2 = g_V^2$, a da su ostali koeficijenti sprezanja jednaki nuli. Na osnovu polarizacije može se dobiti da je:

$$g_V = -g_A$$

i takođe $C_i = -C'_i$. Konačno, dobijamo da je $C_V = -C_A$, što se često naziva V-A interakcija. Ova interakcija je univerzalna za leptone.

Ukupna brzina, tj. konstanta raspada, uključujući radijativne korekcije i efekte konačne mase elektrona, data je kao:

$$\lambda_\mu = \frac{1}{\tau_\mu} \frac{G_F^2 m_\mu^5 c^4}{192 \pi^3 \hbar^7} \left[1 - \frac{\alpha}{2\pi} \left(\pi^2 - \frac{25}{4} \right) \right] f \left(\frac{m_e^2}{m_\mu^2} \right),$$

gde je

$$f \left(\frac{m_e^2}{m_\mu^2} \right) = f(x) = 1 - 8x - 8x^3 - x^4 + 12x^2 \ln \left(\frac{1}{x} \right).$$

Radijativna korekcija daje koeficijent od 0.995796, dok korekcija na konačnu masu iznosi 0.999813, što daje ukupnu korekciju od 0.995610. Stoga, raspad miona definiše sve konstante sprezanja i ukupnu konstantu sprezanja za leptonsku slabu interakciju.

U slučaju hadrona, dolazi do nekoliko komplikacija - poznato je da je u slučaju β raspada sprezanje za kvarkove redukovano usled toga što su kvarkovi izmešani, dozvoljavajući sprezanje preko generacija (u suprotnom se kaon ne bi raspadao). Po konvenciji, u, c i t kvarkovi naelektrisanja $2e/3$ se uzimaju kao da se ne mešaju. Stoga, mešanje se izražava kao 3×3 unitarna matrica V koja deluje na d, s i b kvarkove naelektrisanja $-e/3$. Ova matrica se naziva *Cabibbo-Kobayashi-Maskawa* matrica i predstavlja osnovu hadronske slabe interakcije. Stoga,

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}.$$

Trenutno nam je od značaja jedino matricni element V_{ud} , i jedan od najboljih načina za određivanje njegove vrednosti predstavlja zahtevanje unitarnosti ove matrice.

Zahtev unitarnosti dat je kao:

$$|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2 + |V_{ub}|^2 = 1,$$

što daje $V_{ud} = 0.9755$.

Vrednost ft može se izračunati kao:

$$(ft)^* = \frac{K}{2|V_{ud}|^2 G_\mu^{*2}} ,$$

gde je K precizno određena konstanta a G_μ^* Fermijeva konstanta sprežanja koja je poznata iz raspada miona, ukoliko se pretpostavi da je g_V isto kao i za β raspad.

Dalje dobijamo:

$$(ft)^* = ft(1 - \delta_c)(1 + \Delta + \delta_r) ,$$

gde f predstavlja faktor faznog prostora, a t period poluraspada prelaza, dok su δ_c , Δ , δ_r Kulonove i radijativne korekcije.

U slučaju mionskog zahvata na protonu, slaba interakcija postaje mnogo više komplikovana nego u slučaju leptona. Hamiltonijan mionskog zahvata je dat kao:

$$H = \frac{GV_{ud}}{\sqrt{2}} (V_\lambda^\dagger + A_\lambda^\dagger) L_\lambda + h. c. ,$$

gde je leptonska struja

$$L_\lambda = \bar{\psi}_\nu \gamma_\lambda (1 + \gamma_5) \psi_\mu ,$$

dok vektorska i aksijalno vektorska hadronska struja imaju dodatne članove:

$$V_\lambda^\dagger = \bar{\psi}_n \left[g_V \gamma_\lambda - \left(\frac{g_M}{2M} \right) \sigma_{\lambda\rho} q_\rho - i \left(\frac{g_S}{m_\mu} \right) q_\lambda \right] \psi_p$$

$$A_\lambda^\dagger = \bar{\psi}_n \left[g_A \gamma_\lambda \gamma_5 - \left(\frac{g_T}{2M} \right) \sigma_{\lambda\rho} q_\rho \gamma_5 - i \left(\frac{g_P}{m_\mu} \right) q_\lambda \gamma_5 \right] \psi_p .$$

Faktori g_V , g_M , g_S , g_A , g_T i g_P moraju biti realni, gde indeksi odražavaju njihove karakteristike: vektorski, magnetni, skalarni, aksijalno vektorski, tenzorski i pseudoskalarni.

3.3 Mionski atom

3.3.1 Zahvat od strane atoma

Većina eksperimenata koji proučavaju zahvat miona izvode se sa metama čistog izotopskog sastava. Međutim, u nekim slučajevima je pogodnije koristiti metu koja sadrži dva ili više elemenata. Takođe, ukoliko postoje nečistoće u meti, korisno je proceniti broj zahvata miona u drugim elementima.

Kada negativni mion biva zaustavljen u materijalu, on se brzo vezuje za atom, dok se oslobođena energija prenosi na Ožerove elektrone. Postoje dve tehnike koje se koriste za merenje brzine zahvata atoma. Uobičajeno je detektovanje X-zraka kako bi se identifikovao element u kojem je mion zahvaćen. Ovaj proces odvija se u skoro 80 % slučajeva i predstavlja pouzdan metod, iako energija X-zraka prilikom zahvata miona na kiseoniku iznosi samo 134 keV, tako da dolazi do samoapsorpcije unutar mete i stoga se moraju izvršiti određene korekcije. Drugi metod koristi činjenicu da mioni kada bivaju zahvaćeni imaju veoma različita vremena života, što omogućava jasno raspoznavanje elementa od strane kojeg je mion zahvaćen.

Rezultati su prezentovani kao verovatnoća zahvata od strane atoma, gde se pretpostavlja da ukoliko postoji dva atoma istog elementa, takođe se dva puta povećava broj miona koji su zahvaćeni na tom jezgru. Stoga, u oksidu Z_mO_n verovatnoća zahvata od strane atoma, A , definisana je kao:

$$A\left(\frac{Z}{O}\right) = \frac{nN_\mu(Z)}{mN_\mu(O)},$$

gde $N_\mu(Z)$ predstavlja deo miona koji su zahvaćeni od strane atoma Z .

Ukoliko se pretpostavi da je verovatnoća da mion bude zahvaćen od strane atoma proporcionalan broju slabo vezanih elektrona, dobija se težinska funkcija:

$$\sigma = \left(1 - \frac{E_B}{E_0}\right)^{1/2},$$

gde je E_B energija veze elektrona, a E_0 *cut-off* koji je fitovan i iznosi 80 eV. U ovom proračunu korišćena je elektronska struktura neutralnog atoma.

Takođe, zahvat miona proporcionalan je gustini materijala. Relacija koja je u dobrom slaganju sa eksperimentom kada se koriste oksidi, hloridi i fluoridi je:

$$A\left(\frac{Z_1}{Z_2}\right) = 0.6\rho(1 + \alpha\rho)\left(\frac{Z_2}{Z_1}\right)^{\frac{1}{8}}(1 + 5.53 V^{5.45} 10^{-5}),$$

gde je ρ gustina materijala (u g cm^{-3}), V valenca metala i α parametar koji je jednak nuli za $Z_1 > 18$, -0.164 za okside gde je $Z_1 < 18$ ili -0.222 za hloride gde je $Z_1 < 18$.

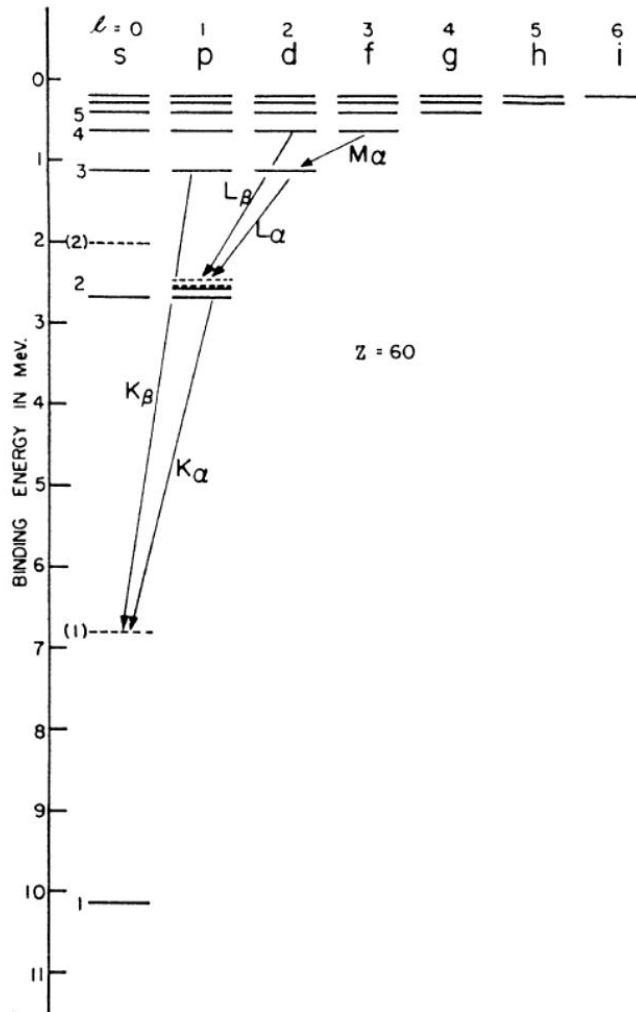
Treba napomenuti da kada je vodonik prisutan u meti, može doći do zahvata miona od strane protona, tako da se formira neutralni sistem μp , koji dalje može lako prodirati do obližnjih atoma i mion može brzo biti prebačen na jezgro sa višim Z , zbog jače energije veze. Stoga polietilen $(\text{CH}_2)_n$ efektivno predstavlja metu od ugljenika, dok je voda veoma dobra meta od kiseonika. Međutim, ukoliko je vodonik dominantan u manje gustoj sredini, a teži element prisutan samo nekoliko procenata, brzina prenosa je mala. U gasovima pri pritiscima od nekoliko bara, transfer miona od vodonika do težeg elementa traje nekoliko stotina nanosekundi, i ovaj transfer se može pratiti emisijom $2p-1s$ mionskog X-zraka od strane atoma koji prima mion.

3.3.2 Mionska kaskada

Kada je mion zahvaćen od strane atoma u meti, on putem kaskada dostiže $1s$ nivo u vremenu od oko 10^{-13} s. Prvi deo kaskade je preko Ožerove emisije, ali oko $n=5$ počinju da dominiraju mionski X-zraci. Detalji kaskade zavise od hemijskog i fizičkog okruženja. Na primer, u gasu se Ožerovi elektroni ne mogu zameniti, dok su u čvrstom stanju neki elektroni zamenjeni, kako mion postaje sve jače vezan. X-zraci mogu biti koristan kalibracioni standard za eksperiment, iako nekad mogu predstavljati i komplikaciju, naročito ukoliko postoje drugi elementi u ili oko mete. Stoga je neophodno znati njihove karakteristike, a pogotovo energije. Energetski nivoi za tačkasto jezgro dati su relacijom:

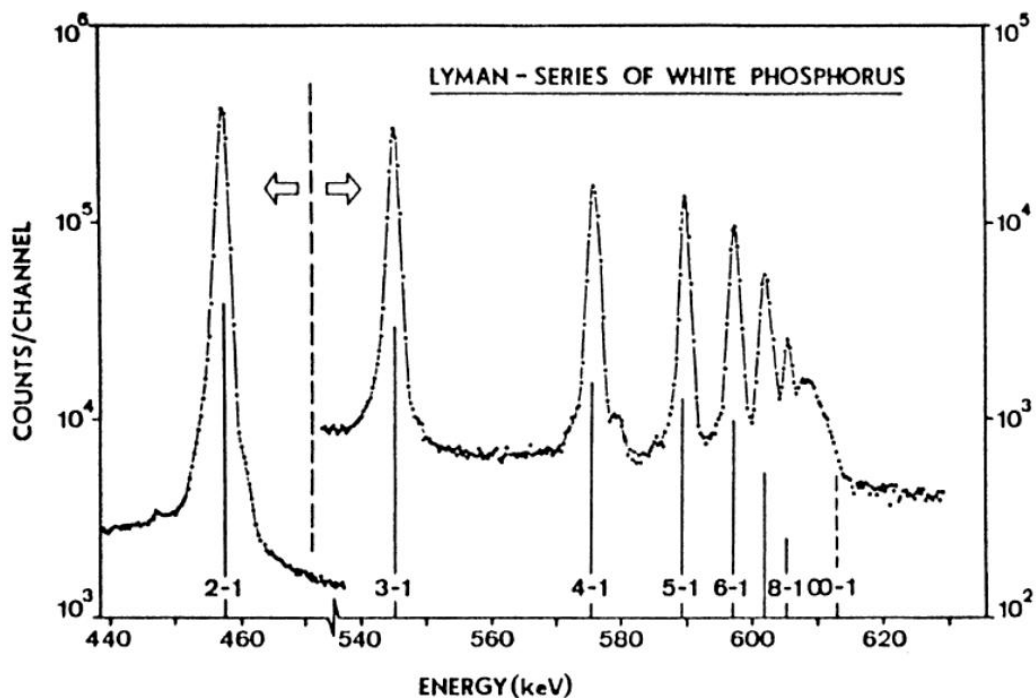
$$E_{n,j} = -\frac{m_\mu c^2}{1 + m_\mu/A} \frac{(Z\alpha)^2}{2n^2} \left[1 + \left(\frac{Z\alpha}{n}\right)^2 \left(\frac{n}{j + (1/2)} - \frac{3}{4}\right) \right].$$

Kada je mion u $1s$ osnovnom stanju, on ima radijus koji je uporediv sa radijusom jezgra, pa je stoga vezivna energija, a time i energija konačnih X-zraka smanjena. Za više n nivoa, jezgro je zaklonjeno K elektronima, tako da je vezivna energija smanjena, ali ovo predstavlja mali efekat. Šema nivoa i nomenklatura prikazana je na slici 5.



Slika 5 Nivoi mionskog atoma, sa prikazom X-zraka. Za $Z=60$, 1s stanje je podignuto za 3.3 MeV (nivo sa isprekidanom linijom) usled konačne veličine naelektrisanja jezgra

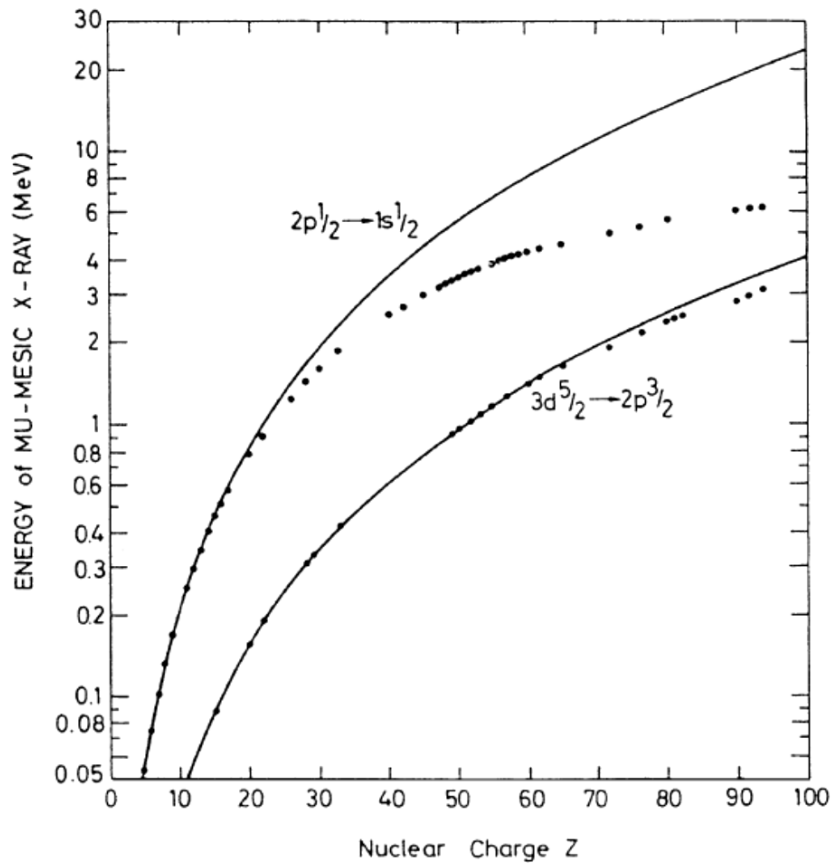
Najčešći prelazi su $E1 \Delta n=1$ prelazi, kao što su $4f-3d$, $3d-2p$ i $2p-1s$, ali i $\Delta n \geq 1$ prelazi se mogu dešavati sa smanjenim intenzitetom od 20% do 5%. Stoga, prelazi na 1s osnovno stanje koji su uočeni su $2p-1s$, $3p-1s$, $4p-1s$ do $8p-1s$. Ovi prelazi nazivaju se Lajmanova serija, K_α , K_β , K_γ , itd. Tipična serija prikazana je na slici 6 za mionski fosfor.



Slika 6 Tipične K-serije Lajmanove serije mionskih X-zraka

Situacija je značajno komplikovanija od jednostavnog dijagrama prikazanog na slici 5, usled pojave spin-orbitalnog cepanja nivoa, odnosno fine strukture nivoa. Ovo je uzrokovano članom koji uključuje j , u uglastoj zagradi prethodno navedene jednačine. Stoga, p nivo se cepa na $p_{3/2}$ i $p_{1/2}$ kombinaciju, tako da postoje dva prelaza: $2p_{3/2}-1s_{1/2}$ i $2p_{1/2}-1s_{1/2}$. Za lake elemente prelazi se ne mogu razložiti, dok je u slučaju silicijuma i fosfora $2p-1s$ X-zrak značajno proširen, a u slučaju titanijuma ($Z=22$) razdvajanje iznosi 2.2 keV; nakon toga, linije su jasno razdvojene.

Postoji veliki broj preciznih podataka o energijama mionskih X-zraka. Glavni cilj zbog kojeg je izvođen veliki broj preciznih merenja predstavlja dobijanje distribucije naelektrisanja jezgra. Energije X-zraka prikazane su na slici 7.



Slika 7 Energije mionskih X-zraka. Linije predstavljaju pretpostavljene vrednosti za tačkasto naelektrisanje

Krive (linije) predstavljaju vrednosti dobijene za tačkasto jezgro, i divergiraju od eksperimentalnih podataka za $Z=20$ (Ca) i nadalje za $2p-1s$ prelaz. Preciznost podataka je visoka i čak za ^{12}C ($Z=6$), dobija se odlična vrednost za radijus naelektrisanja. Tipične vrednosti energija X-zraka za najznačajnije prelaze date su u tabeli 1.

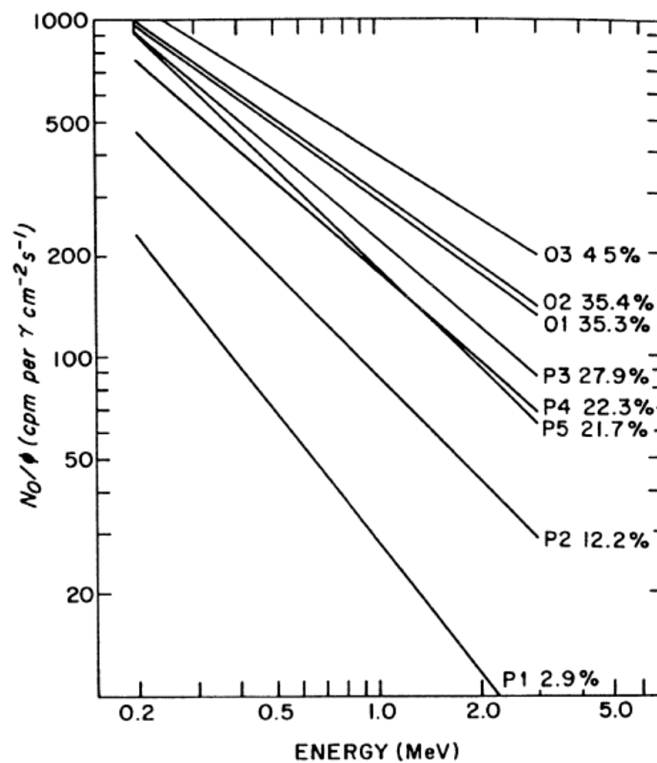
Element	2 <i>p</i> –1 <i>s</i> (keV)	3 <i>p</i> –1 <i>s</i> (keV)	4 <i>p</i> –1 <i>s</i> (keV)	3 <i>d</i> –2 <i>p</i> (keV)	<i>c</i> (fm)
C	75.2588 (5)	89.212 (15)	94.095 (15)	13.966 (3)	2.001 (2)
N	102.403 (5)	121.437 (15)	128.091 (16)	{19.04 (1)}	2.15 (2)
O	133.535 (2)	158.422 (4)	167.125 (5)	24.915 (6)	2.413 (3)
²³ Na	250.229 (2)	297.461 (13)	313.961 (18)	{47.26 (2)}	2.9393 (7)
²⁷ Al	346.828 (2)	412.877 (10)	435.981 (12)	{66.11 (2)}	3.0554 (4)
Si	400.177 (5)	476.829 (12)	503.59 (4)	76.723 (10) ^a	3.155 ^b
Cl	578.6 (3)	{691.4 (3)}	{730.9 (3)}	{113 (1)}	3.50 ^{b,c}
K	712.69 (3)	854.34 (5)	903.84 (5)	143.8 (4)	3.656 ^b
Ca	782.7 (2)	941 (1)	997 (1)	156.83 (2)	
	784.15 (3)			158.17 (2)	3.724 ^b
Fe	1253.06 (6)	1525 (1)		265.7 (1)	
	1257.19 (5)			269.4 (1)	4.117 ^b
⁸⁹ Y	2420.1 (4)	3033.1 (6)		599.4 (4)	^d
	2439.4 (5)	3038.6 (6)		616.4 (4)	
¹²⁷ I	3667.36 (4)			1101.8 (2)	
	3723.74 (3)			1150.4 (2)	5.5931 (1)
¹⁹⁷ Au	5591.71 (15)	8091 (1)		2341.2 (5)	
	5760.79 (15)	8135 (1)		2474.2 (5)	
²⁰⁸ Pb	5778.1 (1)	8453.95 (10)		2500.59 (3)	
	5962.9 (1)	8501.15 (11)		2642.33 (3)	6.6468 (1)
²⁰⁹ Bi	5843.2 (25)			2549.9 (2)	
	6034.0 (22)			2700.5 (2)	6.687 (1)

Tabela 1 Energije mionskih X-zraka za nekoliko elemenata. Parametar *c* je radijus jezgra u tački poluvisine distribucije naelektrisanja

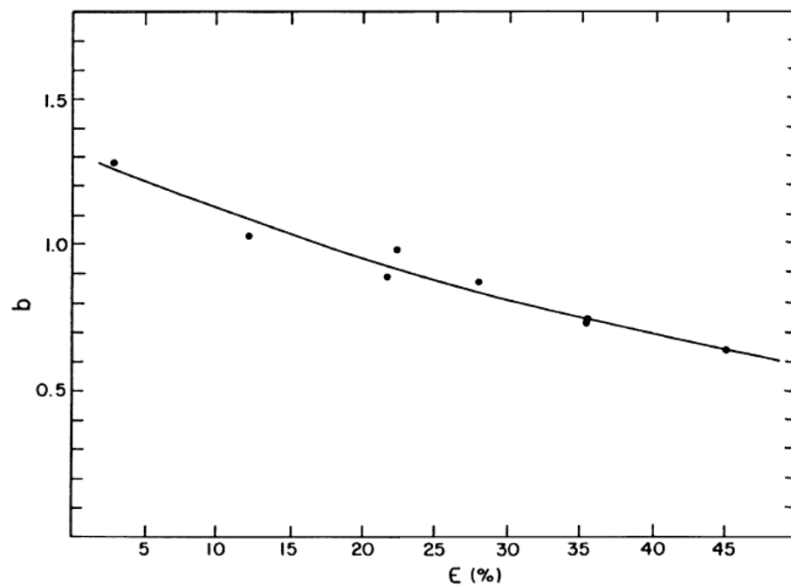
Kalibracija efikasnosti detekcije γ zraka uglavnom se vrši pomoću standardnih izvora [3], međutim problem je što se teško nalaze izvori sa γ zracima iznad energije od 2.6 MeV, dok mionski X zraci i γ zraci iz mionskog zahvata mogu imati energije i od 8 MeV i više. U opsegu energija u kojem su izvori dostupni, efikasnost prati pravu liniju na log-log grafiku, tj. može se aproksimirati jednačinom:

$$\ln(\text{Eff}) = a - b \ln E_\gamma$$

gde je *Eff* efikasnost, a E_γ energija γ zraka u MeV. Slike 8 i 9 prikazuju neke tipične efikasnosti detektora i vrednosti *b* parametra za efikasnosti navedene od strane različitih proizvođača. Treba napomenuti da za tipične detektore, efikasnost opada za faktor 10 od 100 keV do 2 MeV i dodatno za faktor 4 do 10 MeV. Ovo stvara velike poteškoće u eksperimentima sa mionskim zahvatom, i predstavlja jedan od glavnih razloga zašto su visokoenergetski prelazi retko identifikovani. Dodatna poteškoća proizilazi iz toga što ovi prelazi često pretrpe Doplerovo širenje, pa se teško mogu raspoznati u odnosu na *background*. U tabeli 2 date su neke od tipičnih *background* linija kako bi se ilustrovala raznolikost uzroka koji mogu dovesti do emisije γ zraka.



Slika 8 Efikasnosti za tipične HPGe detektore



Slika 9 Varijacija b parametra u relaciji za efikasnost, za HPGe detektore

Energy (keV)	Approx. yield	Identification
418	0.005	$^{127}\text{I}(n, n')$
476	0.20	$^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$
511	0.45	(e^+e^-)
593	0.10	$^{127}\text{I}(n, n')$
596	0.02	^{74}Ge
693	0.01	^{72}Ge
700	0.07	^{74}Ge
718	0.001	$^{10}\text{B}(n, n')$
803	0.003	$^{206}\text{Pb}(n, n')$
835	0.02	^{72}Ge
844	0.01	$^{27}\text{Al}(n, n')$
847	0.01	$^{56}\text{Fe}(n, n')$
898	0.003	$^{207}\text{Pb}(n, n')$
1014	0.015	$^{27}\text{Al}(n, n')$
1097	0.002	$^{115}\text{In}(n, \gamma)$
1173	0.007	$^{60}\text{Co}(\beta^-)^{60}\text{Ni}$
1238	0.005	$^{56}\text{Fe}(n, n')$
1294	0.15	$^{41}\text{Ar}(\beta^-)^{41}\text{K}$
1333	0.007	$^{60}\text{Co}(\beta^-)^{60}\text{Ni}$
1779	0.01	$^{27}\text{Al}(n, \gamma)$
2223	0.10	$\text{H}(n, \gamma)\text{D}$
2614	0.007	$^{208}\text{Pb}(n, n')$
4438	0.03	$^{12}\text{C}(n, n')$
6129	0.002	$^{16}\text{N}(\beta^-)^{16}\text{O}$
7631	0.015	$^{56}\text{Fe}(n, \gamma)$
7645	0.01	$^{56}\text{Fe}(n, \gamma)$

Tabela 2 Neke tipične *background* linije, primećene u eksperimentima zahvata miona

3.4 Zahvat miona na jezgru

Ukupnu brzinu zahvata za negativne mione je jednostavno definisati, relativno lako izmeriti, ali prilično teško izračunati. U slučaju male mase, kao što je u slučaju helijuma, eksperimentalni metod predstavlja sumiranje različitih kanala reakcije. Međutim, u većini slučajeva tehniku predstavlja merenje prividnog vremena života negativnog miona koji se zaustavlja u datom elementu. Mion ima dva izbora, da doživi raspad ili da bude zahvaćen na jezgru, i te dve brzine se jednostavno sabiraju. Stoga,

$$\Lambda_t = \Lambda_c + Q\Lambda_d$$

gde je

$$\Lambda_t = (\tau_{\mu^-})^{-1}, \quad \Lambda_d = (\tau_{\mu^+})^{-1}.$$

t označava ukupnu brzinu, c – zahvat, d – raspad, Q – *Huff* faktor, mali korekcionni faktor koji uzima u obzir činjenicu da je normalna brzina raspada miona smanjena u slučaju vezanog μ^- .

Kako bi se razumela ukupna brzina zahvata za mione, neophodno je navesti nekoliko komponenti potrebnih za razumevanje glavnih efekata. Pretpostavljeno je da se zahvat miona na protonu jezgra odvija sporo i zavisi samo od preklapanja miona sa jezgrom. Za laka jezgra, koncept tačkastog jezgra je dovoljan, tako da postoji Z protona i kako radijus orbitale miona opada kao Z^{-1} , verovatnoća nalaženja miona na jezgru raste kao Z^3 , stoga brzina zahvata raste kao Z^4 . Kako radijus miona brzo postaje uporediv sa radijusom jezgra, moraju se uvesti korekcije i Z_{eff} se koristi kako bi se ovaj efekat uračunao.

Za teška jezgra, gde ima više neutrona nego protona, postaje teško da se protoni transformišu u neutrone zbog Paulijevog principa isključenja. Stoga je *Primakoff* koristio zatvaranje nuklearnih stanja kako bi predložio formulu:

$$\Lambda_c(A, Z) = Z_{\text{eff}}^4 X_1 \left[1 - X_2 \left(\frac{A - Z}{2A} \right) \right] ,$$

gde je X_1 brzina zahvata miona za vodonik, a X_2 član uzima u obzir Paulijev princip isključenja. Ova formula pruža prilično dobar opis dobijenih podataka.

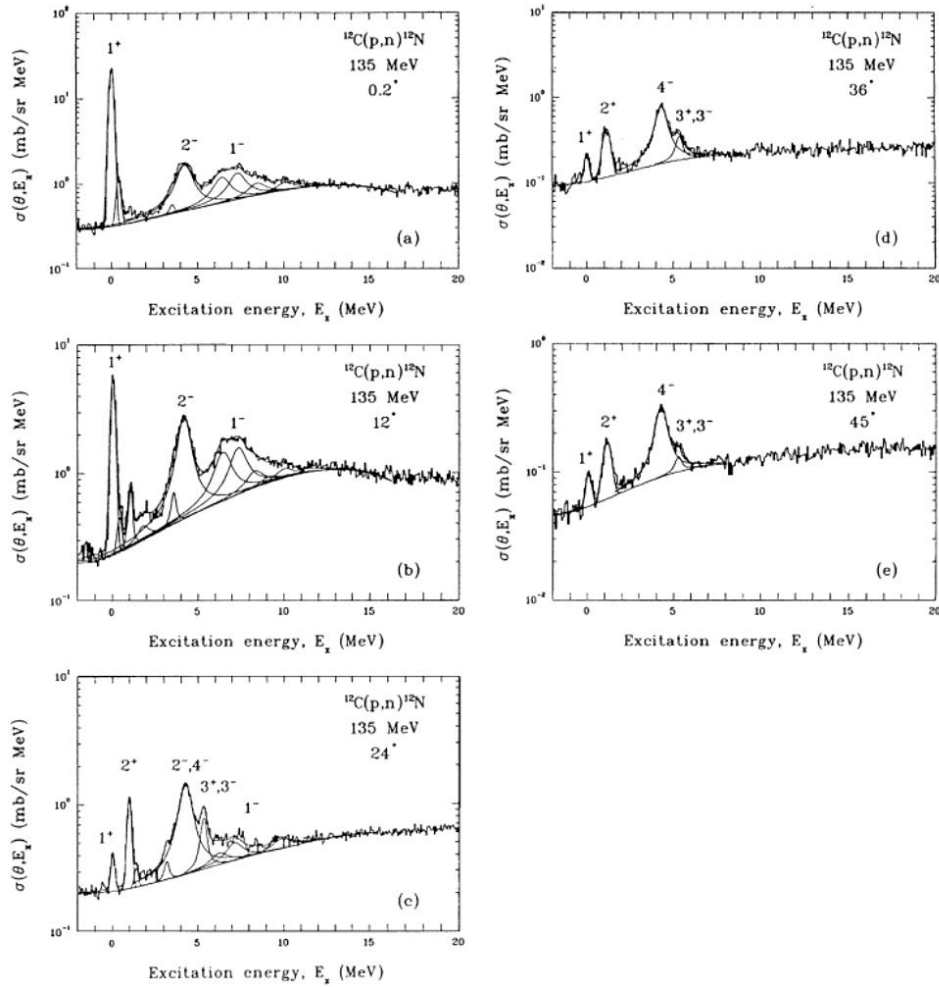
Takođe veliki uticaj na proces zahvata imaju gigantske rezonance, što je primenjivano naročito u proračunima za parno-parna jezgra. Gigantska dipolna rezonanca ipak nije najbolja za uključivanje u proračune, već se uzima spin-dipolna (1^-) rezonanca, koja je nekoliko MeV iznad klasične električne gigantske dipolne rezonance.

Iz brojnih proračuna može se zaključiti da prisustvo jezgra u zahvatu miona ima značajne efekte, što može dovesti do promene brzina za faktor dva.

3.4.1 Reakcije (n,p), (p,n) i (d, ^2He) kao modeli

Ukoliko se izaberu odgovarajući kinematički uslovi (n,p) i (d, ^2He) reakcije popunjavaju spin-flip nivoe na isti način kao mionski zahvat, naročito u slučaju vezanih nivoa. Ovo je veoma korisno poređenje, naročito za prelaze na osnovno stanje, koji se ne mogu dobiti direktno u mionskom zahvatu. Takođe postoje mnoge paralele sa „opposite charge exchange“ reakcijom (p,n) koja je ekvivalentna neutrino indukovanim reakcijama u jezgru.

Kako bi se ilustrovalo poređenje sa (p,n) reakcijama, na slici 10 dat je spektar za $^{12}\text{C}(p,n)^{12}\text{N}$ na 135 MeV, gde energetska rezolucija iznosi 350 keV do 36° i 480 keV na 45° . U tabeli 3 dati su ogledalski energetske nivoui do 3.37 MeV za koje je ^{12}B vezan, a takođe su date i brzine zahvata.



Slika 10 Neutronske spektre za reakciju $^{12}\text{C}(p,n)^{12}\text{N}$ na 135 MeV

J^π	^{12}N energy (MeV)	^{12}N width (keV)	^{12}B energy (MeV)	(μ^-, ν) capture rate (s^{-1})
1^+	0	0	0	6040 (350)
2^+	0.960 (12)	< 20	0.953	210 (100)
2^-	1.191 (8)	118 (14)	1.674	180 (100)
1^-	1.80 (30)	750 (250)	2.621	620 (200)
0^+	2.439 (9)	68 (21)	2.723	(0)
Σ				7050 (270)
Total				37900 (500)

Tabela 3 Ogljedalski nivoi u ^{12}N i ^{12}B , sa brzinama zahvata za reakciju $^{12}\text{C}(\mu^-, \nu)^{12}\text{B}$

Ukupno poređenje je najbolje za 12° . Detaljno poređenje pokazuje da postoje razlike; na primer u (p,n) reakciji, 2^+ nivoi dominiraju nad 2^- nivoima na 1 MeV. Energetska rezolucija ove (p,n) reakcije nije dovoljna za razdvajanje 0.96 i 1.19 MeV nivoa u ^{12}N , tako da je poređenje učinjeno sa (p,p') reakcijom. Korišćenjem polarizovanih protona, eksperimenti u RCNP identifikovali su spin-parnost nivoa.

Za (n,p) reakcije energetska rezolucija je oko 1 MeV, a često i 2 MeV, što čini poređenja prilično generalnim. Loša energetska rezolucija je uzrokovana činjenicom da je neutronska snop ustvari sekundarni snop, stvoren u primarnoj reakciji. Obično se koristi ^7Li (p,n) ^7Be reakcija za stvaranje neutrona, iako ^3H (p,n) ^3He reakcija ima veće preseke i nema prelaze sa pobuđenih stanja ali se zbog radioaktivnosti mete ređe koristi.

Kasnije, počele su da se koriste i (d, ^2He) reakcije, gde je energetska rezolucija bolja od 1 MeV. Notacija ^2He u ovoj reakciji se koristi da naznači dva protona u interakciji konačnog stanja. Stoga, spektrometar detektuje i meri dva koincidentna protona, koja su razmaknuta nekoliko stepeni. Za eksperiment sa ^6Li , ^{13}C i ^{24}Mg , dobijena je energetska rezolucija od 600-700 keV. Spektri na 0° su skoro identični onima za (n,p) reakciju.

3.4.2 Produkcija neutrona

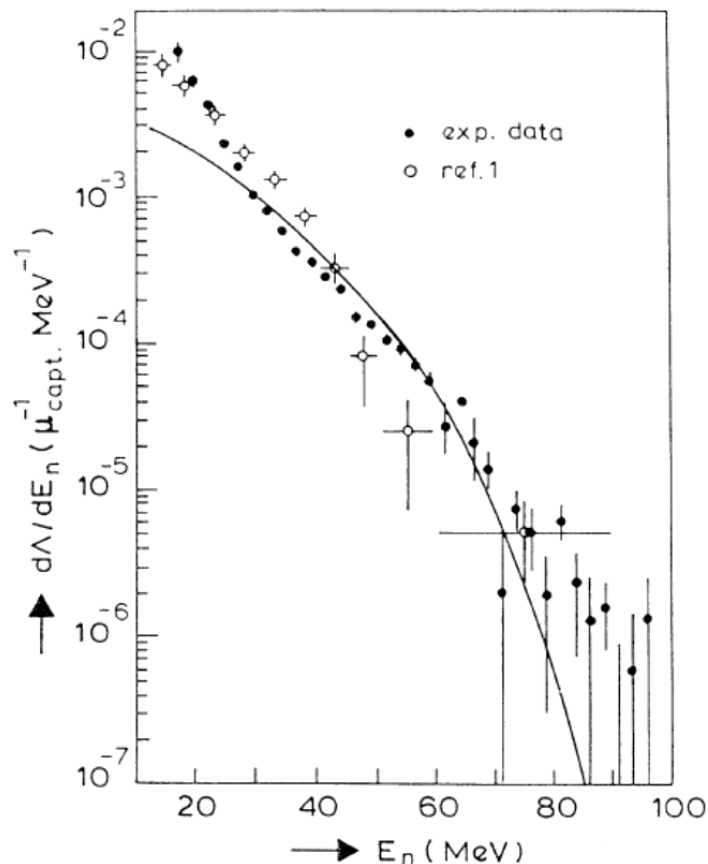
Iz poređenja sa (π^-,γ) reakcijama može se zaključiti da mionski zahvat treba da dovede do ekscitacija jezgra u opsegu 10-20 MeV. Tipična energija veze neutrona je 8 MeV, što indikuje da mnogi zahvati rezultuju produkcijom jednog, dva ili čak više neutrona, pošto se svaka ekscitacija iznad praga za neutron može smatrati da se završava, tj. raspada putem emisije neutrona. Ovo je potvrđeno korišćenjem dve različite tehnike, detekcijom neutrona i aktivacionom analizom.

Tehnika detekcije neutrona kulminirala je eksperimentom 1960-tih u *Berkley* ciklotronu. Veliki rezervoar sa tečnim scintilatorom bio je napunjen kadmijumom i okruživao je metu u kojoj su mioni zaustavljani. Neutroni stvoreni u procesu mionskog zahvata su termalizovani i γ zraci zahvata bili su detektovani od strane scintilatora. Vreme termalizacije je bilo 7.8 μs , tako da je proces praćen 35 μs . Efikasnost za jedan neutron bila je oko 54.5%. Više neutrona je moglo biti detektovano ovom tehnikom, što je bio i cilj eksperimenta. Najpreciznije merenje je bilo merenje multipliciteta, i vrednost tipično iznosi 1.5. Uočen multiplicitet jednak je proizvodu efikasnosti i multipliciteta. Moguće je dobiti i distribuciju multipliciteta, ali sa manjom preciznosti, a takođe je ova distribucija mnogo osetljivija na fluktuacije.

Alternativna tehnika predstavlja merenje aktivacije indukovane zaustavljenim mionskim snopom. *Heusser* i *Kirsten* su proučavali mionsku aktivaciju za mete Mg, Al, Fe, Co i Ni, dok je *Wytenbach* proučavao 18 meta, sa fokusom na produkciju naelektrisanih čestica. Izbegavane su mete kod kojih je postojala značajna aktivacija od strane produkcije neutrona. Tipične

verovatnoće produkcije naelektrisanih čestica predstavljaju samo nekoliko procenata od zahvata, dok produkcija neutrona sačinjava ostatak.

Merenje energetskog spektra neutrona stvorenih u mionskom zahvatu korisno je zbog toga što daje indicaciju energije ekscitacije inicijalne reakcije. Najbolja tehnika za merenje energija neutrona je korišćenje metoda merenja vremena preleta (*time of flight*). Međutim, za ovu tehniku neophodno je nulto vreme koje je u mionskom zahvatu teško odrediti zbog toga što mion, nakon što formira atom, "čeka" mikrosekundu ili dve pre nego što biva zahvaćen. Za mione, mogu se koristiti deekscitacioni γ zraci kako bi se odredilo nulto vreme. Međutim, ovo je samo mera onih neutrona koji popunjavaju ekscitovana stanja, stoga su direktni prelazi na osnovno stanje isključeni. Naredna tehnika izvodi se pomoću „recoil proton“ spektrometra, u kojoj se neutron rasejava na protonu (često u scintilatoru) i tada se energija protona koji doživljava uzmak meri. Ovu tehniku koristio je *van der Pluym*, koji je proučavao spektar ^{40}Ca u PSI. Ovaj eksperiment pokriva je energetski opseg od 20 do 100 MeV, a spektar je prikazan na slici 11.

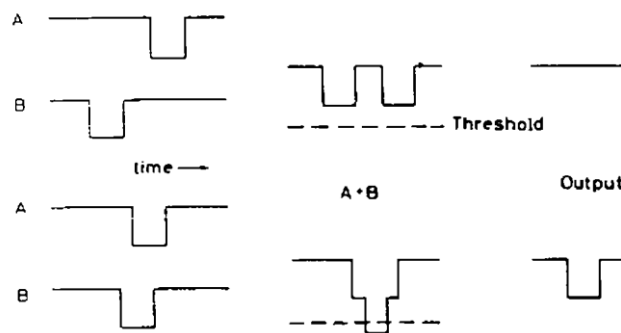


Slika 11 Spektar neutrona emitovanih nakon mionskog zahvata u ^{40}Ca

4 Spektroskopija događaja indukovanih kosmičkim mionima i mogućnost vremenskog razlaganja ovih događaja

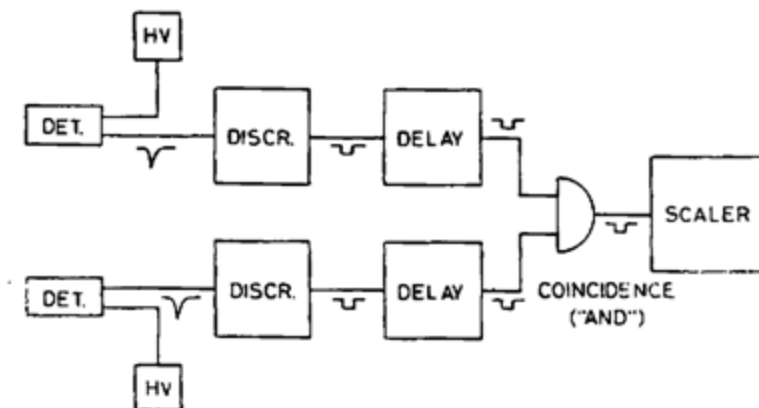
4.1 Koincidentne tehnike

Koincidentna jedinica u električnom kolu određuje da li su dva ili više logičkih signala koincidentni u vremenu i na bazi toga, generiše logički signal ukoliko je ovaj uslov ispunjen ili uopšte ne generiše signal ukoliko nije ispunjen ovaj kriterijum [4]. Elektronsko određivanje postojanja koincidencije između dva impulsa najčešće se vrši na sledeći način: vrši se sabiranje dva ulazna impulsa, nakon čega sumirani impuls prolazi kroz diskriminator koji je podešen tako da je njegova visina neznatno manja od zbira dva logička impulsa, kao što je prikazano na slici 12. Stoga, sumirani impuls će moći da dovede do okidanja diskriminatora samo ukoliko su ulazni impulsi dovoljno vremenski blizu, tako da dolazi do njihovog preklapanja. Na ovaj način, koincidencija događaja ustvari predstavlja koincidenciju unutar takvog vremenskog intervala da se impulsi preklapaju. Ovaj vremenski interval predstavlja vreme razlaganja koincidentnog kola, koje zavisi od širina signala i minimalnog preklapanja koje zahteva elektronika. Koincidentna jedinica predstavlja logičko kolo koje vrši logičku operaciju „I“ na ulaznim signalima.



Slika 12 Metod sumiranja radi određivanja postojanja koincidencije za dva signala

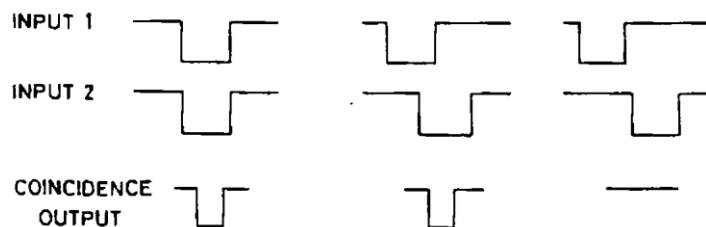
Princip na kome se bazira koincidentna tehnika je konverzija analognih signala iz detektora u logičke signale, nakon čega se ovi impulsi šalju u koincidentni modul (slika 13).



Slika 13 Sistem za merenje koincidencija

Ukoliko su ova dva signala u koincidenciji, generiše se logički signal na izlazu. Koincidentni izlazni signal se generiše ukoliko se bilo koji deo dva ulazna signala preklapa. Na osnovu toga, impulsi koji stižu unutar vremenskog intervala koji je jednak sumi njihovih širina registruju se kao koincidentni.

Na slici 14 prikazani su primeri dobijanja koincidentnih izlaza na osnovu dva ulazna signala.

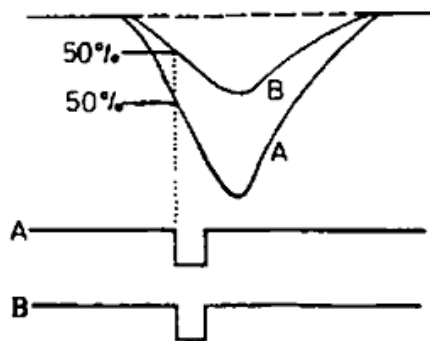


Slika 14 Koincidencije između dva signala

Za podešavanje ovog jednostavnog koincidentnog sistema potrebno je dodati podesiva kašnjenja u svaku granu kola, kako bi se postiglo da električna putanja signala do koincidentnog modula, u svakoj grani, bude jednake dužine.

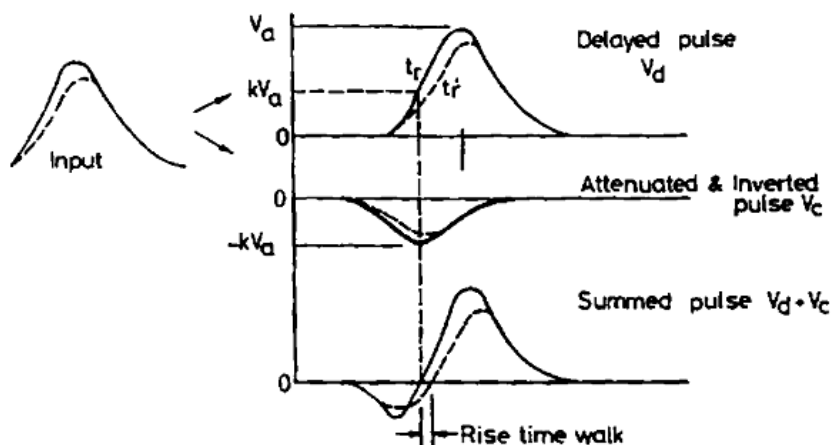
U koincidentnim sistemima se najčešće koristi tehnika okidanja na konstantnu frakciju signala pomoću uređaja koji se naziva CFD (*constant fraction discriminator*). U ovoj metodi, logički signal se generiše pri konstantnom delu visine pika, kako bi nastao signal u kojem ne dolazi do *walk* efekta (*walk* efekat je uzrokovan varijacijama u amplitudi dolazećih signala). Osnova za

ovu ideju proistekla je iz empirijskih testova koji su pokazali postojanje optimalnog nivoa za okidanje, kako bi se dobila najbolja vremenska rezolucija. U zavisnosti od tipa signala, ovaj nivo se javlja pri određenom delu visine impulsa, nezavisno od amplitude. Slika 15 pokazuje kako se vrši okidanje pri konstantnom delu od 50%.



Slika 15 Princip rada CFD-a

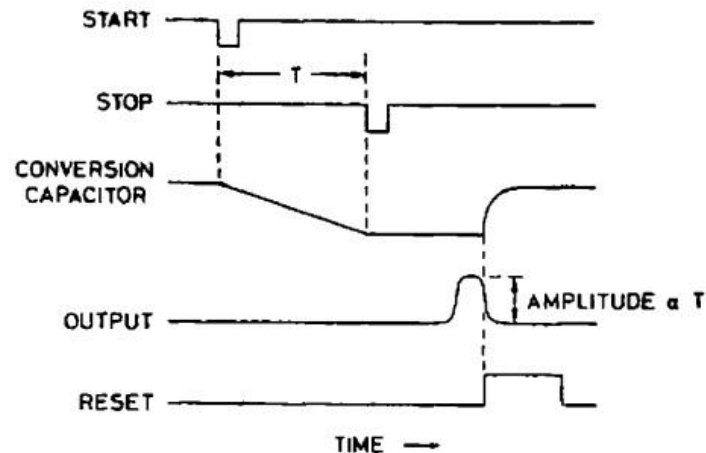
Tehnika pomoću koje se postiže okidanje na konstantnu frakciju signala prikazana je na slici 16. Dolazeći impuls V_a se prvo deli na dva dela, od kojih se jedan deo (V_d) kasni za vreme t_d koje je jednako vremenu potrebnom da se impuls poveća od određenog nivoa (konstantnog dela impulsa) do pika impulsa. Drugi deo se invertuje i atenuira za faktor k , tako da se dobija impuls $V_c = -k V_a$. Ova dva impulsa se potom sumiraju kako bi nastao bipolarni impuls V_{out} . Tačka u kojoj se signali poništavaju (*zero-crossing point*) je tada pri konstantnom delu k visine originalnog signala.



Slika 16 Tehnika okidanja na konstantnu frakciju signala

Neophodna komponenta svakog koincidentnog sistema je uređaj koji omogućava veoma precizno merenje vremenskog intervala između dva događaja u detektoru. Ovo je ostvareno korišćenjem uređaja koji se naziva TAC (*time to amplitude converter*). Ovaj uređaj pretvara vremenski period između dva logička impulsa u izlazni impuls čija visina je proporcionalna ovom vremenskom intervalu.

Merenje vremena pomoću TAC – a okida se START impulsom i zaustavlja STOP signalom. Jednostavan metod koji koriste TAC uređaji je da odpočnu sa konstantnim pražnjenjem kondenzatora pri stizanju START signala i da prekinu ovo pražnjenje kada se pojavi STOP signal. Posle stizanja START signala, TAC ne prima novi START signal do generisanja STOP signala. Ukupno naelektrisanje koje je sakupljeno je tada proporcionalno vremenskoj razlici između START i STOP signala.

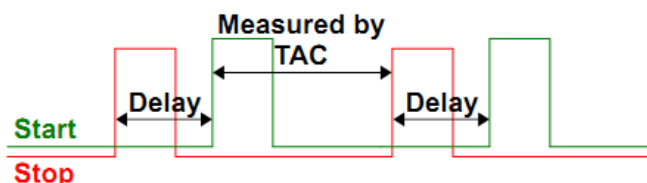


Slika 17 Princip rada TAC-a

Nakon TAC-a se postavlja analogno-digitalni konvertor (ADC) kako bi se digitalizovao izlazni impuls. Ovaj impuls se tada može analizirati pomoću multikanalnog analizatora (MCA) kako bi se izvršilo sortiranje impulsa u zavisnosti od njihove visine. MCA takođe prebrojava impulse pri svakoj visini i ove informacije prebacuje u multikanalnu memoriju. Sadržaj svakog kanala se potom može prikazati na ekranu kako bi se dobio spektar visine impulsa u funkciji vremenskog intervala.

Veoma je važno postići da impulsi od istog događaja ne dovedu do okidanja i početka i kraja vremenske sekvence na TAC-u.

Ukoliko se kasni impuls od jednog događaja na START ulazu, omogućeno je da identični impuls na STOP ulazu ne utiče na vremensku sekvencu pokrenutu istim tim događajem. Na ovaj način se prvi STOP impuls ignoriše, dok odgovarajući kašnjeni START impuls započinje vremensku sekvencu na TAC-u. Sledeći impuls na STOP ulazu (koji potiče od različitog događaja) zaustavlja TAC, ukoliko nastane unutar vremenskog opsega podešenog na TAC-u.



Slika 18 Vreme pristizanja impulsa na STOP ulaz (crveno) i START ulaz (zeleno) TAC-a

4.2 Spektroskopija događaja indukovanih kosmičkim mionima

Čestice tamne materije prilikom prolaska kroz Zemlju doživljavaju elastične sudare sa jezgrima atoma. Savremene teorije o tamnoj materiji predviđaju da teške slabointeragujuće čestice, WIMP-ovi (*Weakly Interacting Massive Particles*) interaguju sa materijom putem uzmaka atomskih jezgara, što bi dovodilo do depozicije energije do 100 keV u detektoru, tj. do pojave eksponencionalno opadajućeg kontinuuma ispod 100 keV u gama spektrima [5]. Eksperimenti direktne detekcije tamne materije pokušavaju da izmere energiju koja se predaje jezgru (energija uzmaka jezgra) u ovakvom procesu rasejanja. Ukoliko WIMP-ovi imaju veću masu, deponovana energija će biti veća, ali usled toga brzina odvijanja ovih događaja opada. Do ovog efekta dolazi usled linearnog opadanja broja WIMP-ova sa porastom njihove mase.

Ključna veličina u opisu direktne detekcije tamne materije je diferencijalna brzina događaja dR/dE_{nr} , tj. broj događaja po jedinici mase detektora (kg) u jedinici vremena (vreme merenja izraženo u danima) i jedinici energije (izraženo u keV) [6].

Diferencijalna brzina događaja određena je fluksom tamne materije, gustinom jezgra mete (detektora) i diferencijalnim presekom za interakciju, integraljenjem preko svih vrednosti brzina čestica tamne materije:

$$\frac{dR}{dE_{nr}} = \frac{\rho_0}{m_N m_x} \int_{v_{min}}^{\infty} v f(v) \frac{d\sigma}{dE_{nr}}(v, E_{nr}) dv$$

gde je m_x masa čestice tamne materije, m_N masa jezgra mete, ρ_0 lokalna gustina energije ($\rho_0 = (0.30 \pm 0.05)\text{GeVcm}^{-3}$ [7]), v brzina čestice tamne materije, $\frac{d\sigma}{dE_{nr}}$ diferencijalni presek.

Broj (*number density*) čestica tamne materije iznosi $\frac{\rho_0}{m_x}$, a kako bi se izračunao fluks čestica tamne materije potrebno je da se ova veličina pomnoži sa brzinom čestice tamne materije v .

Energiju uzmarka jezgra možemo izraziti pomoću brzine čestice tamne materije i ugla rasejanja θ u centru mase:

$$E_{nr} = \mu_N^2 v^2 (1 - \cos \theta) / m_N,$$

gde je μ_N redukovana masa, tj. $\mu_N = m_x m_N / (m_x + m_N)$. Stoga, kako bi energija uzmarka iznosila E_{nr} neophodno je da brzina čestice tamne materije iznosi minimalno:

$$v_{min} = \sqrt{\frac{m_N E_{nr}}{2 \mu_N^2}}$$

Diferencijalni presek može se izraziti kao:

$$\left(\frac{d\sigma}{dE_{nr}} \right)_{SI*} = \frac{m_N \sigma_0 F^2(E_{nr})}{2 \mu_N^2 v^2},$$

$F^2(E_{nr})$ je form faktor, koji odražava gubitak koherencije sa povećanjem prenešenog impulsa i u principu odgovara Furijeovom transformu gustine nukleona. Može se pretpostaviti sledeća parametrizacija:

$$F^2(q) = \left(\frac{3 j_1(q R_1)}{q R_1} \right)^2 \exp(-q^2 s^2),$$

gde je prenešeni impuls $q = \sqrt{2 m_N E_{nr}}$, a j_1 sferna *Bessel* funkcija. Parametri s i R_1 opisuju veličinu i formu jezgra ($s \approx 1 \text{ fm}$, $R_1 = \sqrt{R^2 - 5s^2}$, $R \approx 1.2 \text{ fm}\sqrt{A}$, A - maseni broj jezgra mete).

Ukoliko se presek izrazi kao:

$$\sigma_0 = A^2 \frac{\mu_N^2}{\mu_P^2} \sigma_P^{SI}, \quad (\sigma_P^{SI} \text{ tamna materija-proton presek})$$

* indeks SI označava nezavisnost od spina

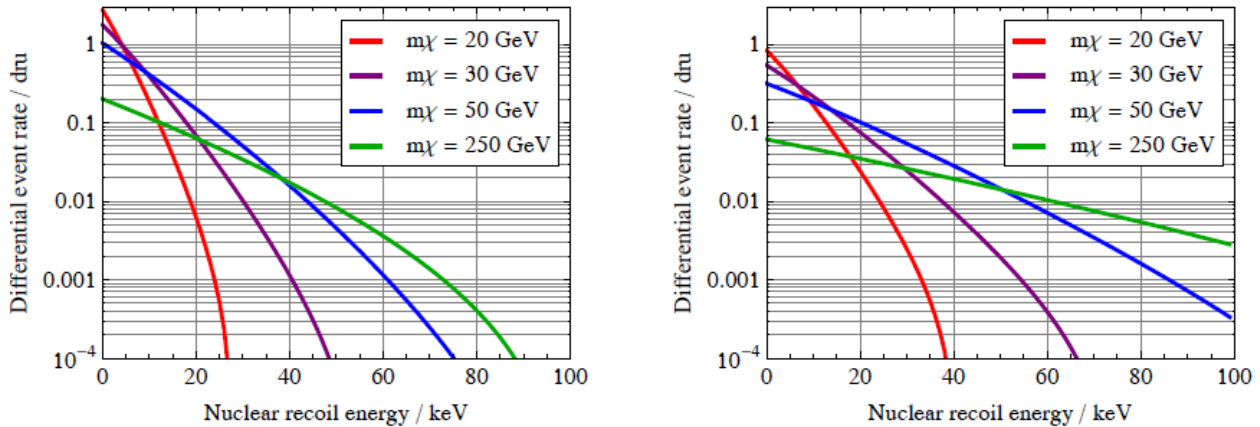
diferencijalna brzina događaja se može izraziti kao:

$$\frac{dR}{dE_{nr}} = \frac{\rho_0 A^2}{2\mu_p^2 m_\chi} \sigma_P^{SI} F^2(E_{nr}) \int_{v_{min}}^{\infty} \frac{f(v)}{v} dv.$$

Na slici 19 prikazane su tipične diferencijalne brzine događaja za različite mase čestica tamne materije i različite materijale mete.

Na osnovu gornje jednačine možemo doneti sledeće zaključke:

- Diferencijalna brzina događaja opada eksponencijalno sa povećanjem energije uzmaka.
- Diferencijalna brzina događaja proporcionalna je sa A^2 , tako da je rasejanje sa niskim energijama uzmaka drastično pojačano za mete sa većim masenim brojem.
- Za manje mase čestica tamne materije, diferencijalna brzina događaja će biti veća pri niskim energijama uzmaka, zbog faktora m_χ^{-1} i manja pri visokim energijama uzmaka, usled toga što v_{min} raste brže ukoliko je m_χ malo.



Slika 19 Tipične diferencijalne brzine događaja za različite mase čestica tamne materije i različite materijale mete
a) Meta od ksenona sa $m_N = 131.3$ u; b) Meta od germanijuma sa $m_N = 72.6$ u

Kako je većina eksperimenata posvećenih detekciji WIMP-ova bazirana na detektorima sa zaštitom sačinjenom od olova i bakra [8], uticaj kosmičkih miona na ovakve ultra niskofonske eksperimente može biti značajan, čak i u slučaju da su eksperimenti locirani duboko ispod zemlje. Uticaj kosmičkih miona na ovako precizna merenja ogleda se u vidu različitih procesa indukovanih u aktivnoj zapremini detektora, zaštiti detektora kao i u različitim materijalima u okruženju. Nezavisno od tipa niskofonskog detekcionog sistema koji se koristi u eksperimentima u domenu astročestične fizike, glavni doprinosi kosmičkih miona fonskom spektru detektora javljaju se usled produkcije elektromagnetne kaskade, tj. elektron-foton pljuska duž njihove putanje u masivnoj detektorskoj zaštiti. Interakcija kosmičkih miona sa detektorskom zaštitom na ovaj način dovodi do pojave karakterističnih X zraka [9], zakočnog zračenja i anihilacionih fotona [10] u spektrima detektora.

Kao rezultat spalacionih procesa i zahvata miona na atomskim jezgrima, stvaraju se brzi neutroni, koji se dalje elastično rasejavaju ili doživljavaju neelastične sudare sa materijalom detektora. Kao rezultat neelastičnog rasejanja brzih neutrona (tj. (n,n') reakcija) oni ostavljaju deo energije u detektorskom sistemu pri čemu su deekscitacije jezgara praćene uzmacima ovih jezgara. Elastično rasejanje brzih neutrona [11] doprinosi niskoenergetskom kontinuumu spektara. Stoga, uzmaci atomskih jezgara u aktivnoj zapremini detektora koji su indukovani neutronima, obuhvataju isti spektralni region kao WIMP-ovi [12]. Eksperimenti u kojima se traga za WIMP-ovima koriste eksperimentalne postavke u kojima je omogućena istovremena detekcija svetlosti i fonona, čime se značajno smanjuje doprinos elektron-fotonskih događaja fonu, dok uzmaci atomskih jezgara indukovani brzim neutronima ostaju kao značajna komponenta fona [13]. Ukoliko se u okolini detektora nalaze lakši materijali, oni dovode do termalizacije neutrona i time do zahvata neutrona tj. (n,γ) reakcija.

Eksperimenti namenjeni za detekciju retkih događaja koriste različite vidove aktivne veto zaštite [14] kojima se odbacuju događaji indukovani kosmičkim mionima iz fonskih spektara odgovarajućih detektora (kao što su germanijumski detektori visoke čistoće (HPGe)). Stoga, mogu se odbaciti, u ovom slučaju, neželjeni doprinosi usled zakročnog zračenja indukovanog mionima, kao i niskoenergetska distribucija usled uzmaka jezgara, anihilacioni događaji i gama linije generisane u (n,n') procesima [15]. Međutim, doprinos gama emisije iz izomernih prelaza izotopa germanijuma ne može se redukovati pomoću veto zaštite, zbog toga što su periodi poluraspada metastabilnih stanja duži od vremenskog intervala unutar kojeg se vrši koincidentna detekcija. Neke od ovih gama emisija su 66.7 keV gama linija iz reakcije $^{72}\text{Ge}(n,\gamma)^{73\text{m}}\text{Ge}$, gde je $T_{1/2} = 0.5$ s, 139.5 keV gama linija iz $^{74}\text{Ge}(n,\gamma)^{75\text{m}}\text{Ge}$, sa $T_{1/2} = 48$ s i 198.3 keV gama linija iz $^{70}\text{Ge}(n,\gamma)^{71\text{m}}\text{Ge}$, sa $T_{1/2} = 0.022$ s [16].

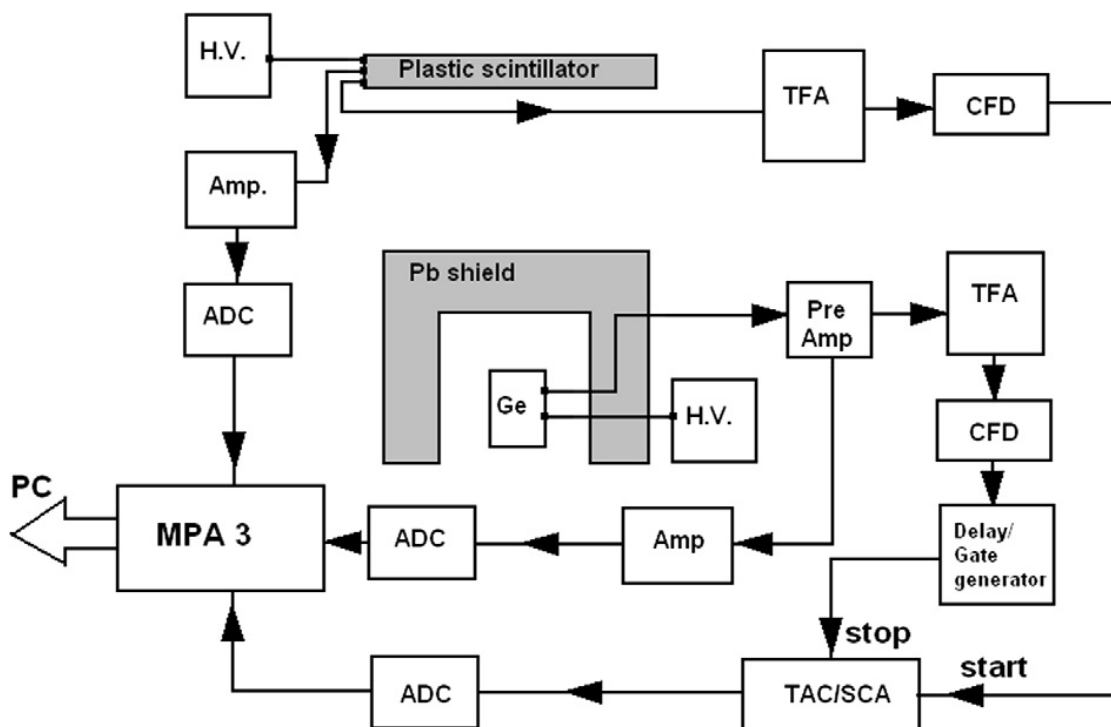
Odgovarajući odabir koincidentnog intervala u niskofonskim eksperimentima baziranim na odbacivanju fonskih događaja u antikoincidentnom režimu, veoma je značajan radi smanjenja uticaja kosmičkih miona na prikupljene spektre, naročito za određene energetske regione prikupljenih spektara. Kako bi se ovo odbacivanje događaja realizovalo, neophodno je postaviti „veto“ detektor iznad primarnog detektora, čime se omogućava registrovanje signala usled depozicije energije kosmičkih miona u oba detektora. Nakon raspoznavanja ovakvog događaja, on se može odbaciti i na taj način neće doprinositi spektru primarnog detektora. Upravo odatle i potiče sam naziv „veto“, zbog toga što taj detektor ostvaruje odbacivanje odnosno ignorisanje neželjenog signala (*veto*- odbacivanje, zabrana). Uticaj postavke sistema od pet plastičnih veto scintilacionih detektora oko postojeće pasivne olovne zaštite HPGe detektora na prikupljene spektre razmatran je u radu [17]. Takođe, na koji način korišćenje aktivne i pasivne zaštite dovodi do poboljšanja osetljivosti metode gama spektroskopije izloženo je u [18], [19].

Koincidentni događaji između „veto“ detektora i germanijumskog detektora mogu biti promptni i zakasneli. Kao promptne koincidencije označavamo događaje u kojima mion direktno interaguje sa veto detektorom i sa germanijumskim detektorom. Sa druge strane, zakasneli koincidentni događaji bazirani su na interakcijama miona sa veto detektorom nakon čega se odvijaju

interakcije sekundarnih čestica sa germanijumskim detektorom. Ove sekundarne čestice nastaju u interakcijama miona sa detektorskom zaštitom. Jedan od zadataka ove doktorske disertacije predstavlja ispitivanje mogućnosti razlaganja ove dve grupe događaja u vremenu. Stoga, nakon odabira odgovarajućeg vremenskog intervala koincidentnog kola i primene antikoincidentnog režima rada, ovakvo razlaganje može dovesti do smanjenja određenih neželjenih događaja u različitim oblastima gama spektra, što je od posebnog značaja u ultra-niskofonskim eksperimentima.

4.3 Eksperimentalna postavka

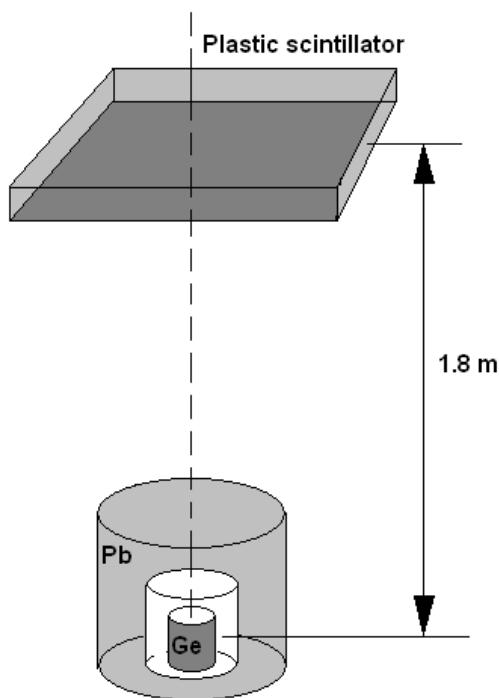
Eksperimentalna postavka smeštena je u prizemlju zgrade Departmana za fiziku, na nadmorskoj visini od 80 metara, iznad koje se nalazi sloj betona debljine 15 cm. Šematski prikaz ove postavke dat je na slici 20 [20].



Slika 20 Šematski prikaz eksperimentalne postavke

Plastični scintilacioni detektor dimenzija $0.5 \text{ m} \times 0.5 \text{ m} \times 0.05 \text{ m}$ smešten je iznad germanijumskog detektora visoke čistoće proširenog opsega (GMX HPGe), nominalne efikasnosti 36%, i oba detektora rade u koincidentnom režimu. Ovaj GMX detektor (GAMMA-X) je koaksijalni germanijumski detektor n tipa visoke čistoće, sa kriostatom U tipa, proizvođača

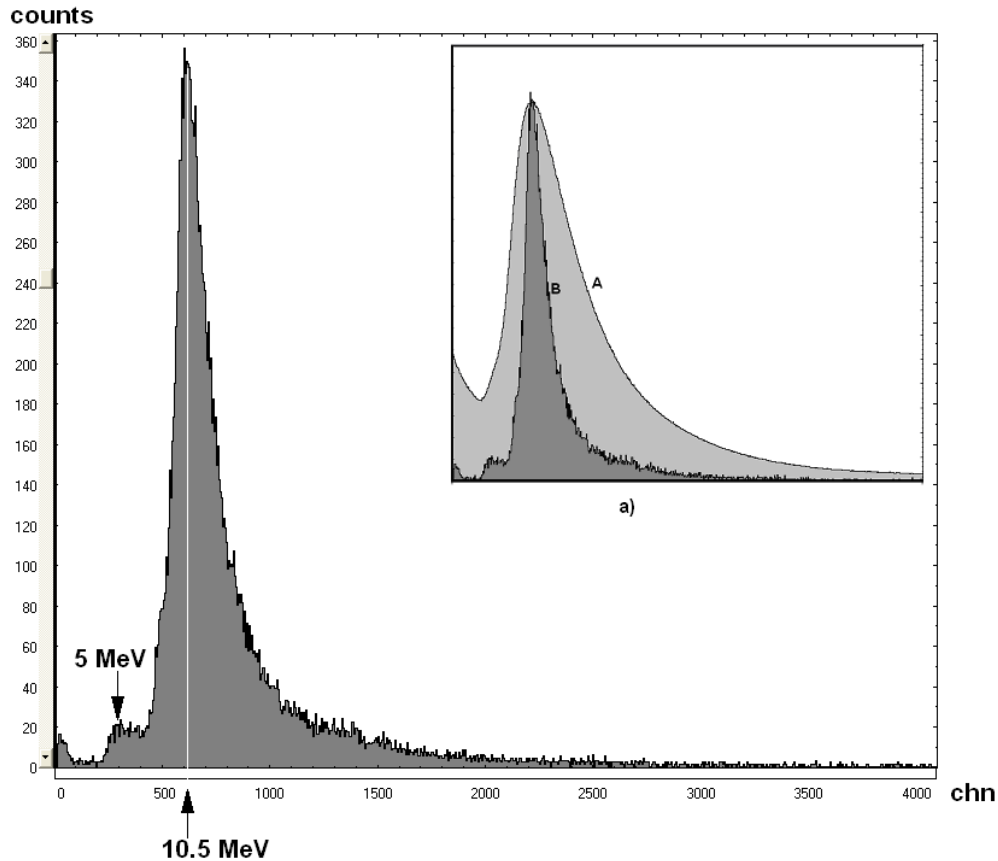
ORTEC, USA, i zahvaljujući tankom mrtvom sloju ($\sim 0.3 \mu\text{m}$) i dodatno, tankom berilijumskom prozoru ($\sim 0.5 \text{ mm}$) visoke propustljivosti (transmisioni koeficijent $\sim 95\%$ na 5.9 keV) ima proširen opseg ka niskim energijama do oko 3 keV kao i veoma dobru efikasnost na ovako niskim energijama [21]. Pasivna zaštita germanijumskog detektora je cilindričnog oblika, spoljašnjeg prečnika 41 cm i visine 56 cm , i sačinjena je od olova niske aktivnosti, debljine 120 mm . Ukupna masa ove olovne zaštite iznosi oko 700 kg . Plastični detektor je lociran na visini od 1.8 m iznad germanijumskog detektora, kako bi se izbegao uticaj miona čije putanje značajnije odstupaju od vertikalne.



Slika 21 Prikaz geometrije detektorskog sistema

U ovakvoj postavci (slika 21), prostorni ugao kojim germanijumski detektor obuhvata plastični scintilator je relativno mali ($\approx 0.077 \text{ sr}$), stoga se dominantno registruju mioni sa približno vertikalnom putanjom. Eksperimentalni dokaz ove činjenice može se naći u koincidentnom spektru plastičnog scintilatora, gde se uočava relativno uska distribucija mionskih događaja. Maksimalna deponovana energija miona u plastičnom scintilatoru debljine 5 cm iznosi 10.5 MeV , što odgovara energiji miona od oko 2 GeV .

Spektar mionskih događaja registrovanih pomoću plastičnog scintilatora kada radi u *single* režimu je mnogo širi u poređenju sa spektrom koji se dobija u koincidentnom režimu rada (slika 22).



Slika 22 Koincidentni spektar plastičnog scintilatora

a) Poređenje koincidentnog mionskog spektra (B) i direktnog mionskog spektra dobijenog u *single* režimu rada (A) plastičnog scintilatora (vertikalne ose na ovim spektrima nisu međusobno skalirane)

Do ovog proširenja spektra dolazi usled registrovanja miona koji stižu do detektora iz celokupne gornje hemisfere (posmatrajući u odnosu na detektor), a ne samo iz uskog prostornog ugla, kao u slučaju koincidentnog režima rada plastičnog scintilatora sa germanijumskim detektorom:

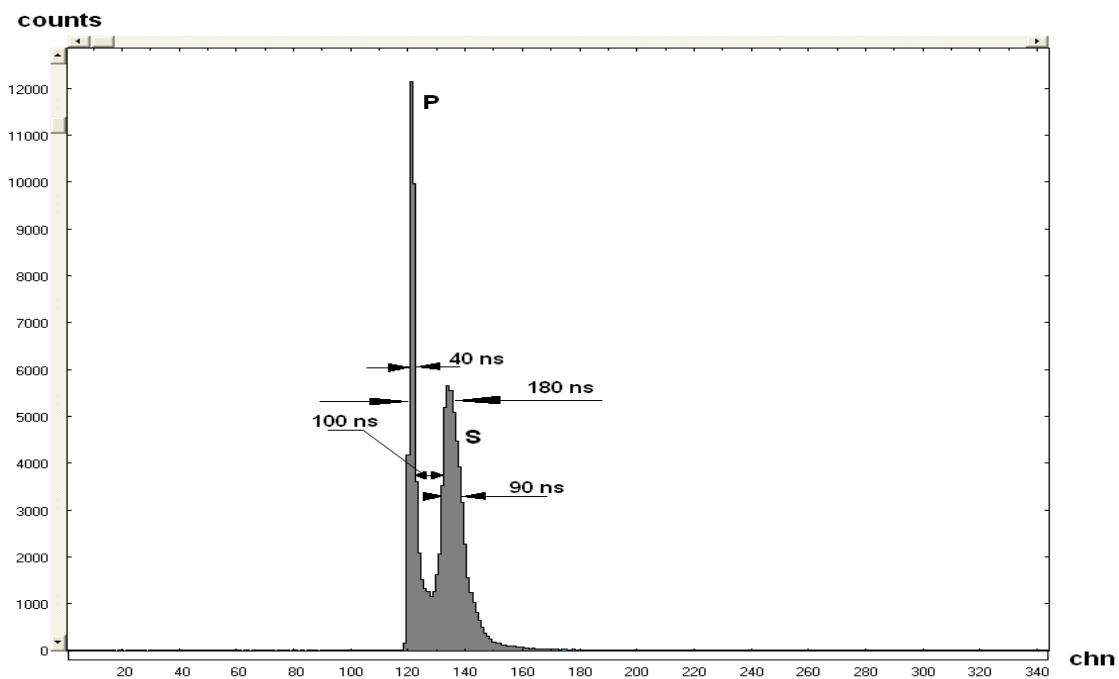
$$\frac{FWHM_{SINGLE\ MODE}}{FWHM_{COINC.\ MODE}} \approx 3.5$$

Stoga, procesi koji su analizirani u ovom eksperimentu su dominantno proizvedeni od strane miona sa vertikalnom putanjom, sa srednjom energijom od 2 GeV. Podešavanjem praga CFD-a eliminišu se signali generisani gama kvantima iz okruženja detektora koji su nepoželjni u

spektru, stoga energetski spektar plastičnog scintilatora kreće od 5 MeV. Sličnim podešavanjima uspostavljeno je da energetski spektar HPGe GMX detektora bude odsečen na 40 keV i da se registruju fotoni energija do 3 MeV.

Opseg TAC-a je podešen na 10 μ s što predstavlja maksimalan vremenski interval između dva koincidentna impulsa, tj. od START signala plastičnog scintilatora do STOP signala germanijumskog detektora. Vremenska rezolucija koincidentnog sistema određena je pomoću FWHM (*Full Width at Half Maximum*) pika koji potiče od stvarnih koincidencija u vremenskom spektru i iznosila je 180 ns. Relativni odnos događaja van koincidentnog pika, uključujući i zakasnele stvarne koincidentne događaje, i događaja unutar koincidentnog pika iznosio je 7%. Na osnovu toga možemo zaključiti da je doprinos slučajnih događaja zanemarljiv.

Pik koji se javlja usled stvarnih koincidencija sastojao se od dva pika razdvojena veoma malim rastojanjem koje odgovara vremenskoj razlici od oko 100 ns (slika 23).

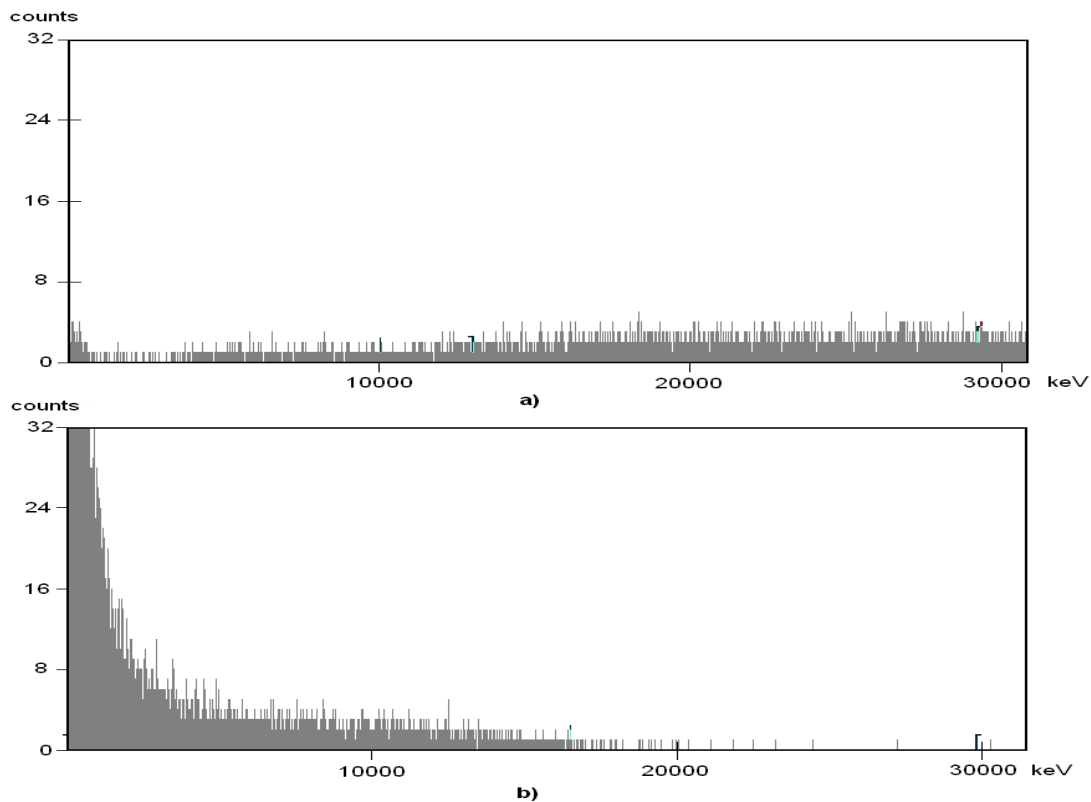


Slika 23 Pik usled stvarnih koincidencija u TAC spektru; P – promptni pik, S – sekundarni pik (9.8 ns/chn)

Kako bi se odredilo koji događaji u spektru germanijumskog detektora odgovaraju prvom, promptnom piku, a koji sekundarnom piku TAC spektra, meren je spektar u koincidenciji sa događajima iz prvog, promptnog pika, kao i sa događajima iz sekundarnog pika (slika 24). Radi dobijanja spektra germanijumskog detektora čiji opseg je dovoljno velik da obuhvata visoke

deponovane energije miona u kristalu germanijuma, pojačanje detektora je moralo srazmerno da se smanji. Takođe, precizno selektovanje regiona TAC spektra kojim se vrši okidanje, realizovano je pomoću SCA (*Single Channel Analyzer*), tačnije podešavanjem širine i startnog nivoa njegovog prozora. Signal sa SCA je doveden na *Delay/Gate Generator*, sa kojeg je „gate“ deljen ka ADC-u koji je vezan sa pojačavačem germanijumskog detektora, kao i do ADC-a na koji se dovodi signal sa izlaza TAC modula. Na ovaj način podešavanjem prozora SCA selektuje se adekvatan deo vremenskog spektra (TAC spektra) i ujedno dobija energetski spektar germanijumskog detektora koji odgovara izabranom vremenskom intervalu koincidentne krive.

Sa slike 24 a) možemo zaključiti da prvi, promptni pik dovodi do pojave visokoenergetskih događaja u spektru germanijumskog detektora, dok je na slici 24 b) prikazan spektar germanijumskog detektora, dobijen okidanjem sekundarnim pikom vremenskog spektra, u kojem su dominantni niskoenergetski događaji.



Slika 24 Događaji u koincidentnom spektru germanijumskog detektora dobijeni okidanjem pomoću promptnog vremenskog pika (a) i pomoću sekundarnog vremenskog pika (b)

Visokoenergetski GMX signali koji potiču od miona dovode do saturacije TFA, prouzrokujući mnogo brže vreme porasta signala (*rise time*) nego u slučaju nesaturisanih signala. Zbog toga CFD mnogo brže okida događaje koji dovode do saturacije nego ostale, usled čega ovi signali

brže slede start signal plastičnog scintilatora nego nesaturisani signali. Na osnovu toga zaključeno je da prvi, promptni pik u vremenskom spektru predstavlja oznaku saturisanih događaja. Slična struktura koju sačinjavaju dva bliska pika u vremenskom spektru prijavljena je i od strane Povineca, [22], s tim što su u ovom slučaju pikovi bili razmaknuti približno 1800 ns.

Iznenadujuće je što je CFD jasno grupisao signale sa bitno različitim vremenima porasta signala, kao i činjenica da je CFD u širokom energetskom opsegu imao ulogu diskriminatora oblika impulsa (PSD – *pulse shape discriminator*).

Konačno, možemo izvesti zaključak da uzrok kašnjenja sekundarnog pika predstavljaju tri vremenske komponente:

1. razlika u vremenu potrebnom mionima da proputuju od plastičnog scintilatora do različitih mesta interakcije, tj. do germanijumskog kristala (direktna interakcija) ili do olovne zaštite (u kojoj dolazi do produkcije sekundarnih čestica)
2. vreme potrebno za razvoj elektromagnetnog pljuska u veoma gustom materijalu (ispod 100 ns [23])
3. vremenska razlika koja se javlja zbog različitih vremena porasta signala koji odgovaraju direktnoj interakciji miona sa germanijumskim detektorom u odnosu na signale usled interakcije sekundarnih čestica.

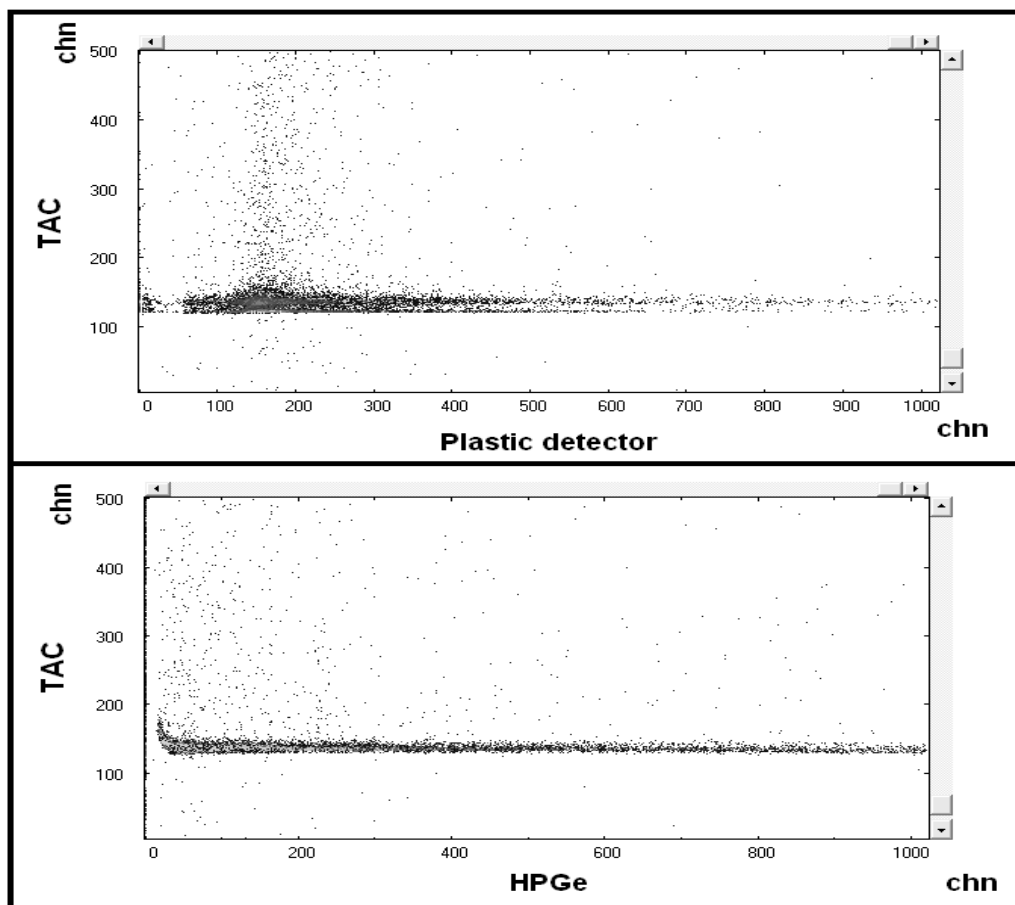
U eksperimentu je za prikupljanje podataka korišćen multiparametarski sistem MPA-3. U ovaj sistem se dovode signali u koincidenciji iz TAC modula, germanijumskog detektora i plastičnog scintilatora. Bez TAC modula vreme razlaganja koincidentnih događaja bi približno iznosilo 50 μ s, što bi dovelo do većeg doprinosa slučajnih događaja koincidentnom spektru.

Podešavanja vezana za način prikupljanja podataka omogućena su kroz multiparametarski softver MPANT.

4.4 Vremensko razlaganje događaja indukovanih kosmičkim mionima

Program MPANT korišćen je za prikupljanje sledećih spektara: koincidentnog spektra germanijumskog detektora, koincidentnog spektra plastičnog scintilatora, TAC spektra, dvodimenzionalnog (2D) spektra gde su na x-osi prikazani događaji registrovani plastičnim scintilatorom, a na y-osi koincidentna kriva, kao i dvodimenzionalnog (2D) spektra koji na x-osi sadrži koincidentni spektar germanijumskog detektora, a na y-osi koincidentnu krivu. Ovi 2D spektri prikazani su na slici 25.

Ukupno vreme prikupljanja podataka iznosilo je $t_{live} \approx 2400000$ s.

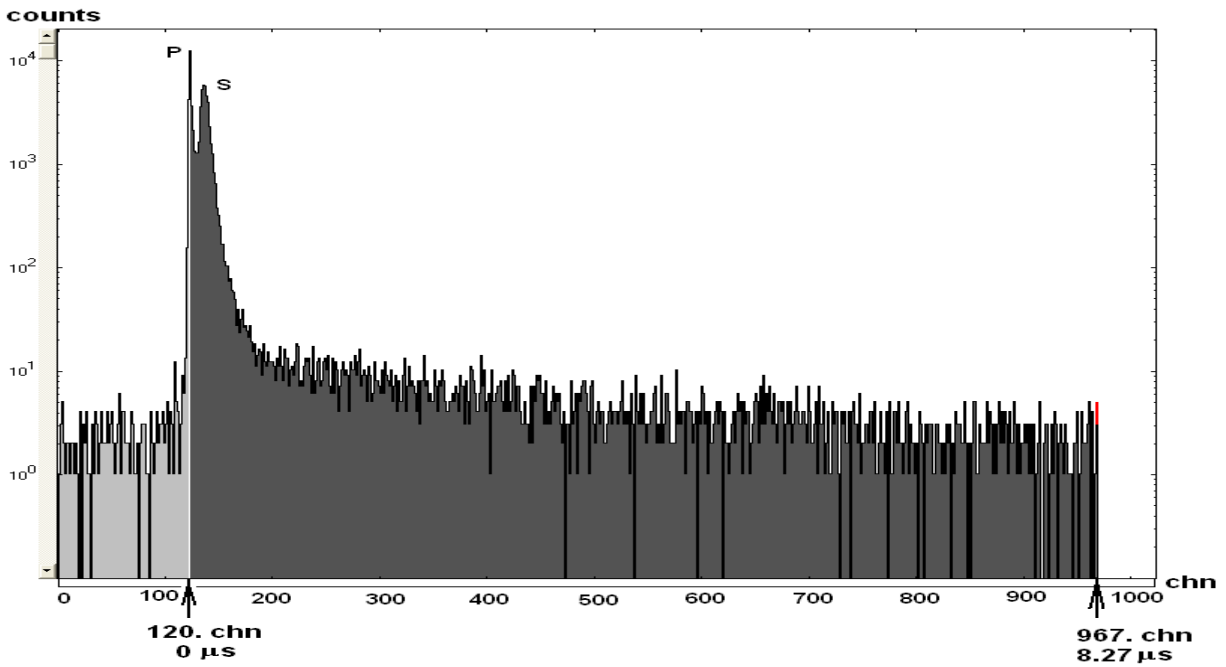


Slika 25 Dvodimenzionalni spektar plastičnog scintilatora i koincidentne krive (gore); dvodimenzionalni spektar germanijumskog detektora i koincidentne krive (dole)

Selektovanjem određenog regiona 2D spektra, moguće je ustanoviti koji deo TAC spektra odgovara određenim događajima u koincidentnom spektru germanijumskog detektora ili plastičnog scintilatora. Dakle, ukoliko se odaberu različiti regioni TAC spektra, koji se nalazi na y-osi 2D spektra, i ovi regioni projektuju na x-osu 2D spektra, dobija se koincidentni spektar germanijumskog detektora ili plastičnog scintilatora koji odgovara izabranom vremenskom intervalu unutar TAC spektra. Koincidentni spektar germanijumskog detektora obuhvatao je energetski region od 40 keV do 3040 keV.

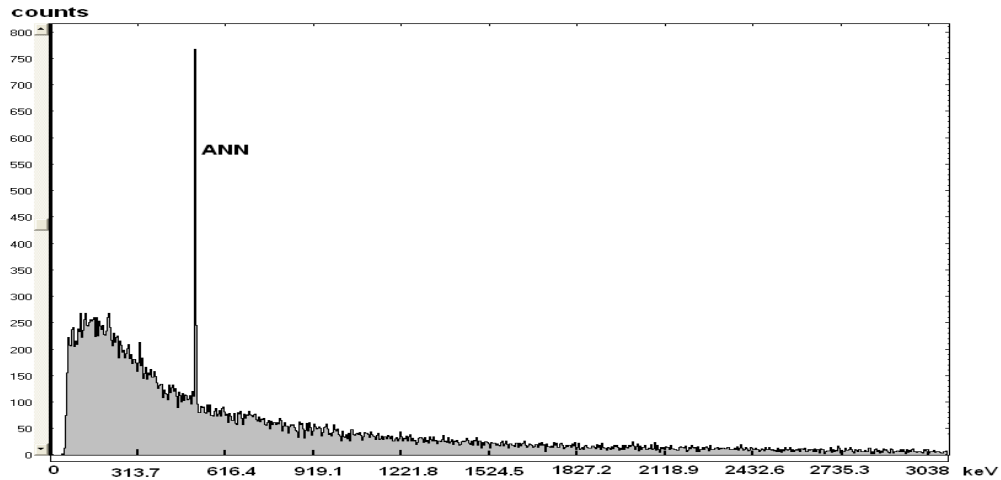
Opseg TAC-a je bio podešen na 10 μ s, i kako je vremenski spektar sakupljan u 1024 kanala, dobija se odnos od 9.76 ns po kanalu. Maksimum prvog (promptnog) pika nalazio se na 120. kanalu vremenskog spektra, pa je zbog toga ova pozicija uzeta za nulto vreme. Unutar različitih vremenskih intervala, počevši od nultog vremena, istraživani su događaji u germanijumskom detektoru koji su koincidentni sa događajima u plastičnom detektoru. Događaji koji su posmatrani su zakasneli najviše 8.27 μ s u odnosu na nulto vreme, što se može zaključiti iz vremenskog spektra prikazanog na slici 26.

Na slici 27 prikazan je koincidentni spektar germanijumskog detektora koji odgovara vremenskom intervalu $0 \mu\text{s}$ - $8.27 \mu\text{s}$ TAC spektra, što odgovara celokupnom regionu stvarnih koincidencija. Takođe, na slici 26 uočava se da se većina stvarnih koincidencija odvija u vremenskom intervalu unutar 120. – 180. kanala odnosno do $0.6 \mu\text{s}$ nakon promptnog pika (treba uzeti u obzir da je broj događaja registrovan u TAC spektru prikazan u logaritamskoj skali).



Slika 26 Izgled TAC spektra za podešeni region TAC-a od $10 \mu\text{s}$ (u ovom prikazu spektar je odsečen na 967. kanalu usled nepotpuno otvorenog prozora TAC/SCA modula).

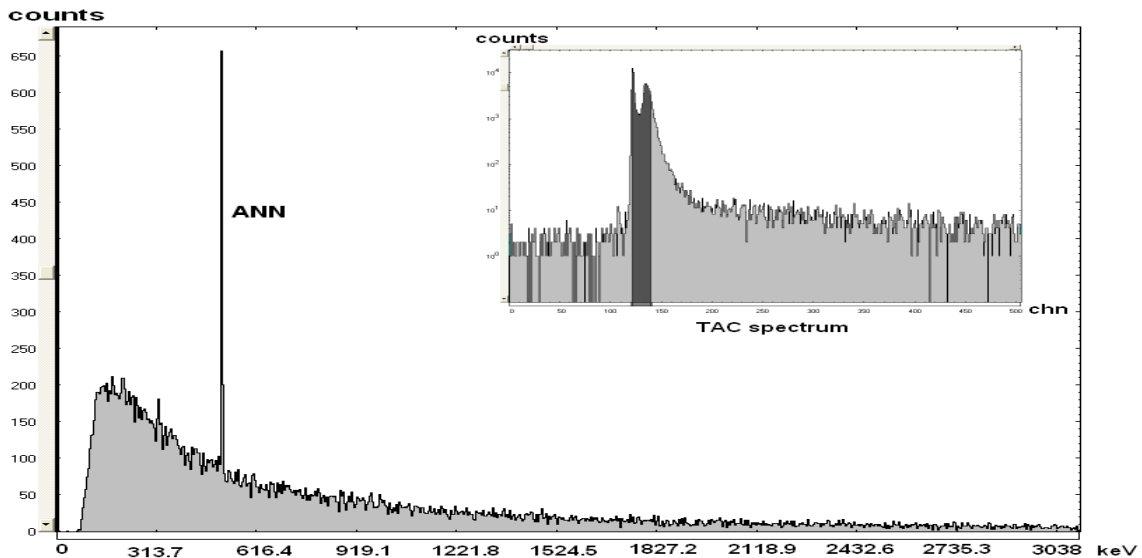
Za START signale TAC-a korišćeni su signali iz plastičnog scintilatora, dok su STOP signale predstavljali signali iz HPGe detektora.



Slika 27 Koincidentni spektar germanijumskog detektora za vremenski interval 0 μ s - 8.27 μ s (120. kanal - 967. kanal) TAC spektra

U koincidentnom spektru germanijumskog detektora koji odgovara celokupnom regionu stvarnih koinecidencija (slika 27) izražena je jedino anihilaciona linija na 511 keV. Ovaj spektar karakteriše kontinualna distribucija događaja sa maksimumom na oko 150 keV, dok se (n, n') gama linije prouzrokovane brzim neutronima ne mogu uočiti u ovom koincidentnom spektru.

Odabirom intervala TAC spektra koji odgovara vremenu do 0.19 μ s nakon promptnog pika, dolazi do promena u niskoenergetskom delu koincidentnog spektra (50 keV - 130 keV) germanijumskog detektora (slika 28) u poređenju sa koincidentnim spektrom germanijumskog detektora koji odgovara celokupnom regionu stvarnih koinecidencija.

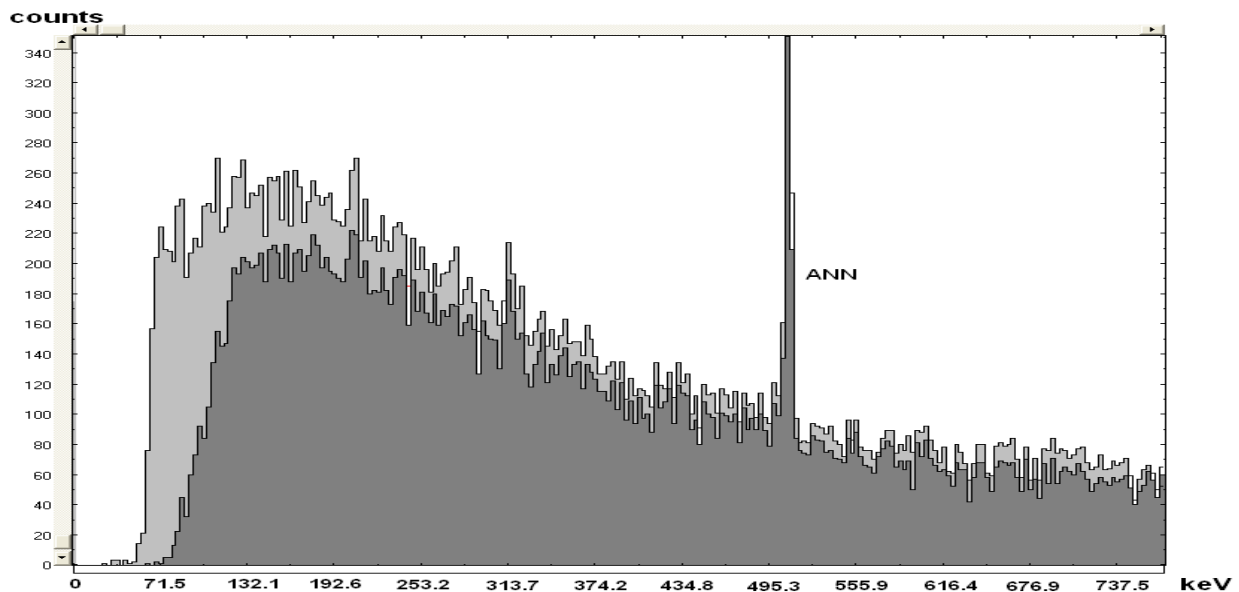


Slika 28 Koincidentni spektar germanijumskog detektora koji odgovara vremenskom intervalu 0 μ s - 0.19 μ s (120. kanal - 140. kanal) TAC spektra

Smanjenje broja događaja u ovom energetske regionu potvrđuje da relativno spori događaji, tačnije sporiji od $0.2 \mu\text{s}$, daju značajan doprinos ovom energetske regionu koincidentnog spektra.

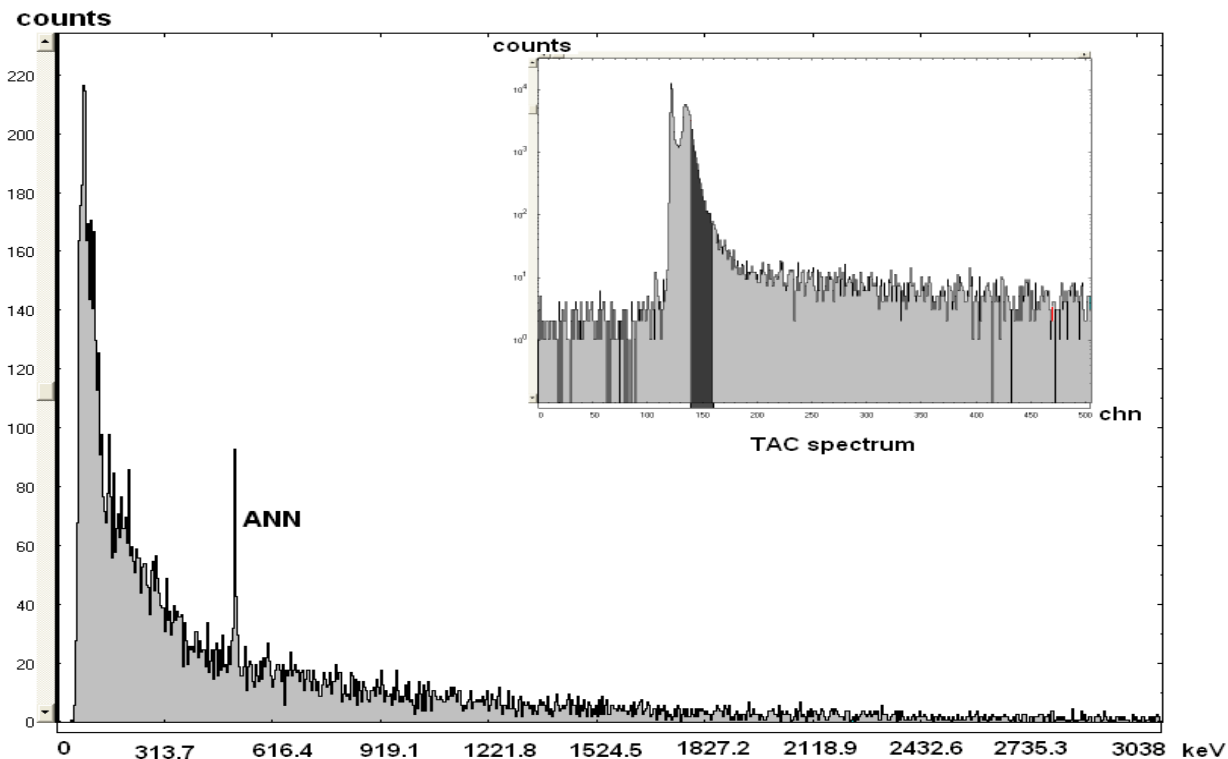
Broj događaja u intervalu od 50 do 70 keV, u slučaju kada se izabere interval TAC spektra $0 \mu\text{s} - 0.19 \mu\text{s}$, je za čak 70% manji u odnosu na koincidentni spektar koji se dobija odabirom intervala $0 \mu\text{s} - 8.27 \mu\text{s}$.

Poređenje spektralnih regiona ispod 100 keV za ova dva spektra prikazano je na slici 29.



Slika 29 Poređenje niskoenergetskih regiona spektra: svetlo sivo – koincidentni spektar za odabrani TAC interval $0 \mu\text{s} - 8.27 \mu\text{s}$; tamno sivo – koincidentni spektar za odabrani TAC interval $0 \mu\text{s} - 0.19 \mu\text{s}$. Anihilacione linije iz oba spektra se preklapaju.

Ukoliko se izaberu još više zakasneli događaji u TAC spektru, u vremenskom intervalu od $0.19 \mu\text{s}$ do $0.39 \mu\text{s}$ u odnosu na promptni pik, dolazi do značajne promene u koincidentnom spektru germanijumskog detektora, prikazanom na slici 30.



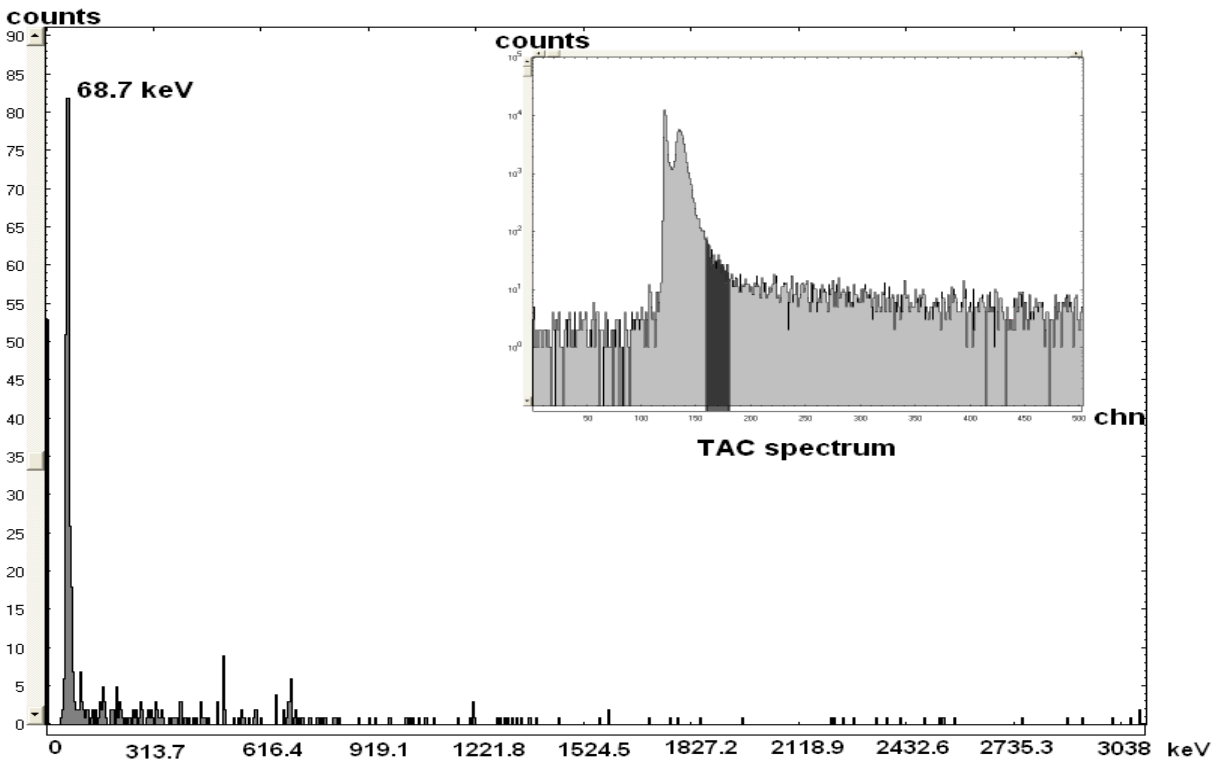
Slika 30 Koincidentni spektar germanijumskog detektora dobijen odabirom vremenskog intervala 0.19 μ s - 0.39 μ s (140. kanal - 160. kanal) TAC spektra.

U gornjem desnom uglu prikazan je TAC spektar u kojem je odabrani vremenski interval markiran.

U ovom koincidentnom spektru (slika 30) zapaža se da je dominantan energetski region od 50 keV do 70 keV, sa značajnim opadanjem broja događaja iznad 100 keV u poređenju sa koincidentnim spektrom germanijumskog detektora koji odgovara celokupnom regionu stvarnih koincidencija.

Takođe, intenzitet anihilacione linije od 511 keV je relativno mali, dok se kontinualna raspodela u niskoenergetskom delu spektra (ispod 511 keV) može okarakterisati pomoću dva različita nagiba – jedan koji odgovara energijama do 130 keV, i drugi, mnogo manji, koji odgovara energijama iznad 130 keV.

U sledećem koraku posmatran je koincidentni spektar germanijumskog detektora koji je dobijen odabirom TAC intervala 0.39 μ s – 0.58 μ s nakon promptnog pika (prikazan na slici 31).



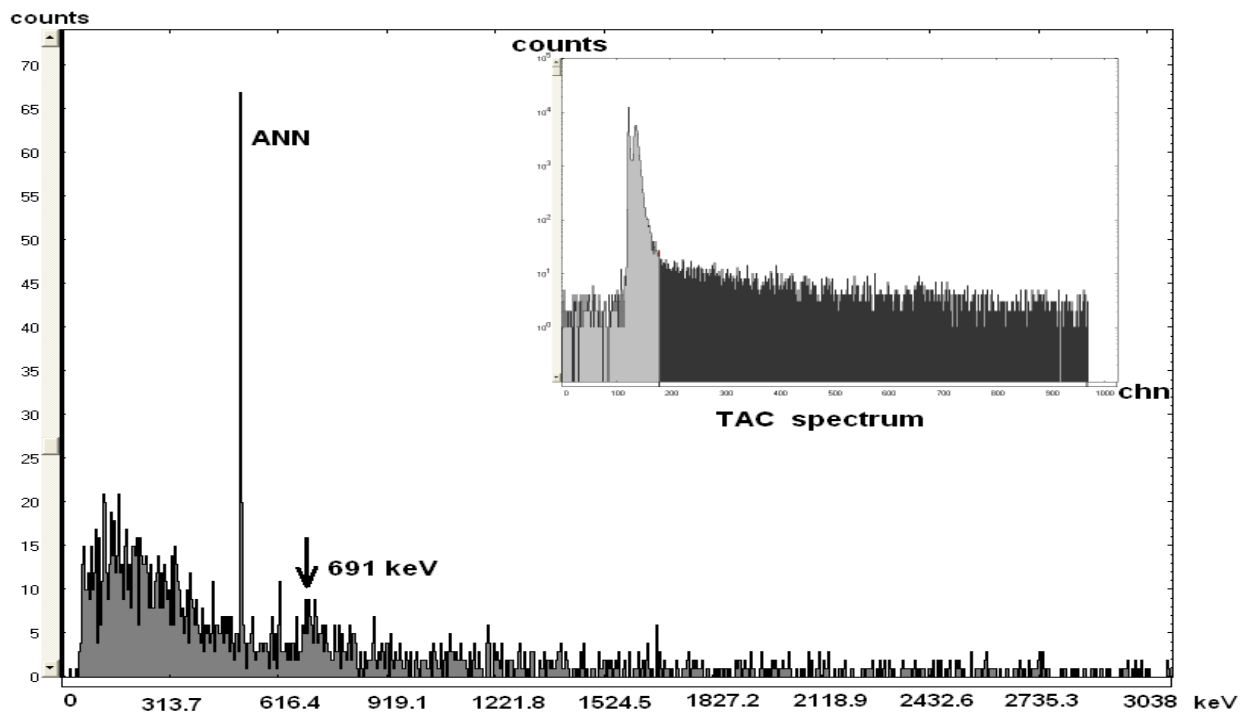
Slika 31 Koincidentni spektar germanijumskog detektora dobijen odabirom vremenskog intervala 0.39 μ s - 0.58 μ s (160. kanal - 180. kanal) TAC spektra.

U gornjem desnom uglu prikazan je TAC spektar u kojem je odabrani vremenski interval markiran.

Koincidentni spektar dobijen na ovaj način (slika 31) karakteriše veoma izražena linija na 68.7 keV koja je posledica reakcije $^{73}\text{Ge} (n,n') ^{73}\text{Ge}$, kao i odsustvo bilo kakvih događaja u ostatku spektra, uključujući i anihilacione događaje.

Potpuno drugačija spektralna distribucija rezultovala je odabirom šireg intervala mnogo sporijih događaja, koji uključuje događaje na kraju koincidentnog intervala. U ovom koraku je selektovan vremenski interval 0.58 μ s – 8.27 μ s nakon promptnog pika, što je prikazano na slici 32.

Pri ovakvom odabiru intervala u TAC spektru, dolazi do ponovnog pojavljivanja anihilacione linije u koincidentnom spektru (slika 32), ali je linija na 68.7 keV potpuno nestala. Osim toga, u spektru se uočava moguća oznaka linije na 691 keV koja je rezultat reakcije $^{72}\text{Ge} (n,n') ^{72}\text{Ge}$ (označeno strelicom na slici 32).



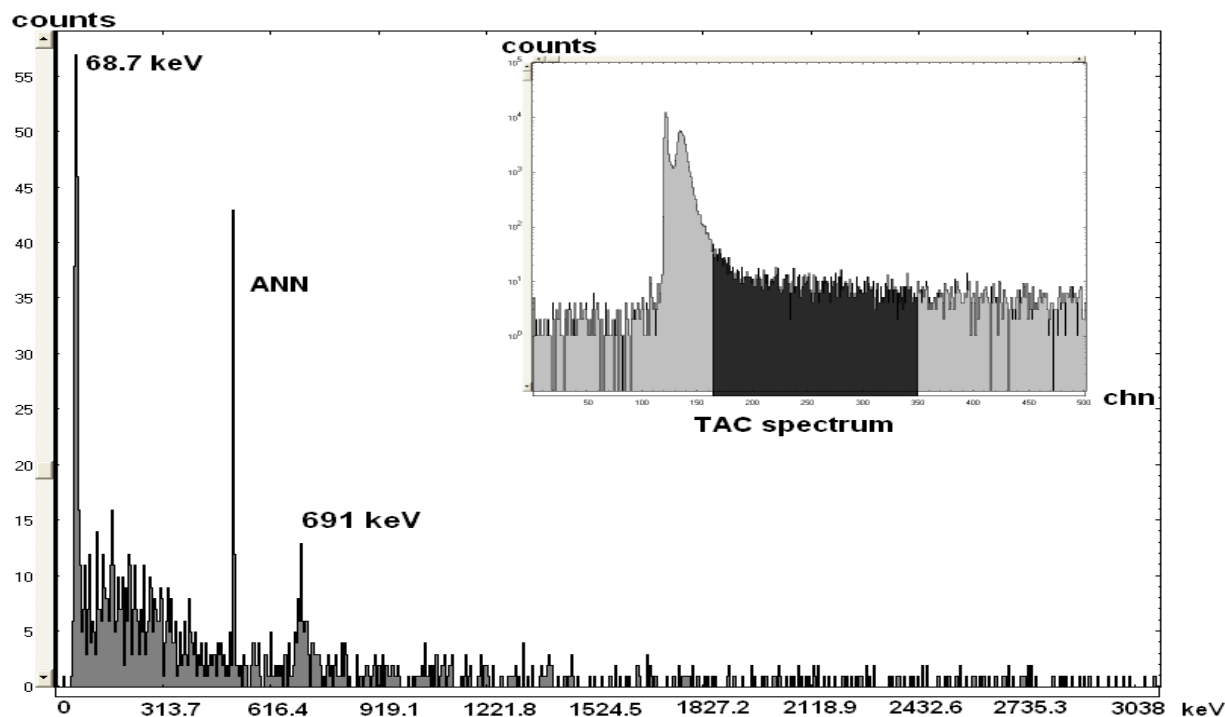
Slika 32 Koincidentni spektar germanijumskog detektora dobijen odabirom vremenskog intervala $0.58 \mu\text{s} - 8.27 \mu\text{s}$ (180. kanal - 967. kanal) TAC spektra.

U gornjem desnom uglu prikazan je TAC spektar u kojem je odabrani vremenski interval markiran.

Nakon što je za vremenski interval koji odgovara regionu od 180. do 967. kanala TAC spektra uočena neutronima indukovana linija na 691 keV, istraživano je da li je moguće izdvojiti TAC region za koji se dobija maksimalan intenzitet ove linije.

U cilju toga, varirana je početna vrednost i krajnja vrednost regiona unutar TAC spektra, a time i širina regiona koji se selektuje. Nažalost, ovo variranje vremenskog intervala nije dovelo do izdvajanja ove linije u odnosu na druge događaje u vremenu.

Odabirom vremenskog intervala TAC spektra $0.44 \mu\text{s} - 2.24 \mu\text{s}$ nakon promptnog pika dobijen je koincidentni spektar sa jasno vidljivom linijom na 691 keV, malog intenziteta (slika 33). Sa druge strane, neutronima indukovana linija na 68.7 keV je istim postupkom uspešno izdvojena u vremenu od ostalih događaja.



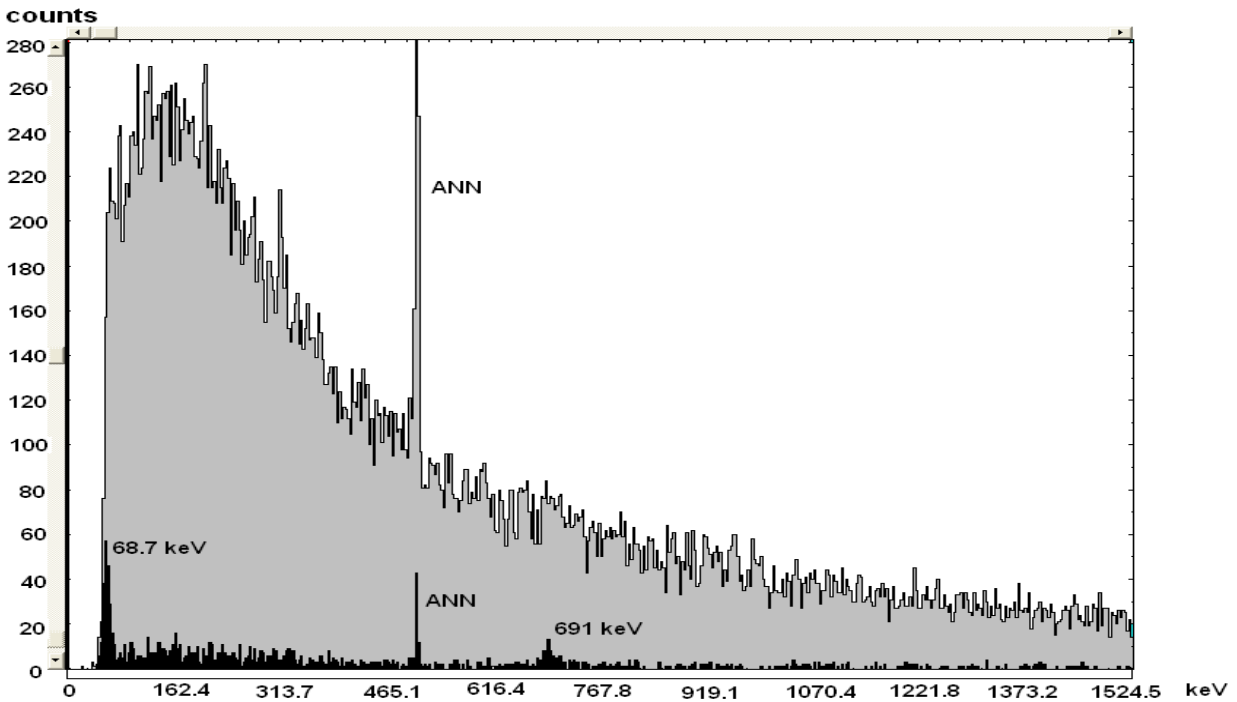
Slika 33 Koicidentni spektar germanijumskog detektora dobijen odabirom vremenskog intervala $0.44 \mu\text{s} - 2.24 \mu\text{s}$ (165. kanal - 350. kanal) TAC spektra.

U gornjem desnom uglu prikazan je TAC spektar u kojem je odabrani vremenski interval markiran.

Uspešnost vremenskog izdvajanja događaja pokazana je poređenjem koicidentnog spektra dobijenog selektovanjem vremenskog intervala TAC spektra $0.44 \mu\text{s} - 2.24 \mu\text{s}$ nakon promptnog pika, u kojem su jasno vidljive neutronima indukovane linije na 68.7 keV i 691 keV , sa koicidentnim spektrom germanijumskog detektora koji odgovara celokupnom regionu stvarnih koicidencija (slika 34).

Poređenje ova dva spektra ukazuje da su ove dve neutronske indukovane linije u potpunosti zamaskirane drugim koicidentnim događajima u ukupnom koicidentnom spektru.

Međutim, intenziteti ovih linija koji se javljaju u koicidentnom spektru koji odgovara TAC regionu od $0.44 \mu\text{s} - 2.24 \mu\text{s}$ nakon promptnog pika, ne uključuju sve događaje iz ukupnog koicidentnog spektra koji su vezani za ove linije. Dakle, intenziteti linija vidljivi u koicidentnom spektru prikazanom na slici 34 crnom bojom rezultat su najbolje ostvarene vremenske selekcije događaja, koja je učinjena variranjem intervala TAC spektra.

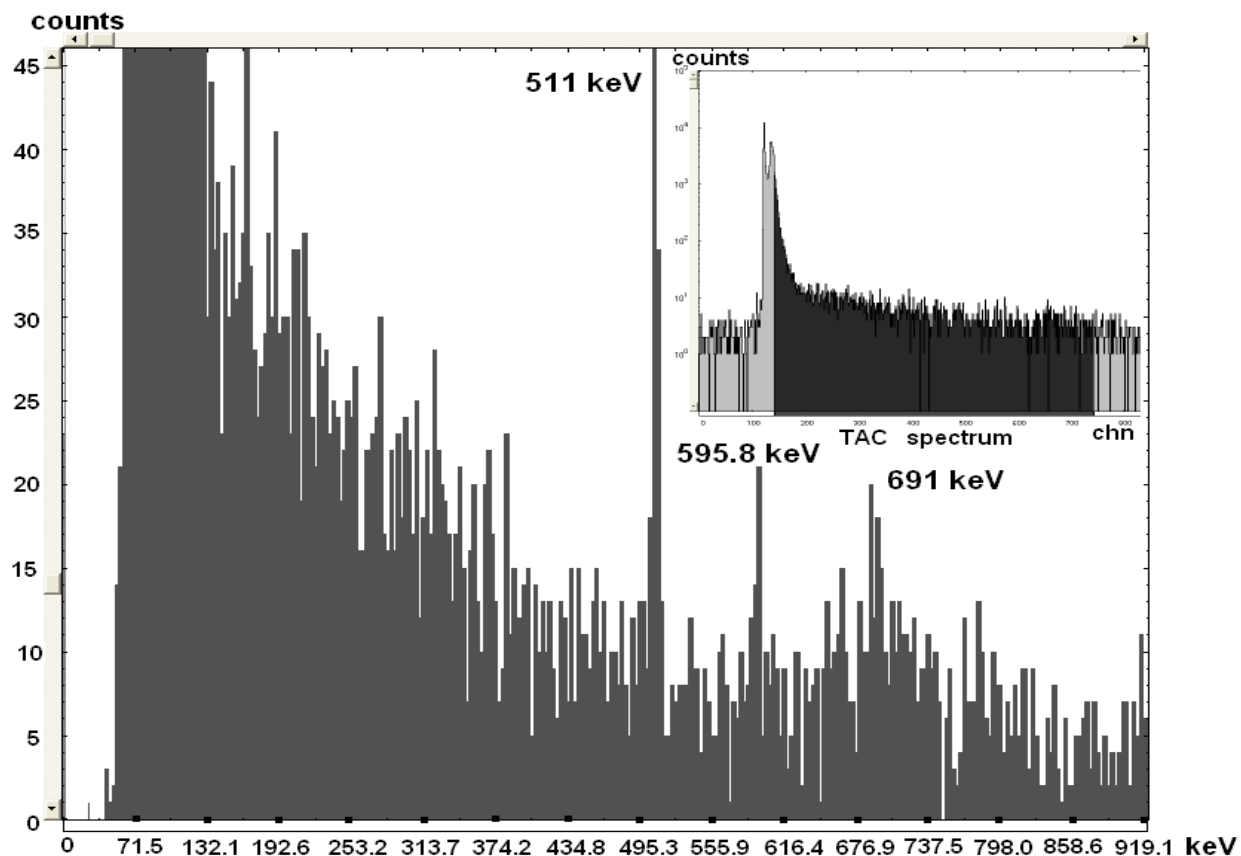


Slika 34 Poređenje koincidentnih spektara germanijumskog detektora – gornji spektar (siva boja) dobija se odabirom regiona TAC spektra od 120. do 967. kanala ($0 \mu\text{s} - 8.27 \mu\text{s}$), dok donji spektar (crna boja) odgovara TAC regionu od 165. do 350. kanala ($0.44 \mu\text{s} - 2.24 \mu\text{s}$).

Nakon ove analize, bilo je potrebno ustanoviti da li postoje i druge (n, n') gama linije u koincidentnom spektru koje su takođe indukovane brzim neutronima.

Urađeno je detaljno pretraživanje za različite regione TAC spektra, što je rezultovalo izdvajanjem linije na 595.8 keV koja nastaje usled reakcije $^{74}\text{Ge} (n, n') ^{74}\text{Ge}$, veoma malog intenziteta, prilikom odabira širokog vremenskog intervala $0.22 \mu\text{s} - 6.1 \mu\text{s}$.

Deo koincidentnog spektra u kojem se nalazi linija na 595.8 keV, zajedno sa odgovarajućim TAC regionom, prikazan je na slici 35.



Slika 35 Deo koincidentnog spektra germanijumskog detektora koji se dobija odabirom vremenskog intervala 0.22 μ s – 6.1 μ s (143. kanal - 743. kanal) TAC spektra.

U narednom koraku je urađeno poređenje gore navedenih koincidentnih spektara germanijumskog detektora koji odgovaraju različitim regionima TAC spektra. Kako bi izvršili analizu ovih spektara, očitani su intenziteti niskoenergetskog dela (50 keV - 550 keV), visokoenergetskog dela (550 keV – 3050 keV), kao i intenziteti anihilacionih linija (511 keV), zasebno za svaki spektar. Rezultati za svaki koincidentni spektar prikazani su u tabeli 4. Kao što se može videti u tabeli 4, u zavisnosti od izabranog regiona TAC spektra, detektovani broj događaja se drastično menjao. U slučaju kada su bili odabrani regioni u TAC spektru sa značajnijim kašnjenjem, dolazi do značajnog pada u intenzitetu koincidentnog spektra.

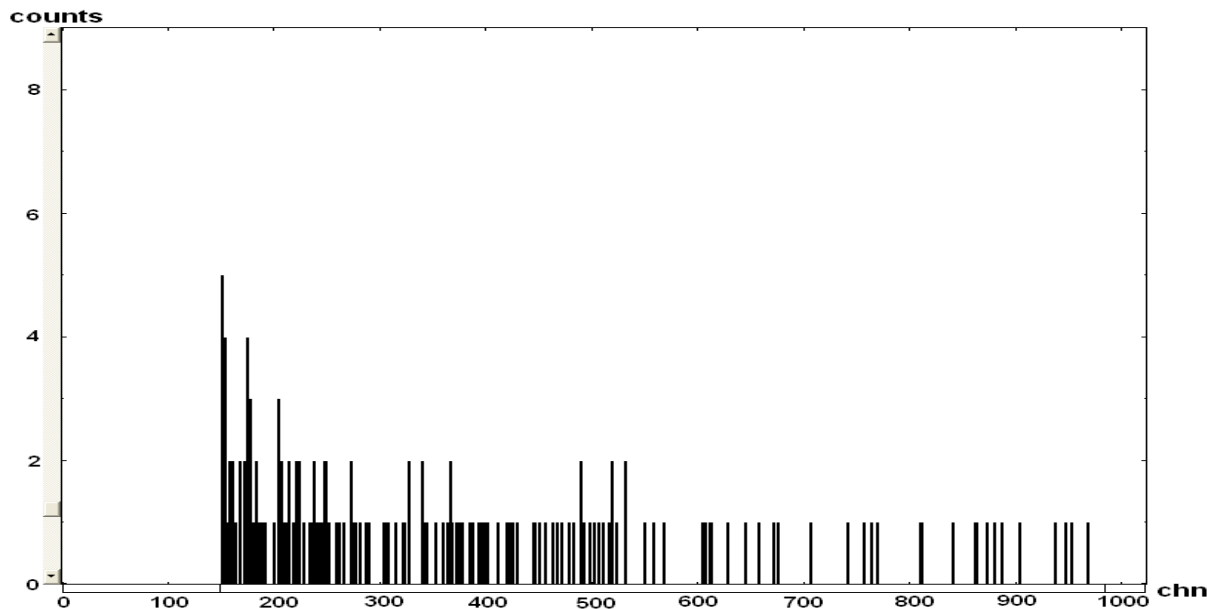
Region TAC spektra [kanali]	Region TAC spektra (u odnosu na promptni pik) [μ s]	Intenzitet niskoenergetskog dela koincidentnog spektra (50-550 keV) [$\times 10^{-3}$ c/s]	Intenzitet visokoenergetskog dela koincidentnog spektra (550-3050 keV) [$\times 10^{-3}$ c/s]	Ukupan intenzitet koincidentnog spektra (50-3050 keV) [$\times 10^{-3}$ c/s]	Intenzitet anihilacione linije (511 keV) [$\times 10^{-3}$ c/s]
120-967	0-8.27	12.08	8.83	20.91	0.410(21)
120-140	0-0.19	8.85	7.35	16.2	0.336(20)
140-160	0.19-0.39	2.94	1.27	4.21	0.046(7)
160-180	0.39-0.58	0.22	0.05	0.26	0.004(2)
180-967	0.58-8.27	0.63	0.42	1.05	0.038(5)
165-350	0.44-2.24	0.42	0.22	0.65	0.023(4)
143-743	0.22-6.1	2.35	0.95	3.3	0.053(6)

Tabela 4 Intenziteti niskoenergetskih i visokoenergetskih delova koincidentnih spektara germanijumskog detektora, kao i anihilacione linije, za različite odabrane TAC regione

Takođe, ove analize ukazuju da glavni doprinos anihilacionoj liniji potiče od brzih koincidentnih događaja, tj. događaja koji su se odvili u vremenskom intervalu do 0.2 μ s nakon promptnog pika u TAC spektru. Ukoliko se u TAC spektru izabere kasniji vremenski interval od 0.39 μ s do 0.58 μ s nakon promptnog pika, u odgovarajućem koincidentnom spektru jedva se može uočiti linija na 511 keV, sa intenzitetom od (0.004(2)) $\times 10^{-3}$ c/s. Međutim, pri selektovanju vremenskog intervala od 0.58 μ s do 8.27 μ s dolazi do ponovnog pojavljivanja anihilacione linije u koincidentnom spektru germanijumskog detektora. Ponovno pojavljivanje anihilacione linije u veoma zakasnelom vremenskom intervalu (u odnosu na promptni pik) svedoči o drugačijem mehanizmu nastanka ovih događaja, u poređenju sa brzim anihilacionim događajima. Naime, ovi događaji javljaju se usled anihilacije pozitrona koji nastaju u elektromagnetnim kaskadama u materijalima koji okružuju detektor.

Selektovanjem regiona anihilacione linije (510-512 keV) u 2D koincidentnom spektru (spektar germanijumskog detektora u odnosu sa TAC spektrom), tako da odgovara regionu zakasnelih događaja (od 0.3 μ s do 8.4 μ s, tj. 150. kanal – 985. kanal TAC spektra), i nakon projekcije ovog regiona na TAC osu, dobijen je spektar koji je prikazan na slici 36. Evidentno je da ovaj spektar zakasnelih anihilacionih događaja u zavisnosti od vremena pokazuje eksponencionalno opadanje, što se može očekivati usled raspada zaustavljenih pozitivnih miona. Međutim, statistika ovih sporih anihilacionih događaja je bila veoma loša, uprkos dugom vremenu merenja od oko 20 dana. Na osnovu integraljenja brzine brojanja ovih događaja duž ukupnog spektra prikazanom na slici 36, moguće je odrediti broj zaustavljenih pozitivnih miona u ovom eksperimentu. Za određivanje verovatnoće zaustavljanja pozitivnih miona u olovu, osim upadnog fluksa pozitivnih miona, neophodno je znati efikasnost detekcije germanijumskog detektora za fotone od 511 keV koji potiču iz cilindrične geometrije koja odgovara geometriji olovne zaštite. Usled veoma izraženog efekta samoapsorpcije generisanih fotona od 511 keV u olovu, veoma je teško odrediti

efikasnost detekcije u ovom slučaju, mada je moguće uz pomoć simulacionih softvera, kao što je GEANT4.



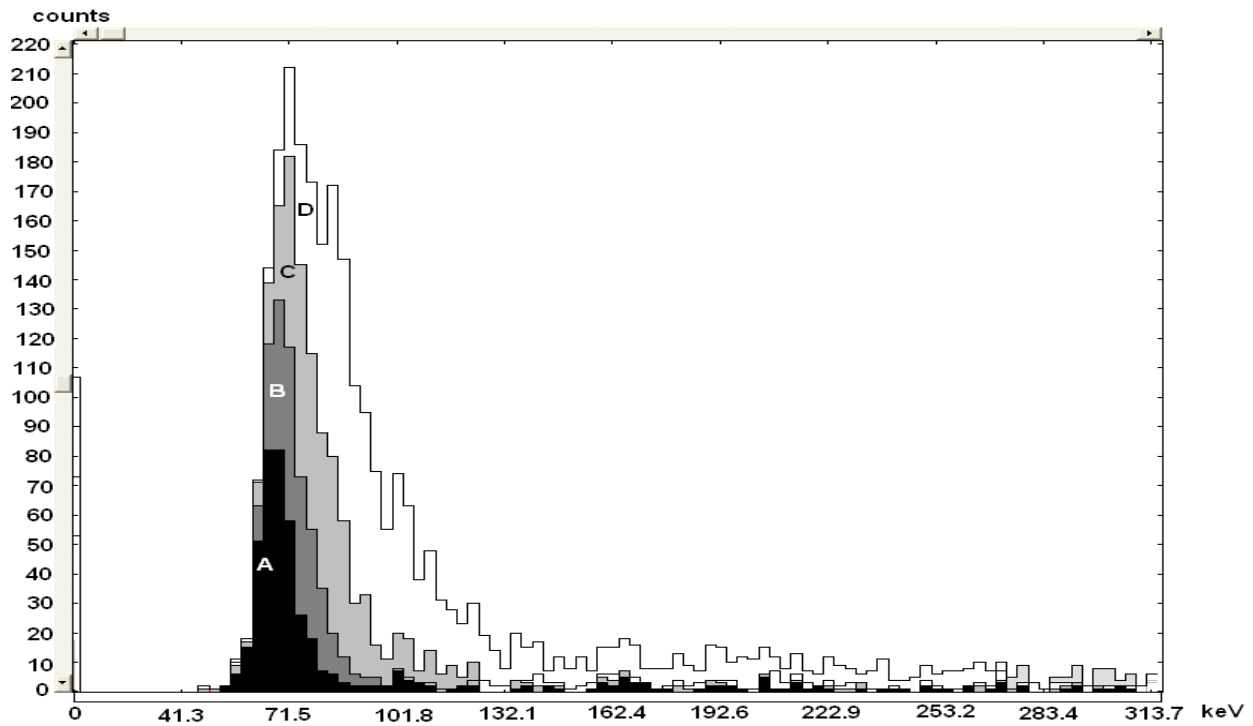
Slika 36 Vremenska raspodela zakasnelih anihilacionih događaja

Odabirom različitih vremenskih intervala u 2D koincidentnom spektru koji odgovaraju liniji na 68.7 keV, dobijaju se različiti oblici i vrednosti intenziteta ove linije (tabela 5).

U ovom slučaju, početak odabranog regiona TAC spektra je variran u intervalu 0.24 μs – 0.39 μs , dok je krajnja vrednost regiona uvek iznosila 0.59 μs . Rezultati ove analize prikazani su na slici 37.

Oznaka linije na 68.7 keV na slici 37.	Region TAC spektra [kanali]	Region TAC spektra (u odnosu na promptni pik) [μs]	Intenzitet linije na 68.7 keV [$\times 10^{-3}$ c/s]
A	160-180	0.39-0.59	0.145(8)
B	155-180	0.34-0.59	0.258(11)
C	150-180	0.29-0.59	0.476(15)
D	145-180	0.24-0.59	0.865(20)

Tabela 5 Intenziteti linije na 68.7 keV u koincidentnom spektru za različite TAC intervale



Slika 37 Promene u obliku i intenzitetu linije na 68.7 keV pri odabiru različitih intervala TAC spektra

Na osnovu slike 37 i tabele 5 možemo zaključiti da sa širenjem vremenskog intervala, ka promptnom piku u TAC spektru, intenzitet linije na 68.7 keV se povećava.

Svi navedeni rezultati eksperimenta pokazuju da se u vremenskom spektru jasno mogu odvojiti promptni događaji, koji odgovaraju direktnoj interakciji kosmičkih miona sa plastičnim scintilacionim “veto” detektorom i germanijumskim detektorom, od zakasnelih događaja, koje karakteriše interakcija kosmičkih miona sa “veto” detektorom nakon čega sledi interakcija mionima indukovanih sekundarnih čestica sa germanijumskim detektorom. Štaviše, odabir različitih vremenskih intervala koji odgovaraju zakasnelim događajima rezultovao je potpuno različitim koincidentnim spektrima germanijumskog detektora.

5 Spektrometarski sistem „MIREDO“

Mioni, kao najprodornija komponenta pljuska čestica sekundarnog kosmičkog zračenja, imaju značajan uticaj na merenja u niskofonskim eksperimentima čak i duboko ispod površine zemlje [24]. Različite tehnike kao što je antikoincidentna detekcija, primenjene u potrazi za događajima od interesa, razvijane su kako bi se eliminisao doprinos miona u osetljivim niskofonskim merenjima [25], [26].

Selekcija određenog intervala vremenskog spektra koincidentnog sistema veoma je važna u niskofonskim eksperimentima koji su bazirani na odbacivanju fonskih događaja pri antikoincidentnom režimu rada, prvenstveno u cilju smanjenja uticaja miona na prikupljene spektre, odnosno na određene energetske regione dobijenih spektara. Takođe, neophodno je istražiti moguće efekte koji se javljaju usled interakcija miona i sa lakšim materijalima (npr. Na, Ca, F), a koji se koriste kao detektorske komponente u niskofonskim eksperimentima, imajući u vidu da je većina istraživanja do sada bazirana na sistemima koji uključuju prisustvo težih materijala kao što su olovo, gvožđe, bakar (koji se najčešće koriste pri izradi detektorske zaštite).

Kako bi se redukovala detekcija sekundarnih, mionima generisanih događaja, nastalih većinom iz interakcija miona sa materijalima detektorske zaštite, i omogućilo direktno merenje preseka za procese indukovane mionima u ispitivanom materijalu, neophodna je konstrukcija spektrometarskog sistema odgovarajuće geometrije i performansi.

Za izučavanje mionskih fonskih događaja kao i retkih nuklearnih procesa na površini Zemlje razvijen je niskofonski detekcioni sistem lociran u laboratoriji na Departmanu za fiziku. Naime, spektrometarski sistem MIREDO (*Muon Induced Rare Events Dynamic Observatory*) je namenjen izučavanju retkih procesa koje mioni indukuju na površini Zemlje.

Sistem je razvijen oko germanijumskog detektora, velike zapremine i proširenog opsega efikasnosti do veoma niskih gama energija od oko 10 keV. Spektralna oblast ispod 100 keV izuzetno je važna u traženju WIMP-ova, jer se očekuje da ove čestice izazivaju uzmak atomskih jezgara u detektorima u ovom energetskom dijapazonu. U pomenutoj postavci se događaji indukovani kosmičkim mionima selektuju od ostalih događaja putem trostrukog koincidentnog sistema, koji se sastoji od dva plastična detektora i samog germanijumskog detektora. Ovaj sistem omogućuje vremensko razlaganje događaja indukovanih kosmičkim mionima, tako da se može istraživati u kojem vremenskom periodu u odnosu na dolazak miona u plastične detektore se javljaju događaji u germanijumskom detektoru. Podaci o ovim vremenskim sekvencama biće od interesa za eventualnu vremensku selekciju događaja indukovanih WIMP-ovima.

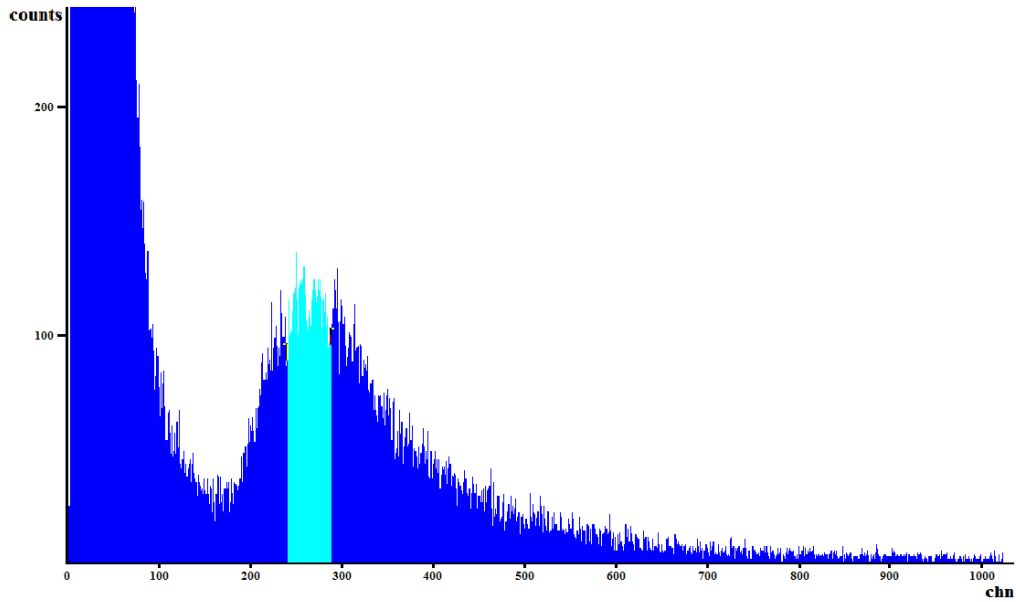
5.1 Optimizacija spektrometarskog sistema

Prvo se dovodi napajanje od 12V na oba fotomultiplikatora velikog plastičnog scintilatora (zbog pretpojačavača i toga što fotomultiplikator sadrži u sebi *catode follower*). Zatim se posmatra spori signal na osciloskopu (tj. *dynode* izlaz fotomultiplikatora).

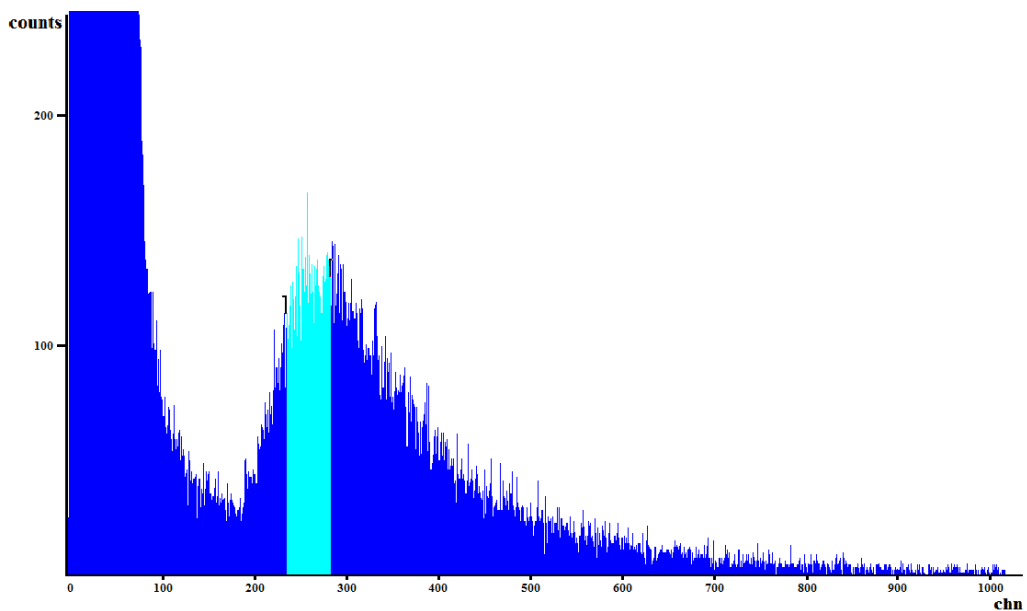
Postavlja se izvor Cs-137 sa gornje strane, radi posmatranja signala. Kako je dovedeno samo napajanje, na osciloskopu se uočava samo šum, koji treba da nestane kada se podigne napon na detektoru. Zatim se dovodi visoki napon i priključuje kabl za signal na *dynode output* fotomultiplikatora, kao i na osciloskop. Na osciloskopu se javlja pozitivan signal pri podešavanju visokog napona od 600 V, a konačno je visoki napon podešen na 750 V. Signal sa *dynode output*-a se zatim odvodi u *input* pojačavača (*input polarity +*), dok se sa *unipolar output*-a pojačavača posmatra oblik signala na osciloskopu - signali su pozitivni i adekvatnog oblika i intenziteta. Nakon ovoga, signal je direktno sa *dynode output*-a fotomultiplikatora (bez pojačavača) doveden u multiport (multiport2) i posmatra se oblik spektra na računaru pomoću softverskog paketa Genie 2000. Kada je izvor Cs-137 sklonjen sa plastičnog scintilatora, uočava se signal koji potiče od miona u početnom delu spektra. Korekciju prikupljanja signala poreklom od miona samo u početnom delu spektra, u programu je moguće izvršiti pomoću opcije *Adjust* (gde se podešava *conversion gain* i *input size*); *conversion gain* je povećan na 16 384, i nakon toga se prikupljanje signala poreklom od miona vrši u svim kanalima. Kako bi se postiglo da u spektru bude vidljiv i rep mionskog spektra, vrši se dodatno podešavanje *input size* i *conversion gain* - smanjuje se *input size* na 1 000 kanala i *conversion gain* podešava na 8 000.

Vrši se prikupljanje podataka prvo sa jednog fotomultiplikatora, a posle i sa drugog fotomultiplikatora plastičnog scintilatora i upoređuje se da li se dobija isti izgled spektra. Ovakvim poređenjem zaključeno je da je kod bližeg fotomultiplikatora vrh spektra pomešten ka visokoenergetskom delu i nalazi se na skoro duplo višoj energiji. Da bi bili sigurni da do ovog efekta ne dolazi usled različite dužine kablova kojima se odvodi signal sa fotomultiplikatora, promenjeni su kablovi tako da budu slične dužine, međutim i dalje se javlja isti problem. Nakon toga je promenjen način napajanja fotomultiplikatora, tj. urađeno je povezivanje tako da se prvo napaja levi, dalji fotomultiplikator, pa iz njega desni, bliži fotomultiplikator plastičnog scintilatora – međutim i dalje se dobija isti pomak vrha spektra. Usled ovog problema uvodi se odvojeno napajanje visokim naponom za svaki fotomultiplikator (sa adekvatnim oznakama na H.V. uređajima: dalji PM-D, bliži PM-B).

Polako se podiže napon na fotomultiplikatorima dok se ne postigne adekvatan izgled spektara, odnosno dok se ne dovedu vrhovi spektara sa oba PM na istu poziciju – konačno je napon na bližem fotomultiplikatoru podešen na 660 V, a na daljem fotomultiplikatoru na 750 V. Nakon izvršenja svih pomenutih podešavanja, snimaju su spektri sa svakog fotomultiplikatora (na slici 38 nalazi se spektar daljeg fotomultiplikatora, dok je na slici 39 prikazan spektar bližeg fotomultiplikatora velikog plastičnog scintilatora).

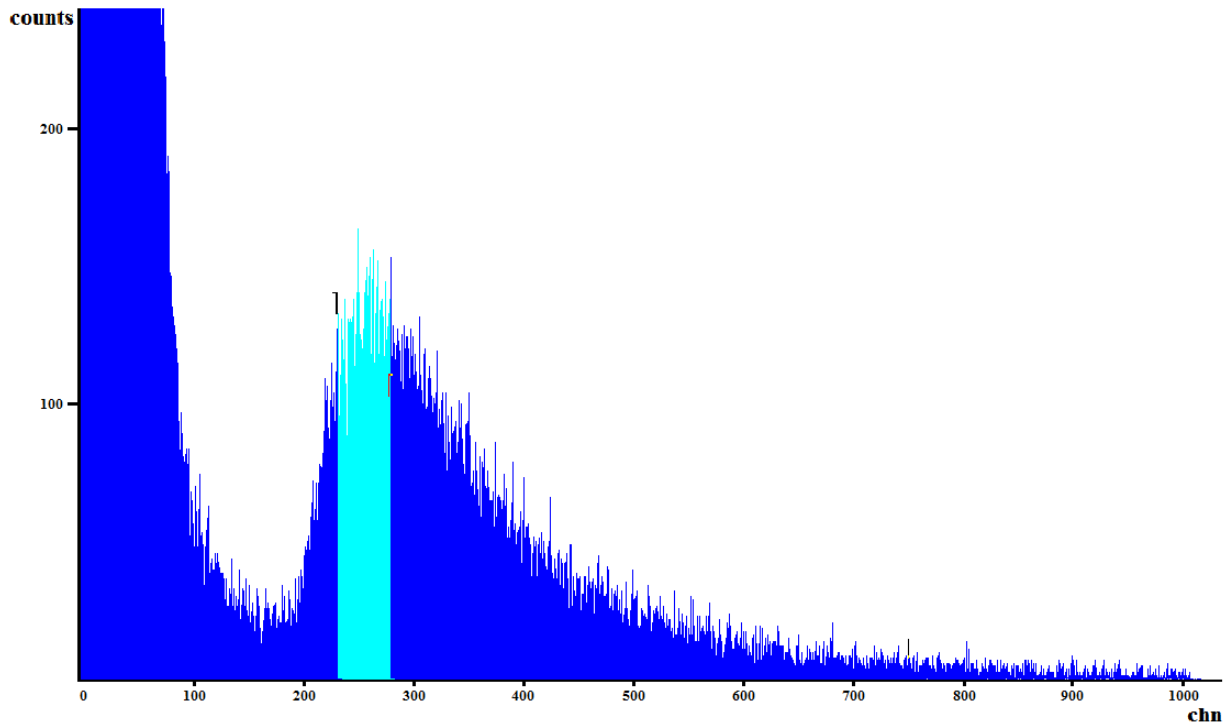


Slika 38 Spektar daljeg fotomultiplikatora velikog plastičnog scintilatora



Slika 39 Spektar bližeg fotomultiplikatora velikog plastičnog scintilatora

Kako bi dobili objedinjen signal sa oba fotomultiplikatora, *dynode output* na oba fotomultiplikatora je međusobno povezan kablovima, dodaje se T razvodnik i u njega ubacuje još jedan kabl, kojim se dovodi signal do multiporta. Spektar objedinjenog signala prikazan je na slici 40.

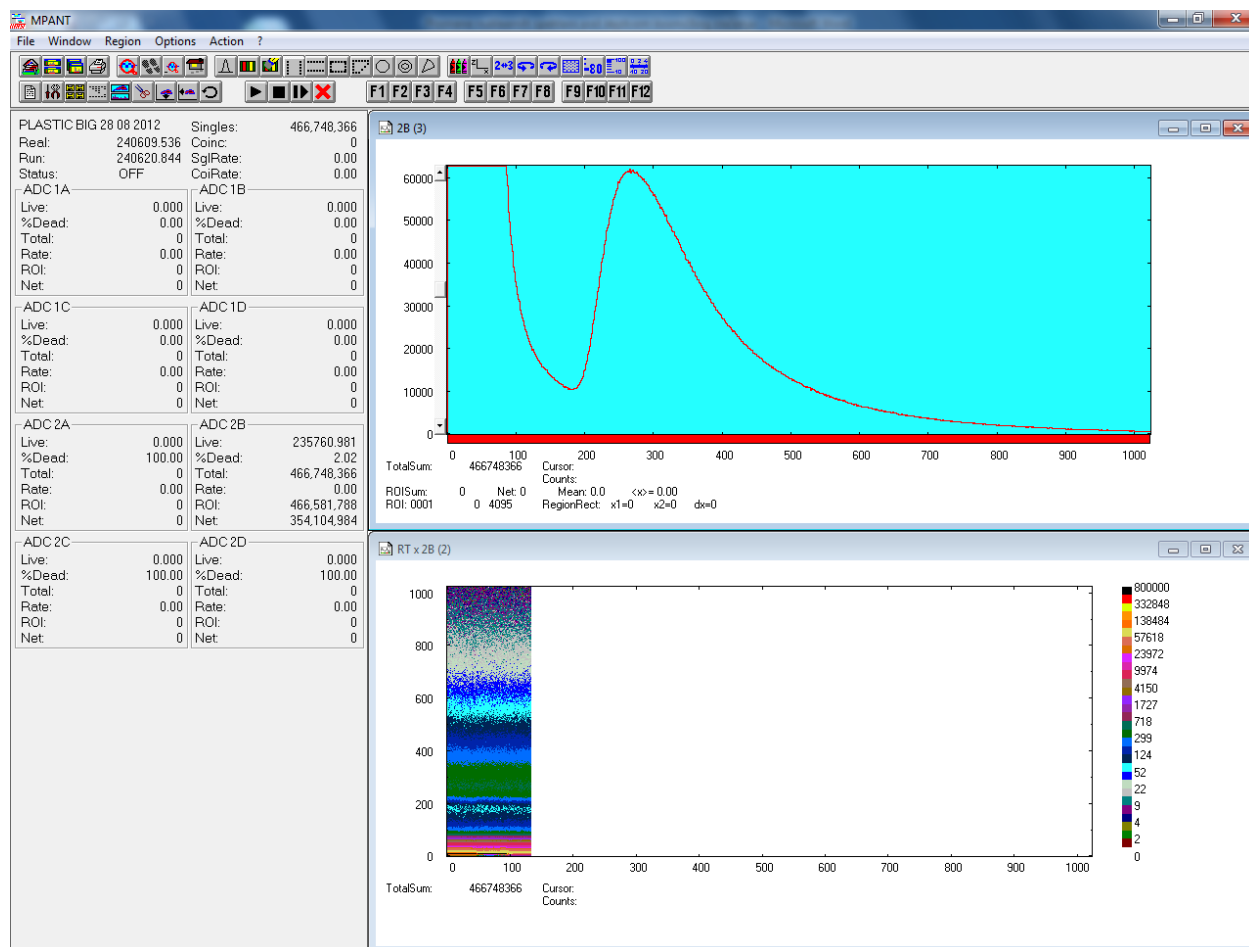


Slika 40 Spektar objedinjenog signala sa oba fotomultiplikatora velikog plastičnog scintilatora

Ovako objedinjeni signal (sa oba fotomultiplikatora) se kasnije isključuje iz multiporta i dovodi do multiparametarskog sistema (na ADC IN ulaz) pomoću kojeg će se i prikupljati podaci u trostruko-koincidentnom režimu.

ADC se podešava tako da odgovara podešavanjima na multiportu – range 1K i gain 8K , LLD (*low level discriminator*) maksimalno spušten, podešen ZERO kako bi spektar na nižim energijama bio odsečen kao i u slučaju prikupljanja pomoću multiporta.

Nakon prikupljanja podataka 24 sata pomoću multiparametarskog sistema, u MPANT programu je snimljen spektar prikazan na slici 41.



Slika 41 Izgled spektra velikog plastičnog scintilatora u programu MPANT

Potom se skidaju naponi sa fotomultiplikatora velikog plastičnog scintilatora, kako bi se priključilo napajanje i doveo visok napon na mali plastični scintilator.

Mali plastični scintilator se priključuje na visoki napon od 750 V, i priključuje se napajanje od 12 V. Spori signali sa *dynode output*-a malog plastičnog scintilatora se zatim dovode u multiport.

Polako se podiže napon na malom plastičnom scintilatoru do vrednosti od 750 V i posmatra izgled spektra. Izgled spektra malog plastičnog scintilatora nije bio isti kao velikog plastičnog scintilatora, odnosno, vrh mionskog spektra je u ovom slučaju pomeren ka višim energijama. Zbog toga je potrebna niža vrednost visokog napona, pa se visoki napon dovodi sa drugog H.V. uređaja, koji je bio podešen na 660 V za jedan fotomultiplikator velikog plastičnog scintilatora.

Zatim se pristupa povezivanju brzog koincidentnog kola, za koji su neophodni brzi signali iz Ge detektora. Kabl za *timing* iz pretpojačavača germanijumskog detektora (označen sa B TIME)

priključuje se na TFA (*timing filter amplifier*), a nakon TFA se ubacuje CFD (*constant fraction discriminator*)

Na germanijumski detektor se postavlja izvor Co-60 i povezivanjem kabla za *timing* sa osciloskopom posmatramo izgled brzih signala sa germanijumskog detektora. Signal je intenziteta oko 0.6 V, bez šuma, tako da sa stanovišta poboljšanja signala nema potrebe za uvođenjem TFA. Međutim, *input* CFD-a zahteva negativne signale, tako da se signal ipak mora voditi prvo u TFA koji ima opciju za invertovanje signala. Zatim se brzi signal iz pretpojačavača germanijumskog detektora dovodi u TFA, dok se *output* TFA posmatra na osciloskopu. Na osciloskopu se uočava da je signal malog intenziteta, pa se pomoću funkcije DIFFERENTIATE na TFA povećava intenzitet signala, dok se funkcijom INTEGRATE na TFA proširuje signal - podešavanja se vrše tako da intenzitet signala bude 0.6 V, kao kada je posmatran na osciloskopu bez TFA. Usled pojave šuma na *output* TFA se stavlja terminator, koji se koristi kada se posmatraju brzi signali. Konačna podešavanja TFA su: DIFFERENTIATE 500 ns, INTEGRATE 50 ns.

Sa *output*-a TFA signal se dovodi do *input*-a CFD, a *output* (-) CFD se posmatra na osciloskopu. Na CFD se ubacuje DELAY tako što se kabl priključi na dva *delay* konektora, i na taj način se unosi *delay* samom dužinom kabla. Zatim se na osciloskopu gleda izlaz sa TFA i podešava *pole zero* P/Z na TFA. Potom se na osciloskopu posmatra izlaz sa pojačavača germanijumskog detektora (na kanalu 2 osciloskopa), dok se na drugi kanal dovodi *output* CFD-a (na kanal 1 osciloskopa). Vršiti se okidanje kanala 2 pomoću kanala 1 kako bi se podesilo na kom mestu CFD „odseca“ energetski spektar germanijumskog detektora – podešavanjem *threshol*-a CFD-a postignuto je da se samo šum ukloni iz energetskog spektra germanijumskog detektora.

Nakon toga se *output* CFD-a povezuje na STOP TAC-a do daljih podešavanja u vezi *gate*-ovanja signala.

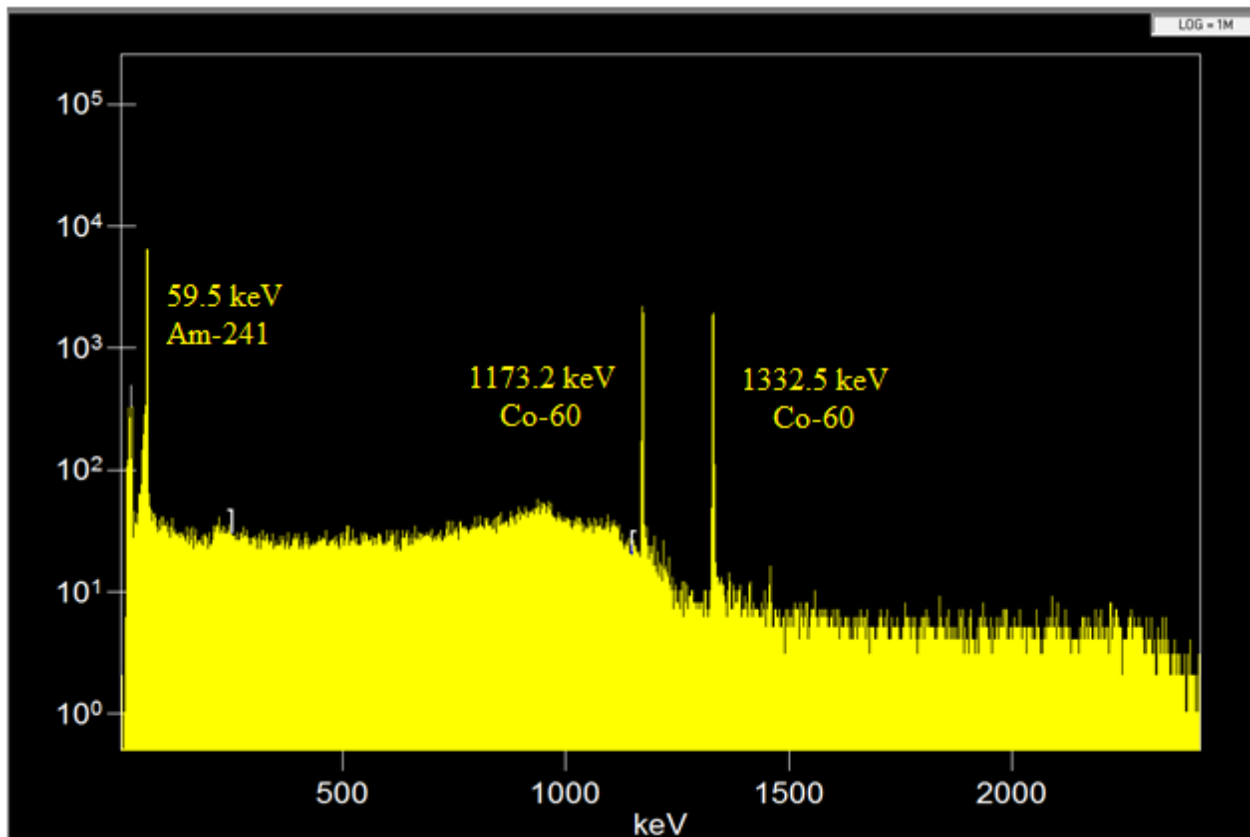
Kako bi se signal maksimalno saturisao, menja se podešavanje *gain*-a na TFA, a nakon toga se adekvatno „odseca“ pomoću CFD-a. Pošto je signal sa CFD-a bio brži nego što treba, stavljen je GATE na CFD, tako što se *output* (-) CFD-a dovodi na *input* 50 Ω DELAY/ GATE GENERATOR-a. *Output* signal D/G GEN. (pozitivan) prati se na osciloskopu. Zatim se podešava DELAY PERIOD na D/G GEN. kako bi se adekvatno tajmirao signal, odnosno tako da obuhvata početak signala; na ovaj način se određuje potrebna širina *gate*-a. Podešavanje je urađeno tako da se postigne širina *gate*-a koja obuhvata ceo spektar. Nakon toga, spori signal sa germanijumskog detektora (energetski) se dovodi na multiport 5, dok se *gate output* D/G GEN. (*timing* signal) dovodi na zadnju stranu multiport-a 5. U programu Genie 2000 se izabere opcija *coincidence mode*, kako bi prikupljali podatke u koincidentnom režimu i zatim podešava *threshol* na CFD-u i gleda kako se menja spektar – potrebno je odseći niskoenergetski deo u kom ne dolazi do prikupljanja signala. Kako se pri ovakvim podešavanjima dobija mala brzina odbroja u ovakvom fonskom spektru, postavljeni su izvori Am-241 i Co-60 na određenoj

udaljenosti od detektora, radi lakšeg posmatranja, kao i kalibracije sistema. Zatim je snimljen spektar (slika 42) dobijen sa sledećim podešavanjima:

CFD – *threshold*: 640

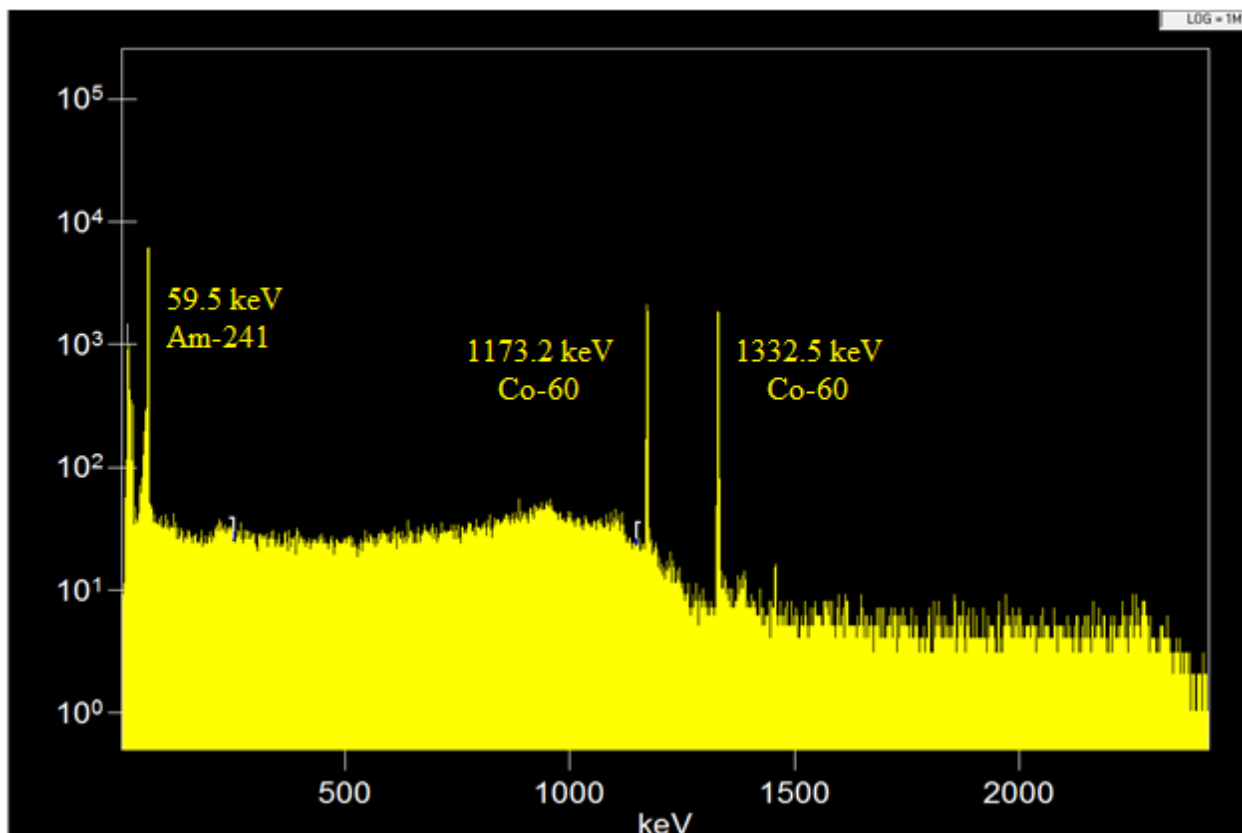
TFA – *fine gain*: 2; *coarse gain*: 100; *differentiate*: 500 ns; *integrate*: 200 ns

DELAY/GATE GENERATOR – *delay period*: 10 μ s, *gate width*: 45 μ s



Slika 42 Spektar germanijumskog detektora sa okidanjem, odsečen do 15 keV

Nakon toga snima se spektar bez *gate*-a (skinut je *gate* signal sa multiporta) i podešava *normal/anticoincidence* režim prikupljanja u programu Genie 2000. Ovako dobijen spektar prikazan je na slici 43.



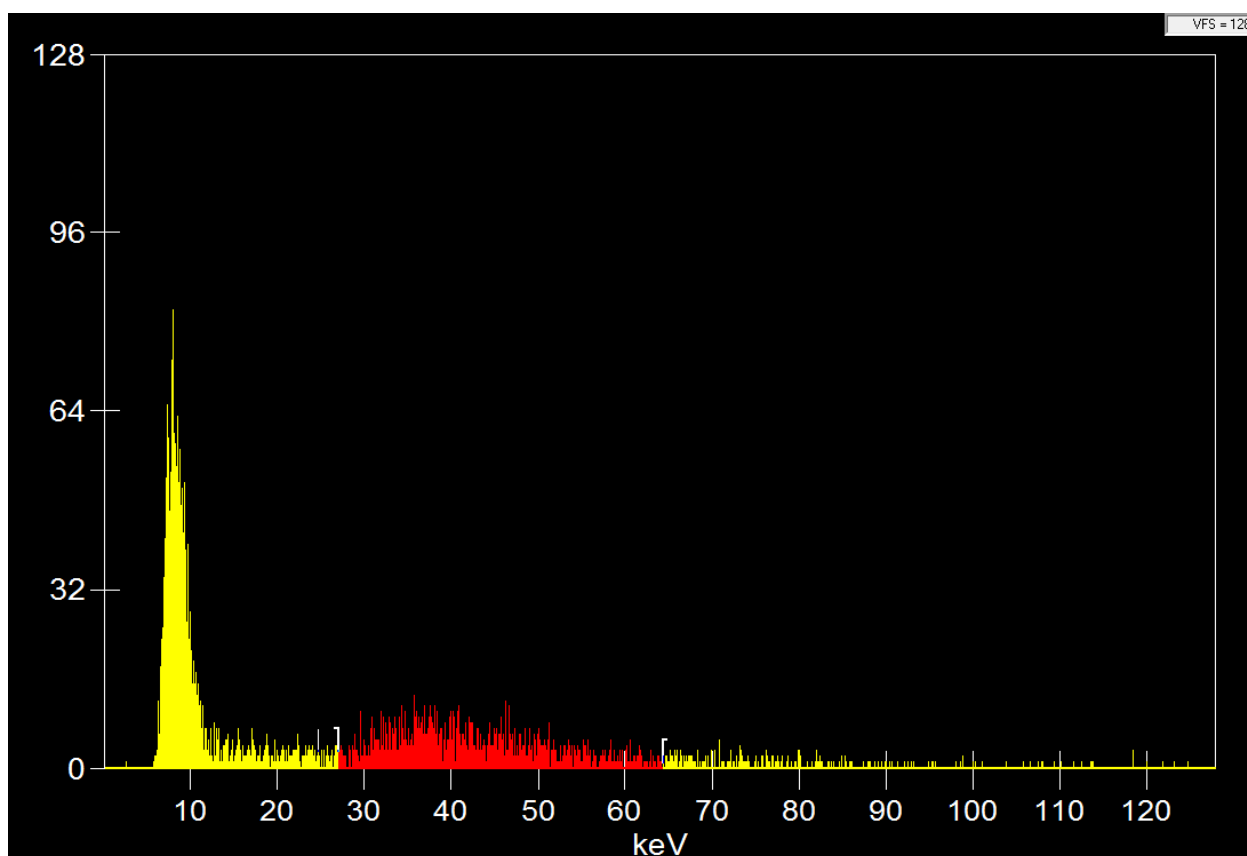
Slika 43 Spektar germanijumskog detektora bez okidanja, odsečen do 15 keV

Potom se iz D/G GEN. brzi negativni signal (*gate*, negativan) dovodi u STOP TAC-a. Olovna zaštita sa gornje strane germanijumskog detektora, u vidu poklopca, nepoželjna je u dizajnu ovog eksperimenta, tako da se ovaj poklopac drži otvoren tokom eksperimenta, a između germanijumskog detektora i malog plastičnog scintilatora se stavlja folija bakra od 0.5 mm koja ima ulogu držača malog plastika. *Dynode output* signal malog plastičnog scintilatora se gleda na osciloskopu i za tu potrebu je stavljen Cs-137 izvor na gornju stranu malog plastika.

Zatim se *dynode output* malog plastičnog scintilatora dovodi na multiport 2 radi posmatranja spektra pomoću MCA - uočavaju se γ zraci iz okoline u vidu jako intenzivnog pika na samom početku spektra, dok se signali deponovane energije miona u detektoru uočavaju u produžetku. Očekivano, usled malih dimenzija plastičnog scintilatora, brzina odbroja u spektru je mala.

Nakon toga je priključen kabl na *anode output* malog plastika (označen kabl sa TIME-TANJIR) i doveden signal na osciloskop radi posmatranja. Dodaje se i terminator i zaključuje da je signal adekvatnog intenziteta i oblika. Signal se sa *anode output*-a malog plastika dovodi na *input* QUAD CFD. Na QUAD CFD se ubacuje *delay* i na osciloskopu posmatra OUT sa QUAD CFD-a (na ulaz osciloskopa dodaje se terminator) i podešava *threshold* QUAD CFD-a. Pošto je bio slab

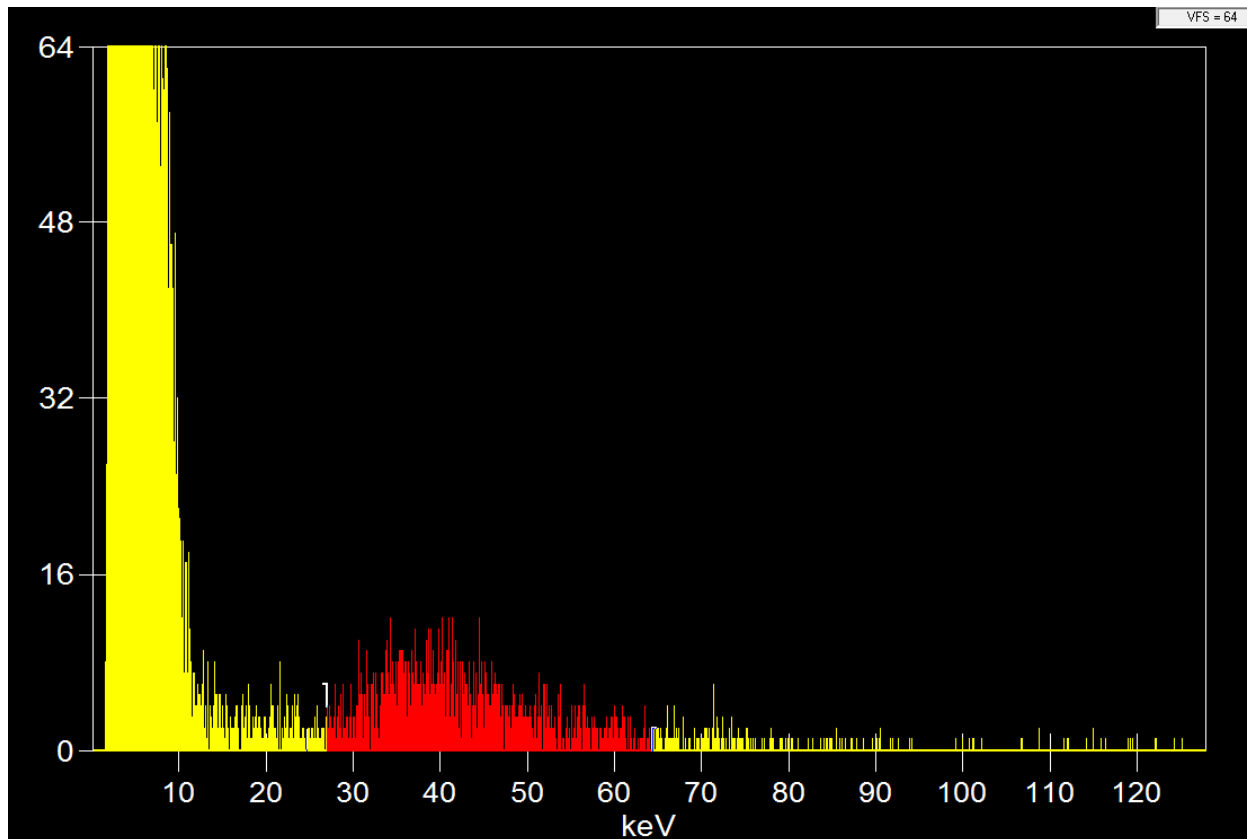
signal na osciloskopu, dodaje se izvor Am-241 sa gornje strane plastika i dalje podešava *threshold* QUAD CFD-a. Zatim se sklanja Am-241 izvor i dalje podešava *threshold* QUAD CFD-a, i dobija adekvatan signal na osciloskopu. Nakon ovog podešavanja, u osciloskop se ubacuje i spori signal (*dynode output*) malog plastika. *Output* QUAD CFD-a se dovodi na *input* ($50\ \Omega$) drugog D/G GEN. (uređaj označen sa PL) i onda se *output* (gate, pozitivan) tog D/G GEN. posmatra na osciloskopu. *Dynode output* malog plastičnog scintilatora se zatim povezuje na multiport 2, dok se *gate* signal priključuje na *output* (gate, pozitivan) D/G GENERATOR-a sa oznakom PL. Kako bi se podesila brzina brojanja malog plastika, podešava se *threshold* QUAD CFD-a i sa ovim podešavanjima se prikuplja spektar pomoću malog plastičnog scintilatora sa okidanjem (*gate-ovan*), preko multiporta 2 (prikazan na slici 44).



Slika 44 Spektar malog plastičnog scintilatora sa okidanjem

Integral mionskog dela ovog spektra (slika 44) je iznosio 1248, dok je vreme prikupljanja bilo 350 s; odnosno $R = 3,566\ \text{c/s}$

Zatim se snima direktan spektar malog plastičnog scintilatora, bez priključenog *gate* signala (prikazan na slici 45).



Slika 45 Spektar malog plastičnog scintilatora bez okidanja

Integral mionskog dela ovog spektra (slika 45) je iznosio 1255, dok je vreme prikupljanja bilo 350 s; odnosno $R = 3,586$ c/s

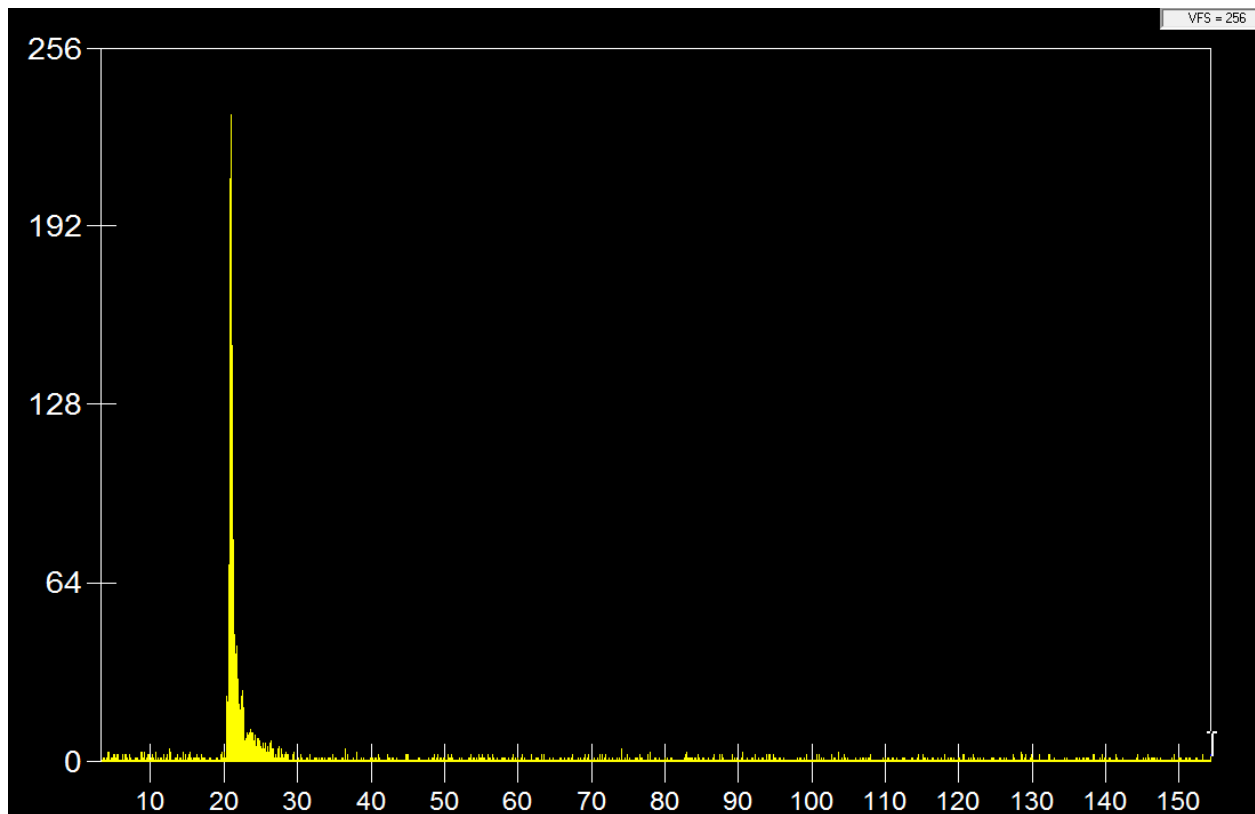
Na osnovu prethodna dva spektra, zaključujemo da se dobija adekvatan odnos R za signal sa okidanjem i signal bez *gate*-a. Nakon toga, spektar malog plastičnog scintilatora se odseca na oko 4 MeV pomoću QUAD CFD-a i *output* QUAD CFD-a se potom dovodi na START TAC-a. *Output* TAC-a se odvodi na osciloskop i posmatra. Nakon što je ustanovljeno da signal ima adekvatan oblik i intenzitet, *output* TAC-a je priključen na multiport 5.

Između germanijumskog i malog plastičnog scintilatora ubacuje se pozitronski izvor Na-22 kako bi na osnovu anihilacija izvršili podešavanje TAC-a i dobili adekvatan izgled TAC spektra (tj.

odnos stvarnih i slučajnih koincidencija). Zatim se na D/G GEN. smanjuju vrednosti *delay period* i *gate width* na sledeće: *delay period*: 1 μ s, *gate width*: 0.45 μ s.

U programu Genie 2000, MCA podešen je na prikupljanje u 1024 kanala, a *conversion gain* na 1 000. TAC se podešava na sledeći način - *range*: 100 ns, *multiplier*: 100 – što znači da je opseg TAC-a podešen na 10 μ s.

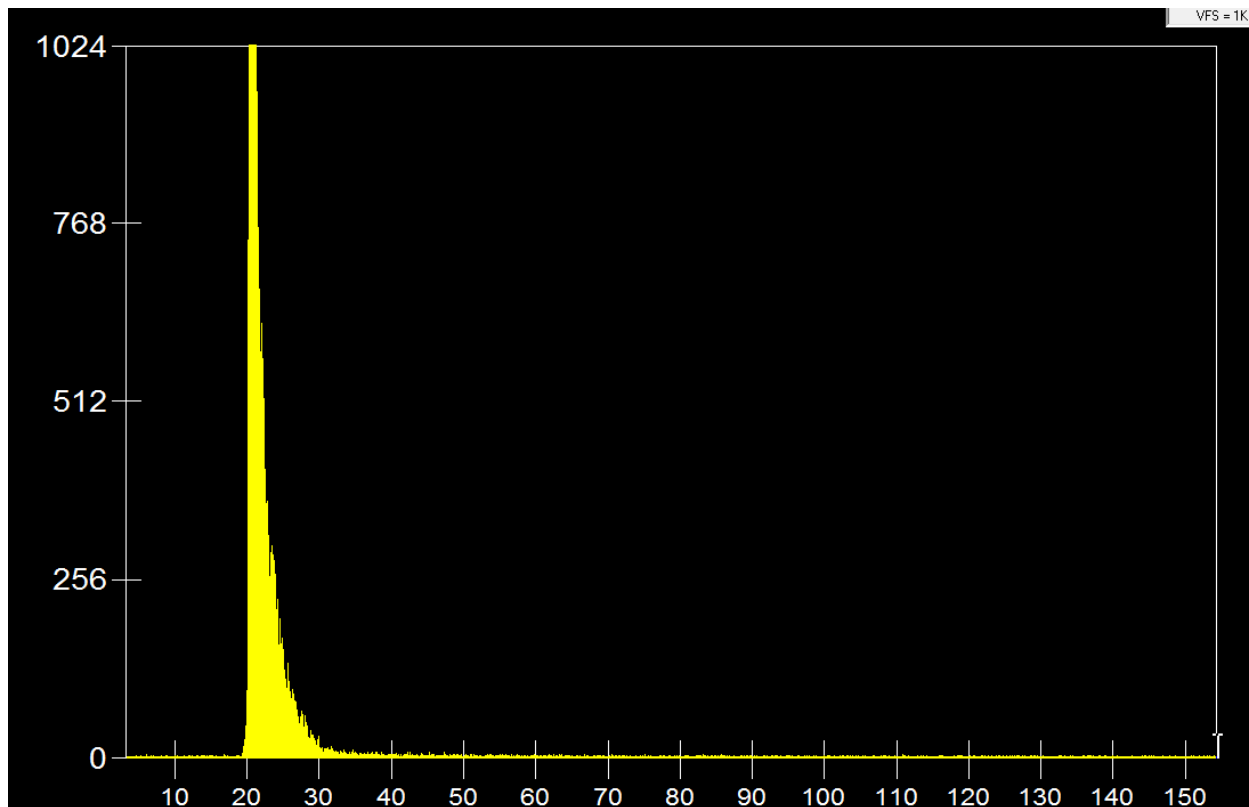
Sa ovakvim podešavanjima snima se TAC spektar sa izvorom Na-22 između dva detektora (slika 46).



Slika 46 TAC spektar sa izvorom Na-22 između malog plastičnog scintilatora i germanijumskog detektora (vreme merenja $t = 158$ s)

Kako je opseg TAC-a podešen na 10000 ns i spektar se prikuplja u 1024 kanala, širina jednog kanala koincidentnog spektra iznosi 9.76 ns.

Zatim je izvađen Na-22 izvor i ponovo se prikuplja spektar oko 20h pri istim podešavanjima. Ovako dobijen spektar prikazan je na slici 47. Širina pika u vremenskom spektru je 3 kanala što iznosi oko 30 ns.



Slika 47 TAC spektar (vreme merenja $t = 65\ 251\ s$)

Zatim se podešava multiparametarski sistem (MPA-3) tako da dobijamo trostruke koincidencije - veliki plastični scintilator, mali plastični scintilator, germanijumski detektor i TAC u koincidenciji svaki sa svakim. Kako bi ovo realizovali, potrebno je iskoristiti 4 ADC-a MPA-3 sistema.

Dynode output malog plastičnog scintilatora se dovodi na 2A ADC, *dynode output velikog plastičnog scintilatora* se dovodi na 2B ADC, signal *germanijumskog detektora* iz pojačavača (*unipolar output*) se dovodi na 2C ADC, dok se *output TAC*-a vodi na 2D ADC (oznake ADC-ova MPA-3 sistema su 2A, 2B, 2C, 2D).

Potom, namešta se nula ADC-ova (ZERO ulaz); nameštanje se radi pomoću *probe*-a, koji se sa jedne strane ubaci u ulaz pored ZERO označen sa CAL, a sa druge strane se u osciloskop, i posmatra signal; ZERO se namešta dok se na osciloskopu signal ne dovede u nulu.

Sledeći korak je podešavanje broja kanala u kojem želimo da se vrši prikupljanje spektara na različitim ADC.

Broj kanala podešen na ADC-ovima je sledeći:

2A – 1024

2B – 1024

2C – 4096

2D – 1024

Odgovarajući broj kanala se zadaje u programu MPANT-u pre pokretanja merenja, za svaki spektar koji definišemo. Takođe, u MPANT-u se može zadati šta će se crtati od grafika u ostalim prozorima (zadaje se u obliku X osa x Y osa).

Definiše se crtanje sledećih grafika:

germanijumski detektor (x-osa), TAC spektar (y-osa) – 2C x 2D

veliki plastični scintilator (x-osa), TAC spektar (y-osa) – 2B x 2D

veliki plastični scintilator (x-osa), germanijumski detektor (y-osa) – 2B x 2C

mali plastični scintilator (x-osa), germanijumski detektor (y-osa) – 2A x 2C

vreme merenja (x-osa), veliki plastik (y-osa) – RT x 2B

vreme merenja (x-osa), germanijumski detektor (y-osa) – RT x 2C

Između Ge detektora i malog plastika je smešten prazan *Marinelli* sud koji će kasnije biti ispunjen raznim materijalima i pokreće se merenje fona pri ovakvim uslovima.

Nakon 7 dana prikupljena podataka, na osnovu spektara se zaključuje da je previše mala brzina brojanja miona, kao i da je mionski spektar sabijen u početnom delu. Na osnovu toga, ustanovljeno je da podešavanja na ADC-ovima za plastike nije dobra.

Prethodna podešavanja ADC-ova iznosila su:

za mali i veliki plastični scintilator – *range*: 1 K, *gain*: 1 K

za germanijumski detektor – *range*: 4 K, *gain*: 4 K

za TAC – *range*: 1 K, *gain*: 1 K

Kako su spektri dobijeni pomoću plastika bili zbijeni u niskoenergetskom delu, menja se podešavanje ADC-ova plastika, tako da odgovara podešavanju ADC-a tokom prvog snimanja velikog plastika u multiparametarskom režimu (tj. *range*: 1K, *gain*: 8K).

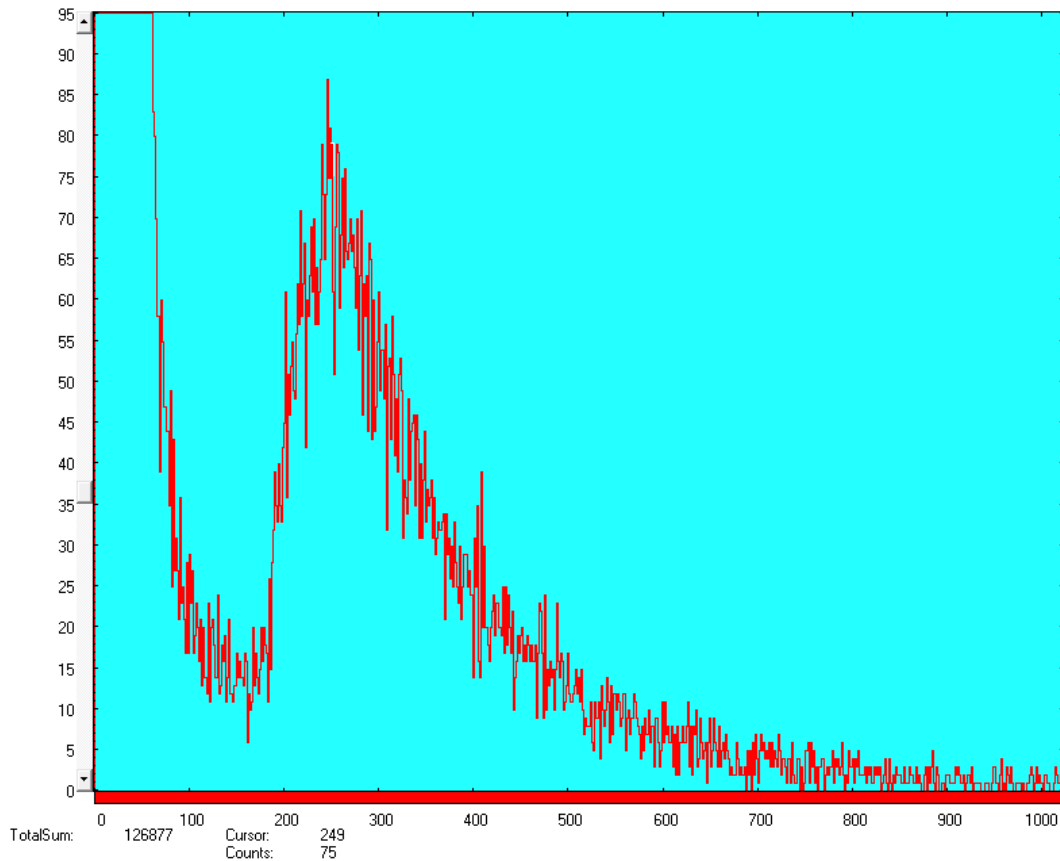
Prvo posmatramo veliki plastični scintilator u *normal/anticoinc.* režimu, da bi se uporedio izgled spektra sa prethodnim izgledom spektra za veliki plastični scintilator. Zatim se menja

podešavanje 2B ADC-a na *range* 1 K, *gain* 8K i signal (*dynode output*) velikog plastika se prebacuje u multiport 2, kako bi se video izgled spektra preko MCA.

Upoređivanjem izgleda spektra dobijenog pomoću multiporta i pomoću multiparametarskog sistema, zaključeno je da je početni deo spektra koji se dobija preko multiparametarskog sistema odsečen.

Signal sa velikog plastičnog scintilatora se opet dovodi na MPA-3 i upoređuje izgled spektra sa starim spektrom snimljenom na multiparametarskom sistemu. Kako se i dalje uočava različit izgled spektara, podešava se ZERO na ovom ADC-u.

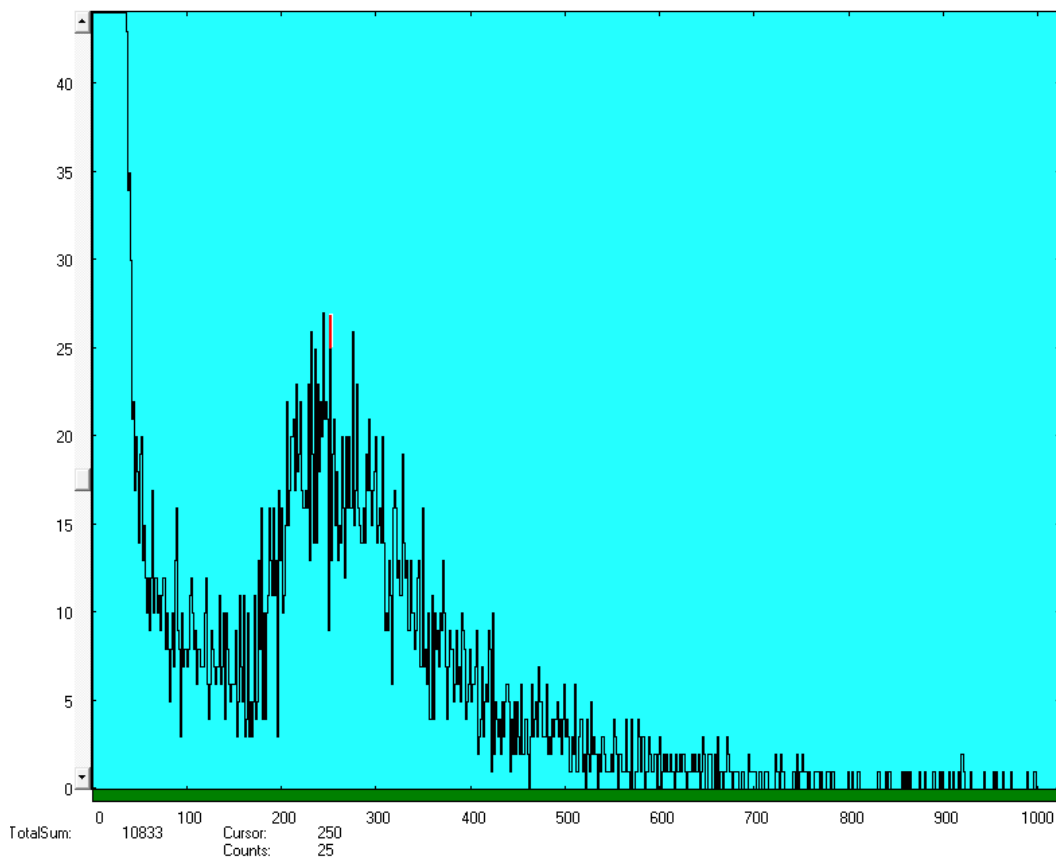
Sa novim podešavanjem ZERO, mionski vrh (maksimum deponovane energije miona) u spektru dobijenom pomoću velikog plastičnog scintilatora je na 250. kanalu (slika 48).



Slika 48 Spektar velikog plastičnog scintilatora dobijen sa novim podešavanjem ZERO

Zatim se posmatra mali plastični scintilator u single režimu pomoću MPA-3. 2A ADC podešava se tako da je *range* 1 K, *gain* 8 K, a u MPANT programu se podešava na 1000 kanala opseg spektra. U sledećem koraku namešta se ZERO na ovom ADC-u, i sa ovim podešavanjima,

mionski vrh u spektru prikupljenom pomoću malog plastičnog scintilatora je na 250. kanalu (slika 49).



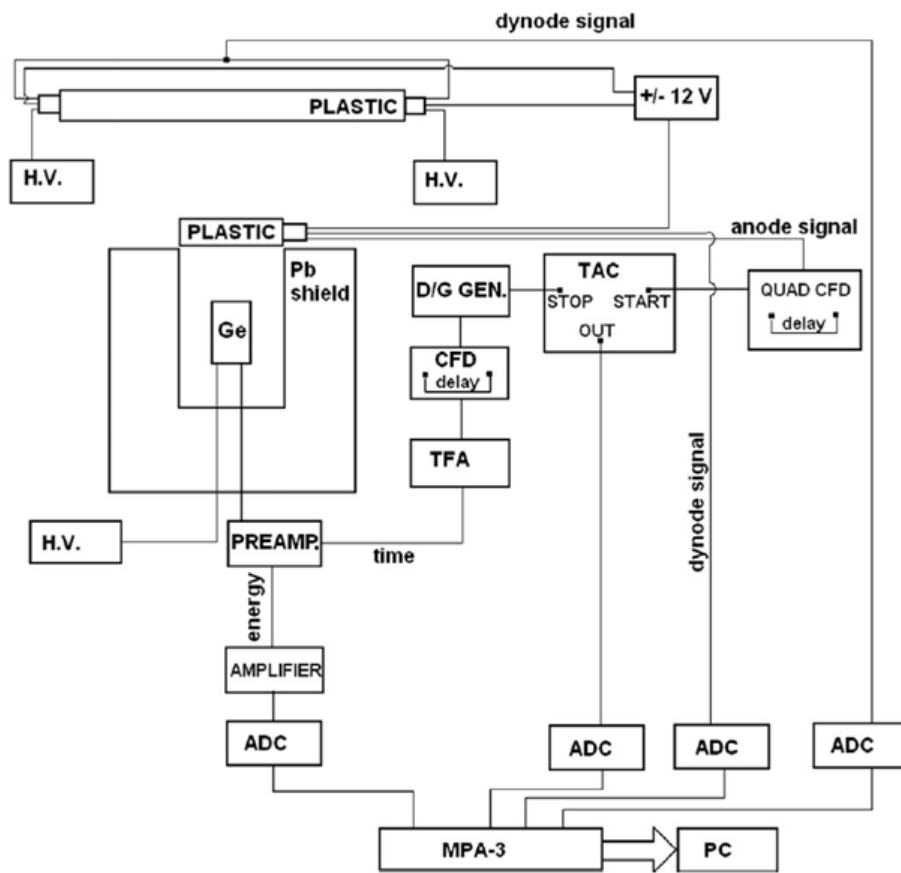
Slika 49 Spektar malog plastičnog scintilatora dobijen sa novim podešavanjem ZERO

Konačno, prikupljanje u trostrukoj koincidenciji vrši se sa sledećim podešavanjima:

- 2A ADC i 2B ADC – *range*: 1 K, *gain*: 8 K,
- 2C ADC – *range*: 4 K, *gain*: 4 K (ostala su stara podešavanja),
- 2D ADC – *range*: 1 K, *gain*: 1 K (ostala su stara podešavanja)

U okviru ove doktorske disertacije, izvršeno je nekoliko merenja sa navedenim podešavanjima: fonsko merenje, merenje sa uzorkom CaO (*Marinelli* geometrija), merenje sa uzorkom NaCl (*Marinelli* geometrija) i merenje sa uzorkom SiC (*Marinelli* geometrija). Svako pojedinačno merenje trajalo je oko 150 dana.

Merenja su realizovana pomoću spektrometarskog sistema, podešenog na ranije opisan način, i šema koincidentnog kola ovog sistema prikazana je na slici 50 [27].



Slika 50 Šema koincidentnog kola za plastične scintilatore i HPGe detektor MIREDO sistema

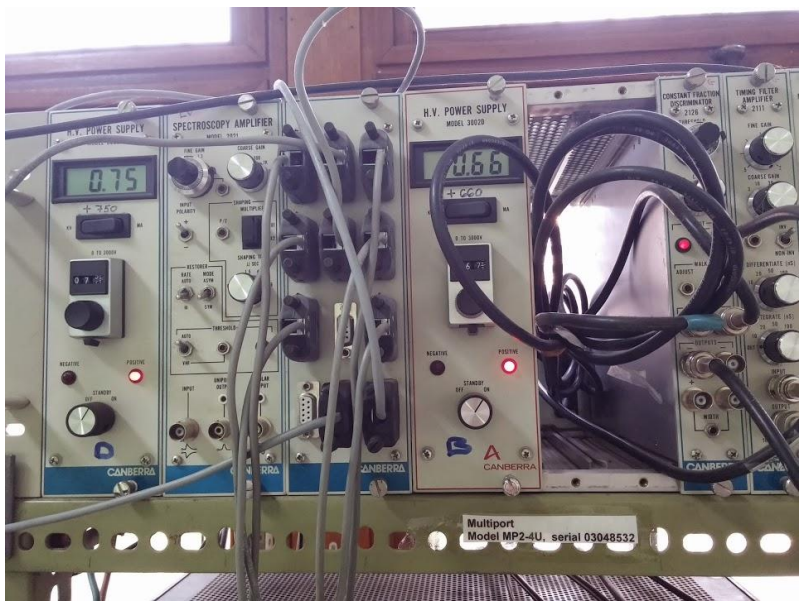
Dakle, signali sa svih detektora se detektuju u koincidentnom modu, pomoću multiparametarskog sistema za prikupljanje podataka, MPA-3.

Brza grana kola realizovana je pomoću signala koji stiže iz TAC-a; START impuls za TAC dobija se iz anodnog signala malog plastičnog scintilatora, dok STOP impuls predstavlja brzi (*timing*) signal iz germanijumskog detektora.

Vremenska rezolucija TAC spektra iznosi oko 50 ns, što omogućava dobro razlikovanje detektovanih događaja u vremenu.

Kako bi se eliminisao uticaj γ -zraka, poreklom iz okoline detektora, niskoenergetski deo spektra je odsečen na 15 keV.

Izgled korišćenih NIM –ova (*Nuclear Instrumentation Module*), kao i MPA-3 sistema prikazani su na slikama 51-55.



Slika 51 Izgled izvora visokog napona, CFD i TFA



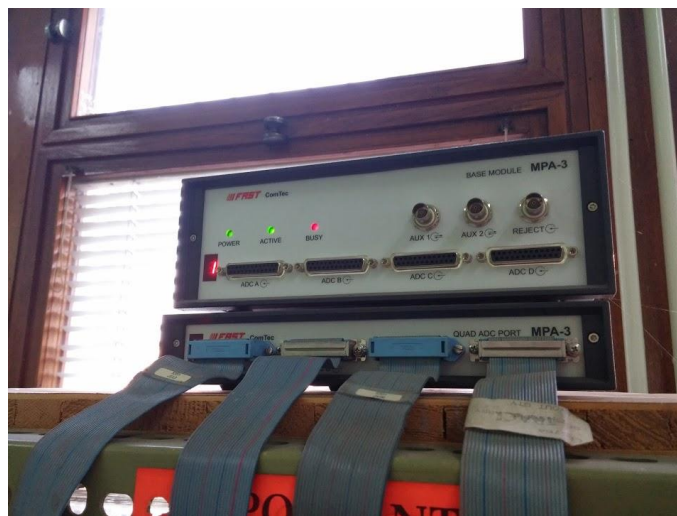
Slika 52 Izgled modula: TAC, QUAD CFD i D/G GENERATOR



Slika 53 Četiri ADC-a koji prikupljaju signale iz dva plastična scintilatora, germanijumskog detektora i TAC-a



Slika 54 Izgled MULTIPORT-a



Slika 55 Izgled MPA-3 sistema

5.2 Geometrijska postavka eksperimenta

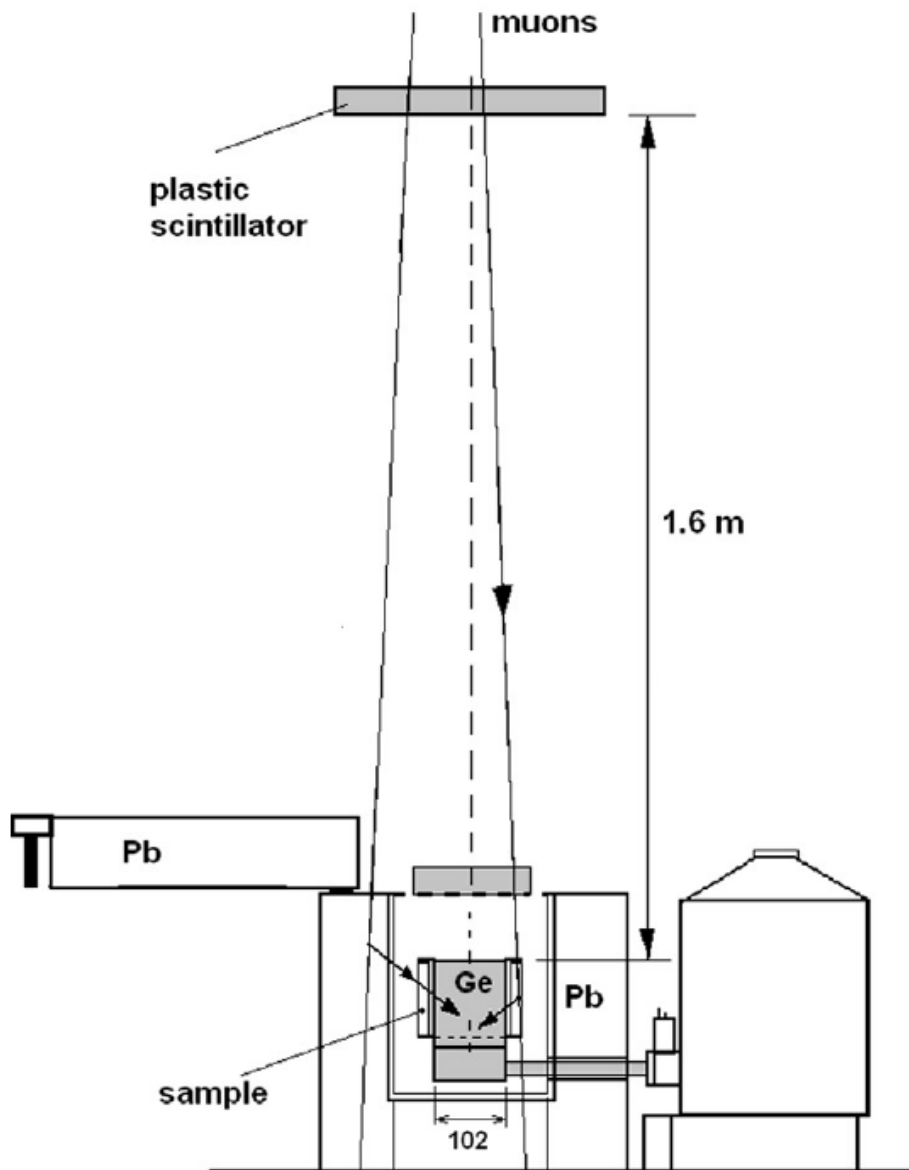
Sastavni deo spektrometarskog sistema MIREDO od ključnog značaja za ovako osetljiv eksperiment predstavlja ultra-niskofonski, koakcijalni HPGe spektrometar velike zapremine i proširenog opsega, proizvođača *Canberra*. Ovaj spektrometar ima 100% relativnu efikasnost (istu apsolutnu efikasnost kao NaI(Tl) detektor dimenzija 3"x 3" na energiji od 1332 keV), što odgovara aktivnoj zapremini detektora od oko 380 cm³. Prozor *end-cap*-a detektora načinjen je od ugljeničnih vlakana velike čvrstoće, debljine oko 0.9 mm, što pruža propustljivost veću od 85% za fotone energije iznad 15 keV i skoro 100% za fotone energije iznad 20 keV.

Zaštita detektora izrađena je od slojevitog olova. Spoljašnji sloj (debljine 125 mm) sačinjen je od običnog niskofonskog olova, dok je unutrašnji sloj (debljine 25 mm) napravljen od odabranog olova, takvog da sadržaj ²¹⁰Pb iznosi oko 20 Bq/kg. Zaštita ovog detektora takođe sadrži unutrašnji sloj sačinjen od niskofonskog kalaja, debljine 1 mm, kao i sloj bakra visoke čistoće, debljine 1.5 mm. Ova dva sloja imaju ulogu da zaustave K X zrake olova, energetskog opsega 75-85 keV. Dodatno, sloj bakra zaustavlja X zrake kalaja, energetskog opsega 25-28 keV.

Eksperimentalna postavka sastoji se od velikog plastičnog scintilatora, prečnika 76 cm i debljine 5 cm, koji je postavljen na rastojanju od 160 cm od *end-cap*-a HPGe detektora. Mali plastični scintilator, prečnika 20 cm i debljine 5 cm, smešten je 10 cm iznad *end-cap*-a HPGe detektora. Uzorak koji se ispituje smešta se u veliki *Marinelli* sud, koji omogućava smeštanje uzorka oko *end-cap*-a HPGe detektora, dok je poklopac olovne zaštite otvoren, kako bi se smanjio uticaj sekundarnih čestica nastalih u interakciji kosmičkih miona sa olovom na koincidentni spektar germanijumskog detektora.

Šematski prikaz MIREDO spektrometra nalazi se na slici 56.

Geometrija scintilacionog detekcionog sistema MIREDO kao i oblik i veličina uzorka dizajnirani su tako da se maksimalno koliko je moguće redukuje detekcija sekundarnih događaja nastalih u interakcijama miona sa materijalima detektorske zaštite. Na taj način omogućeno je direktno merenje preseka za mionski indukovane reakcije sa ispitivanim materijalima.

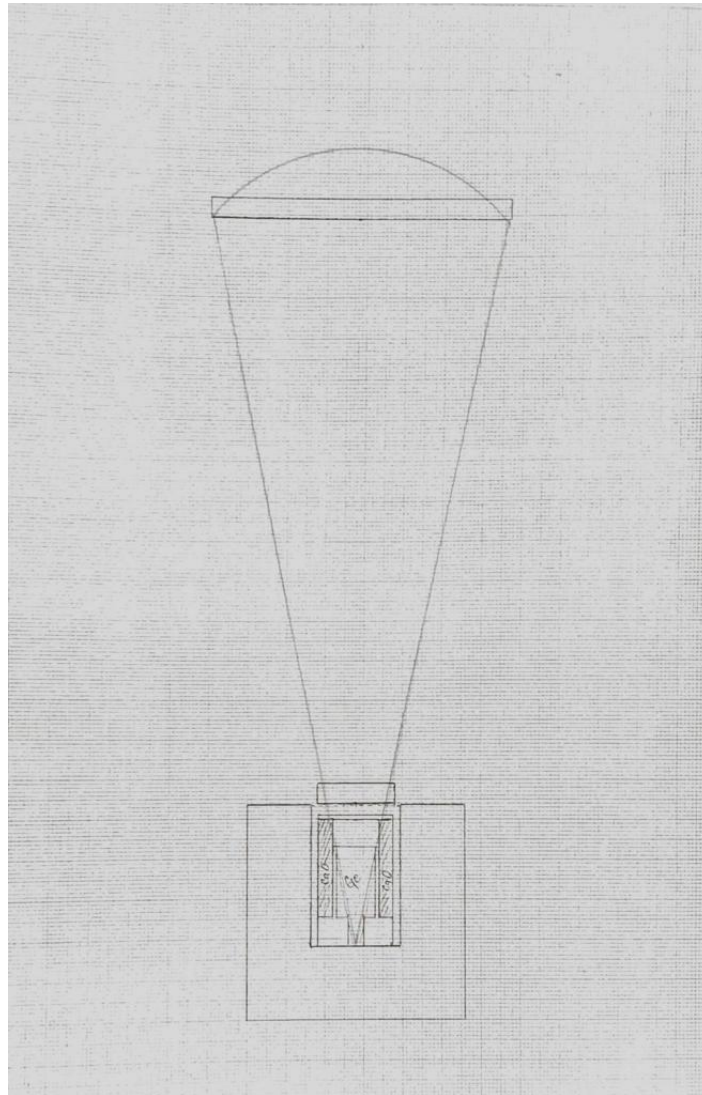


Slika 56 Šematski prikaz MIREDO spektrometra

Izbor uzoraka je baziran na svojstvima materijala (redni i maseni broj, gustina, itd.) koji se upotrebljavaju ili mogu biti upotrebljeni u niskofonskim eksperimentima u sklopu sistema namenjenih za detekciju retkih događaja. Odabrani materijali su pakovani u geometriju u vidu šupljeg cilindra, kako bi efikasnost detekcije generisanih događaja u ovim materijalima bila što veća. Istovremeno, minimizira se sumiranje niskoenergetskih događaja (~ 0.1 MeV) poreklom iz uzorka, sa događajima u kojima se direktno deponuje energija miona u kristalu germanijumskog detektora (~ 60 MeV). Efekat ovakvog nepoželjnog sumiranja bi svakako bio izraženiji ukoliko

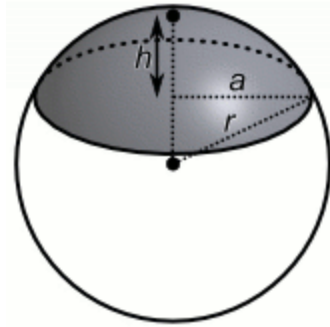
bi se koristila standardna *Marinelli* geometrija. Dimenzije uzorka su: visina - 24.5 cm, unutrašnji poluprečnik - 6 cm, spoljašnji poluprečnik - 9.65 cm.

Za datu geometriju spektrometarskog sistema, može se proceniti maksimalni prostorni ugao HPGe detektora, pod kojim se vrši detekcija koincidentnih događaja. Za potrebu ovog proračuna, potrebno je napraviti geometrijsku šemu MIREDO sistema u realnoj razmeri (slika 57) i na njoj ucrtati trajektorije čestica za koje se ostvaruje maksimalan prostorni ugao detekcije.



Slika 57 Geometrijska šema MIREDO sistema u realnoj razmeri

Zatim, potrebno je izračunati površinu kalote (slika 58), koju formiraju ovako izabrane trajektorije.



Slika 58 Površina kalote (osenčeno)

Površina kalote se izračunava na sledeći način:

$$S = 2r\pi h ,$$

gde je S – površina kalote, r – poluprečnik sfere, h – visina kalote.

Zatim, prostorni ugao dobijamo preko sledeće relacije:

$$\Omega_{exp} = \frac{S}{r^2} ,$$

gde je Ω_{exp} - prostorni ugao, S – površina kalote i r – poluprečnik sfere.

U slučaju MIREDO sistema, dobijaju se sledeće vrednosti:

$$r = 185 \text{ cm}, h = 17 \text{ cm}$$

Stoga dobijamo:

$$S = 19750 \text{ cm}^2$$

$$\Omega_{exp} = 0.58 \text{ sr} ,$$

što predstavlja oko 10% polusfere. Može se smatrati da je ostvarivanjem ovakve optimalne vrednosti prostornog ugla, dizajn eksperimenta dobro koncipiran, uzimajući u obzir limitirajući faktor koji predstavljaju bočni zidovi detektorske zaštite, a sa druge strane neophodnost za što većim prostornim uglom kako bi se maksimalno potencirale trajektorije miona koje pogađaju ispitivani materijal.

Izgled MIREDO spektrometarskog sistema prikazan je na slici 59.



Slika 59 Izgled MIREDO spektrometerskog sistema

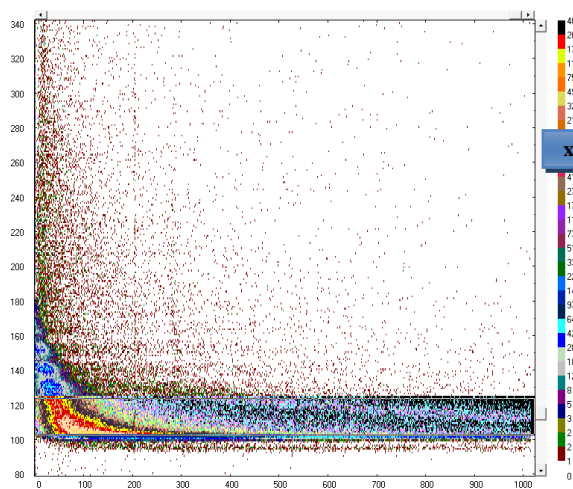
5.3 Realizacija eksperimenta

Pomoću multiparametarskog sistema MPA-3, signali iz četiri ADC-a omogućavaju prikupljanje koincidentnog spektra HPGe detektora, koincidentnog spektra velikog i malog plastičnog scintilatora kao i vremenski spektar TAC modula. Kako bi dobili spektre koji predstavljaju kombinaciju signala iz različitih detektora u koincidentnom režimu, ili njihovu varijaciju sa dužinom merenja, prikupljano je sledeće:

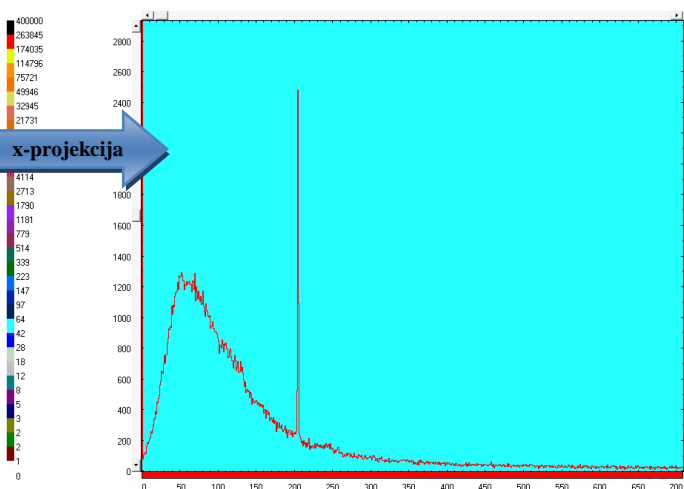
- dvodimenzionalni (2D) spektar HPGe detektora i događaja iz TAC modula
- dvodimenzionalni (2D) spektar velikog plastičnog scintilatora i događaja iz TAC modula
- dvodimenzionalni (2D) spektar velikog plastičnog scintilatora i HPGe detektora
- dvodimenzionalni (2D) spektar malog plastičnog scintilatora i HPGe detektora

Takođe, prikupljeni su i spektri signala iz HPGe detektora, kao i signala iz velikog plastičnog scintilatora u odnosu na vreme merenja.

2D spektri otkrivaju koji događaji (prikazani na jednoj osi) doprinose pojavi nekih drugih događaja, snimljenim u drugom detektoru (prikazan na drugoj osi). Na primer, u 2D spektru HPGe detektora ili plastičnog scintilatora i događaja iz TAC modula, selekcijom različitih regiona TAC spektra, koji su prikazani na y-osi (slika 60) i nakon toga njihovom projekcijom na x-osu (slika 61), može se odrediti koji događaji su snimljeni u koincidentnom spektru detektora tokom izabranog vremenskog intervala.



Slika 60 2C x2D spektar fon – selekcija TAC regiona

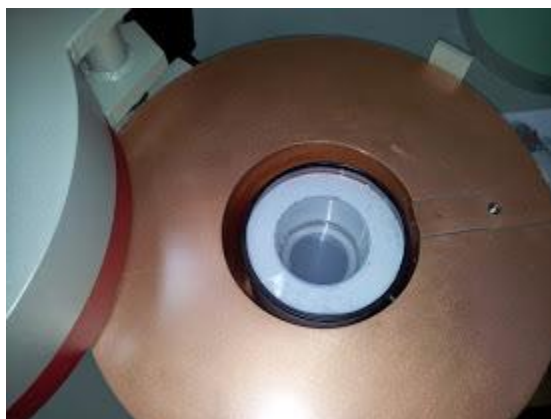


Slika 61 Spektar događaja u HPGe detektoru za izabrani vremenski interval

Fonski spektri, odnosno sa praznim *Marinelli* sudom, prikupljani su 104 dana, nakon čega je dobijena dobra statistika podataka. Za naredno merenje, odgovarajući *Marinelli* sud puni se kalcijum oksidom (CaO) velike čistoće u formi praha. Nakon punjenja i sabijanja CaO, centralni deo *Marinelli* suda detaljno je očišćen (odnosno poklopac manjeg Marineli suda, koji je pozicioniran tako da ispunjava središnji deo velikog *Marinelli* suda). Stavljena je folija u obliku prstena preko CaO da bi se izbeglo pomeranje praha CaO i *Marinelli* sud je poklopljen odgovarajućim poklopcem i zalepljen silikonom. Poklopac *Marinelli* suda je zaptiven silikonom kako bi se sprečio prolazak vlage u materijal, zbog toga što je CaO izuzetno higroskopan (i u kontaktu sa vodom dolazi do egzotermne reakcije). Izgled *Marinelli* suda ispunjenog uzorkom, kao i njegova pozicija u odnosu na HPGe detector prikazana je na slikama 62 i 63. Masa praznog *Marinelli* suda iznosi 1050 g, a masa CaO praha kojim je *Marinelli* sud ispunjen iznosi ukupno 2651 g. *Marinelli* sud ispunjen CaO prahom meren je 141 dan.



Slika 62 Izgled velikog *Marinelli* suda ispunjenog uzorkom



Slika 63 *Marinelli* sud smešten u HPGe detektor

Nakon toga, na isti način vrši se punjenje *Marinelli* suda sa natrijum hloridom (NaCl) čistoće 99-99.5%. Masa uzorka NaCl iznosila je 5939 g. Sa uzorkom NaCl izvršeno je prikupljanje podataka u trajanju od 113 dana.

U sledećem koraku, radi kalibracije sistema snimaju se spektri u kojima je uzorak predstavljala folija od olova. Olovne folije debljine oko 0.2 mm poslagane su u kvadrat dimenzija 16.5 cm x 16.5 cm i zatim postavljene ispod malog plastičnog scintilatora. Cilj ovog merenja bilo je registrovanje K X zraka olova, i njihovog korišćenja za kalibraciju.

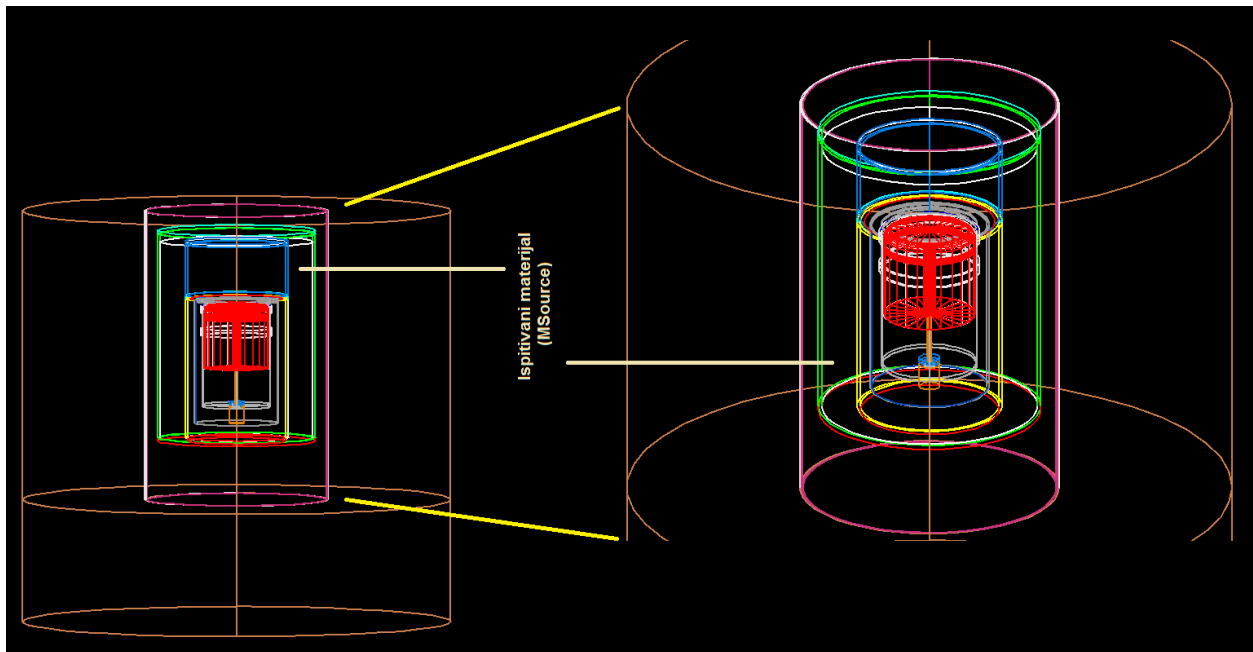
Sledeće merenje realizovano je sa folijama od volframa, tantala i molibdena, poslaganih u istu geometriju kao i olovne folije, kako bi se K X zraci ovih elemenata iskoristili za precizniju kalibraciju sistema.

Zatim je *Marinelli* sud napunjen sa silicijum karbidom (SiC), ukupne mase 5841 g. Merenje sa uzorkom SiC trajalo je 145 dana.

Neophodno je napomenuti da multiparametarski sistem sve spektre snima u ekstenziji .mpa, gde nije moguće izvršiti energetska kalibraciju spektara, kao ni porediti ih nezavisno. Zbog toga se pomoću programa *Mathematica* oni prvo prebacuju u ekstenziju .tka i međusobno razdvajaju 4 koincidentna spektra. 2D spektre nije moguće analizirati u drugom programu, kao ni vršiti različite projekcije, osim pomoću MPANT-a. Nakon toga, spektri se iz ekstenzije .tka prebacuju u ekstenziju .chn, nakon čega se mogu otvarati u programu *Aptec*. Tada je omogućeno ubaciti informacije o spektru, kao što su vreme merenja, i izvršiti energetska kalibraciju spektra. Ovako kompletirani spektri snimaju se u ekstenziji .so. U programu *Aptec* moguće je izvršiti vremensku normalizaciju spektara, kao i međusobno poređenje (oduzimanje, sabiranje) spektara.

5.4 GEANT4 simulacija eksperimenta

Pomoću GEANT4 paketa simulirana je geometrija HPGe detektora, njegove zaštite kao i *Marinelli* suda ispunjenog različitim materijalima koji su korišćeni u eksperimentu.



Slika 64 Prikaz germanijumskog detektora sa smeštenim *Marinelli* sudom koji je korišćen u eksperimentu-levo; uvećani prikaz *Marinelli* suda ispunjenog ispitivanim materijalom-desno

U okviru doktorske disertacije neće biti opisan način zadavanja geometrije HPGe detektora i njegove zaštite, već će biti navedene samo određene pojedinosti od značaja za ovaj konkretni eksperiment.

U C++ *source file* Detector Construction.cc zadaju se svi parametri potrebni za definisanje geometrije detektora i izvora.

Najpre, zadajemo materijale kojima je ispunjen *Marinelli* sud, na sledeći način:

```
//MATERIALS:
```

```
G4Material* CaO = new G4Material("CaO",0.603*g/cm3,2);  
CaO->AddElement(elementCa,1); CaO->AddElement(elementO,1);  
G4Material* NaCl = new G4Material("NaCl",1.351*g/cm3,2);  
NaCl->AddElement(elementNa,1); NaCl->AddElement(elementCl,1);  
G4Material* SiC = new G4Material("SiC", 1.328*g/cm3,2);  
SiC->AddElement(elementSi,1); SiC->AddElement(elementC,1);
```

U narednom delu koda, definišemo kakav izvor koristimo u simulaciji i određene pojedinosti prilikom korišćenja *Marinelli* suda kao izvora generisanih događaja. Naime, za određivanje efikasnosti detekcije događaja generisanih unutar ispitivanih materijala u eksperimentu, moramo postaviti za izvor ovih događaja ispitivane materijale u adekvatnoj *Marinelli* geometriji, koja se koristi u eksperimentu.

Najpre, definišemo materijal i dimenzije standardnog *Marinelli* suda.

```
if(SourceCode=='M')  
  
    //MGAMA  
    ContainerCode = "MGAMA"; ContainerMaterial = polyethyleneVLD;  
    MContainerBottomThick = 4*mm; MContainerWallThick = 3*mm; MContainerFootH = 0;  
    MContainerR = 96.5*mm; MContainerWellR = 60*mm; MContainerWellH = 171*mm;  
    MContainerH = 255*mm;
```

Korišćenjem cilindrične geometrije (*G4 Tubs*) zadajemo pojedinačne delove koji sačinjavaju standardni *Marinelli* sud (dno suda, spoljašnji zid, unutrašnji zid i unutrašnji poklopac) i adekvatno ih pozicioniramo u odnosu na HPGe detektor (*G4PVPlacement*).

```
G4Tubs*solidMContainerBottom=new G4Tubs("solidMContainerBottom",MContainerWellR,  
MContainerR,MContainerBottomThick/2,0.0*deg,360.0*deg);  
  
G4LogicalVolume*logicalMContainerBottom=new G4LogicalVolume(solidMContainerBottom,  
ContainerMaterial,"logicalMContainerBottom", 0,0,0);  
  
logicalMContainerBottom->SetVisAttributes(G4VisAttributes(G4Colour(1.0,0.0,0.0)));  
  
G4VPhysicalVolume*physicalMContainerBottom=new G4PVPlacement(0,G4ThreeVector(0,0,  
PlatformFrontZ+MContainerWellH+MContainerBottomThick/2),  
logicalMContainerBottom,"physicalMContainerBottom",logical_world,false,0);  
  
G4Tubs*solidMContainerWall=new G4Tubs("solidMContainerWall",MContainerR-  
MContainerWallThick,MContainerR,(MContainerH-MContainerBottomThick)/2,0.0*deg,360.0*deg);  
  
G4LogicalVolume*logicalMContainerWall=new G4LogicalVolume(solidMContainerWall,  
ContainerMaterial,"logicalMContainerWall", 0,0,0);  
  
logicalMContainerWall->SetVisAttributes(G4VisAttributes(G4Colour(0.0,1.0,0.0)));  
  
G4VPhysicalVolume*physicalMContainerWall=new G4PVPlacement(0,G4ThreeVector(0,0,  
PlatformFrontZ+MContainerWellH-(MContainerH-MContainerBottomThick)/2),  
logicalMContainerWall,"physicalMContainerWall",logical_world,false,0);
```

```

G4Tubs* solidMContainerWellWall=new G4Tubs("solidMContainerWellWall",MContainerWellR,
MContainerWellR+MContainerWallThick,MContainerWellH/2,0.0*deg,360.0*deg);

G4LogicalVolume*logicalMContainerWellWall=new
G4LogicalVolume(solidMContainerWellWall,ContainerMaterial,"logicalMContainerWellWall",
0,0,0);

logicalMContainerWellWall->SetVisAttributes(G4VisAttributes(G4Colour(1.0,1.0,0.0)));

G4VPhysicalVolume*physicalMContainerWellWall=new
G4PVPlacement(0,G4ThreeVector(0,0,PlatformFrontZ+MContainerWellH/2),
logicalMContainerWellWall,"physicalMContainerWellWall",logical_world,false,0);

G4Tubs* solidMContainerWellTop=new G4Tubs("solidMContainerWellTop",0,
MContainerWellR+MContainerWallThick,MContainerBottomThick/2,0.0*deg,360.0*deg);

G4LogicalVolume*logicalMContainerWellTop=new
G4LogicalVolume(solidMContainerWellTop,ContainerMaterial,"logicalMContainerWellTop",
0,0,0);

logicalMContainerWellTop->SetVisAttributes(G4VisAttributes(G4Colour(0.0,1.0,1.0)));

G4VPhysicalVolume*physicalMContainerWellTop=new
G4PVPlacement(0,G4ThreeVector(0,0,PlatformFrontZ-MContainerBottomThick/2),
logicalMContainerWellTop,"physicalMContainerWellTop",logical_world,false,0);

```

U narednom delu koda zadajemo sve karakteristike *Marinelli* izvora. Najpre definišemo materijal izvora, odnosno ispitivane materijale u eksperimentu.

```

//MSOURCE

SourceMaterial = SiC;
//SourceMaterial = NaCl;
//SourceMaterial = CaO;

```

Nakon toga, neophodno je specificirati geometriju ovog *Marinelli* izvora: njegov spoljašnji prečnik, visinu, unutrašnji prečnik, kao i debljine svih zidova.

```

MSourceR=MContainerR-MContainerWallThick;
MSourceH=MContainerH-MContainerBottomThick-10*mm;
MSourceZ=MContainerWellR+MContainerWallThick;
ContainerBottomThick=MContainerBottomThick;

```

Takođe, potrebno je zadati sa kojeg najmanjeg rastojanja u odnosu na HPGe detektor je moguće generisati događaje (najniža tačka *Marinelli* suda, odnosno materijala koji ga ispunjava).

```

SourceZ=PlatformFrontZ-MContainerFootH+MContainerWellH;

```

Zatim se pomoću cilindrične geometrije vrši zadavanje *Marinelli* izvora, pod nazivom *MSource*, čime se definiše u kakvoj se geometriji nalazi ispitivani materijal, i vrši njegovo pozicioniranje u odnosu na HPGe detektor.

```
G4Tubs*solidMSource=new G4Tubs("solidMSource", MSourceR, MSourceR, MSourceH/2, 0*deg,
360*deg);
G4LogicalVolume*logicalMSource=new
G4LogicalVolume(solidMSource,SourceMaterial,"logicalMSource", 0,0,0);
logicalMSource->SetVisAttributes(G4VisAttributes(G4Colour(1.0,1.0,1.0)));
G4VPhysicalVolume*physicalMSource=new
G4VPVPlacement(0,G4ThreeVector(0,0,(PlatformFrontZ+MContainerWellH-MSourceH/2)),
logicalMSource,"physicalMSource",logical_world,false,0);
```

Zbog specifične *Marinelli* geometrije koja se koristi u eksperimentu, neophodno je dodati još jedan šuplji cilindar, zajedno sa poklopcem, u centralni deo standardnog *Marinelli* suda, koji se postavlja zbog eliminisanja ranije opisanog nepoželjnog sumiranja niskoenergetskih događaja poreklom iz uzorka, sa događajima u kojima se direktno deponuje energija miona u kristalu germanijumskog detektora.

```
//Suplji Cilindar - untrasnji sloj plastike debljine 3 mm na uzorku:
SupljiCilindarH = 63*mm;
G4Tubs * solidSupljiCilindar =new
G4Tubs("solidSupljiCilindar",MContainerWellR,MContainerWellR+MContainerWallThick,
SupljiCilindarH/2,0.0*deg,360.0*deg);
G4LogicalVolume* logicalSupljiCilindar = new
G4LogicalVolume(solidSupljiCilindar,polyethyleneVLD,"logicalSupljiCilindar", 0,0,0);
logicalSupljiCilindar->SetVisAttributes(G4VisAttributes(G4Colour(0,0.5,0.9)));
G4VPhysicalVolume* physicalSupljiCilindar = new
G4VPVPlacement(0,G4ThreeVector(0,0,PlatformFrontZ-MContainerBottomThick-
SupljiCilindarH/2),
logicalSupljiCilindar,"physicalSupljiCilindar",logical_world, false, 0);

//Poklopac na supljem cilindru - plastika debljine 4 mm:
G4Tubs*solidSupljiCilindarpoklopac=new G4Tubs("solidSupljiCilindarpoklopac",0,
MContainerWellR+MContainerWallThick,MContainerBottomThick/2,0.0*deg,360.0*deg);
G4LogicalVolume*logicalSupljiCilindarpoklopac=new
G4LogicalVolume(solidSupljiCilindarpoklopac,ContainerMaterial,"logicalSupljiCilindarpoklo
pac", 0,0,0);
logicalSupljiCilindarpoklopac->SetVisAttributes(G4VisAttributes(G4Colour(0,0.4,0.8)));
G4VPhysicalVolume*physicalSupljiCilindarpoklopac=
new G4VPVPlacement(0,G4ThreeVector(0,0,PlatformFrontZ-MContainerBottomThick-
SupljiCilindarH-MContainerBottomThick/2),
logicalSupljiCilindarpoklopac,"physicalSupljiCilindarpoklopac",logical_world,false,0);
```

Zatim konstruišemo poklopac koji smeštamo na celokupan veliki *Marinelli* sud, na sledeći način:

```
//Poklopac na velikom Marinelli sudu plastika debljine 4 mm:

G4Tubs*solidMContainerTop=new
G4Tubs("solidMContainerTop",0,MContainerR,MContainerBottomThick/2,0.0*deg,360.0*deg);
G4LogicalVolume*logicalMContainerTop=new
G4LogicalVolume(solidMContainerTop,ContainerMaterial,"logicalMContainerTop", 0,0,0);
```

```

logicalMContainerTop->SetVisAttributes(G4VisAttributes(G4Colour(0,1.0,0.8)));
G4VPhysicalVolume* physicalMContainerTop = new
G4PVPlacement(0,G4ThreeVector(0,0,PlatformFrontZ+MContainerWellH-(MContainerH-
MContainerBottomThick)-MContainerBottomThick/2),
logicalMContainerTop,"physicalMContainerTop",logical_world,false,0);

```

U C++ *source file* Primary Generator Action.cc definiše se energija i pravac čestica koje su zadate u Physics List.cc.

U narednom delu koda specificiramo nasumičan izbor tačke unutar *Marinelli* izvora iz koje se vrši emisija čestice.

```

else if(SourceCode=='M')
//MarinelliSource:
{do{ X=-MSourcer+2*MSourcer*G4UniformRand(); Y=-MSourcer+2*MSourcer*G4UniformRand();
Z=SourceZ-MSourcer*G4UniformRand();}
while( ((X*X+Y*Y)>(MSourcer*MSourcer)) || ((Z>-ContainerBottomThick) &&
((X*X+Y*Y)<(MSourcer*MSourcer))) );
};

```

Takođe, moguće je izvršiti izotropnu emisiju ili proizvoljno zadati pravac impulsa emitovane čestice:

```

//Simple Isotropic Momentum Direction (Rejection Method):
G4double pp1,px1,py1,pz1,pp2,px2,py2,pz2,costheta,costhetaSq,L,hr;
G4ThreeVector p1,p2;
//First direction p1:
do{ px1=-1+2*G4UniformRand();
py1=-1+2*G4UniformRand();
pz1=-1+2*G4UniformRand();
pp1=sqrt(px1*px1+py1*py1+pz1*pz1);
}

```

Sledeći uslov omogućava da zadamo emisiju čestica samo u donju polusferu:

```

while(pp1>1 || pp1==0 || pz1<0);

```

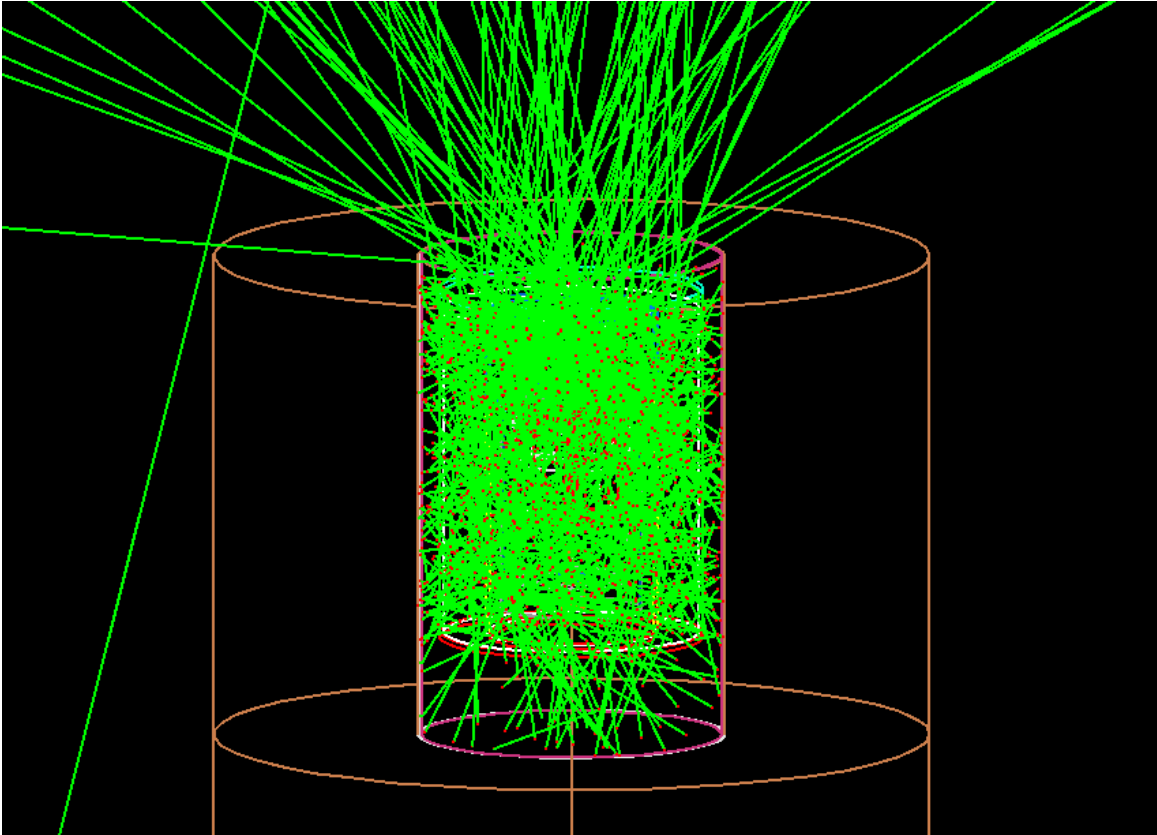
Nakon toga, definišemo poziciju, impuls i energiju emitovane čestice, na sledeći način:

```

p1=G4ThreeVector(px1,py1,pz1);
gun->SetParticlePosition(G4ThreeVector(X,Y,Z));
gun->SetParticleMomentumDirection(p1);
gun->SetParticleEnergy(100*keV);
gun->GeneratePrimaryVertex(anEvent);

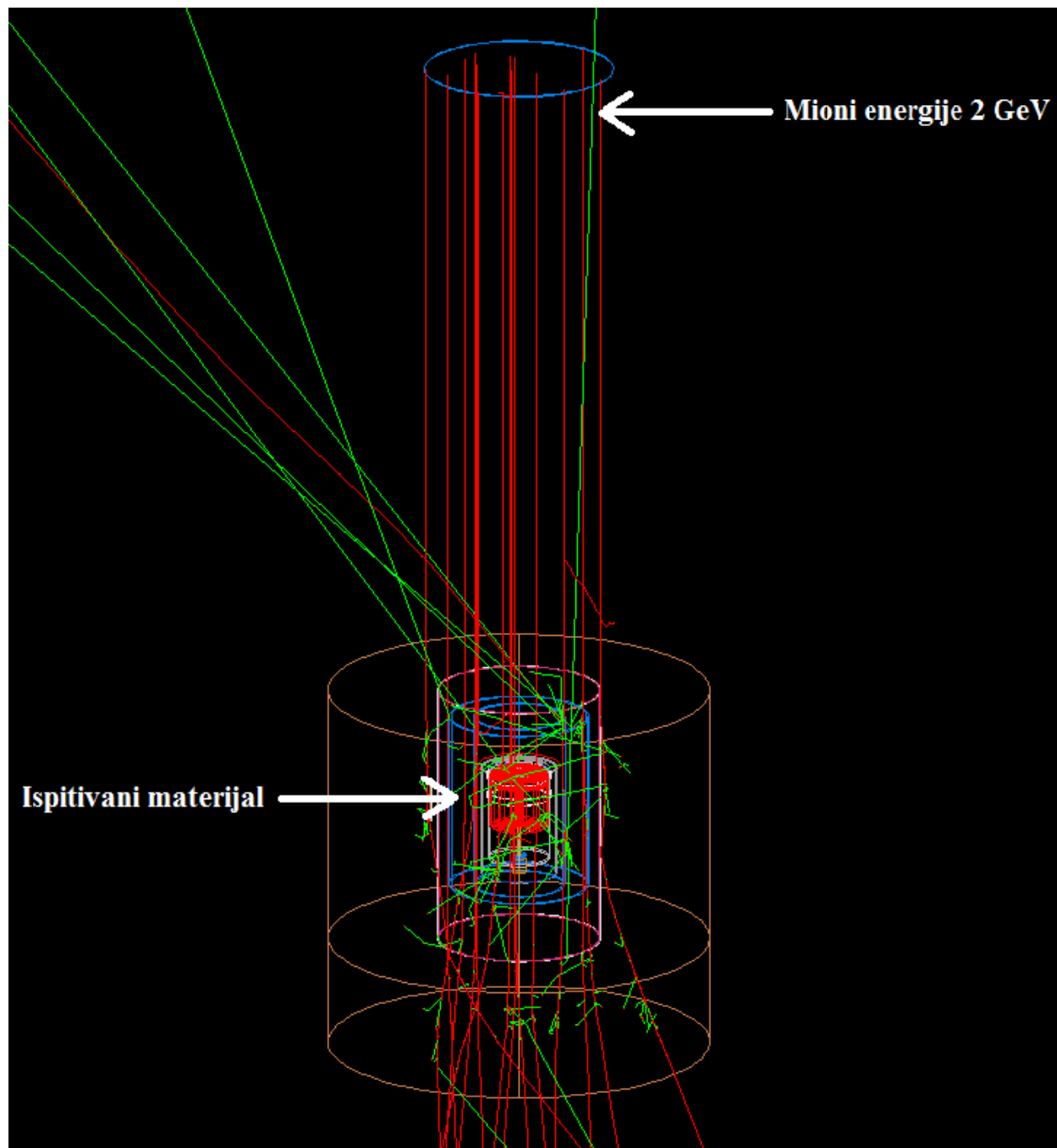
```

Naknadno u .mac fajlu definišemo broj događaja koji želimo da generišemo kao i broj trajektorija koji želimo da sačuvamo radi eventualne vizualizacije procesa.



Slika 65 Izotropna emisija 1000 fotona energije 100 keV iz SiC materijala

Takođe, urađena je pojednostavljena simulacija MIREDO eksperimenta, u kojoj su mioni energije 2 GeV emitovani na udaljenosti od 1 m u odnosu na *end-cap* HPGe detektora.



Slika 66 Prikaz simulacije MIREDO eksperimenta kada je generisano samo 15 događaja

U simulaciji je zadato da se emisija vrši iz diska ispunjenog vazduhom čiji prečnik je malo većih dimenzija u odnosu na prečnik otvora zaštite HPGe detektora. Naime, kako je u eksperimentu ipak u određenoj meri evidentno prisustvo olovne zaštite germanijumskog detektora, relativno malim proširenjem diska iz kojeg se generišu mioni, izvan prečnika otvora olovne zaštite, odražava se realna eksperimentalna postavka. Prikaz simulacije u kojoj je generisano samo 15 događaja nalazi se na slici 66.

Radi dobijanja dobre statistike u spektrima HPGe detektora, u simulacijama eksperimenta generisano je 1000000 događaja. Na slici 67 upoređen je simuliran spektar dobijen sa materijalom SiC i simulirani fonski spektar. Na osnovu eksperimentalnih rezultata prikazanih u tabeli 8, evidentno je da je produkcija niskoenergetskog kontinuum, kao i atenuacija intenziteta anihilacione linije najizraženija u pristustvu materijala SiC. Stoga je za komparaciju spektara prikazanih na slici 67 izabran materijal SiC, gde su ovi efekti najuočljiviji.

U tabeli 6 navedene su vrednosti odbroja u odgovarajućim regionima simuliranih spektara, kao i odbroj u ovim regionima u slučaju neto spektara, tj. kada se od simuliranog spektra određenog materijala oduzme simulirani fonski spektar.

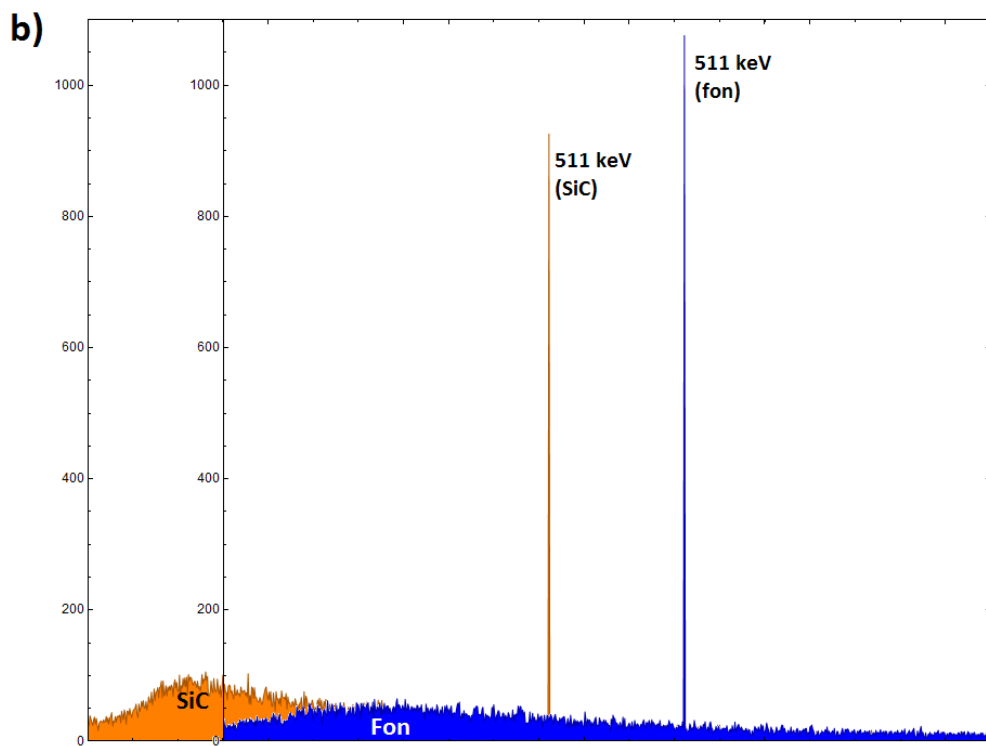
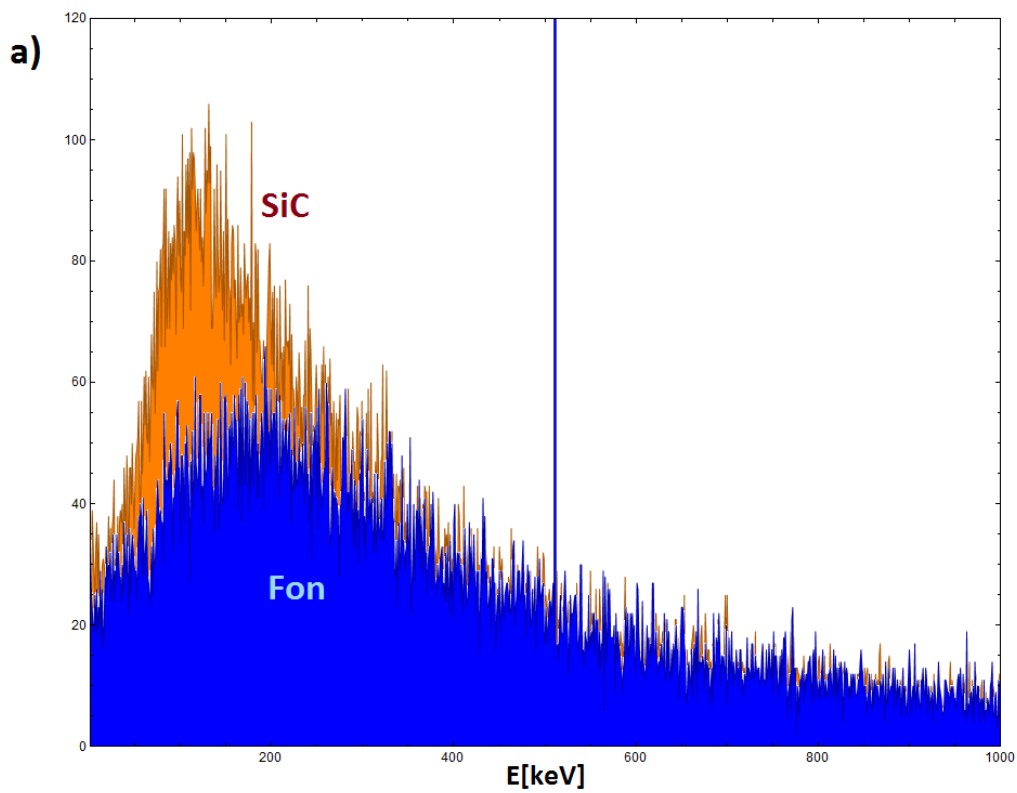
Ukoliko uporedimo odbroj za niskoenergetski kontinuum u neto spektrima CaO i SiC, dobijamo da odnos neto kontinuum CaO i SiC iznosi $6188/2749 = 2.25$. Kada iz eksperimentalnih rezultata odredimo odnos ovih neto kontinuum, na osnovu podataka u tabeli 8, dobijamo $12.93 \cdot 10^{-3} \text{ cps} / 5.78 \cdot 10^{-3} \text{ cps} = 2.24$.

Takođe, u simulacijama se uočava pad intenziteta linije 511 keV u uzorcima u odnosu na intenzitet 511 keV u simuliranom fonu, i to tako da je pad izraženiji za uzorak SiC nego za CaO (tabela 6), baš kako je dobijeno i u eksperimentu (tabela 8).

Uzorak	Ukupan odbroj za niskoenergetski kontinuum ROI (1-500 keV)	Ukupan odbroj za niskoenergetski kontinuum neto spektar (materijal-fon) ROI (1-500 keV)	Ukupan odbroj za region anihilacione linije (511 keV)	Ukupan odbroj za region anihilacione linije (511 keV) neto spektar (materijal-fon)
bez uzorka (fon)	18791	---	1075	---
CaO	21540	2749	1045	-30
SiC	24979	6188	925	-150

Tabela 6 Poređenje odbroja u regionima spektara dobijenih u simulacijama

Dobijeni rezultati svedoče o veoma dobrom slaganju eksperimentalnih rezultata sa rezultatima dobijenim pomoću simulacije MIREDO eksperimenta GEANT4 programskim paketom.



Slika 67 Poređenje spektra sa uzorkom SiC i fonskog spektra, dobijenih simulacijom:
 a) prikaz odnosa intenziteta niskoenergetskih kontinuuma,
 b) prikaz odnosa intenziteta anihilacionih linija (spektari su međusobno pomereni za 150 kanala)

5.5 Rezultati

Vreme merenja fonskog spektra (sa praznim *Marinelli* sudom) iznosi: $t(\text{fon}) = 104$ dan. U koincidentnom spektru HPGe detektora uočava se niskoenergetski kontinuum sa maksimumom distribucije oko 100 keV, kao i veoma izražena anihilaciona linija (na 511 keV) [28].

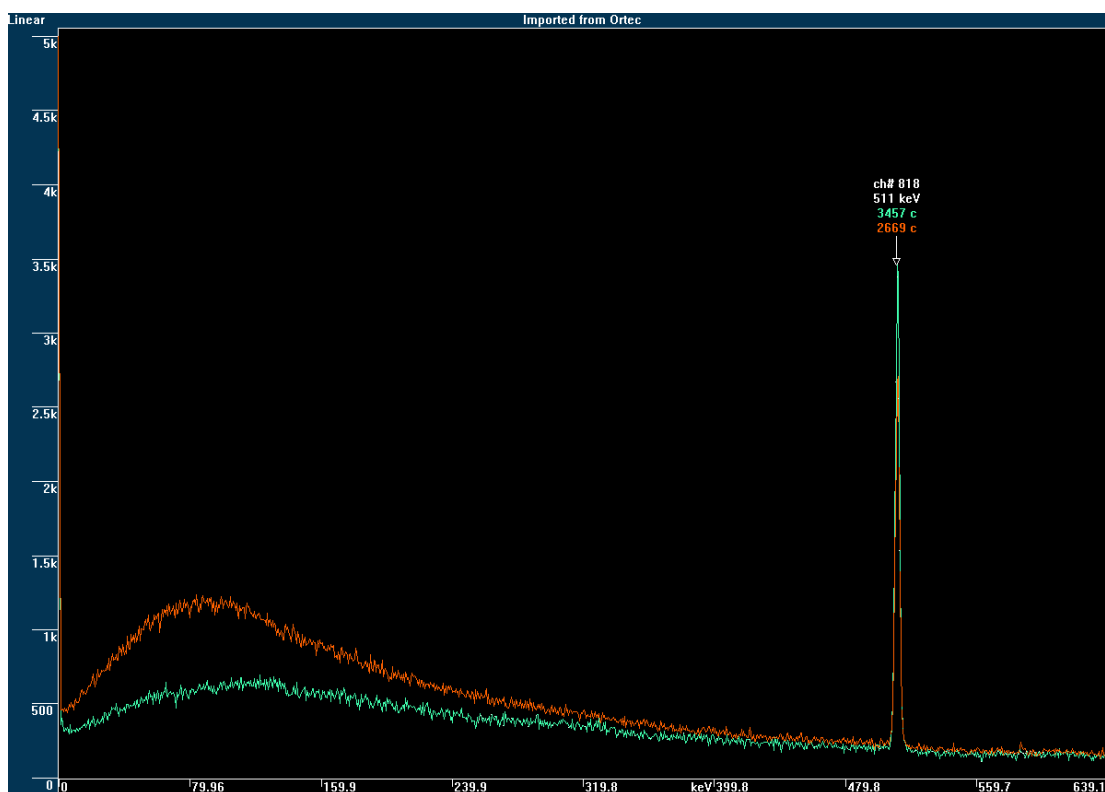
Zatim, ispitivani materijali kojima je bio ispunjen *Marinelli* sud, mereni su u približno istom trajanju:

$t(\text{CaO}) = 141$ dan

$t(\text{NaCl}) = 113$ dan

$t(\text{SiC}) = 145$ dan

Ukoliko uporedimo koincidentni spektar HPGe detektora sa materijalom i fonski spektar uočavamo značajan porast niskoenergetskog kontinuumu, kao i značajnu atenuaciju intenziteta anihilacione linije usled prisustva materijala. Komparacija za slučaj spektra SiC i fonski spektar prikazana je na slici 68.



Slika 68 Komparacija koincidentnog spektra HPGe detektora: zelena boja – fon, narandžasta boja - SiC

Karakteristike materijala koji su upotrebljeni u eksperimentu (vrednost atomskog broja), masa i gustina uzorka, kao i broj centara za interakciju (odnosno molekula uzorka) date su u tabeli 7.

Uzorak	Z	masa uzorka [kg]	gustina uzorka [g/cm ³]	$N = \frac{m}{M} N_A$
CaO	28	2.651	0.603	$2.85 \cdot 10^{25}$
NaCl	28	5.939	1.351	$6.12 \cdot 10^{25}$
SiC	20	5.841	1.328	$8.77 \cdot 10^{25}$

Tabela 7 Karakteristike materijala koji su upotrebljeni u eksperimentu

Ukoliko od svakog koincidentnog spektra uzorka oduzmemo fonski koincidentni spektar, dobijamo spektar u kojem su prikazani događaji koji se mogu pripisati samom uzorku. Ukoliko posmatramo niskoenergetski kontinuum ovakvih neto spektara (u regionu od 15 do 430 keV), uočavamo značajan porast u intenzitetu ovog regiona, usled različitih karakteristika ispitivanih materijala (broja centara za interakciju i gustine). Intenziteti niskoenergetskog kontinuuma neto spektara za sva tri ispitivana materijala prikazani su u tabeli 8.

Uzorak	niskoenergetski kontinuum neto spektar (materijal-fon) ROI (15-430 keV)	intenzitet 511 keV neto spektar (materijal-fon)
CaO	$5.78 \cdot 10^{-3}$ cps	$-1.26 \cdot 10^{-4}$ cps
NaCl	$11.17 \cdot 10^{-3}$ cps	$-1.95 \cdot 10^{-4}$ cps
SiC	$12.93 \cdot 10^{-3}$ cps	$-2.19 \cdot 10^{-4}$ cps

Tabela 8 Intenziteti niskoenergetskog kontinuuma i anihilacione linije neto spektara za sva tri ispitivana materijala

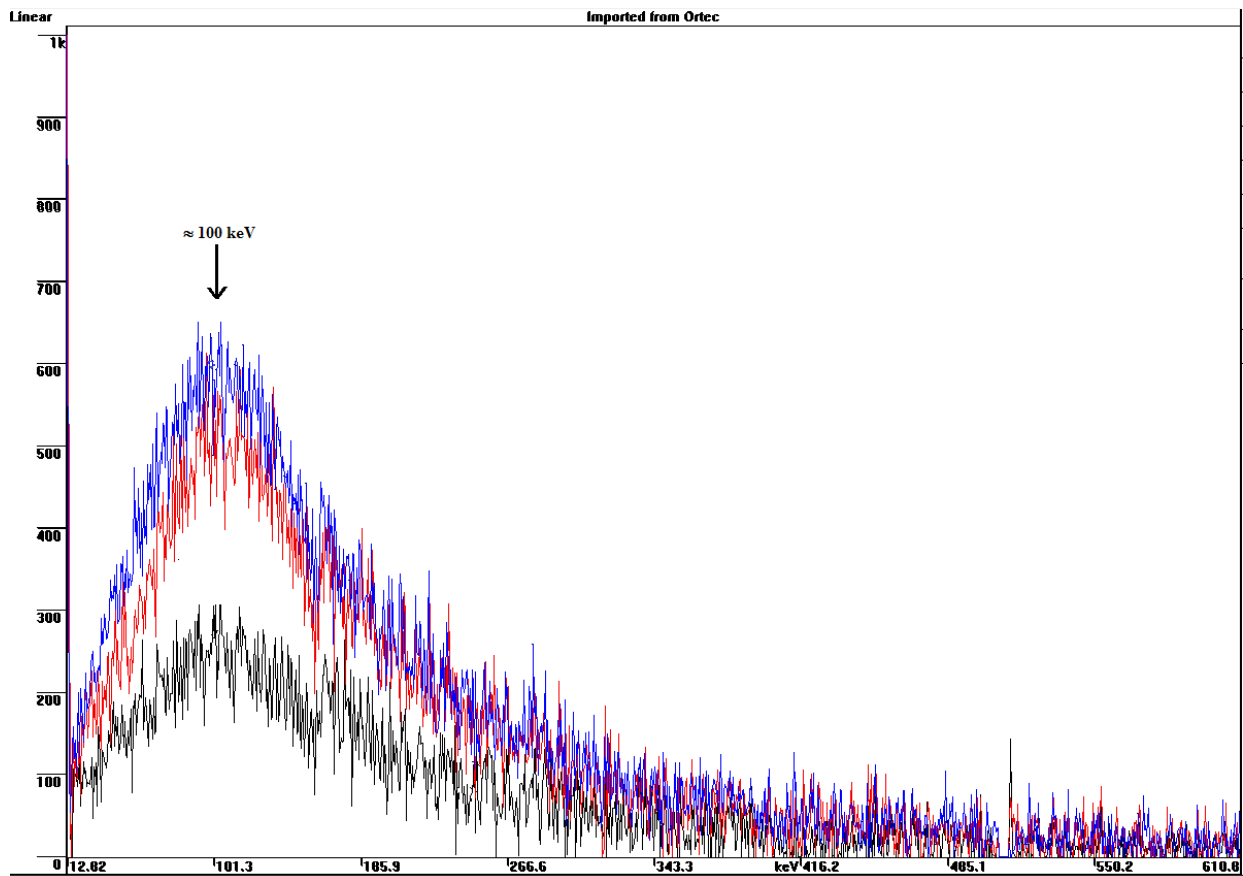
Glavni doprinos ovom niskoenergetskom kontinuumu može se pripisati zakočnom zračenju elektrona, koji nastaju u elektromagnetnim kaskadama indukovanim mionima.

Dalje poredeći neto spektre materijala uočavamo smanjenje u intenzitetu anihilacione linije sa porastom gustine materijala kao i centara za interakciju, što dovodi do zaključka da je produkcija anihilacione linije u ovim materijalima slaba i usled samoapsorbcije ne dolazi do dodatnog porasta njenog intenziteta u odnosu na fonski spektar. Naravno, ukoliko uzmemo u obzir verovatnoću za produkciju anihilacione linije u detektorskoj zaštiti (pretežno Pb, Z=82),

očekivano je da se ne može videti doprinos od ovih materijala. Upravo ova činjenica svedoči da u eksperimentu nije u potpunosti eliminisan uticaj bočnih zidova detektorske zaštite.

Kako bi mogli međusobno da poredimo neto spektre različitih materijala, prvo ih normiramo na isto vreme, odnosno dovodimo na vreme spektra sa najdužom statistikom. Za kalibraciju spektara korišćene su K X-linije olova, volframa i tantala kao i pozicija anihilacione linije pre oduzimanja fonskog spektra.

Na slici 69 uporedo su prikazani neto spektri CaO (crna boja), NaCl (crvena boja) i SiC (plava boja) gde se jasno uočava porast niskoenergetskog kontinuuma sa maksimumom raspodele na 100 keV i odsustvo anihilacione linije.

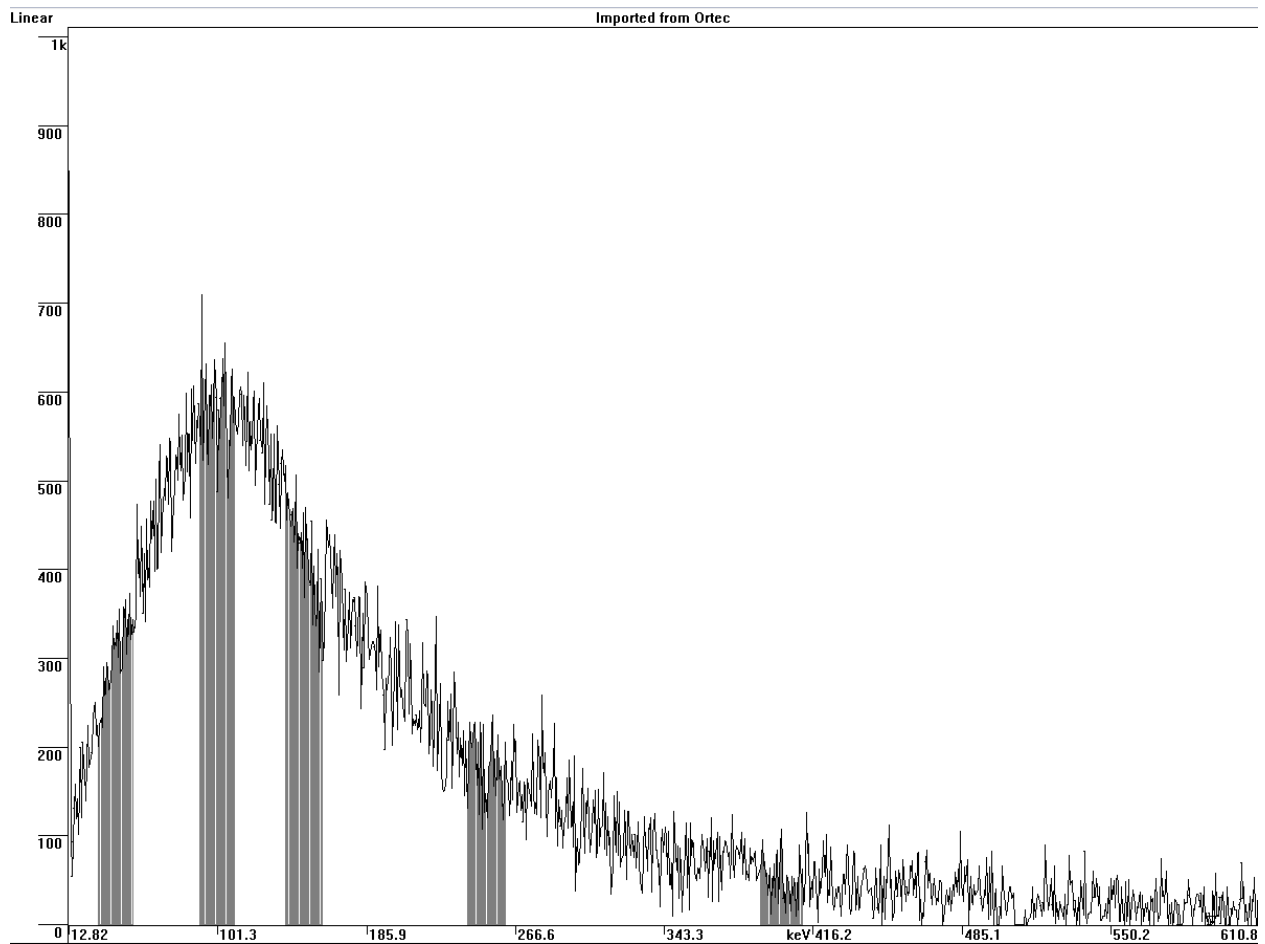


Slika 69 Komparacija niskoenergetskih regiona nakon oduzimanja fonskog spektra za ispitivane materijale (CaO-crna boja, NaCl-crvena boja, SiC-plava boja)

U cilju određivanja preseka za produkciju ovog niskoenergetskog kontinuuma u ispitivanim materijalima, određeno je pet energetskeg regiona širine 20 keV (označeni na slici 70) koji reprezentuju spektralnu distribuciju u niskoenergetskom regionu. Za izračunavanje preseka za

produkciju neophodno je poznavati efikasnost detekcije za svaki od navedenih energetskih regiona, što je dobijeno pomoću GEANT4 simulacije ovog procesa.

Kao što je ranije detaljno opisano, u GEANT4 simulacionom paketu urađena je simulacija geometrije HPGe detektora, njegove zaštite i *Marinelli* suda ispunjenog različitim materijalima. Materijal uzorka predstavljao je izvor gama kvanata različitih energija. U simulaciji je zadata izotropna emisija fotona unutar zapremine materijala uzorka (usled simulacije procesa zakočnog zračenja elektrona nastalog unutar materijala uzorka), sa energijama koje odgovaraju sredini energetskih regiona obeleženih na slici 70.



Slika 70 Neto koincidentni spektar HPGe detektora sa materijalom SiC - označeni energetski regioni reprezentuju distribuciju u niskoenergetskom regionu

Rezultati simulacije za tri ispitivana materijala dati su u tabelama 9-11. U tabelama navedena je energija emitovanih fotona, efikasnost detekcije za zadatu energiju, srednja deponovana energija u HPGe detektoru i broj generisanih događaja date energije.

CaO			
Energy [keV]	Detection Efficiency[%]	Average Deposited Energy [keV]	Number of Generated Events
40	1.24361±0.00705	0.574417±0.001496	10 000 000
100	3.13515±0.01120	4.219287±0.006208	10 000 000
150	3.5645±0.0119	7.721862±0.010041	10 000 000
250	3.08531±0.01111	12.155157±0.015722	10 000 000
400	2.37431±0.00975	16.740586±0.022598	10 000 000

Tabela 9 Rezultati za materijal CaO dobijeni GEANT4 simulacijom

NaCl			
Energy [keV]	Detection Efficiency[%]	Average Deposited Energy [keV]	Number of Generated Events
40	1.2243±0.0070	0.569327± 0.001489	10 000 000
100	2.83623±0.01065	4.168168±0.006129	10 000 000
150	3.22168±0.01135	7.802929±0.009971	10 000 000
250	2.80586±0.01059	12.454879±0.015631	10 000 000
400	2.20112±0.00938	17.189561±0.022470	10 000 000

Tabela 10 Rezultati za materijal NaCl dobijeni GEANT4 simulacijom

SiC			
Energy [keV]	Detection Efficiency[%]	Average Deposited Energy [keV]	Number of Generated Events
40	1.25976±0.00710	0.602670±0.001530	10 000 000
100	2.87348±0.01072	4.358380±0.006238	10 000 000
150	3.23116±0.01137	7.976551±0.010045	10 000 000
250	2.79629±0.01058	12.549044±0.015657	10 000 000
400	2.17877±0.00934	17.216773±0.022437	10 000 000

Tabela 11 Rezultati za materijal SiC dobijeni GEANT4 simulacijom

Merne nesigurnosti za efikasnost detekcije koje se dobijaju pomoću GEANT4 simulacija pretežno zavise od broja generisanih događaja, pa su zbog toga ovako dobijene nesigurnosti mnogo nižih vrednosti u poređenju sa eksperimentalno određenim mernim nesigurnostima. Upravo se iz ovog razloga relativna odstupanja simuliranih i eksperimentalnih efikasnosti detekcije pripisuju kao merna nesigurnost za efikasnosti detekcije dobijene simulacijama.

Slaganje vrednosti za efikasnost detekcije dobijene simulacijama i eksperimentalno određenim pomoću zapreminskog izvora testirano je korišćenjem *Marinelli* multigama kalibracionog

standarda Eu-152 sa matricom smole, proizvodnje L.E.A. FRAMATOME ANP, CERCA, Francuska. Kalibracioni sertifikat za ovaj standard – COFRAC - garantuje sledljivost rezultata kalibracije u skladu sa SI sistemom. Merne nesigurnosti za eksperimentalno određene efikasnosti detekcije iznose između 5% i 7%, dok su odstupanja rezultata simulacije i eksperimentalnih rezultata iznosila oko 20%. Prilikom ovog poređenja, uzeti su u obzir efekti različitih matrica i dimenzija izvora pomoću semiempirijske metode bazirane na softveru *Angle* [29], usled različite geometrije kalibracionog standarda i uzorka (3 ispitivana materijala) u ovom eksperimentu.

Poređenje rezultata kalibracije efikasnosti (ispod 60 keV) za HPGe detektor proširenog opsega dobijenih korišćenjem tačkastog izvora Am-241, sa efikasnostima detekcije dobijenim GEANT4 simulacijama [30] pokazalo je odstupanja vrednosti i do 50 % za ovaj niskoenergetski region. Ovakva odstupanja mogu se objasniti nedovoljnim poznavanjem debljine mrtvog sloja detektora, kao i izostankom procesa koji opisuju sakupljanje naelektrisanja iz aktivne zapremine detektora u sklopu simulacije.

Efektivni presek za produkciju niskoenergetskog kontinuuma dobijen je za pet odabranih energetskih regiona pomoću sledeće jednačine:

$$\sigma = \frac{R_{det}}{\varepsilon_{\Delta E} N \Phi} ,$$

gde je σ [barn keV⁻¹] - presek za produkciju, R_{det} [s⁻¹ keV⁻¹] – detektovana brzina brojanja u svakom energetskom regionu, $\varepsilon_{\Delta E}$ – efikasnost detekcije za svaki energetski region, dobijena simulacijama, N - broj centara interakcije (molekula uzorka) i Φ [m⁻² s⁻¹] – mionski fluks.

Detektovana brzina brojanja u energetskim regionima očitavana je u neto koincidentnim spektrima HPGe detektora za svaki materijal i zajedno sa ukupnim odbrojem u svakom regionu predstavljena u tabelama 12-14.

Mionski fluks procenjen je pomoću spektra plastičnog scintilatora snimljenog u *single* modu, i iznosi 120 m⁻² s⁻¹. Efikasnost detekcije plastičnog scintilatora za mione iznosi približno 100%, dok merna nesigurnost za fluks iznosi manje od 0.1%.

Merna nesigurnost za efektivni presek, koja iznosi oko 20%, izvedena je pomoću nesigurnosti za detektovanu brzinu brojanja R_{det} i nesigurnosti za efikasnost detekcije $\varepsilon_{\Delta E}$ na sledeći način:

$$\Delta\sigma = \sqrt{\left(\frac{1}{\varepsilon_{\Delta E} N \Phi}\right)^2 \Delta R_{det}^2 + \left(\frac{R_{det}}{\varepsilon_{\Delta E}^2 N \Phi}\right)^2 \Delta\varepsilon_{\Delta E}^2} .$$

Potrebno je napomenuti da su procenjene vrednosti za efektivni presek za produkciju navedenih događaja ograničene na specifičnu geometriju koja je korišćena u eksperimentu, kao i da nisu adekvatne za slučaj podzemnih merenja, odnosno kada mionski spektar postaje čvršći i dolazi do pojave anizotropne emisije fotona unutar materijala.

Dobijene vrednosti za efektivni presek, zajedno sa nesigurnostima, prikazane su za svaki materijal i odgovarajući energetski region u tabelama 12-14.

CaO-fon (t =12 524 400 s)			
ROI[keV]	N_{det} (Gross)	R_{det} [s⁻¹keV⁻¹] · 10⁻⁵	σ[mbarn keV⁻¹]
30-50	4143±64	1.63612±0.02543	3.847±0.769
90-110	7816±88	3.07585±0.03479	2.869±0.574
140-160	5762±76	2.25360±0.02969	1.849±0.370
240-260	2931±54	1.14182±0.02109	1.082±0.216
390-410	701±26	0.27733±0.01047	0.342±0.068

Tabela 12 Vrednosti efektivnog preseka za odgovarajuće regione neto spektra CaO

NaCl-fon (t =12 524 400 s)			
ROI[keV]	N_{det} (Gross)	R_{det} [s⁻¹keV⁻¹] · 10⁻⁵	σ[mbarn keV⁻¹]
30-50	6869±83	2.71265±0.03273	3.017±0.603
90-110	15699±125	6.17806±0.04931	2.966±0.593
140-160	11603±108	4.53811±0.04213	1.918±0.384
240-260	5617±75	2.18819±0.02920	1.062±0.212
390-410	1484±38	0.58711±0.01524	0.363±0.073

Tabela 13 Vrednosti efektivnog preseka za odgovarajuće regione neto spektra NaCl

SiC-fon (t =12 524 400 s)			
ROI[keV]	N_{det} (Gross)	R_{det} [s⁻¹keV⁻¹] · 10⁻⁵	σ[mbarn keV⁻¹]
30-50	9028±95	3.56527±0.03752	2.689±0.538
90-110	17906±134	7.04659±0.05266	2.330±0.466
140-160	13428±116	5.25189±0.04532	1.545±0.309
240-260	6099±78	2.37597±0.03042	0.807±0.162
390-410	1926±44	0.76197±0.01736	0.332±0.066

Tabela 14 Vrednosti efektivnog preseka za odgovarajuće regione neto spektra SiC

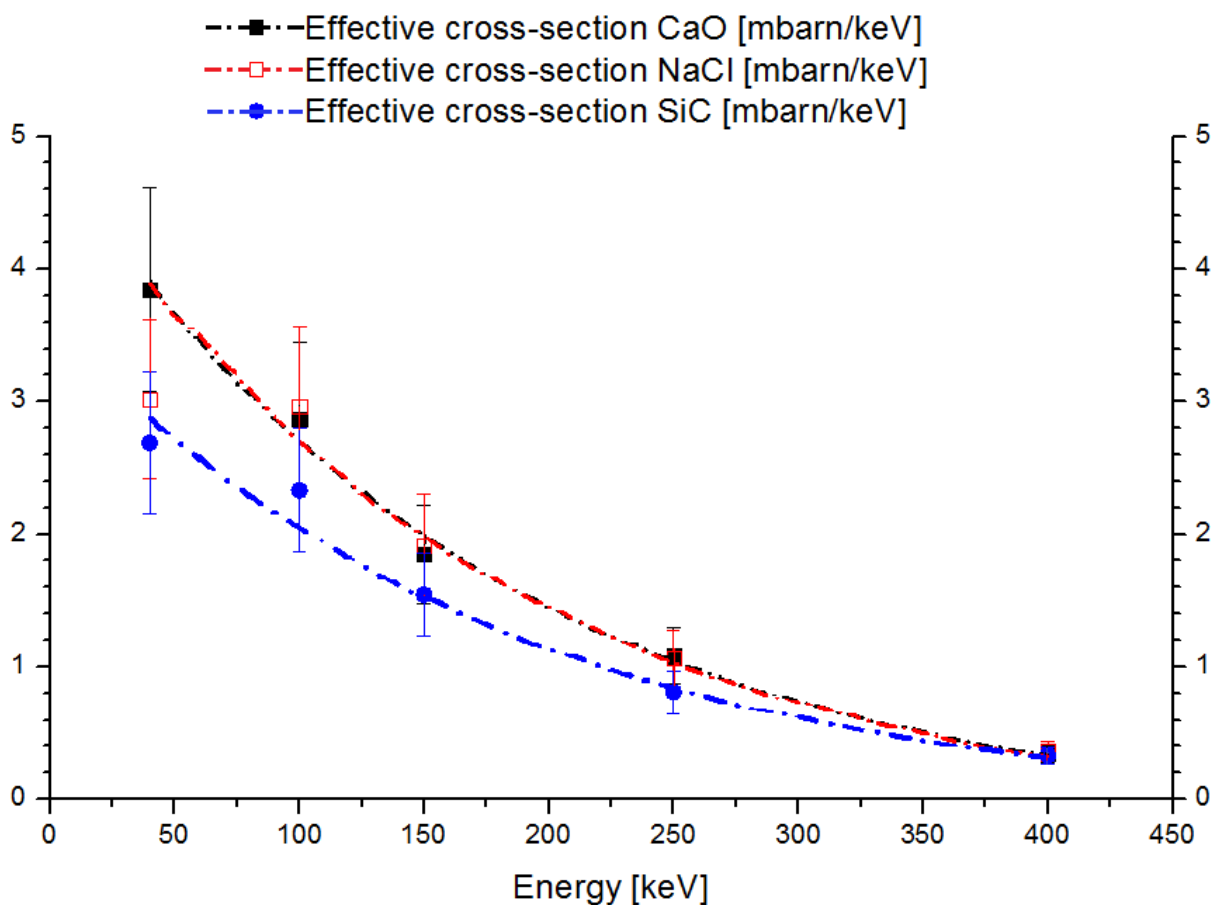
Zatim je grafički predstavljen efektivni presek u funkciji srednje energije svakog izabranog regiona za sva tri ispitivana materijala (slika 71). Na slici 71 uočava se značajan rast efektivnog preseka ka niskim energijama.

U slučaju CaO i NaCl dobijene vrednosti efektivnog preseka fitovane su sledećom eksponencijalnom funkcijom:

$$\sigma[\text{mbarn keV}^{-1}] = 5.1(3) \exp(-E[\text{keV}]/176(27)) - 0.18(17) ,$$

dok je u slučaju SiC izvršeno fitovanje eksponencijalnom funkcijom:

$$\sigma[\text{mbarn keV}^{-1}] = 3.7(3) \exp(-E[\text{keV}]/180(43)) - 0.1(2) .$$



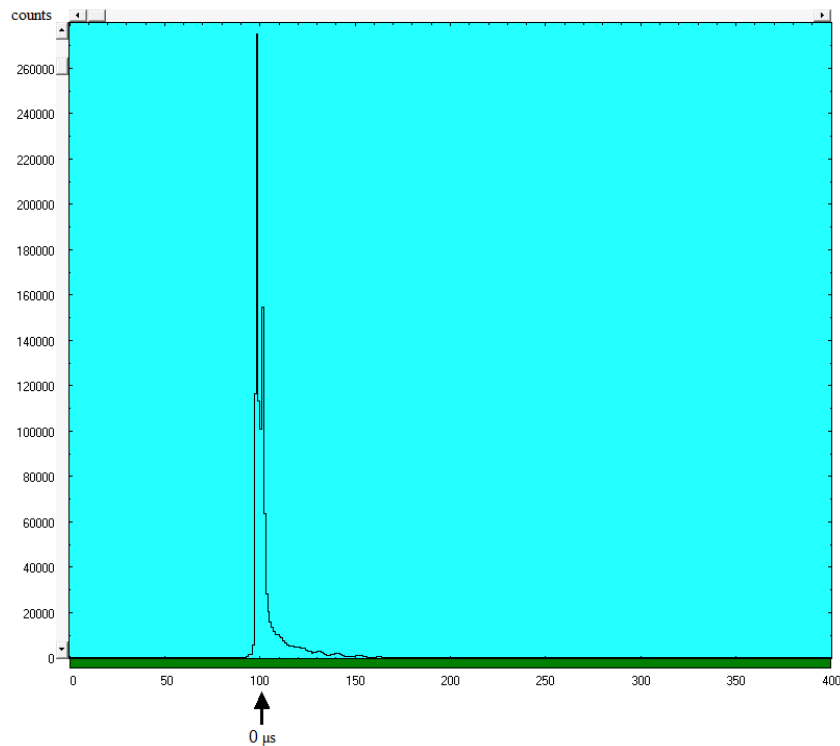
Slika 71 Efektivni presek u funkciji srednje energije svakog izabranog regiona za sva tri ispitivana materijala

Kao što se sa slike 71 jasno vidi, vrednost efektivnog preseka osim eksponencijalne zavisnosti od energije, ispoljava direktnu proporcionalnost u odnosu na atomski broj materijala. Za CaO i NaCl koji imaju istu vrednost atomskog broja, prilikom korišćenja iste funkcije za fitovanje izračunatih vrednosti efektivnog preseka, dobija se veoma dobro slaganje izračunatih vrednosti

sa ovom funkcijom u slučaju oba materijala. Kako SiC ima manju vrednost atomskog broja u odnosu na prethodno navedene materijale, efektivni presek u ovom slučaju opada i pokazuje drugačiju eksponencijalnu zavisnost od energije.

Za svaki od ispitivanih materijala, najveća vrednost efektivnog preseka dobija se za vrednost energije od 40 keV. Međutim, usled efekta samoapsorpcije u materijalu, dolazi do detekcije manjeg broja događaja ovih energija, što dalje uzrokuje pojavu maksimuma niskoenergetskog kontinuuma na oko 100 keV.

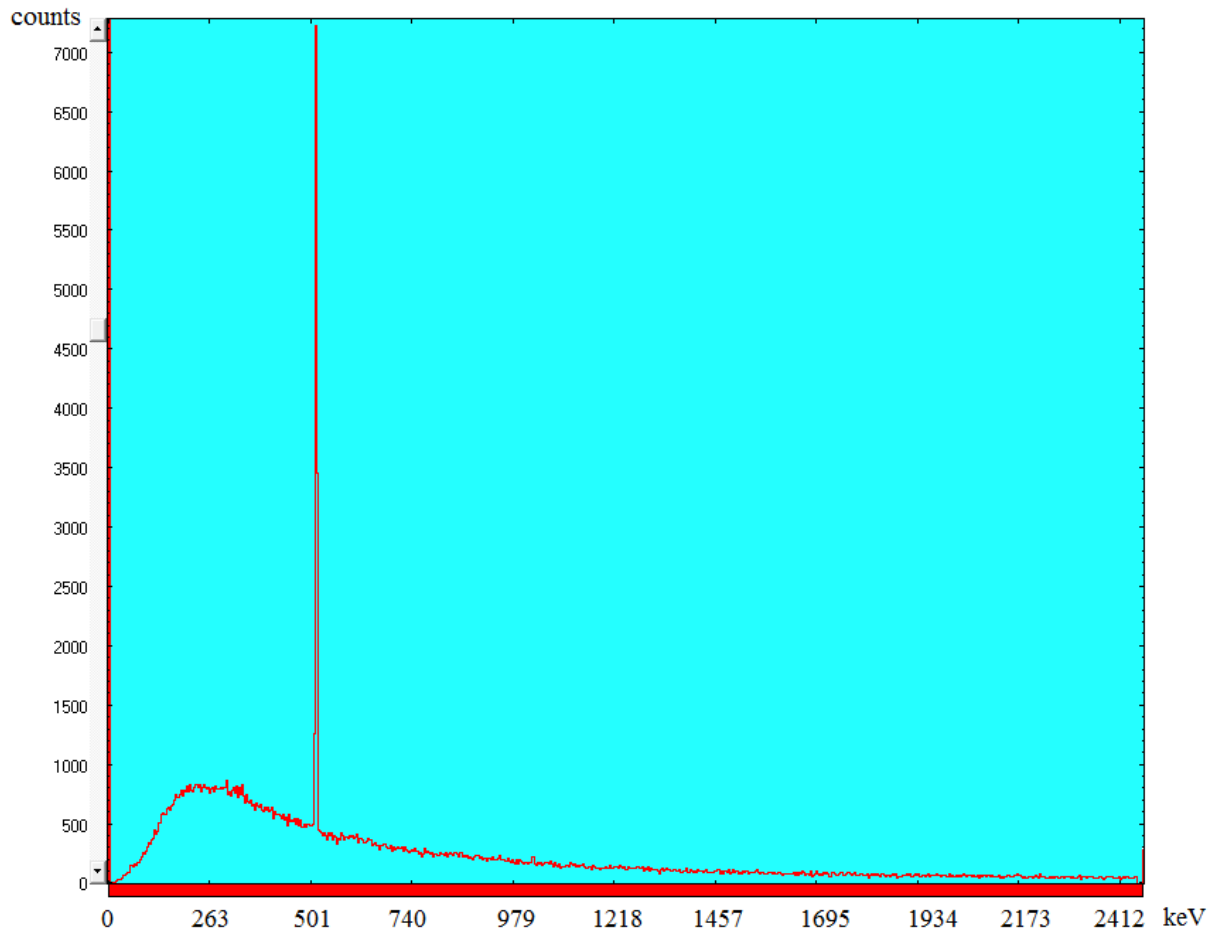
Pik TAC spektra koji se javlja usled stvarnih koincidencija sastoji se od dva pika - prvog, promptnog pika i sekundarnog pika, razdvojenih veoma malim rastojanjem (slika 72). Stoga, TAC spektar pokazuje iste karakteristike kao i u prethodno opisanom eksperimentu, gde su detaljno razmatrani uzroci pojave ova dva bliska pika. Kao nulto vreme određen je 100. kanal TAC spektra, pa se time u eksperimentu posmatraju maksimalno zakasneli događaji do $9 \mu\text{s}$ (slika 72).



Slika 72 Izgled TAC spektra

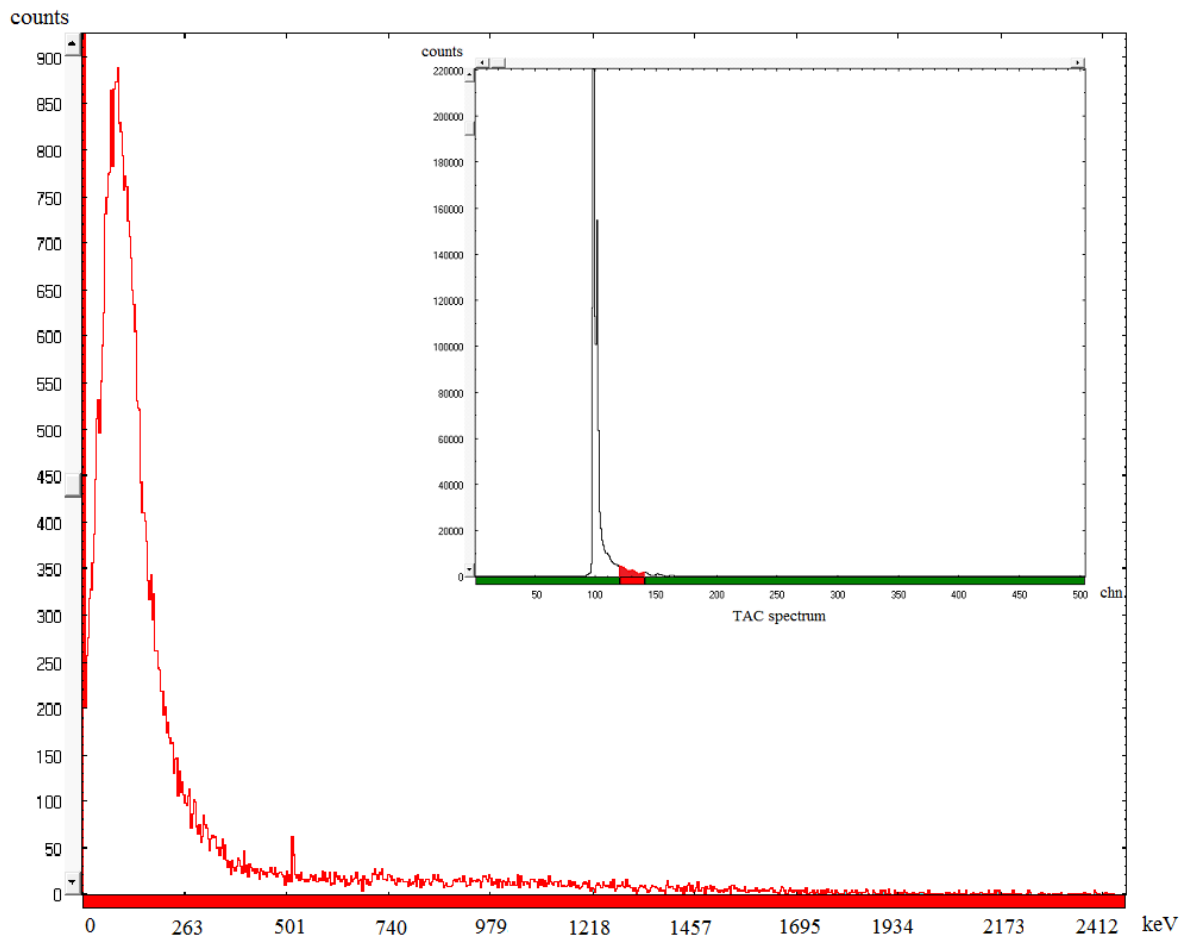
Na slici 72 uočava se da se unutar 100. – 110. kanala, odnosno do $0.1 \mu\text{s}$ nakon promptnog pika odvija većina stvarnih koincidencija.

U fonskom koincidentnom spektru germanijumskog detektora koji odgovara celokupnom regionu stvarnih koincidencija (slika 73) veoma je izražena anihilaciona linija na 511 keV, dok se u niskoenergetskom regionu uočava kontinualna distribucija događaja. (n, n') gama linije prouzrokovane brzim neutronima ne mogu se uočiti u ovom koincidentnom spektru.



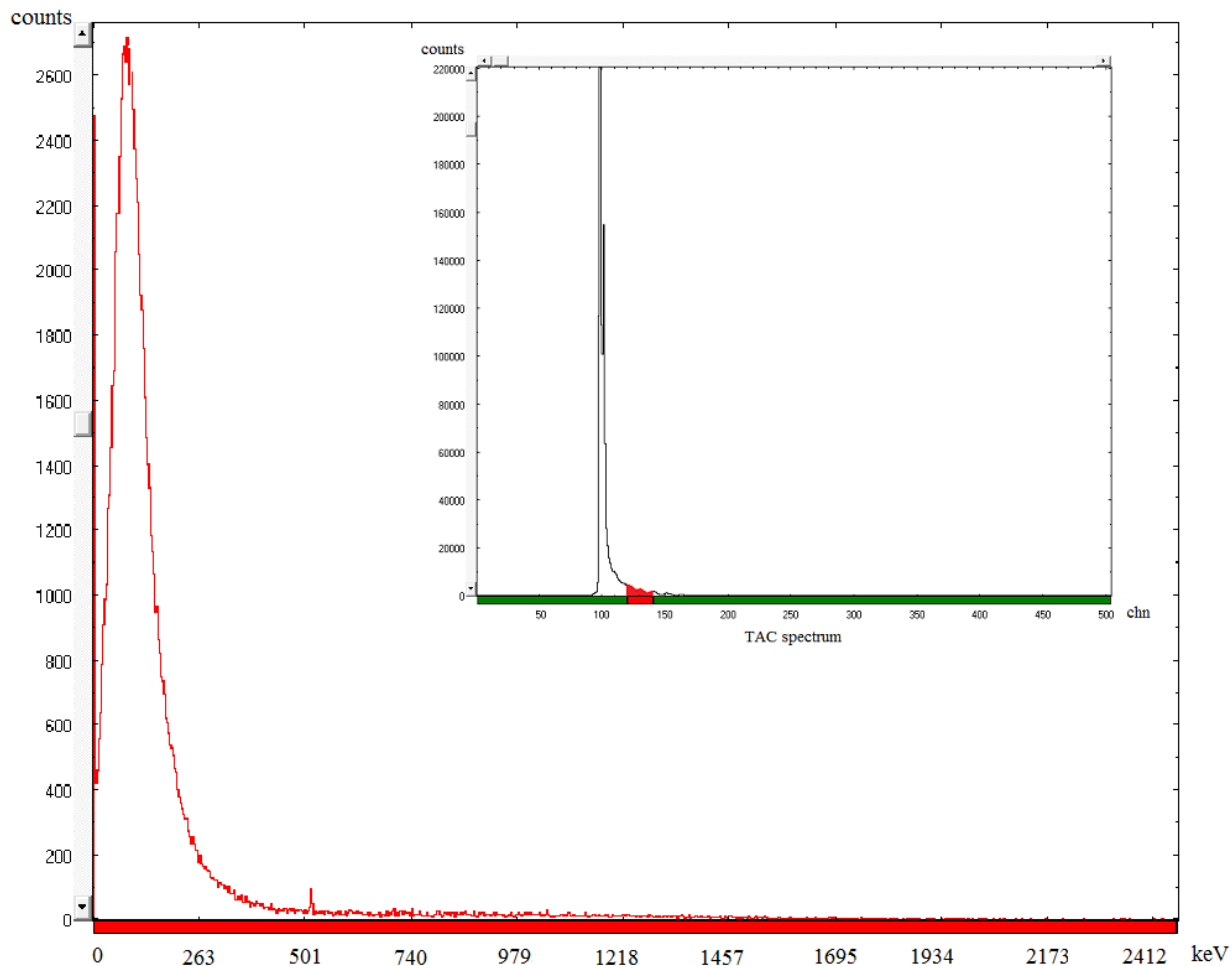
Slika 73 Fonski koincidentni spektar germanijumskog detektora za TAC region 0-0.1 μ s

Ukoliko izaberemo TAC region 0.19 – 0.39 μ s nakon promptnog pika (120. – 140. kanal) fonski koincidentni spektar germanijumskog detektora se značajno menja. Jasno se uočava maksimum niskoenergetskog kontinuuma na oko 100 keV kao i da sa ovakvim kašnjenjem intenzitet ovog regiona značajno raste u odnosu na dobijeni spektar pri selekciji regiona stvarnih koincidencija (slika 74). Takođe, anihilaciona linija je jedva vidljiva u spektru usled drastičnog smanjenja intenziteta, dok je u prethodno opisanom eksperimentu pri odabiru istog TAC regiona ova linija bila intenzivnija (slika 30).



Slika 74 Fonski koincidentni spektar germanijumskog detektora za izabrani TAC region 0.19 – 0.39 μ s

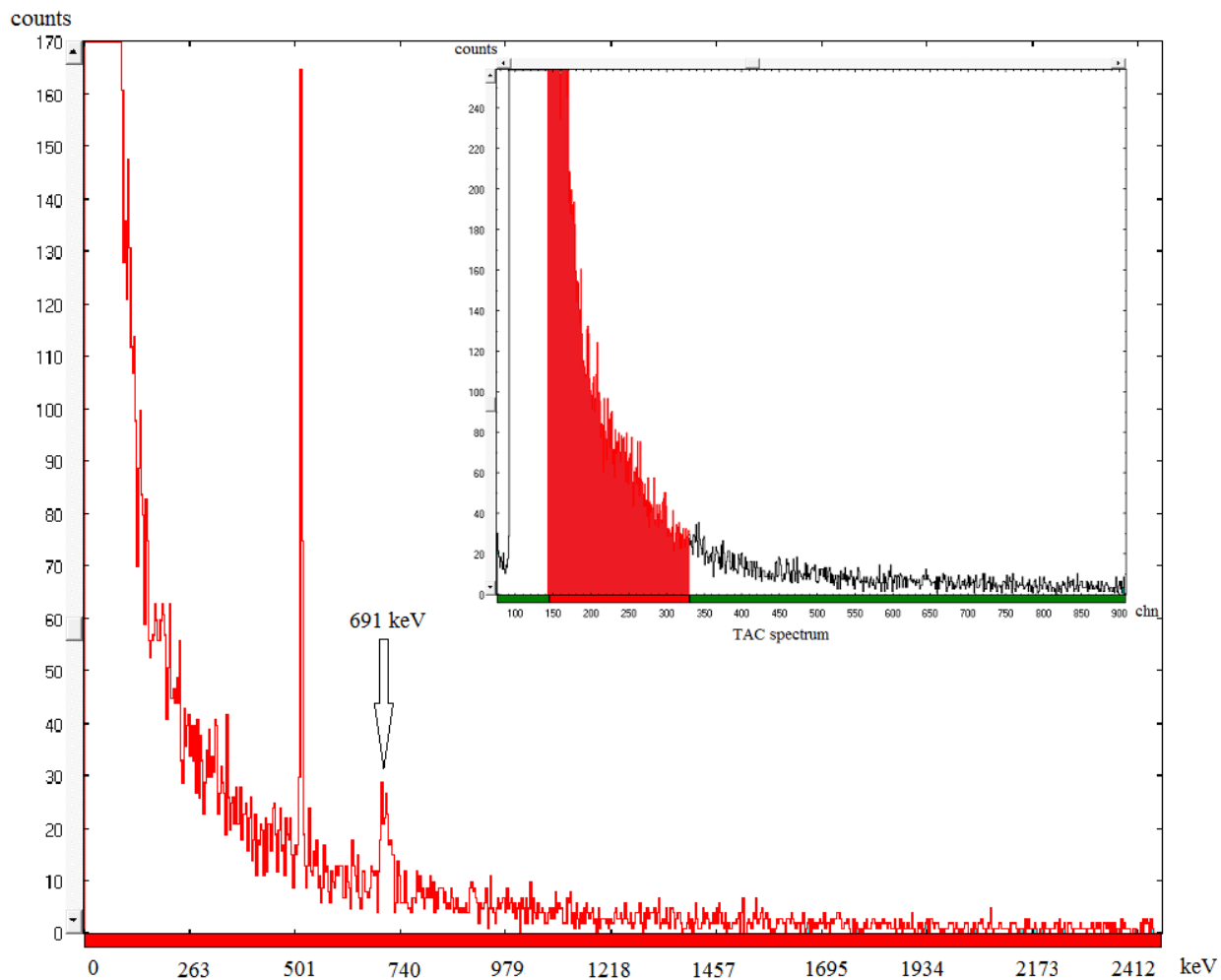
Pri odabiru istog TAC regiona u spektrima sa prisustvom materijala SiC, koincidentni spektar germanijumskog detektora pokazuje istu strukturu kao i u slučaju fona, pri čemu dolazi do porasta intenziteta niskoenergetskog kontinuuma (slika 75).



Slika 75 Koincidentni spektar HPGe detektora sa materijalom SiC, za odabrani TAC region 0.19 – 0.39 μ s

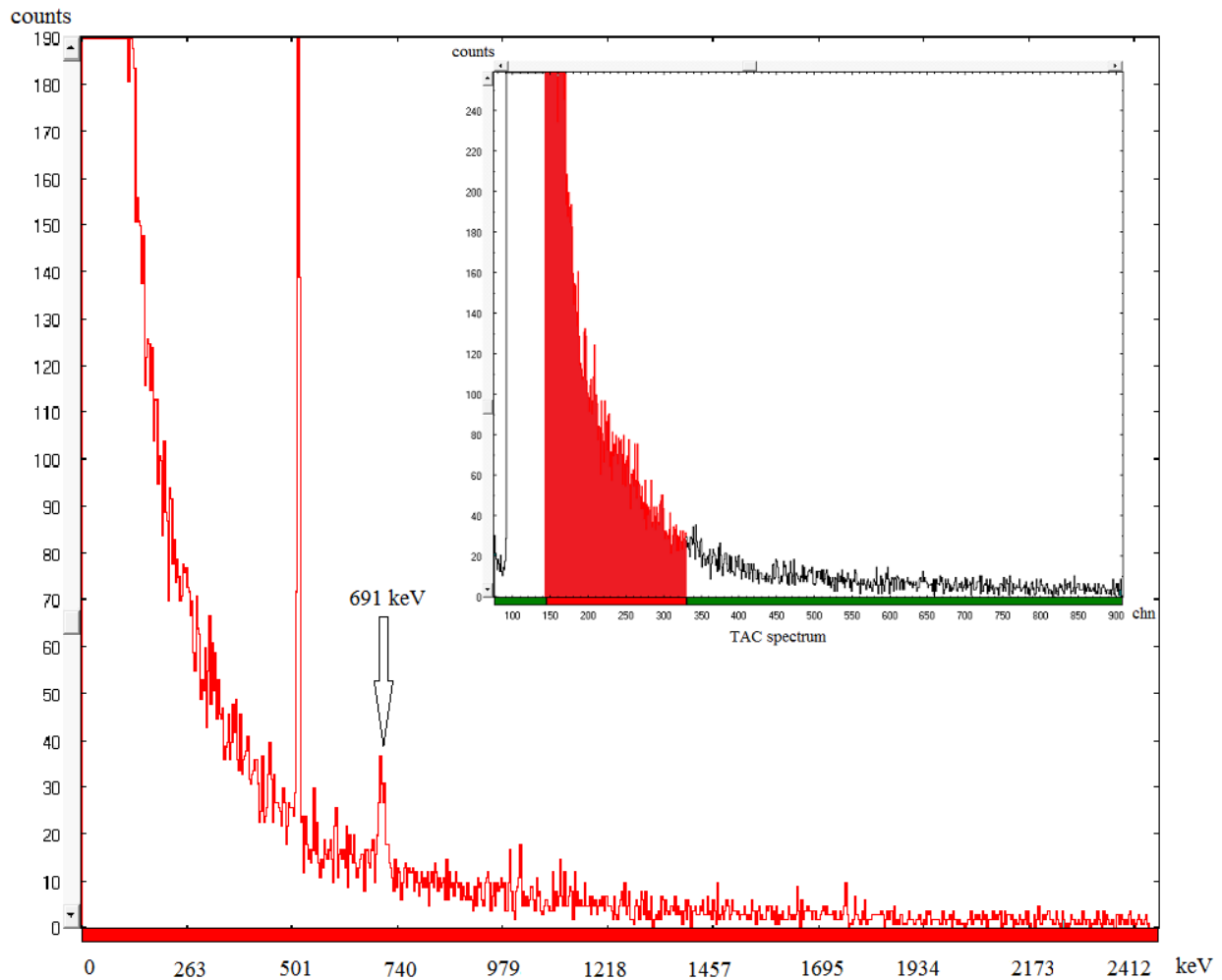
Selektovanjem još više zakasnelih događaja, od 0.44 μ s do 2.24 μ s (od 145. kanala do 330. kanala TAC spektra), u fonskom koincidentnom spektru HPGe detektora pojavljuje se linija na 691.3 keV koja je rezultat reakcije $^{72}\text{Ge} (n,n') ^{72}\text{Ge}$, usled neelastičnih sudara brzih neutrona sa kristalom germanijuma (slika 76).

Prilikom odabira istog TAC regiona, u prethodno opisanom eksperimentu se takođe javlja ova linija (slika 33), međutim u tom eksperimentu je HPGe detektor okruživala olovna zaštita, pa je stoga očekivano odvijanje ovakvih reakcija. Iako je u MIREDO eksperimentu olovni poklopac detektorske zaštite sklonjen, pojava ove (n,n') linije u fonskom koincidentnom spektru HPGe detektora svedoči o i dalje prisutnom uticaju bočnih zidova detektorske zaštite.



Slika 76 Fonski koincidentni spektar HPGe detektora prilikom odabira TAC regiona 0.44 - 2.24 μ s

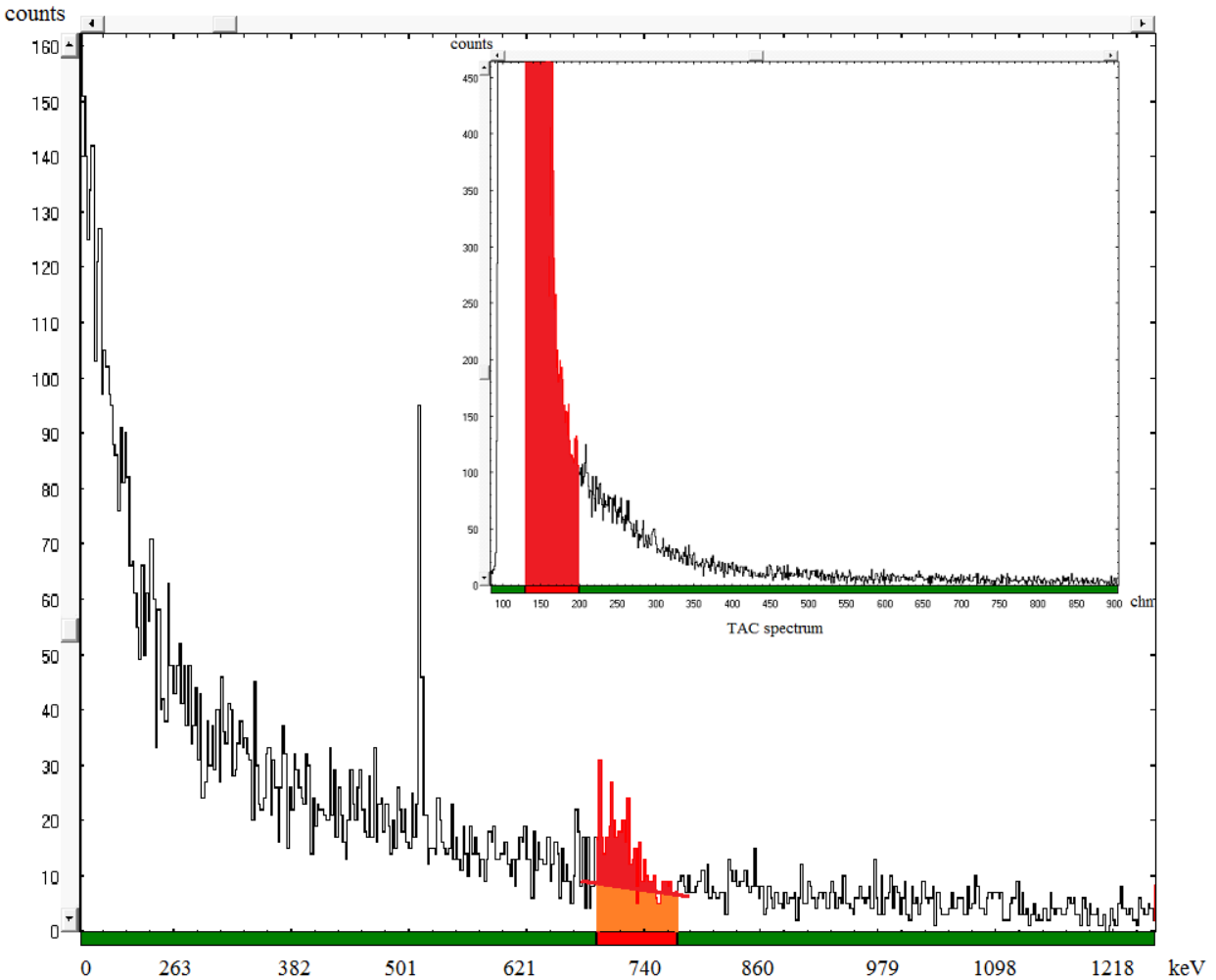
U narednom koraku je izabran isti TAC region u spektru dobijenom sa *Marinelli* sudom ispunjenim materijalom SiC. Koincidentni spektar HPGe detektora i u prisustvu materijala SiC sadrži, osim izražene anihilacione linije, (n,n') liniju na 691.3 keV (slika 77).



Slika 77 Koincidentni spektar HPGe detektora sa materijalom SiC, za odabrani TAC region 0.44 - 2.24 μs

U cilju bolje selekcije 691.3 keV linije u odnosu na ostale događaje, TAC region je smanjen tako da obuhvata oblast od 0.3 μs do 0.97 μs (130. – 200. kanal).

U fonskom koincidentnom spektru HPGe detektora, pri odabiru ovog TAC regiona, pojavljuje se 691.3 keV linija sa intenzitetom 1.5×10^{-5} c/s. Ovaj spektar, zajedno sa odgovarajućim regionom TAC spektra, prikazan je na slici 78, gde je označena površina linije na 691.3 keV.

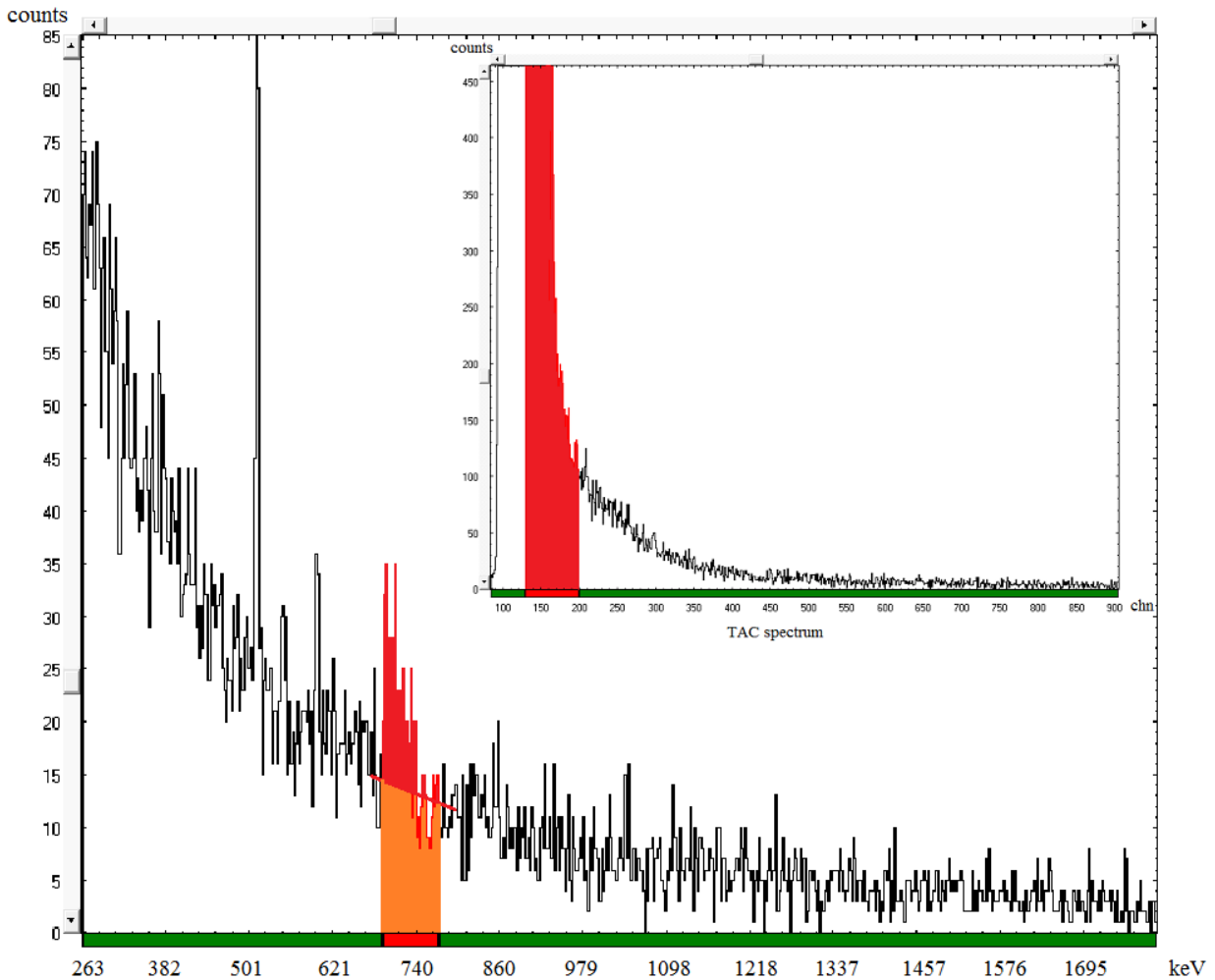


Slika 78 Fonski koincidentni spektar HPGe detektora sa označenom linijom na 691.3 keV.

U gornjem desnom uglu predstavljen je TAC spektar u kojem je markiran odabrani vremenski region od 0.3 μ s do 0.97 μ s (130. – 200. kanal).

Dalje, ukoliko se isti TAC region odabere u spektru gde je prisutan materijal SiC, u koincidentnom spektru HPGe detektora može se uočiti linija na 691.3 keV, sa smanjenim intenzitetom od 8.9×10^{-6} c/s. Koincidentni spektar germanijumskog detektora u prisustvu materijala SiC, zajedno sa odgovarajućim regionom TAC spektra, prikazan je na slici 79, gde je označena površina linije na 691.3 keV.

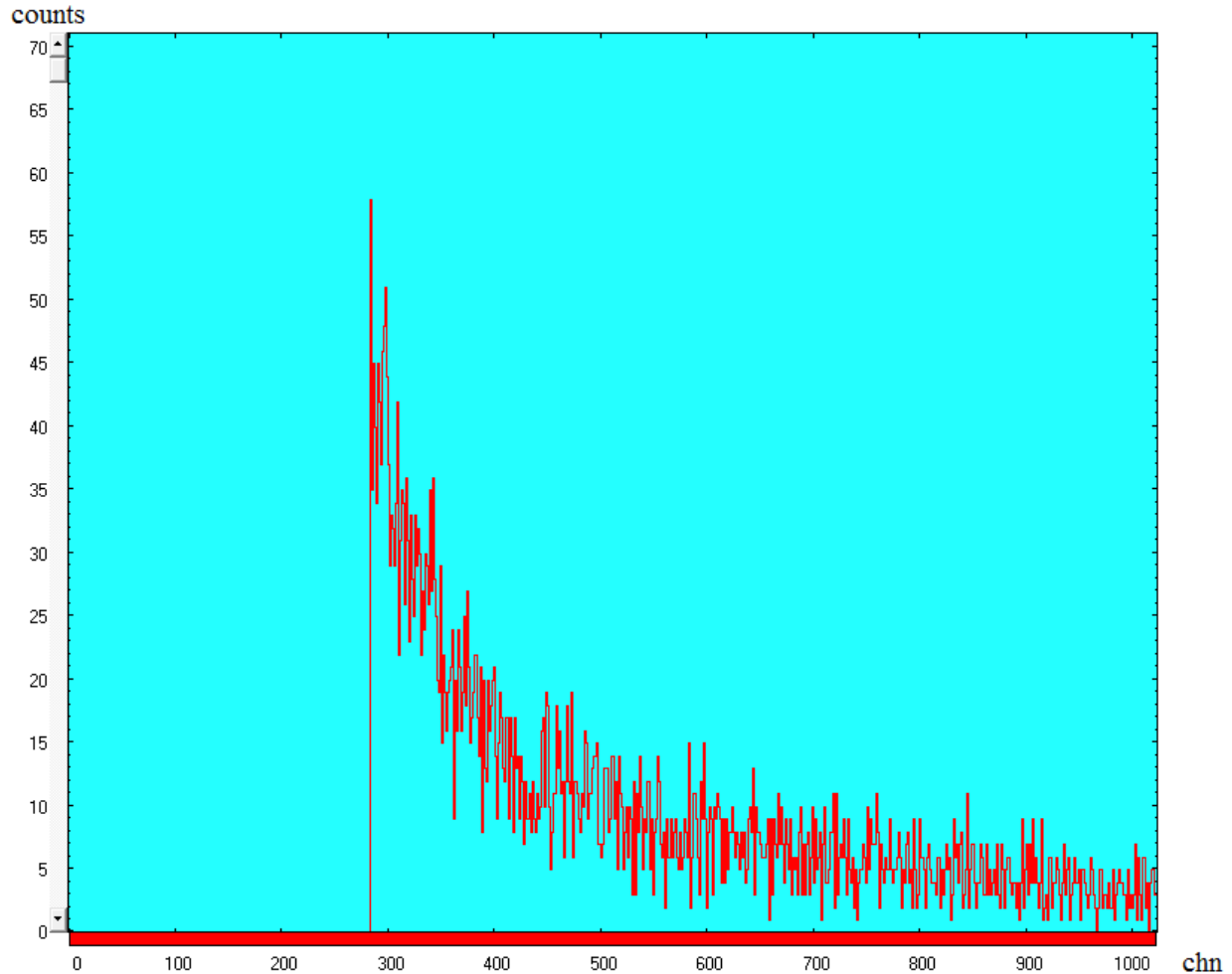
Na primeru ove (n,n') linije primećujemo da, kao i u slučaju anihilacione linije, uz prisustvo materijala dolazi do atenuacije njenog intenziteta, što potvrđuje da u materijalu ne dolazi do odvijanja ovih procesa, već se oni javljaju isključivo usled prisustva zaštite detektora.



Slika 79 Koicidentni spektar HPGe detektora sa materijalom SiC, sa označenom linijom na 691.3 keV. U gornjem desnom uglu predstavljen je TAC spektar u kojem je markiran odabrani vremenski region od 0.3 μ s do 0.97 μ s (130. – 200. kanal).

Potom je istraživana vremenska zavisnost broja zakasnelih anihilacionih događaja u fonskim spektrima. Nakon selekcije regiona anihilacione linije (510-512 keV) u 2D koicidentnom spektru (spektar HPGe detektora u odnosu sa TAC spektrom), vrši se selekcija regiona u TAC spektru tako da odgovara zakasnelim događajima od 1.8 μ s do 9 μ s (283. – 1023. kanal) i potom ovaj region projektuje na TAC osu (y-projeksija). Ovako dobijen spektar prikazan je na slici 80.

Spektar zakasnelih anihilacionih događaja u zavisnosti od vremena jasno pokazuje eksponencijalan pad. Nagoveštaj eksponencijalnog karaktera ovog spektra dobijen je u prethodno opisanom eksperimentu (slika 36). Kako je u novom eksperimentu postignuta mnogo bolja statistika sporih anihilacionih događaja, eksponencijalno opadanje spektra zakasnelih anihilacionih događaja sa vremenom je potvrđeno.



Slika 80 Vremenska raspodela zakasnelih anihilacionih događaja u fonskom spektru

Da bismo odredili period poluraspada ovih događaja, neophodno je odrediti eksponencijalnu jednačinu kojom možemo opisati smanjenje odbroja u prethodnom spektru.

Prvo, vršimo odabir reprezentativnih tačaka u spektru kojima možemo aproksimirati eksponencijalni karakter, a potom tabelarno prikazujemo vrednosti kanala TAC spektra i odbroja u ovim kanalima (tabela 15).

Ukoliko se na x-osi prikaže vreme kojem odgovaraju vrednosti odabranih kanala, a na y-osi odbroj u logaritamskoj skali, eksponencijalni pad odgovara pravouj liniji koju možemo odrediti linearnim fitovanjem dobijenih vrednosti.

Kanal TAC spektra	vreme [μ s]	N (counts)	ln N
308	2.03	42	3.73767
316	2.108	36	3.58352
335	2.294	30	3.4012
348	2.42	28	3.3322
371	2.645	25	3.21888
399	2.918	21	3.04452
467	3.582	18	2.89037
553	4.421	14	2.63906
609	4.968	11	2.3979
643	5.3	13	2.56495
666	5.524	11	2.3979
751	6.354	10	2.30259
799	6.822	8	2.07944
857	7.388	7	1.94591
923	8.032	6	1.79176
982	8.608	5	1.60944

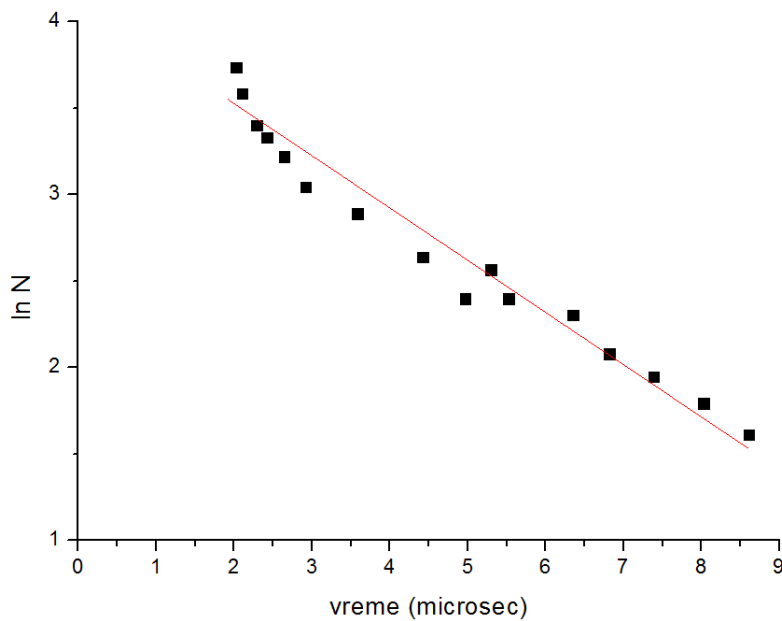
Tabela 15 Odabrani kanali TAC spektra (slika 80) i odbroj u ovim kanalima

Linearni fit ovih vrednosti dobijamo pomoću sledeće jednačine:

$$y = \alpha + \beta x ,$$

gde je α tačka preseka y-ose, dok β predstavlja nagib prave.

Grafički prikaz odbroja u logaritamskoj skali u zavisnosti od vremena, zajedno sa pravom dobijenom linearnim fitovanjem podataka, predstavljen je na slici 81.



Slika 81 Rezultat linearnog fitovanja odbroja u logaritamskoj skali u zavisnosti od vremena

Dakle, linearnim fitovanjem podataka dobijamo sledeću jednačinu:

$$\ln N = 4.13(9) - 0.302(18)x$$

u kojoj nagib krive β iznosi:

$$\beta = -0.302(18)$$

Ukoliko je grafički predstavljena logaritamska vrednost odbroja u zavisnosti od vremena, nagib prave koja opisuje eksponencijalni pad, srazmeran je konstanti raspada:

$$\beta = -\lambda$$

Dakle, dobijamo da konstanta raspada iznosi:

$$\lambda = 0.302(18)$$

Konstanta raspada se može izraziti preko perioda poluraspada na sledeći način:

$$\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}},$$

stoga za vrednost perioda poluraspada dobijamo:

$$T_{1/2} = 2.29 \mu\text{s}$$

Merna nesigurnost za period poluraspada određena je pomoću relacije:

$$\Delta T_{1/2} = \sqrt{\left(\frac{\ln 2}{\lambda^2}\right)^2 \Delta \lambda^2} = 0.14$$

Konačno, period poluraspada iznosi:

$$T_{1/2} = 2.29(14) \mu\text{s}$$

Uzimajući u obzir da period poluraspada miona iznosi $2.2 \mu\text{s}$, ovaj rezultat dokazuje da se zakasneli anihilacioni događaji u ovim spektrima javljaju upravo usled raspada zaustavljenih pozitivnih miona.

6 Istraživanje mogućeg uticaja kosmičkog zračenja na verovatnoću radioaktivnog raspada

U okviru savremenih istraživanja u fizici je formulisana teza da kosmički događaji mogu da utiču i na verovatnoću radioaktivnog raspada. Jedan od češćih objašnjenja ovog efekta, istraživanog u brojnim eksperimentima sa pozitivnim rezultatom je do sada, hipotetička, nepoznata interakcija neutrina sa jezgroma.

Usled potencijalnog uticaja dosadašnjih publikovanih rezultata o značajnim varijacijama u brzini radioaktivnog raspada (pripisanih reakcijama indukovanim kosmičkim neutrinima) na naša znanja o fizičkim zakonima i Univerzumu, neophodno je izvršiti merenja veoma stabilnim uređajem, u kontrolisanim eksperimentalnim uslovima i uraditi detaljnu statističku obradu dobijenih podataka. Istraživanja u vezi prethodno navedene problematike se upravo iz ovog razloga sprovode na ultraniskofonskom alfa-beta spektrometru *Quantulus* sa tečnim scintilatorom i aktivnom antimionskom zaštitom. Izuzetna fabrički garantovana stabilnost ovog spektrometra omogućuje praćenje radioaktivnog raspada u dugim vremenskim periodima.

U ovom poglavlju će biti predstavljene osnove metode tečnog scintilacionog brojanja, a potom izloženo preispitivanje uticaja kosmičkog zračenja na varijacije u brzini radioaktivnog raspada, kako bi se utvrdilo da li ovakve varijacije postoje i kolika je eventualno njihova amplituda.

6.1 α, β spektroskopija pomoću tečnog scintilacionog brojača

Tečno scintilaciono brojanje (*LSC – liquid scintillation counting*) ili tečna scintilaciona analiza (*LSA – liquid scintillation analysis*) predstavlja veoma popularnu tehniku za detekciju i kvantitativno merenje radioaktivnosti još od ranih 1950-tih godina. Ova tehnika je najviše primenjivana u istraživanjima vezanim za životnu sredinu.

Tečna scintilaciona analiza ostaje jedna od najpopularnijih eksperimentalnih tehnika u naučnim istraživanjima, koja se koristi za kvantitativnu analizu radionuklida. U ovim ispitivanjima najčešće se javljaju alfa i beta emiteri, ali se takođe mogu javiti slabi emiteri gama i X zraka, kao i emiteri Ožerovih elektrona. Nedavno je učinjen napredak u primeni tečnih scintilacija u analizama neutrona, gama zračenja i visokoenergetskih naelektrisanih čestica.

Velika popularnost tečne scintilacione analize potiče od njenih mnogih prednosti, kao što su visoke efikasnosti detekcije, unapređivanje tehnika pripreme uzoraka, automatizacija koja uključuje kompjutersku obradu podataka, kao i simultanu analizu različitih radionuklida.

U ovom odeljku biće opisani osnovni principi tečnog scintilacionog brojanja, a zatim će biti posvećena pažnja interakcijama u tečnom scintilacionom koktelu i analizi α i β emitera pomoću ove tehnike.

6.1.1 Scintilacioni proces

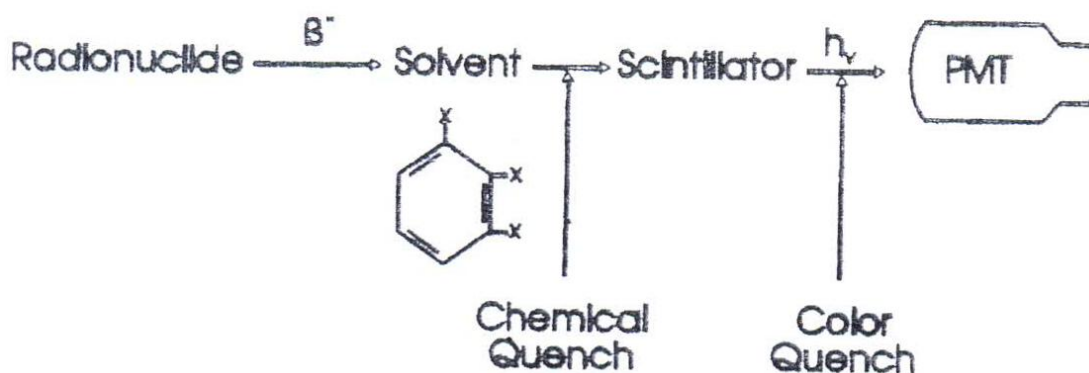
Za otkriće postojanja scintilacija u organskim jedinjenjima zaslužan je *Hereforth* koji je ovu temu izučavao u okviru doktorske disertacije 1948. godine. *Hereforth* je objavio da aromatična jedinjenja mogu da pretvaraju apsorbovanu energiju raspada u svetlosne fotone. Nakon ovoga, usledili su radovi *Kallmann*-a i *Reynolds*-a (1950. godine) u vezi sa tečnim scintilacionim brojanjem, u kojem je pokazano da određena organska jedinjenja u rastvorima emituju fluorescentnu svetlost prilikom nuklearnih raspada. Razvoj tečne scintilacione analize kao tehnike za kvantifikaciju radioaktivnosti je potpomognut upravo istraživanjima *Kallmann*-a i *Reynolds*-a. Fluorescencija ili emisija fotona od strane organskih jedinjenja (fluora) kao rezultat njihove ekscitacije, može se pretvoriti u lavine elektrona pomoću fotomultiplikatorske cevi i na osnovu toga izmeriti u vidu električnog impulsa.

Tehnika tečnog scintilacionog brojanja uključuje stavljanje radioaktivnog uzorka u staklenu ili plastičnu bočicu, koja se naziva scintilaciona bočica (*scintillation vial*), a nakon toga dodavanje specijalnog scintilacionog koktela. Uobičajene zapremine scintilacionih bočica, koje se lako mogu smestiti u konvencionalne automatske tečne scintilacione analizatore, kreću se od 4 ml do 20 ml.

Plastične, kao i staklene bočice koje se koriste u procesu tečnog scintilacionog brojanja imaju određene prednosti i mane u pogledu fona, permeabilnosti rastvarača, osetljivosti, transparentnosti itd. Plastične bočice su propustljive za tradicionalne rastvarače fluora, kao što su benzen, toluen i ksilen, međutim, ne pokazuju difuziju rastvarača prilikom upotrebe komercijalnih koktela fluora, koji su manje štetni po životnu sredinu (npr. Ultima Gold, Pico-fluor, Opti-fluor), gde se koriste diizopropilnaftalen (DIN) ili linearni alkilbenzen rastvarači. Plastične bočice se ne mogu razbiti, jeftinije su i pokazuju manji fon nego staklene bočice. Međutim, staklene bočice imaju prednost u vidu transparentnosti, koja je veoma važna za vizualizaciju uzorka i koktela rastvora fluora radi ispitivanja nepoželjnih osobina, kao što su boja, talog ili nehomogenost uzorka.

Scintilacioni koktel sastoji se od rastvarača kao što je DIN ili linearni alkilbenzen, i rastvorka fluora kao što je 2,5-difeniloksazol (PPO) rastvoren do koncentracije od oko 2-10 g/l.

Radioaktivni uzorak ubacuje se u scintilacioni koktel kako bi se formirao homogeni rastvor koji se broji, tj. analizira. Proces formiranja scintilacija unutar scintilacionog koktela prikazan je na slici 82 [31].



Slika 82 Prikaz sekvence događaja u procesu formiranja tečnih scintilacija. Takođe su prikazana mesta delovanja hemijskog prigušenja i prigušenja usled obojenosti uzorka.

Prvi korak ovog procesa predstavlja interakcija energije raspada sa molekulima rastvarača tečnog scintilacionog koktela. Ovi molekuli rastvarača, kao što je prikazano na slici 82, su organski i sadrže najmanje jedan aromatični prsten. Kako je koncentracija molekula rastvarača veća od koncentracije rastvorka (molekula fluora) u koktelu, molekuli rastvarača će apsorbovati veći deo energije raspada uzorka. Kao rezultat ove apsorpcije dolazi do formiranja aktiviranih (pobuđenih) organskih molekula rastvarača, koji svoju energiju predaju organskom scintilatoru ili fluoru. Organski scintilatori se biraju zbog toga što su rastvorljivi u organskom rastvaraču i lako se mogu pobuditi energijom od strane pobuđenih molekula rastvarača, a nakon toga nastaje aktivirani ili pobuđeni molekul scintilatora. Ovi pobuđeni molekuli scintilatora brzo gube svoju energiju i vraćaju se u osnovno stanje putem procesa fluorescencije. Energija se oslobađa u vidu svetlosnog impulsa talasne dužine u opsegu od 375 nm do 430 nm za svaki radioaktivni raspad koji se odigra u koktelu. Talasna dužina emitovane svetlosti zavisi od scintilatora koji je rastvoren u koktelu. Intenzitet svetlosnog impulsa zavisi od energije i tipa nuklearnog raspada.

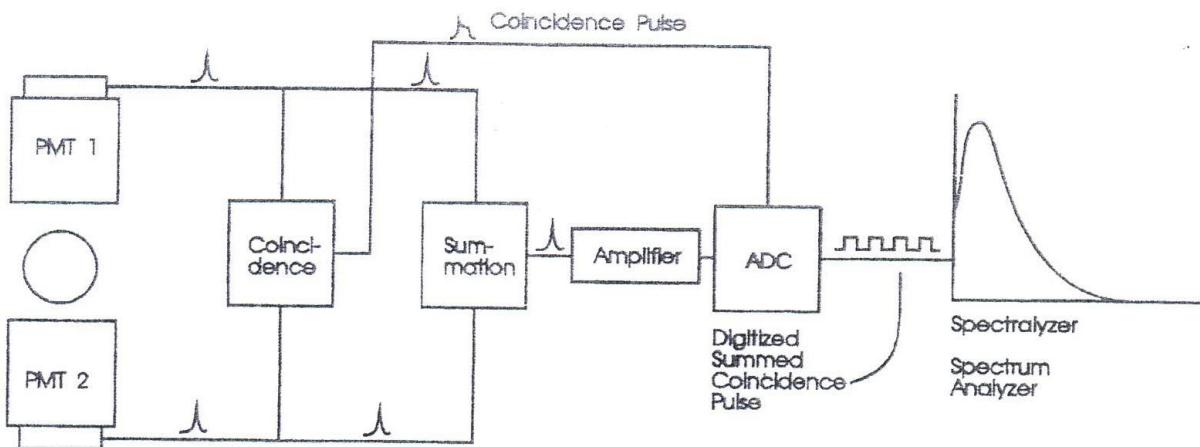
Na primer, tricijum, koji je emiter niskoenergetskih beta čestica ($E_{\max} = 18.6 \text{ keV}$) stvara svetlosne impulse veoma niskog intenziteta za svaku beta česticu apsorbovanu u koktelu. Međutim, ^{32}P , koji je emiter visokoenergetskih beta čestica ($E_{\max} = 1710 \text{ keV}$) stvara svetlosne impulse oko 100 puta jačeg intenziteta u koktelu. Stoga, intenzitet svetlosti emitovane od strane scintilacionog koktela odražava originalnu energiju nuklearnog raspada, a broj svetlosnih impulsa po jedinici vremena proporcionalan je broju nuklearnih raspada u jedinici vremena odnosno radioaktivnosti uzorka.

6.1.2 Tečni scintilacioni brojač (LSC) ili analizator (LSA)

Kao što je ranije opisano, scintilacioni proces uključuje pretvaranje energije nuklearnog raspada u svetlosne impulse. Stoga, kako bi se nuklearni raspad kvantitativno odredio, tečni scintilacioni brojač mora biti u mogućnosti da izvede sledeće funkcije:

1. Mora biti u mogućnosti da detektuje svetlosne impulse koji se stvaraju u scintilacionoj bočici, kao i da odredi broj svetlosnih impulsa i njihov intenzitet
2. Mora biti u mogućnosti da automatski obradi različite tipove uzoraka, korišćenjem različitih uslova brojanja i programa za brojanje, prilikom čega se upotrebljavaju različiti protokoli brojanja
3. Mora biti u mogućnosti da pretvori podatke iz svetlosnih impulsa po minuti u odbroje po minuti (CPM) i nakon toga ove brzine brojanja konvertuje u stvaran broj nuklearnih raspada po minuti (DPM) koristeći metod korekcije na prigušenje (*quench*) ili direktni DPM metod

Prvi i najznačajniji zadatak tečnog scintilacionog analizatora je detekcija i kvantifikacija broja svetlosnih impulsa i njihovih odgovarajućih intenziteta. Jednostavan blok dijagram tečnog scintilacionog brojača prikazan je na slici 83. Tri osnovne komponente nalaze se u ovom delu tečnog scintilacionog brojača i to su detektori, kolo za brojanje i kolo za sortiranje podataka.



Slika 83 Šematski prikaz komponentata savremenog tečnog scintilacionog analizatora

Kako bi se kvantifikovala radioaktivnost uzorka, on se ubacuje u brojačku komoru pomoću mehanizma za punjenje (lifta). Mehanizam za punjenje sprečava ulazak spoljašnje svetlosti u brojačku komoru korišćenjem mehanizma dvostruke zaštite od svetla. Dvostruka zaštita od svetla

implementirana je automatskim ubacivanjem bočica iz držača, koji se nalazi u komori, u područje u kojem se drži uzorak tokom merenja, gde je uzorak zaštićen od spoljašnje svetlosti. Nakon merenja se uzorak prebacuje u komoru, koja se nalazi ispod područja u kojem se drži uzorak. Zbog ovakvog mehanizma punjenja, visoki napon na fotomultiplikatoru može stalno biti uključen, a fon fotomultiplikatora je stabilizovan. Kada je uzorak ubačen u komoru, svetlost se detektuje pomoću dva fotomultiplikatora.

Fotomultiplikatori pretvaraju fotone svetlosti emitovane iz scintilacione bočice u elektrone kada fotoni svetlosti pogode fotokatodu, koja se nalazi sa unutrašnje strane na početku fotomultiplikatorske cevi.

Elektroni stvoreni na fotokaturi fotomultiplikatora se ubrzavaju pomoću serije pozitivno naelektrisanih dinoda, gde je svaka dinoda duž serije dovedena na sve veći pozitivni napon. Ovakvo povećavanje napona ubrzava inicijalne fotoelektrone stvorene na fotokaturi kako bi došlo do stvaranja lavine elektrona, što dovodi do pojačavanja impulsa. Na anodi fotomultiplikatora prikupljaju se elektroni koji su kroz ovu seriju ubrzani, sa konačnim pojačanjem. Na ovaj način se svetlosni impulsi stvoreni u scintilacionoj bočici pretvaraju u odgovarajući električni signal. Kako je količina svetlosti stvorena u scintilacionoj bočici veoma mala (10 fotona po keV energije apsorbovane u koktelu), fotomultiplikator mora imati veliko pojačanje. Ovaj faktor pojačanja iznosi oko 10 miliona, za standardne fotomultiplikatore koji se koriste u tečnim scintilacionim brojačima. Signal iz fotomultiplikatora koji se šalje u koincidentno kolo je analogni signal sa visinom impulsa koji je proporcionalan energiji raspada.

Dva fotomultiplikatora omogućavaju koincidentnu detekciju svetlosti i sabiranje koincidentnih impulsa, što je potrebno za detektovanje niskoenergetskih radionuklida, kao što je tricijum ($E_{\max} = 18.6 \text{ keV}$) i razlikovanje fona instrumenta od stvarnih nuklearnih događaja. Kada bi se koristio samo jedan fotomultiplikator u tečnom scintilacionom brojaču, nivo fona bi iznosio oko 10 000 cpm za region od 0-2000 keV. Ovako visok fon je učešćan usled velikog faktora pojačanja fotomultiplikatora koji se primenjuje na signal koji potiče od bilo kakvih svetlosnih impulsa emitovanih iz scintilacionih bočica. Ovako visok fon brzine brojanja javlja se najviše u regionu od 0 do 10 keV i potiče od termičkog i elektronskog šuma. U tečnom scintilacionom brojaču koristi se dva fotomultiplikatora i koincidentno kolo kako bi se razlikovali fonski signali od stvarnih nuklearnih raspada koji se odvijaju u scintilacionoj bočici; odnosno koristi se koincidentno brojanje. Princip koincidentnog brojanja bazira se na činjenici da je svetlo, koje nastaje nakon odigravanja nuklearnog raspada u scintilacionoj bočici, izotropno, tj. emituje se podjednako u svim pravcima. Kako raspad i rezultujući scintilacioni proces stvara multifotonske događaje (oko 10 fotona po keV energije raspada), svetlo se emituje u svim pravcima iz scintilacione bočice. Raspad i rezultujuća scintilacija su veoma brzi procesi; vreme trajanja svetlosne emisije je 2-10 ns. Kako scintilacioni proces stvara multifotonske događaje koji traju veoma kratko, može se razlikovati fon od stvarnih nuklearnih raspada u scintilacionoj bočici. Ukoliko se svetlost stvara u scintilacionoj bočici unutar područja detekcije analizatora, doći će do njene emisije u svim pravcima i detekcije od strane dva fotomultiplikatora za vreme trajanja

svetlosne emisije od 2 ns do 10 ns. Ukoliko se signal detektuje u oba fotomultiplikatora unutar koincidentnog vremena razlaganja od 18 ns, prihvata se kao da potiče od stvarnog nuklearnog raspada. Fonski događaj javlja se u jednom od fotomultiplikatora ili u elektronskom kolu (npr. termički i elektronski šum) i stvara samo jedan događaj koji će biti detektovan samo od strane jednog od dva fotomultiplikatora u vremenskom opsegu od 18 ns. Ovakav događaj će biti odbačen pošto nastaje van uzorka (odnosno predstavlja fonski događaj). Korišćenjem dva fotomultiplikatora i koincidentnog kola instrumentalni fon se smanjuje sa 10 000 cpm, koji se dobija korišćenjem jednog fotomultiplikatora, na oko 30 cpm za široki region od 0-2000 keV.

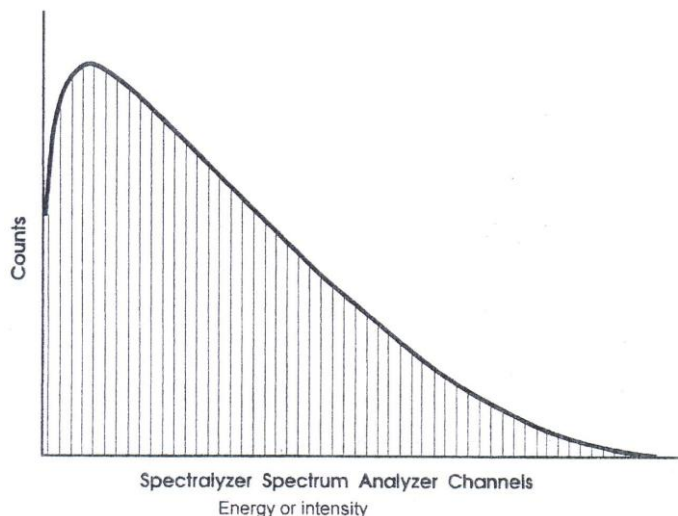
Sledeća važna komponenta tečnog scintilacionog analizatora, prikazanog na slici 83, je kolo za sabiranje. Ovo kolo ima dvostruku namenu. Prva je spajanje originalna dva koincidentna signala u individualni signal koji ima intenzitet jednak sumi intenziteta ta dva originalna koincidentna signala. Ovakva analiza signala pomaže optimizaciji odnosa signal-šum instrumenta. Druga namena je kompenzacija varijacija u intenzitetu svetlosti, do kojih dolazi usled različitog mesta odvijanja raspada u bočici, i koje se javljaju kada se analiziraju uzorci koji su obojeni. Ukoliko bi se za brojanje obojenog uzorka koristio signal sa samo jednog fotomultiplikatora, visina signala bi zavisila od mesta gde je svetlost nastala unutar scintilacione bočice. Ukoliko svetlosni impuls nastane blizu zida scintilacione bočice, biće detektovan intenzivniji svetlosni impuls od strane fotomultiplikatora koji se nalazi bliže tom datom zidu bočice. Međutim, ukoliko se koriste dva fotomultiplikatora i sabiraju njihovi individualni signali, na visinu konačnog impulsa stvorenog pomoću fotomultiplikatora ne utiče mesto odvijanja raspada uz prisustvo boje u bočici sa uzorkom.

Nakon sabiranja signala u tečnom scintilacionom brojaču, ovakav signal se dalje pojačava i šalje u analogno-digitalni konvertor (ADC). Digitalni impulsi se kasnije sortiraju na osnovu njihovog intenziteta. Sortiranje signala se može postići pomoću dve metode: analiza visine impulsa (PHA) ili pomoću multikanalnog analizatora (MCA).

Analiza visine impulsa (PHA) je starija metoda i koristi dva diskriminatora – diskriminator energije višeg i nižeg nivoa. Diskriminator višeg nivoa podešen je tako da se svi impulsi određene energije od interesa nalaze uvek ispod ovog nivoa. Diskriminator nižeg nivoa podešen je tako da se smanji fon i ostale smetnje malih intenziteta pri brojanju. Kada se događaj detektuje, meri se visina impulsa – ukoliko ovaj impuls ima intenzitet koji je niži od gornjeg diskriminatora i viši od donjeg diskriminatora, prihvata se kao stvaran nuklearni događaj. Ukoliko bilo koji od impulsa upada van ovog opsega, oni se odbacuju i izgubljeni su od strane brojačkog kola.

Drugi i savremeniji metod za sortiranje impulsa predstavlja multikanalni analizator (MCA). Koriste se dva tipa MCA: linearni i logaritamski. Linearni MCA pruža podatke sa visinama impulsa kalibrisane tako da je energija raspada u keV prikazana u linearnoj skali. Za standardni linearni MCA sa 4000 kanala važi da svaki kanal predstavlja oko 0.5 keV energije. Logaritamski MCA prikazuje visine impulsa u kanalima, koji se crtaju duž logaritamske skale.

Svi impulsi prikupljeni pomoću MCA se ne samo prebrojavaju, već se i analiziraju na osnovu njihovog broja i visine – stoga, tečni scintilacioni brojač se sve češće naziva tečni scintilacioni analizator. Tipični spektar beta čestica dobijen pomoću linearnog MCA prikazan je na slici 84.



Slika 84 Prikaz tipičnog spektra beta čestica dobijenog pomoću tečnog scintilacionog spektrometra, prikupljen u velikom broju kanala (obično 4 000) multikanalnog analizatora

Isti instrument može se koristiti za analizu različitih radionuklida u različitim uslovima brojanja i različitih veličina uzoraka zadavanjem specifičnih protokola za brojanje.

6.1.3 Prigušenje (*quench*) prilikom tečnog scintilacionog brojanja

Kako bi nuklearne događaje kvantifikovao kao aktivnost u [dpm], tečni scintilacioni analizator broji svetlosne impulse u unapred odabranom vremenskom periodu kako bi se dobila brzina brojanja [cpm] uzorka. Brzina brojanja uzorka zavisi od efikasnosti pretvaranja energije raspada u svetlosne impulse, koji se detektuju i kvantifikuju pomoću tečnog scintilacionog analizatora. Pošto je rastvor uzorka uvek prisutan, on može apsorbovati energiju raspada i na taj način sprečava da taj iznos energije bude apsorbovan od strane molekula fluora; takođe se može desiti da rastvor apsorbuje fotone emitovane od strane scintilacionog koktela. Ovo uzrokuje pojavu koja se naziva prigušenje (*quench*). Prigušenje se može definisati kao smetnja pri konverziji energije raspada u fotone emitovane iz bočice sa uzorkom. Prigušenje može nastati usled dva uzroka:

1. prisustva hemijskih jedinjenja u fluor koktelu koja se mešaju sa uzorkom
2. obojene supstance koja potiče od uzorka

Na slici 82 prikazana su mesta delovanja hemijskog prigušenja i prigušenja usled obojenosti unutar scintilacionog procesa.

Prvi i najčešći mehanizam prigušenja predstavlja hemijsko prigušenje. Ono je izazvano hemijskom supstancom u uzorku koja apsorbuje energiju raspada u scintilacionom procesu i na taj način u određenoj meri sprečava prenos energije raspada molekulima rastvarača scintilacionog koktela. Proces prigušenja smanjuje prividan intenzitet energije raspada sa stanovišta scintilacionog procesa. Do hemijskog prigušenja dolazi u izvesnoj meri u skoro svim uzorcima koji se analiziraju pomoću tečnih scintilacija.

Drugi mehanizam prigušenja, prigušenje usled obojenosti, javlja se kada je prisutna boja u uzorcima koji se analiziraju. Do pojave prigušenja usled obojenosti dolazi usled apsorpcije fotona u scintilacionoj bočici pre nego što se mogu detektovati i kvantifikovati pomoću fotomultiplikatora.

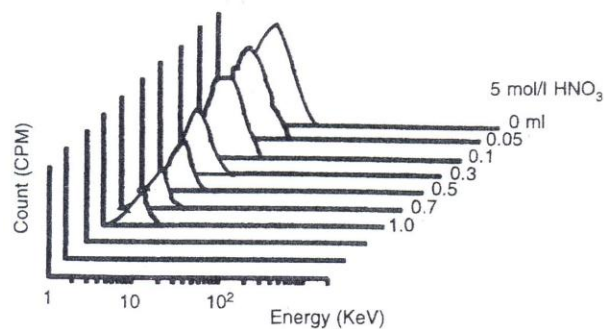
Prisustvo ovakvih prigušenja smanjuje brzinu brojanja [cpm] uzorka. Kako bi se prigušenje kompenzovalo i odredila aktivnost uzorka u [dpm], neophodno je poznavati efikasnost brojanja koja je definisana sledećom jednačinom:

$$\text{efikasnost [\%]} = CPM/DPM \times 100$$

gde *CPM* predstavlja brzinu brojanja uzorka određenu tečnim scintilacionim analizatorom, a *DPM* stvaran broj raspada u minuti, odnosno aktivnost uzorka.

Veza između aktivnosti uzorka i njegove brzine brojanja zavisi od energije raspada pri određenom stepenu prigušenja. Što je niža energija (E_{\max}) beta raspada, veći je efekat prigušenja na efikasnost brojanja, u slučaju beta emitera.

Ovaj efekat može se uočiti na slici 85, gde su prikazani spektri sedam uzoraka tricijuma ($E_{\max} = 18.6 \text{ keV}$) koji su pripremljeni tako da imaju istu aktivnost, ali različite količine HNO_3 , koja uzrokuje pojavu hemijskog prigušenja.



HNO ₃ (0.5M) (mL)	³ H (CPM)	³ H (DPM)	³ H (%E)
0.00	126,287	210,000	60.1
0.05	115,834	210,000	55.1
0.10	102,218	210,000	48.7
0.30	61,211	210,000	29.1
0.50	39,846	210,000	19.0
0.70	25,239	210,000	12.0
1.00	16,091	210,000	7.7

Slika 85 Spektri sedam uzoraka tricitijuma jednake aktivnosti, koji sadrže različite količine HNO₃, koja uzrokuje pojavu hemijskog prigušenja. Spektar je prikazan u logaritamskoj skali gde je visina impulsa kalibrisana na ekvivalentnu energiju u keV. Efikasnosti brojanja (detekcije) za svaki uzorak izražene su u procentima.

Stoga, kako se prigušenje povećava za uzorak tricitijuma, maksimalna visina impulsa kao i ukupna brzina brojanja se značajno smanjuju. Iz ovoga se može zaključiti da hemijska jedinjenja koja uzrokuju pojavu hemijskog prigušenja mogu imati značajan uticaj na efikasnost brojanja tricitijuma.

Međutim u slučaju ¹⁴C, (čijim raspadom dolazi do emisije beta čestica sa skoro 10 puta višim energijama ($E_{max} = 156$ keV) od energija beta čestica stvorenih raspadom tricitijuma), hemijska jedinjenja koja uzrokuju prigušenje izazivaju značajno smanjenje maksimalne visine impulsa, ali imaju mnogo manji uticaj na brzine brojanja nego što je to slučaj za tricitijum.

U tabeli 16 prikazan je efekat prigušenja na pet uzoraka ¹⁴C. Svih pet uzoraka bili su iste aktivnosti (100 000 dpm), ali su sadržali različite količine hemijske supstance koja uzrokuje prigušenje.

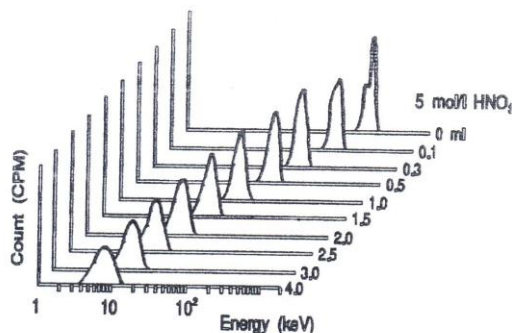
Može se zaključiti da dolazi do drastične promene u maksimalnoj visini impulsa kako se povećava hemijsko prigušenje, međutim, brzine brojanja uzoraka se ne menjaju tako drastično kao što je to slučaj za tricitijum, iz čega sledi da se takođe i efikasnost brojanja ne menja znatno.

Uzorak	Maksimalna visina impulsa [keV]	CPM	DPM	Efikasnost [%]
1	156	95 000	100 000	95.0
2	112	94 500	100 000	94.5
3	71	92 500	100 000	92.5
4	43	90 500	100 000	90.5
5	32	87 000	100 000	87.0

Tabela 16 Efekat prigušenja na pet uzoraka ^{14}C . Svi uzorci su iste aktivnosti (100 000 dpm), ali sadrže različite količine hemijske supstance koja uzrokuje prigušenje.

Na osnovu upoređivanja ova dva slučaja, može se izvesti zaključak da što je niža energija (E_{max}) beta raspada, veći je efekat prigušenja na efikasnost brojanja radionuklida.

Za alfa emitere pojava prigušenja ne utiče značajno na efikasnost brojanja, kao što je prikazano na slici 86. Kako se prigušenje uzorka povećava, monoenergetski pik alfa spektra se samo pomera ka nižim energijama, ali se površina ispod spektra odnosno efikasnost detekcije ne menja značajno. U spektru alfa čestica dolazi do širenja pika (odnosno smanjenja rezolucije) zavisno od stepena prigušenja, ali ovaj efekat ne utiče značajno na efikasnost detekcije.



HNO_3 (0.5M) (mL)	^{241}Am (CPM)	^{241}Am (DPM)	^{241}Am (%E)	^{241}Am %FWHM
0.00	46,660	46,700	100	42
0.05	46,632	46,700	100	a
0.10	46,692	46,700	100	a
0.30	46,149	46,700	99	47
0.50	46,234	46,700	99	a
0.70	46,371	46,700	99	a
1.00	46,394	46,700	99	a
1.50	46,448	46,700	99	53
2.00	46,256	46,700	99	a
3.00	46,148	46,700	99	a
4.00	46,080	46,700	99	a

Slika 86 Spektri 11 uzoraka ^{241}Am jednakih aktivnosti, koji sadrže različite količine HNO_3 , koja uzrokuje pojavu hemijskog prigušenja. Spektar je prikazan u logaritamskoj skali gde je visina impulsa kalibrisana na ekvivalentnu energiju u keV. Efikasnosti brojanja (detekcije) za svaki uzorak izražene su u procentima. Rezolucije alfa pikova merene su kao FWHM i izražene u procentima.

Sve hemijske supstance koje razređuju rastvarač fluor koktela ili na bilo koji način ometaju prenos energije raspada molekulima rastvarača dovode do prigušenja uzorka. Čak i rastvoren kiseonik iz vazduha predstavlja uzrok hemijskog prigušenja – njegov efekat se može zapaziti prilikom tečne scintilacione analize niskoenergetskih beta emitera, kao što je tricijum.

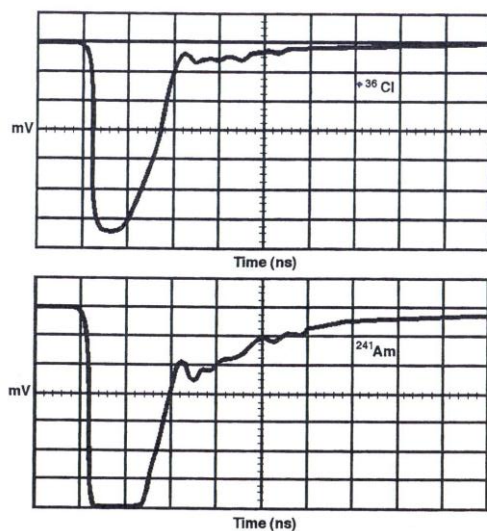
Pošto se hemijska jedinjenja koja uzrokuju hemijsko prigušenje u uzorcima ne mogu izbeći, a efekat prigušenja na efikasnost detekcije je za mnoge radionuklide značajan, neophodno je izvršiti korekcije na prigušenje. Ovakve korekcije omogućavaju precizno merenje aktivnosti uzorka.

6.1.4 Teorija razdvajanja alfa i beta raspada

Tehnike razdvajanja na osnovu oblika impulsa su poznate i u velikoj meri primenjivane za odbacivanje fona stvorenog gama zracima u neutronske spektrometriji, kao i za izolaciju fisionih događaja pri tečnom scintilacionom brojanju.

Alfa/beta razdvajanje je prilično nova karakteristika komercijalno dostupnih konvencionalnih tečnih scintilacionih analizatora. 4π geometrija brojanja tečnog scintilacionog brojača omogućava skoro 100% efikasnost brojanja za alfa emitere, što zajedno sa niskim fonom brzine brojanja alfa čestica, pruža alternativu ukupnom alfa/beta brojanju pomoću gasnog proporcionalnog brojača. Za određene primene alfa/beta tečno scintilaciono brojanje može predstavljati veoma korisnu alternativu konvencionalnoj alfa spektrometriji, koja koristi pasivne implantirane planarne silikonske (*PIPS-Passivated Implanted Planar Silicon*) detektore i silikonske detektore sa površinskom barijerom (*SSB-Silicon Surface Barrier*). Međutim, mnogo lošija rezolucija tečnog scintilacionog brojača u odnosu na poluprovodničke detektore može predstavljati veliki nedostatak. Do mnogo lošije rezolucije dolazi usled relativno velike količine energije potrebne za stvaranje jednog fotoelektrona na fotokatodi fotomultiplikatora i u manjoj meri usled neefikasnog stvaranja svetlosnih impulsa od strane alfa čestica u odnosu na beta čestice.

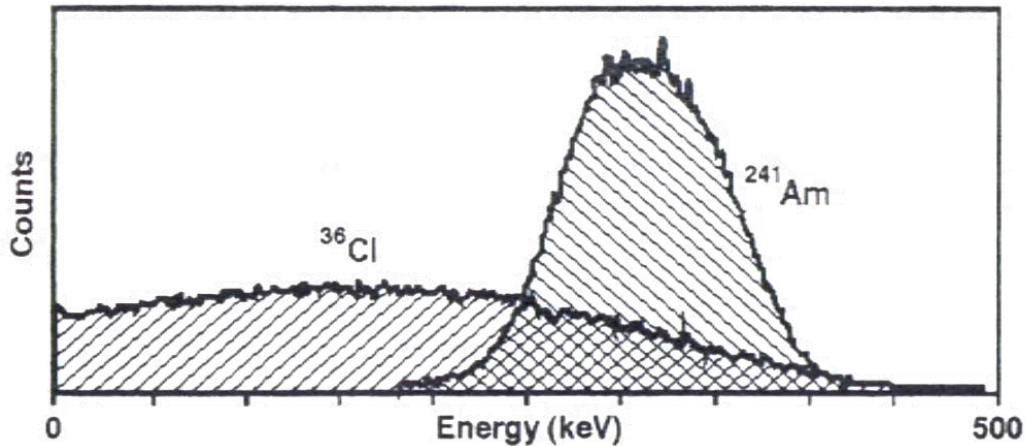
Kako bi se razumeo princip razdvajanja alfa od beta događaja, neophodno je posmatrati proces na molekularnom nivou. Alfa i beta događaji se mogu razlikovati jedan od drugog u tečnom scintilatoru proučavanjem električnih impulsa stvorenih na anodi fotomultiplikatora. Ove impulse sačinjavaju dve komponente: brza (*prompt*) i odložena (*delayed*) komponenta – one se javljaju u različitim proporcijama (udelima) kod alfa i beta impulsa. Na slici 87 prikazana je razlika u obliku impulsa između ^{36}Cl (beta emiter) i ^{241}Am (alfa emiter) u Insta-Gel koktelu.



Slika 87 Oblici impulsa sa fotomultiplikatora dobijeni za ^{36}Cl (beta emiter) i ^{241}Am (alfa emiter)

Prikazani oblici impulsa dobijeni su pomoću posmatranja signala sa anode fotomultiplikatora preko osciloskopa u režimu usrednjavanja, kako bi se dobio usrednjeni oblik impulsa. Fotoni koji padaju na katodu fotomultiplikatora potiču od radioaktivnog raspada koji pobuđuje singletna i tripletna stanja molekula fluora u koktelu. Brza komponenta potiče od raspada pobuđenih singletnih stanja, dok se deekscitacija tripletnih stanja može odviti, i tim putem stvoriti fotone, samo ukoliko dođe do njihovog sudaranja sa drugim molekulom u tripletnom stanju. Usled ovakvog mehanizma odvijanja, vreme života tripletnih stanja molekula fluora je duže za nekoliko stotina nanosekundi, što dovodi do stvaranja odložene komponente impulsa. Veća specifična jonizacija alfa čestica uzrokuje da većina pobuđenih molekula bude u tripletnim stanjima, a stoga i alfa impulsi imaju duže trajanje. Duže trajanje alfa impulsa je osnova alfa/beta razdvajanja razlikovanjem oblika impulsa.

Većina alfa emitera značajnih za životnu sredinu emituje alfa čestice sa energijama u intervalu 4-6 MeV, dok beta čestice od značaja imaju vrednosti E_{max} ispod 2.5 MeV. Razlikovanje alfa od beta događaja neophodno je zbog toga što je konverzija energije u svetlost za alfa čestice za faktor 10 manja nego za beta čestice, što rezultuje pojavom alfa spektara u beta regionu. Slika 88 prikazuje preklapanje spektara ^{241}Am (čijim raspadom dolazi do stvaranja alfa čestica sa energijama između 5.4 MeV i 5.5 MeV) i ^{36}Cl (beta čestice sa $E_{\text{max}} = 710 \text{ keV}$).



Slika 88 Prikaz spektara ^{36}Cl (beta emitter) i ^{241}Am (alfa emitter) pomoću multikanalnog analizatora

6.2 Ispitivanje varijacija u brzini radioaktivnog raspada ^3H

Eksponecijalni zakon radioaktivnog raspada jedan je od najstarijih veoma dobro utvrđenih zakona nuklearne fizike. Prema hiljadama merenja, verovatnoća raspada, tj. konstanta raspada λ izolovanog jezgra je konstanta. Nekoliko autora je osporavalo ovo opšte prihvaćeno pravilo [32], [33], [34] tražeći odstupanja od eksponencijalnog zakona radioaktivnog raspada bez dovoljno uverljivih eksperimentalnih dokaza.

Sa druge strane, poznato je da na period poluraspada $T = \ln 2 / \lambda$ jezgara koji ulaze u sastav nekog materijala mogu uticati promene temperature [35], pritiska [36], ozračavanje [37], itd. Ove promene perioda poluraspada su obično manje od 1% i objašnjavaju se uticajem elektronske strukture atoma na jezgro.

Pokazano je da je moguće ubrzati raspade metastabilnih stanja – ozračavanjem u jakim poljima gama zračenja, pri čemu se period poluraspada nekih metastabilnih stanja može promeniti za nekoliko redova veličine. Na primeru $^{180\text{m}}\text{Ta}$, ubrzani raspad objašnjen je indukovanim prelazom na kratkoživeće osnovno stanje putem ekscitacije na pobuđeno stanje i potom njegovim raspadom na osnovno stanje [38]. Ovakav tip istraživanja dovođen je u vezu sa nekim problemima u astrofizici, kao i mogućnostima za stimulisanu emisiju gama zraka.

Osim pomenutih dobro objašnjenih i jasnih promena u brzini radioaktivnog raspada, objavljena je pojava godišnjih periodičnosti u podacima o praćenju radioaktivnog raspada [39]. U literaturi se takođe mogu pronaći razni primeri pripisivanja varijacija u merenoj brzini raspada uticaju pretežno solarnih neutrina [40], [41], [42], [43].

Nedavno su publikovani podaci sa veoma velikim varijacijama u brzini raspada tricijuma [44], od čak 60% dnevnih promena i 20% mesečnih (na 27 dana) periodičnih varijacija u brzini raspada, pripisanih reakcijama indukovanim neutrinima ili nekim mnogo egzotičnijim interakcijama.

Korišćenjem visoko-stabilisanog ultraniskofonskog alfa-beta spektrometra *Quantulus* sa tečnim scintilatorom [45] i komercijalni standard tricijuma, pokrenut je niz merenja kako bi se ispitalo da li postoje ovako velike varijacije u brzini raspada tricijuma.

6.2.1 Eksperimentalni postupak

Brzina brojanja standarda tricijuma merena je pomoću tečnog scintilacionog spektrometra, sa stabilisanim naponskim izvorom kako bi se izbegao uticaj mogućih varijacija u naponu na detektovanu brzinu brojanja. *Quantulus* 1220 sadrži sistem za redukciju fona oko brojačke komore, koji se sastoji od aktivne i pasivne zaštite. Pasivna zaštita sastoji se od olova, bakra i kadmijuma, dok aktivnu zaštitu predstavlja scintilator na bazi mineralnog ulja.

Prilikom konstrukcije *Quantulus*-a korišćeni su materijali niskih aktivnosti, tako da se ovaj uređaj može koristiti za merenje izvora zračenja niske aktivnosti.

U sklopu *Quantulus*-a nalaze se dva kola za analizu impulsa kojima korisnik može pristupiti – kolo za analiziranje oblika impulsa (PSA – *pulse shape analyzer*) i kolo za poređenje amplituda impulsa (PAC – *pulse amplitude comparator*). Takođe, postoji i kolo za zakasnele koincidencije (DCOS – *delayed coincidence circuit*), koji prvenstveno služi za korekciju hemiluminescencije.

Visoka spektralna stabilizacija zagarantovana je putem sistema *Automatic Continuous Spectrum Stabilizer*, koji predstavlja jedinstvenu patentiranu osobinu instrumenata proizvođača *Wallac* [45]. Ovaj sistem sastoji se od GaAsP LED kao i povratne sprege do visokonaponskog izvora fotomultiplikatora. LED zasvetli 60 puta u sekundi, a izlaz sa fotomultiplikatora upoređuje se sa unapred određenom referentnom vrednošću – ukoliko dođe do odstupanja, podešava se visoki napon u skladu sa tim. Na ovaj način koriguju se promene u detekciji svetlosti kao i u električnim delovima fotomultiplikatora, omogućavajući garantovanu stabilnost brzine brojanja uzorka od 0.2% na 24 časa.

Za praćenje varijacija u brzini brojanja korišćen je komercijalni standard tricijuma proizvođača *Perkin Elmer*, koji sadrži scintilacioni koktel na bazi ksilena, nominalne aktivnosti tricijuma 0.6 μCi koji se nalazi u staklenoj bočici zapremine 20 ml. U prvom eksperimentu *Quantulus* je podešen da radi u ^{14}C modu, dok je za drugi eksperiment izabran ^3H mod. Prvi set merenja trajao je od 12. maja 2012. do 26. juna 2012., dok je drugi set merenja otpočet 27. juna 2012. i završen 15. septembra 2012. Svako pojedinačno merenje trajalo je 1 h, čime je relativna statistička

nesigurnost prikupljenog broja događaja iznosila oko 0.3%. Statistička nesigurnost svake eksperimentalno dobijene vrednosti, izražena na nivou poverenja od 68%, dobija se iz odbroja pomoću relacije $\frac{\sqrt{Rt}}{t}$, gde je R izmerena brzina brojanja, a t trajanje pojedinačnog merenja. Nakon što su podaci usrednjeni na period od 12 h, odgovarajuća standardna devijacija je pripisana svakoj pojedinačnoj usrednjennoj eksperimentalnoj tački. Na ovaj način su relativne nesigurnosti smanjene za red veličine u poređenju sa podacima za 1 h merenja. Podaci usrednjeni na period od 12 h predstavljeni su na slikama 90, 91 i 94.

Quantulus 1220 ima dva multikanalna analizatora (MCA) – prvi služi za aktivnu zaštitu, dok se drugi koristi za snimanje spektara. Odgovarajući ADC-ovi sa 1024 kanala su logaritamski, stoga je u snimljenim spektrima zabeležen logaritam energije (kanali na x-osi). ^{14}C konfiguracija MCA eliminiše nasumičan šum fotomultiplikatora i blokira koincidentne signale iz aktivne zaštite i uzorka, dok je u ^3H konfiguraciji uključeno praćenje slučajnih koinecidencija od strane kola za zakasnele koinecidencije, kao dodatna karakteristika. ^3H konfiguracija omogućava da se slučajni koinecidentni događaji snimaju u prvoj polovini MCA, dok druga polovina MCA sadrži celokupan spektar uzorka. Fabričkim podešavanjem određeno je da se u ^3H režimu rada integrali ukupni ^3H spektar (od kanala 1 do kanala 1024), dok se u ^{14}C modu integrali samo deo ^3H spektralnog regiona (od kanala 200 do kanala 1024).

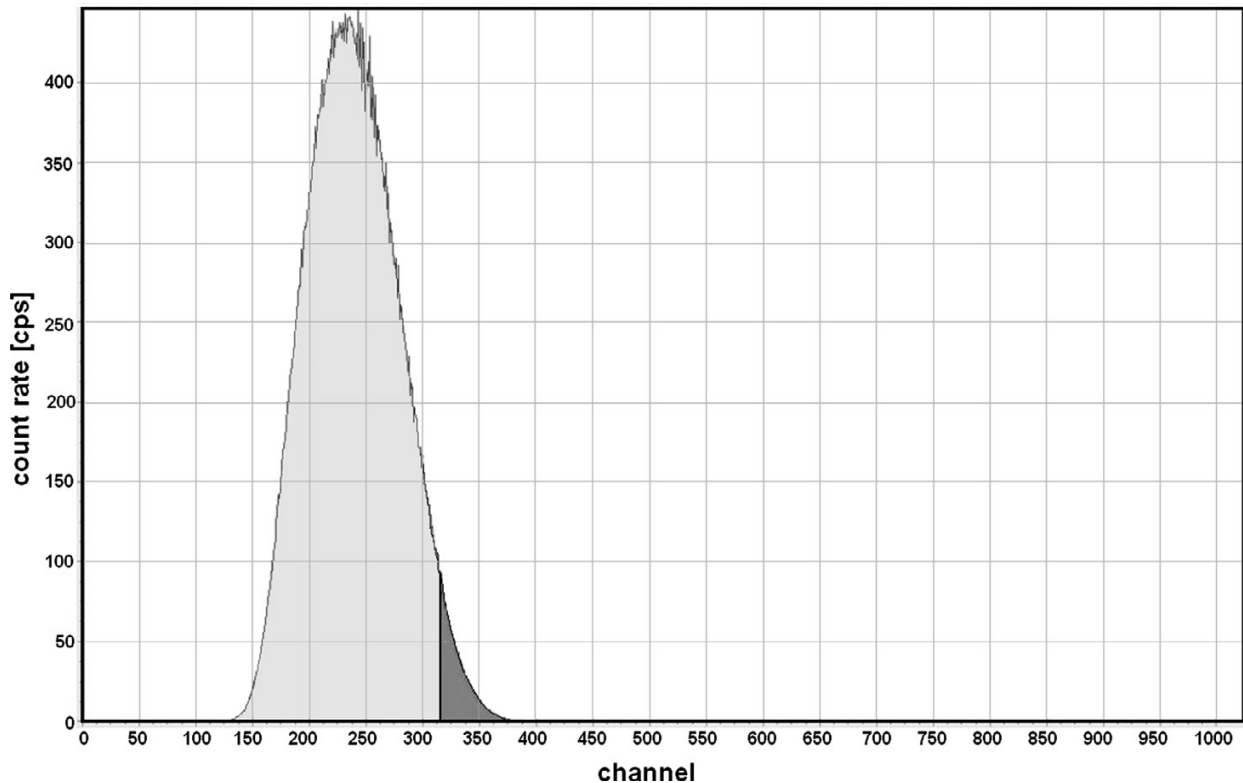
Kako je pozicija standarda tricijuma između fotomultiplikatora nepromenjena za vreme celog eksperimenta, mogući uticaj ponovnog postavljanja izvora na statistiku brojanja je isključeno.

Za vreme trajanja eksperimenta su kontinualno praćene promene nekoliko parametara u laboratoriji (atmosferski pritisak, temperatura i vlažnost) koji, u principu, mogu imati uticaj na stabilan rad tečnog scintilacionog spektrometra. Ovi parametri su mereni pomoću odgovarajućeg modula za klimatske uslove koji je povezan sa multifunkcionalnim uređajem (AMI300) proizvođača *KIMO Instruments*, Francuska. Pored toga, održavana je relativno niska vlažnost vazduha (ispod 45% relativne vlažnosti) pomoću uređaja za smanjenje vlage.

Dodatno, meren je fluks kosmičkih miona u cilju ispitivanja moguće korelacije promena u mionskom fluksu i detektovane brzine brojanja tricijuma. U ovu svrhu upotrebljena su dva plastična scintilaciona detektora (dimenzija 0.5 m × 0.5 m × 0.05 m) pozicionirana jedan iznad drugog na rastojanju od 2 m i podešena da rade u koinecidentnom režimu. Ovakva postavka plastičnih scintilatora omogućava selekciju dominantne, vertikalne komponente fluksa kosmičkih miona i njeno praćenje.

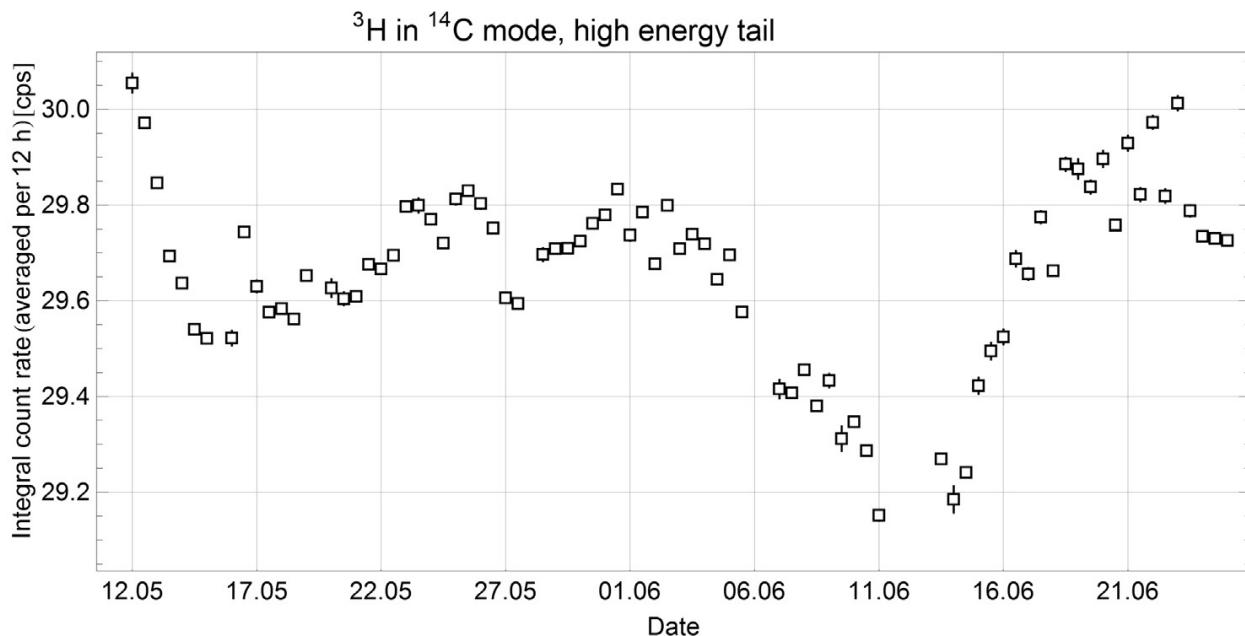
6.2.2 Rezultati

U cilju preispitivanja rezultata [44] bilo je neophodno ponoviti, u najvećoj mogućoj meri, iste eksperimentalne uslove kao u eksperimentu navedenih autora. Stoga, u prvom eksperimentu je raspad tricijuma meren u ^{14}C modu rada *Quantulus*-a. Spektar je na niskim energijama odsečen na isti način kao i u [44], uzimajući u obzir aktivnost izvora u oba eksperimenta. Tačnije, prag je na niskim energijama pomeran sve dok integralna brzina brojanja nije dostigla vrednost od 0.6 u odnosu na integralnu brzinu brojanja u [44]. Naime, bilo je neophodno postići da odnos integralne brzine brojanja visokoenergetskog dela spektra u ovom eksperimentu i eksperimentu [44], odgovara odnosu aktivnosti izvora korišćenih u oba eksperimenta (u ovom eksperimentu korišćen je izvor aktivnosti 0.6 μCi , dok je u eksperimentu [44] korišćen izvor aktivnosti 1 μCi). Integraljeni deo ^3H spektra, dobijen na prethodno opisan način, osenčen je na slici 89 [46].



Slika 89 Spektar ^3H . U ^{14}C modu rada, osenčeni visokoenergetski deo spektra integraljen je u cilju ponavljanja eksperimentalnih uslova u [44] (od kanala 315 do kanala 450).

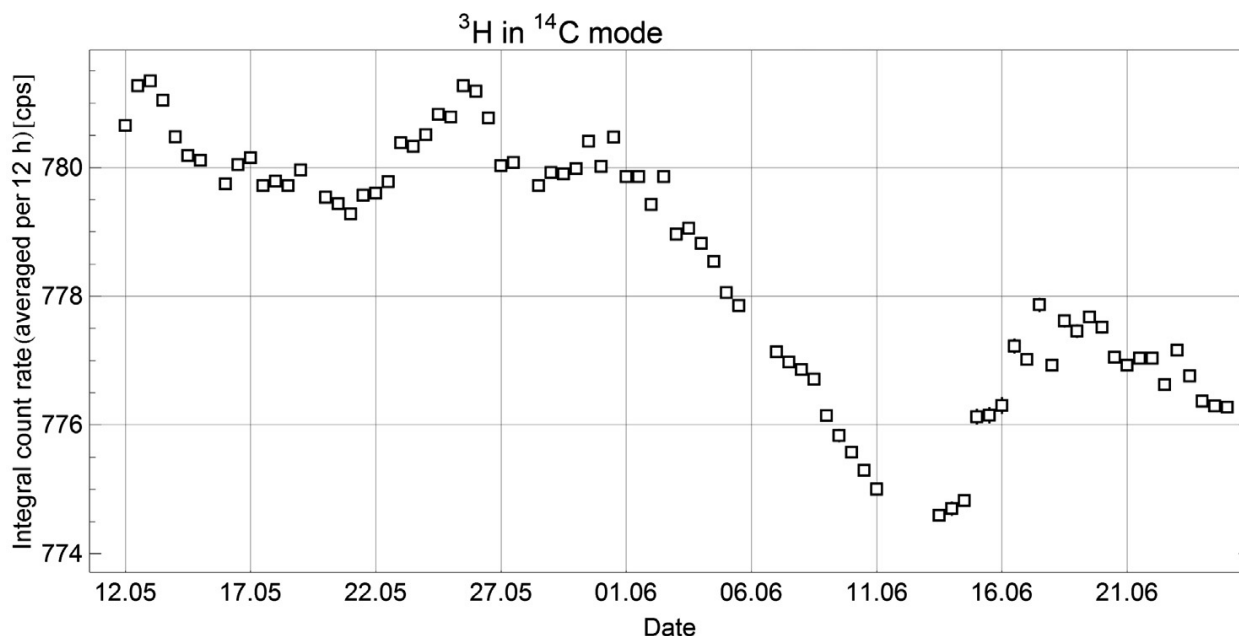
Sa ovakvim podešavanjem, ^3H spektar je meren 45 dana. Rezultati dobijeni na ovakav način prikazani su na slici 90.



Slika 90 Vremenske varijacije visokoenergetskog dela ^3H spektra merenog u ^{14}C modu (integraljen od kanala 315 do kanala 450 za svaku tačku). Predstavljani podaci su usrednjeni na interval od 12 h. Većina indikatora greške nalazi se unutar simbola kojima se označavaju izmerene vrednosti.

Na osnovu slike 90 možemo zaključiti da su registrovane varijacije od oko 1% u brzini brojanja prilikom merenja sa ovakvim podešavanjima. Ove varijacije su za red veličine veće od statističke greške za podatke usrednjene na 12 h, koja iznosi oko 0.03%. Stoga, registrovane su statistički značajne varijacije u brzini brojanja, što je kvalitativno u skladu sa rezultatima [44]. Međutim, registrovane varijacije su mnogo manje od 20% mesečnih varijacija publikovanih u [44]. Takođe, u dobijenim rezultatima veoma je teško ustanoviti da je prisutna periodičnost.

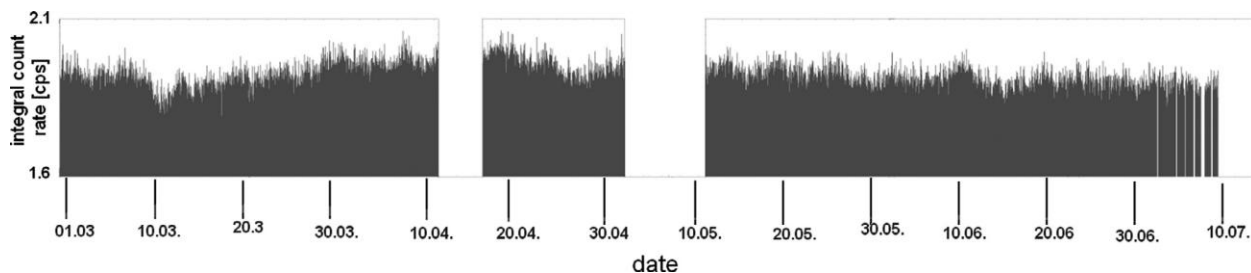
Slične varijacije u brzini brojanja registrovane su i u podacima dobijenim integraljenjem ukupnog ^3H spektra snimljenog u ^{14}C modu rada (slika 91).



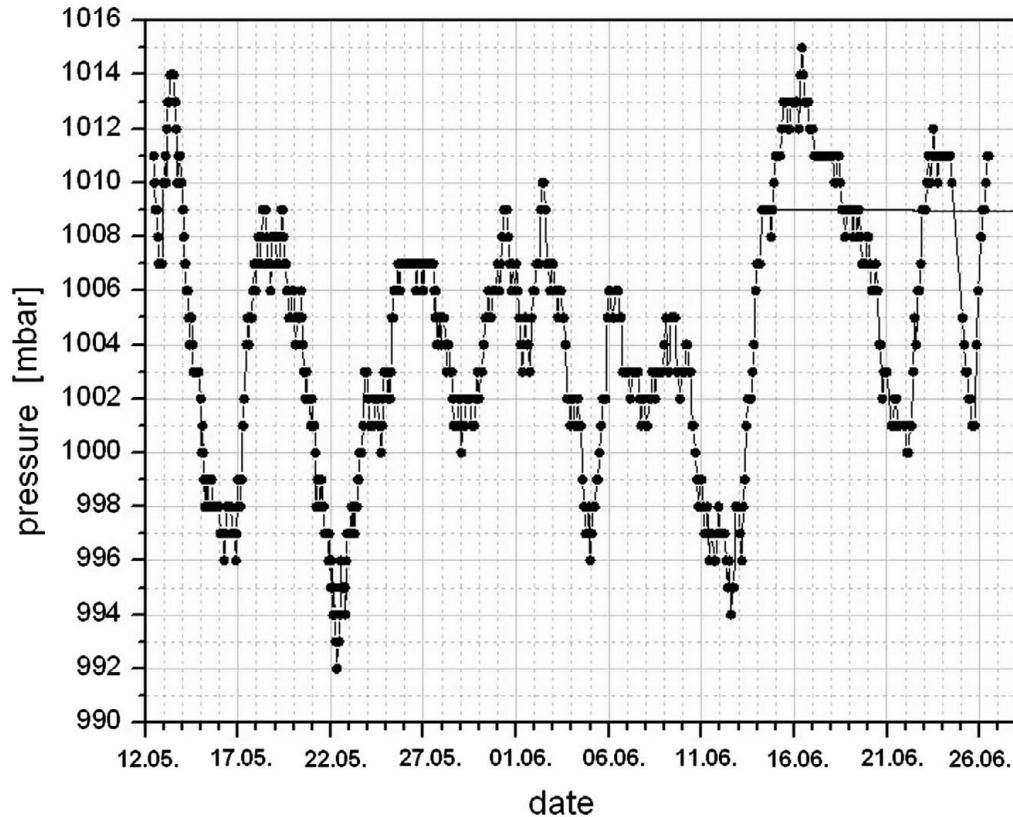
Slika 91 Vremenske varijacije ukupnog ^3H spektra merenog u ^{14}C modu (integraljen fabričkim podešavanjem od kanala 200 do kanala 1024 za svaku tačku). Predstavljani podaci su usrednjeni na interval od 12 h. Indikatori greške nalaze se unutar simbola kojima se označavaju izmerene vrednosti.

Međutim, varijacije registrovane u podacima predstavjenim na slici 91 su oko 5 puta manje, izraženo relativno u odnosu na srednju brzinu brojanja, nego prilikom merenja visokoenergetskog regiona ^3H spektra (označen na slici 89).

Kako bi pronašli izvor varijacija registrovanih u rezultatima, upoređeni su rezultati na slici 90 sa rezultatima praćenja varijacija mionskog fluksa (slika 92) i lokalnih promena u atmosferskom pritisku [47] (slika 93).



Slika 92 Varijacije u mionskom fluksu merene u niskofonskoj laboratoriji

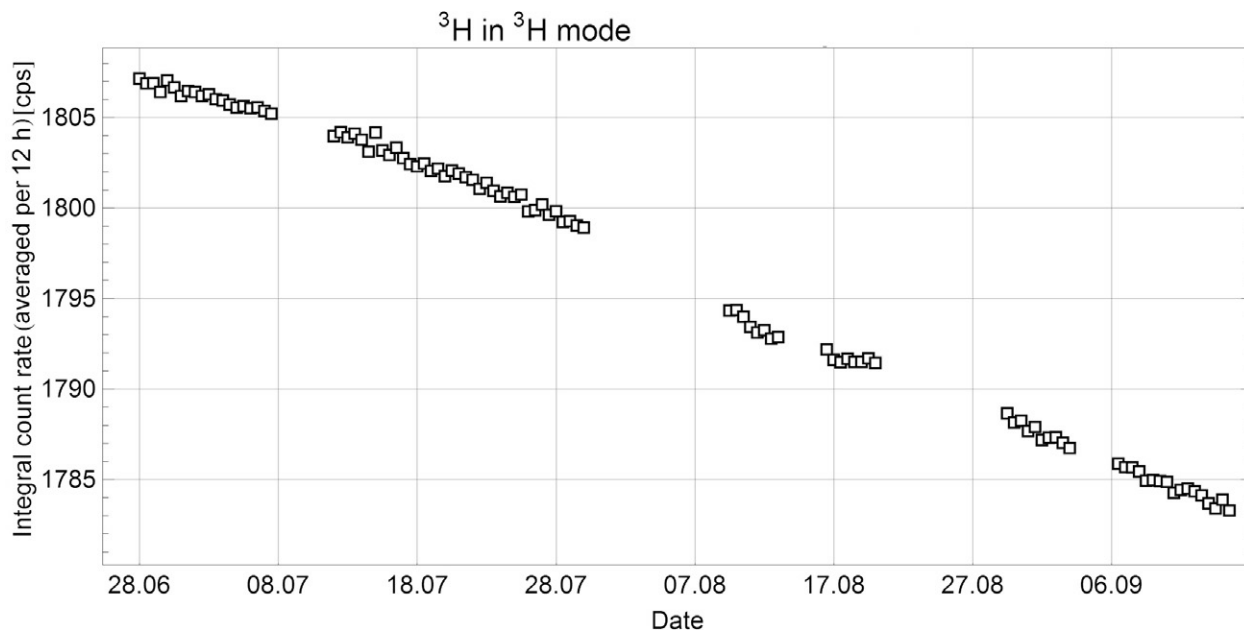


Slika 93 Lokalne varijacije u atmosferskom pritisku tokom prvog ^3H eksperimenta

Izmereni mionski fluks pokazuje tipičan *Forbush*-ov [48] pad od 10. marta do kraja meseca. Međutim, male varijacije mionskog fluksa tokom merenja raspada ^3H ne mogu se korelirati sa podacima prikazanim na slici 90.

Varijacije u atmosferskom pritisku od oko 2% imaju sličan oblik kao varijacije u brzini brojanja ^3H . Međutim, pozicije maksimuma i minimuma se ne poklapaju, tako da se ne može tvrditi da do varijacija u brzini brojanja dolazi usled uticaja atmosferskog pritiska (iako promene u atmosferskom pritisku utiču na fluks sekundarnih čestica, nastalih usled kosmičkog zračenja, na površini Zemlje).

Prvi eksperiment završen je bez ikakvog zaključka o poreklu registrovanih varijacija u brzini brojanja. U potrazi za izvorom ovih varijacija kao i zbog eliminacije mogućeg uticaja hemiluminescencije, koja nije očekivana za standardne izvore koji stoje zatvoreni nekoliko godina, pokrenuta je nova serija merenja sa istim izvorom, ali u ^3H modu rada. Sa ovakvim podešavanjem, ^3H spektar je meren 80 dana. Dobijeni rezultati su predstavljeni na slici 94.

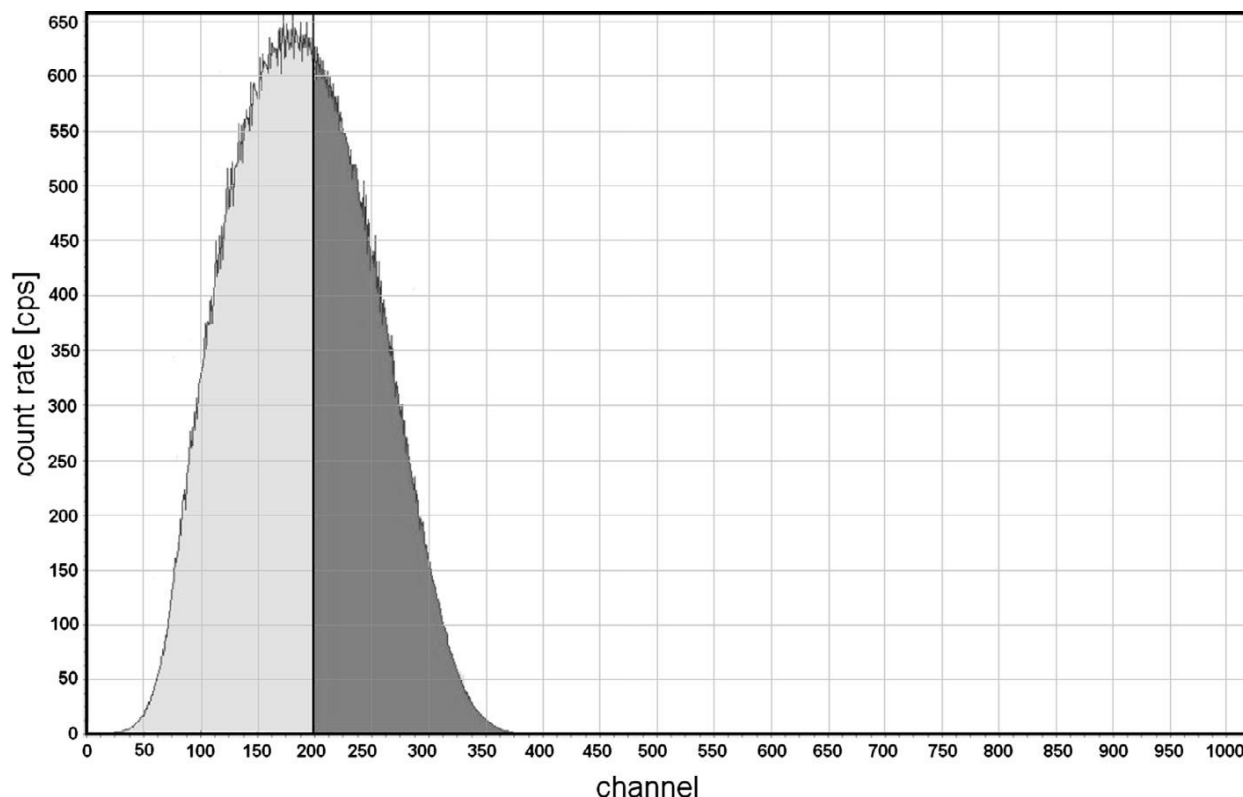


Slika 94 Vremenske varijacije ukupnog ^3H spektra merenog u ^3H modu (integraljen od kanala 1 do kanala 1024 za svaku tačku). Predstavljani podaci su usrednjeni na interval od 12 h. Indikatori greške nalaze se unutar simbola kojima se označavaju izmerene vrednosti.

Potrebno je napomenuti da je brzina brojanja u ^3H modu više od 2 puta veća nego u ^{14}C modu. Ova činjenica čini osnovu objašnjenja razlika između slika 91 i 94.

Između ^3H i ^{14}C režima rada *Quantulus*-a osnovnu razliku predstavlja eliminacija doprinosa hemiluminescencije od strane kola za zakasnele koincidencije. Na prvi pogled, čini se da su nepravilnosti na slikama 90 i 91 izazvane hemiluminescencijom. Međutim, spektar slučajnih koincidencija, koje se mogu javiti usled hemiluminescencije, snimljen u prvoj polovini MCA prilikom ^3H režima rada, ima ukupnu brzinu brojanja 0.1 cps, što je zanemarljivo u odnosu na tipičnu vrednost ^3H spektra od oko 1800 cps. Stoga, značajan doprinos nepravilnostima u rezultatima prilikom ^{14}C režima rada može se pripisati pomeranju niskoenergetskog praga kojim se odseca spektar, ili pojačanju glavnog pojačavača.

Odnos brzina brojanja u dva različita režima rada, pomenut ranije, ukazuje da je niskoenergetski prag u ^{14}C režimu rada *Quantulus*-a fabrički podešen otprilike na sredinu ^3H spektra (slika 95).



Slika 95 Spektar ^3H . U ^3H modu rada, integrali se ceo spektar (1-1024 kanali), dok se u ^{14}C modu rada, samo osenčeni deo spektra integrali (200-1024 kanali) fabričkim podešavanjem *Quantulus-a*.

Niskoenergetski pragovi prikazani na slikama 89 i 95 su u veoma strmim delovima ^3H spektra. Na primer, ukoliko se prag prikazan na slici 95 pomeri za samo 1 kanal, integralna brzina brojanja se menja za oko 1.5%, dok ovakvo pomeranje praga prikazanog na slici 89 dovodi do promene integralne brzine brojanja od oko 10%. Ovakva pomeranja u manje stabilnim sistemima mogu proizvesti relativne varijacije brzine brojanja u merenjima visokoenergetskog dela ^3H spektra koje su čak i veće od 10%. Stoga, ne bi se ni mogle registrovati potencijalne slabe varijacije drugačijeg porekla.

U narednom koraku urađena je dodatna analiza spektara u pokušaju pronalaženja bilo kakve periodičnosti u dobijenim podacima. Kao što je ranije napomenuto, brzina brojanja tricijuma snimana je u intervalima od 1 h, u 3 različita režima rada koji vrše integraljenje odbroja u različitim energetskim regionima: a) visokoenergetski ^{14}C region, b) normalni ^{14}C region i c) ^3H region.

Sva tri dobijena seta podataka obrađena su na isti način: podaci usrednjeni na period od 12 h su korigovani na radioaktivni raspad ^3H korišćenjem $T_{1/2} = 4500$ d [49], nakon čega je određena srednja brzina brojanja (sa standardnom devijacijom) podataka korigovanih na raspad, za ukupno vreme merenja (tabela 17).

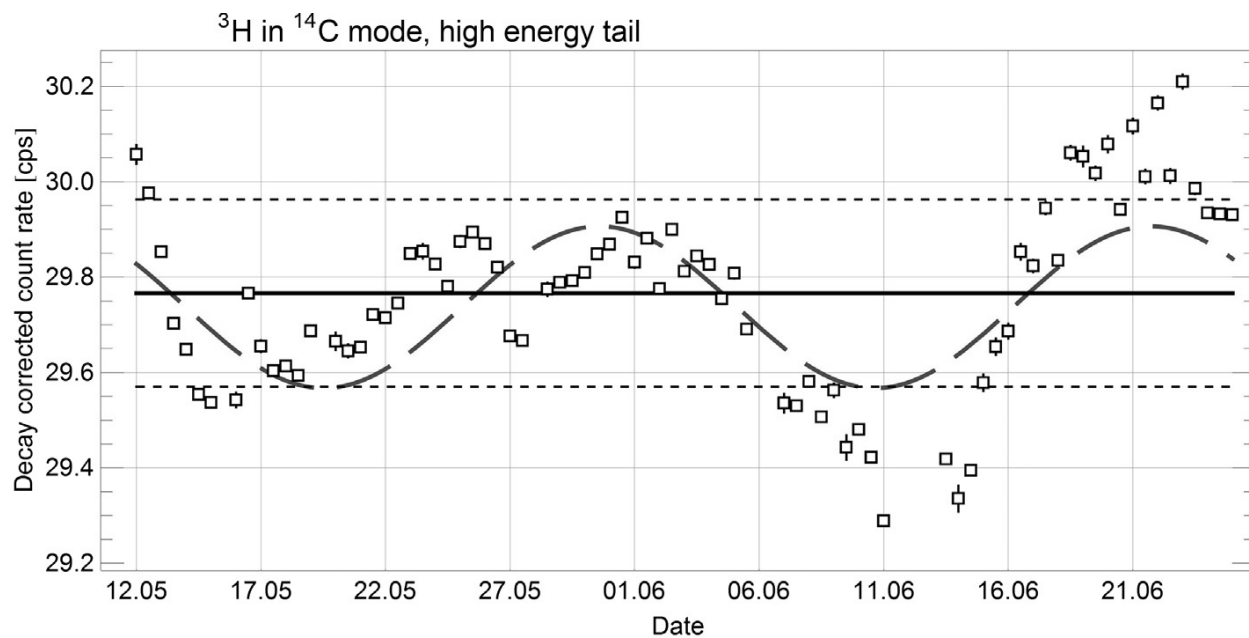
Način prikupljanja podataka	a) Visokoenergetski deo ${}^3\text{H}$ u ${}^{14}\text{C}$ modu rada	b) ${}^3\text{H}$ u ${}^{14}\text{C}$ modu rada	c) ${}^3\text{H}$ u ${}^3\text{H}$ modu rada
Ukupno trajanje merenja [dan]	44.5	44.5	79.5
Srednja brzina brojanja podataka korigovanih na raspad [cps]	29.77	781.23	1807.12
Standardna devijacija podataka korigovanih na raspad [cps]	0.196	1.08	1.23
Relativna standardna devijacija podataka korigovanih na raspad [cps]	0.66%	0.14%	0.07%
Period oscilatorne komponente [dan]	22	25	38
Amplituda oscilatorne komponente u poređenju sa srednjom brzinom brojanja podataka korigovanih na raspad	0.47%	0.15%	0.05%

Tabela 17 Rezultati statističke analize podataka prikupljenih u tri različita moda rada

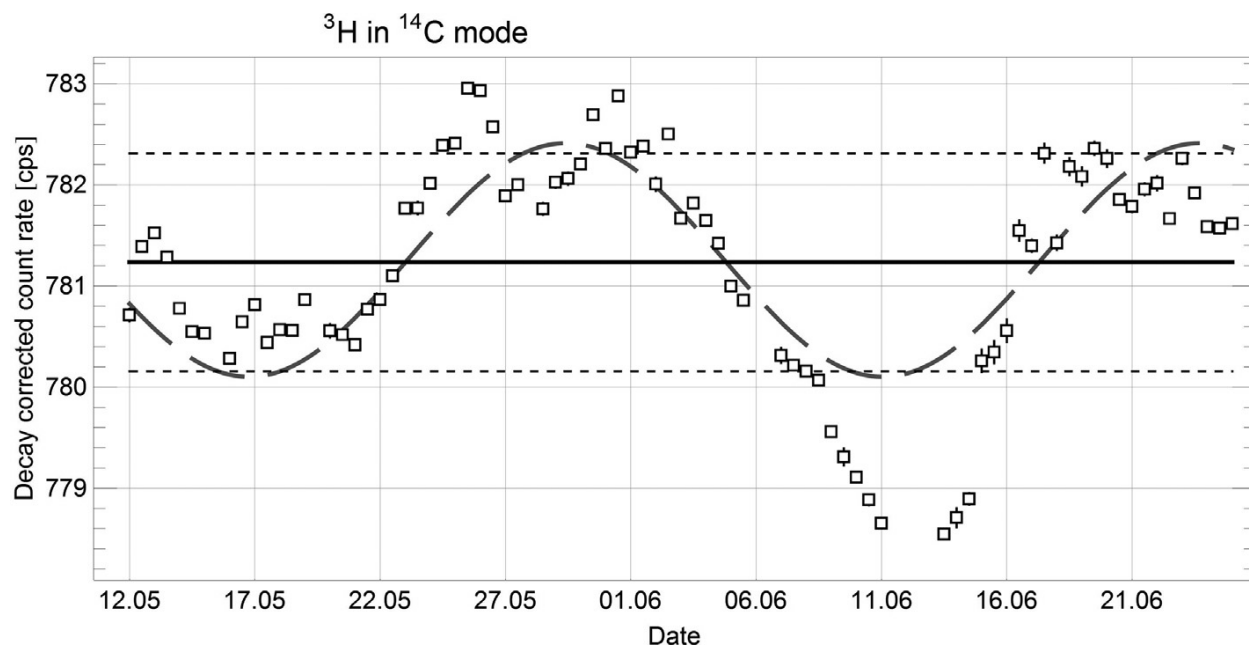
Jednostavna *Fourier* analiza vremenskih serija nije mogla biti urađena usled nekoliko pauza (tj. praznina) u prikupljanju podataka.

Zbog toga, konstruisani su *Lomb-Scargle* periodogrami [50] koji pokazuju setove značajnih frekvencija (na $\alpha = 0.05$ nivou), što je u ovom slučaju ustanovljeno da je samo jedna frekvencija za svaki set podataka.

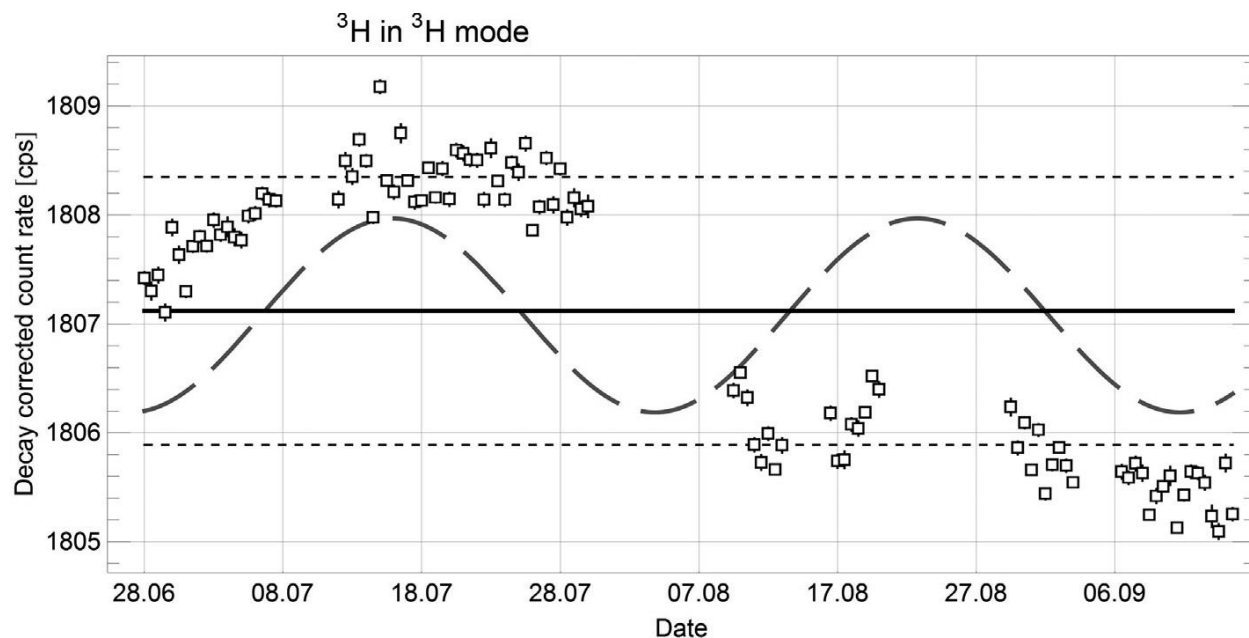
Amplituda i faza oscilatorne komponente su potom određene fitovanjem metodom najmanjih kvadrata na podatke korigovane na raspad (slike 96, 97 i 98). Rezultati ovog postupka prikazani su u tabeli 17.



Slika 96 Srednja brzina brojanja sa standardnom devijacijom (izražena na nivou poverenja od 68%) podataka korigovanih na raspad, prikupljenih merenjem visokoenergetskog dela ^3H spektra u ^{14}C modu rada.



Slika 97 Srednja brzina brojanja sa standardnom devijacijom (izražena na nivou poverenja od 68%) podataka korigovanih na raspad, prikupljenih merenjem ukupnog ^3H spektra u ^{14}C modu rada.



Slika 98 Srednja brzina brojanja sa standardnom devijacijom (izražena na nivou poverenja od 68%) podataka korigovanih na raspad, prikupljenih merenjem ukupnog ^3H spektra u ^3H modu rada.

Relativne standardne devijacije i amplitude oscilatorne komponente setova podataka b) i c) u tabeli 17 nalaze se unutar očekivane nesigurnosti usled spektralne nestabilnosti *Quantulus*-a ($< 0.2\%$), pa se stoga ovi rezultati ne mogu smatrati statistički značajnim. Međutim, u setu podataka a), kada je meren visokoenergetski deo ^3H spektra u ^{14}C modu (slika 96), ove veličine su veće od nesigurnosti usled deklarisanе spektralne nestabilnosti uređaja.

Na osnovu ovih analiza svih setova podataka dobijenih u eksperimentima, može se zaključiti da postoji veoma mali doprinos oscilatorne komponente varijacijama u izmerenim brzinama brojanja, ispod 1%. Ovakva periodičnost može se uočiti samo pomoću odgovarajućeg softvera, koji je pronašao amplitude koje su skoro zanemarljive. Dodatno, veličina oscilatornog karaktera izmerenih brzina brojanja nađena u ovom eksperimentu je mnogo manja od izloženih u [44].

Prezentovani rezultati potvrđuju da se značajan doprinos nepravilnostima u brzini brojanja kada se meri visokoenergetski deo ^3H spektra u ^{14}C režimu rada u ovom eksperimentu, kao i nepravilnostima dobijenim u eksperimentu [44] može pripisati instrumentalnim efektima i malim pomeranjem praga kojim se odseca spektar na niskim energijama.

Međutim, pojava periodičnosti od 22 dana u prikupljenim podacima teško se može objasniti samo instrumentalnim efektima. *Quantulus* je visoko-stabilisan spektrometar, pa su zbog toga efekti usled pomeranja praga u ovom eksperimentu mnogo manji od prezentovanih u [44]. Moguće je da su korišćenjem integrala visokoenergetskog dela ^3H spektra u [44] registrovane varijacije od 20% u brzini brojanja. Relativno visoke dnevne i mesečne varijacije koje su

navedene u [44], dominantno se mogu pripisati nestabilnosti pojačanja fotomultiplikatora, usled varijacija u temperaturi u njihovoj laboratoriji.

7 Dozni doprinos niskoenergetske komponente sekundarnog kosmičkog zračenja na površini Zemlje

Poznato je da je produkcija meke komponente sekundarnih kosmičkih zraka na nivou mora (fotoni i elektroni) uzrokovana elektromagnetnim pljuskovima čestica, generisanim u atmosferi putem raspada neutralnih i naelektrisanih π mezona, kao i interakcijama veoma prodornih miona, pri čemu su ove komponente produkovane od strane visokoenergetskih primarnih kosmičkih zraka [51-56]. Dodatno, interakcija kosmičkih zraka sa Zemljinom atmosferom dovodi do kompleksnih dinamičkih promena u njoj, uključujući uticaj na električnu sredinu atmosfere, električna pražnjenja u vidu munja, formiranje oblaka i drugo [57-61].

Razvoj pljuska putem produkcije para se zaustavlja kada energija koja se prenese sredini kroz koju pljusak propagira, opadne ispod 1.02 MeV, što predstavlja minimalnu energiju potrebnu za stvaranje para elektron-pozitron. Iako ispod ove energije ne dolazi do produkcije novih elektrona od strane par efekta, fotoni sa energijama ispod 1.02 MeV mogu generisati nove elektrone, na primer, fotoni energije 1 MeV i dalje mogu dovesti do produkcije elektrona putem Komptonovog efekta. Na ovim nižim energijama elektroni i fotoni propagiraju nezavisno - elektroni se termalizuju u sudarima sa atomskim elektronima u vazduhu (verovatnoća za produkciju zakočnog zračenja je zanemarljiva na ovako niskim energijama), dok fotoni predaju svoju energiju atomskim elektronima putem fotoefekta ili višestrukog Komptonovog rasejanja. Stoga i elektroni i fotoni mogu dovesti do produkcije novih slobodnih elektrona u vazduhu, kroz interakcije sa atomskim elektronima.

Na ovaj način atmosfera Zemlje, iako je relativno velike gustine i usled toga efikasno apsorbuje visokoenergetsko kosmičko zračenje, dovodi do produkcije niskoenergetskog kontinualnog zračenja na nivou mora. Ovo zračenje javlja se usled fotona i elektrona veoma niskih energija, indukovanih kosmičkim zračenjem, i karakteriše ga fotonski fluks sa maksimumom raspodele na oko 90 keV. Ovaj maksimum energije može se uočiti u fluksu fotona kosmičkog porekla [slika 14 u 62] nakon odgovarajućeg oduzimanja doprinosa koji nastaje usled rasejanja u nazad gama zraka iz okruženja u vazduhu (tzv. *skyshine*) [63] – ovakvim procesom rasejanja u nazad se takođe ostvaruje maksimum energije na oko 90 keV. Sa druge strane, usled interakcija niskoenergetskih fotona u vazduhu putem fotoefekta i Komptonovog efekta, maksimum fluksa

elektrona je očekivan na značajno nižim energijama. Zbog niskog atomskog broja vazduha, Komptonско rasejanje u vazduhu je za fotone energija oko 100 keV veoma značajan proces.

Ove ultra-niskoenergetske jonizujuće komponente kosmičkog zračenja retko su detaljno proučavane, a naročito njihov doprinos dozama koje primi ljudsko tkivo.

Prethodne analize i procene doza ovih komponenata kosmičkog zračenja (fotona i naelektrisanih čestica) primarno su uključivale efekte nadmorske visine [64] i geografske širine. Takođe, u procenama brzine doznog ekvivalenta poreklom od kosmičkog zračenja, uziman je u obzir dominantan doprinos (~85%) kosmičkih miona (energija 1 GeV – 20 GeV), kao i moguće povećanje mionskog fluksa u skladu sa modelom ekstragalaktičkog šoka [65]. Merene su jedino doze od kosmičkog zračenja na malim nadmorskim visinama sa energijama iznad 1 MeV, zanemarujući doprinos elektrona [66].

Veoma je teško razlikovati niskoenergetsko zračenje indukovano kosmičkim zračenjem od ostalih komponenata koje pokrivaju isti energetska region, ispod 300 keV – na primer u vazduhu se odvija rasejanje u nazad gama zraka iz okruženja, emitovanih usled prirodne radioaktivnosti zemlje. Intenzitet komponente usled rasejanja gama zraka u nazad u vazduhu zavisi samo od radioaktivnosti zemlje, koja veoma zavisi od određene lokacije, tj. sastava stena i zemljišta. Nasuprot tome, niskoenergetska komponenta indukovana kosmičkim zračenjem pokazuje samo vremenske varijacije usled malih promena u fluksu primarnog kosmičkog zračenja. Efekat geografske širine je zanemarljivo mali u slučaju meke komponente kosmičkog zračenja na nivou mora [67].

Istraživanje prirodnog niskoenergetskog gama zračenja pomoću gama spektrometrije prezentovano je u [62]. U ovom radu nije navedena apsolutna vrednost fluksa niskoenergetskog gama zračenja kosmičkog porekla, već samo relativni doprinos različitih komponenti regionu niskoenergetskog gama zračenja, uključujući komponentu indukovanu kosmičkim zračenjem. Neophodno je naglasiti da relativni doprinos fluksa fotona kosmičkog porekla ukupnom intenzitetu fluksa niskoenergetskog gama zračenja na određenom mestu merenja značajno zavisi od lokalne radioaktivnosti zemlje. Radioaktivnost zemlje na mestu merenja može uticati na povećanje efekta rasejanja gama zraka u nazad u vazduhu, zbog emisije gama zračenja usled prirodne radioaktivnosti zemljišta i stena. Ovo može predstavljati razlog neslaganja rezultata eksperimenata sprovedenih na različitim lokacijama, iako apsolutne vrednosti fluksa niskoenergetskih komponenti indukovanih kosmičkim zračenjem mogu biti slične na ovim lokacijama.

U ovom poglavlju nezavisno će biti analiziran doprinos ultra-niskoenergetskih fotona i doprinos elektrona dozama koje primi celo telo i površinska tkiva, uzimajući u obzir različite prodornosti ovih tipova jonizujućeg zračenja.

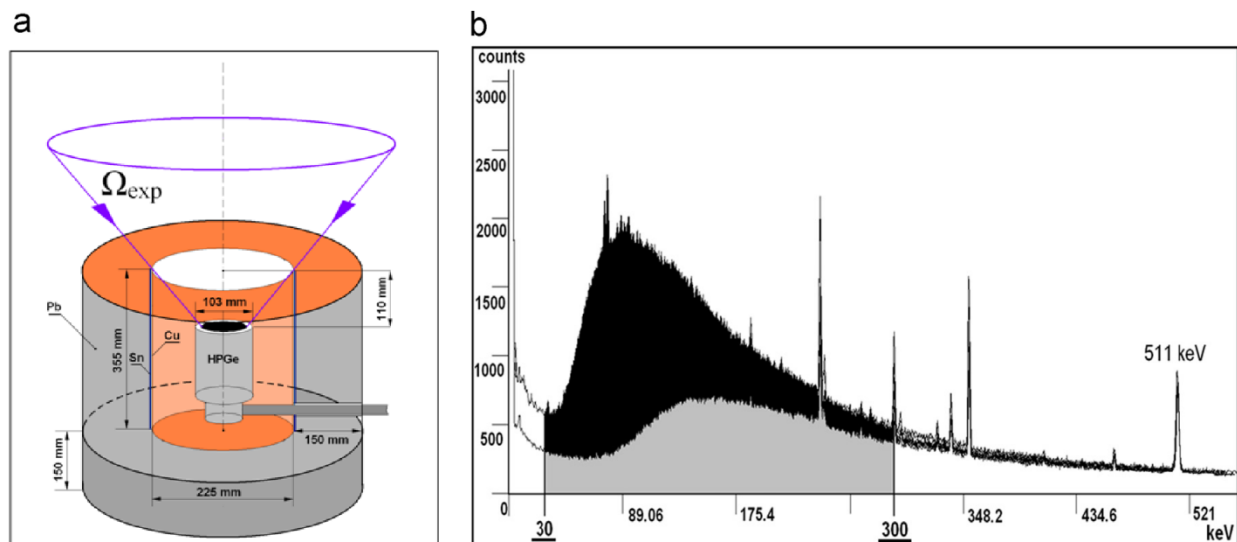
U skladu sa skorašnjim proračunima [68], [69], kao i eksperimentalnim rezultatima [70], [71], fluks elektrona na nivou mora je 8-10 puta manji od fluksa fotona na energijama oko 100 keV.

Tačnije, ovi eksperimenti su ograničeni na merenje fluksa elektrona energija preko 200 keV. Međutim, elektroni nižih energija imaju mali efektivni put i bivaju apsorbovani u nekoliko centimetara vazduha. Kako srednji slobodni put fotona u istom energetsom opsegu iznosi nekoliko desetina metara, na nižim energijama broj elektrona opada u odnosu na broj fotona.

7.1 Opis eksperimenta

7.1.1 Laboratorijska merenja

Radi ispitivanja doprinosa kosmičkog zračenja niskoenergetskom kontinualnom delu fonskih gama spektara (od 30 do 300 keV), korišćen je ultra-niskofonski, koakcijalni HPGe spektrometar velike zapremine i proširenog opsega, aktivne zapremine od oko 380 cm³. Ovaj detektor je zaštićen od zračenja iz okruženja sa olovnom zaštitom debljine 15 cm, i ima veliki otvor pogodan za detekciju zračenja koje dolazi samo iz gornje hemisfere u odnosu na detektor (slika 99-a). U eksperimentalnoj postavci omogućena je detekcija ovakvog zračenja unutar prostornog ugla koje iznosi $\Omega_{\text{exp}} \approx 1.1$ steradian.



Slika 99 Eksperimentalna postavka za proučavanje doprinosa fotona, indukovanih kosmičkim zračenjem, niskoenergetskom kontinuumu fonskog gama spektra

- a) Šematski prikaz HPGe spektrometra velike zapremine i proširenog opsega, sa olovnom zaštitom
- b) Niskoenergetski deo fonskog gama spektra prikupljen prikazanim HPGe detektorom

Na slici 99-b [72] prikazan je niskoenergetski deo fonskog gama spektra prikupljen prethodno opisanim HPGe detektorom. Neto intenzitet kontinualne distribucije u regionu spektra od 30 keV do 300 keV označen je crnom bojom i iznosi 14.8 c/s. Doprinos ovom regionu od strane Komptonski rasejanih gama zraka viših energija, u aktivnoj zapremini detektora, iznosi 44% ukupnog intenziteta (površina predstavljena sivom bojom).

Uticao Pb zaštite na prikupljeni fonski gama spektar (slika 99-b), usled produkcije sekundarnih čestica unutar Pb zaštite od strane kosmičkih miona, može se zanemariti. Ovo je evidentno ukoliko se prethodni spektar uporedi sa spektrom dobijenim u slučaju kada je HPGe detektor sa svih strana štićen od gama zračenja iz okruženja (odnosno kada je poklopac Pb zaštite prisutan iznad detektora). U ovakvoj postavci, brzina brojanja detektora u energetske regionu od 30 do 300 keV iznosi približno 0.6 c/s, što predstavlja oko 3% brzine brojanja u slučaju kada poklopac Pb zaštite nije prisutan.

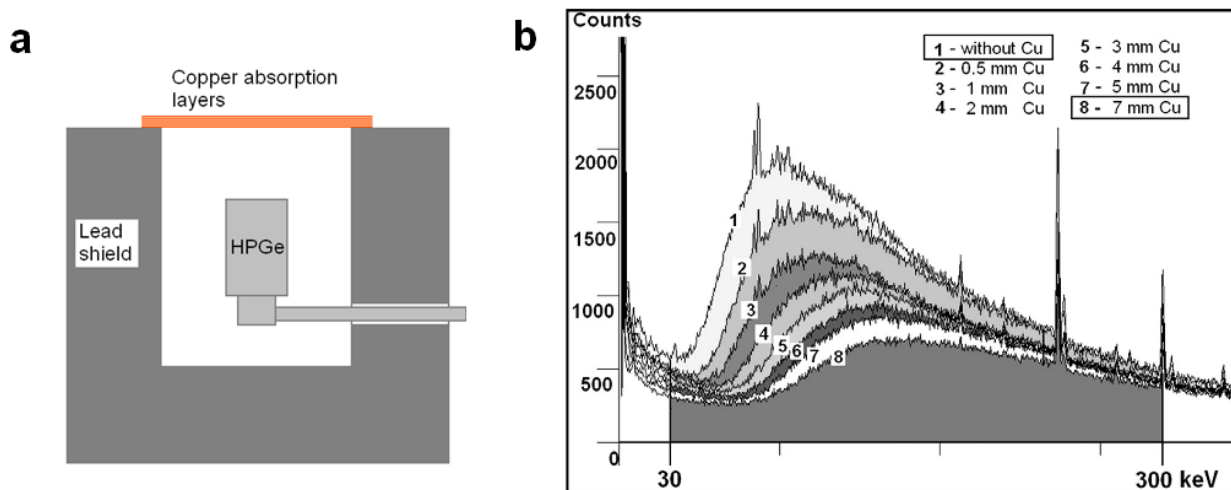
Takođe, u pomenutom energetske regionu nema doprinosa usled produkcije X-fluorescencije, zbog toga što je unutrašnji sloj zaštite sačinjen od niskofonskog kalaja (debljine 1 mm) kao i sloja bakra visoke čistoće (debljine 1.5 mm) koji imaju ulogu da zaustave fluorescentne X zrake olova, energetskeg opsega 75-85 keV. Dodatno, sloj bakra zaustavlja X zrake kalaja, energetskeg opsega 25-28 keV.

Intenzitet neutronima indukovanih gama linija na 66.7 keV iz reakcije $^{72}\text{Ge}(n,\gamma)^{73\text{m}}\text{Ge}$, 139.5 keV iz $^{74}\text{Ge}(n,\gamma)^{75\text{m}}\text{Ge}$ i 198.3 keV iz $^{70}\text{Ge}(n,\gamma)^{71\text{m}}\text{Ge}$ iznosi 0.00159 c/s, 0.00189 c/s i 0.00249 c/s, respektivno. Ovi intenziteti su zanemarljivo mali u poređenju sa neto intenzitetom od 14.8 c/s u spektru prikazanom na slici 99-b.

Eksperimentalna postavka prikazana na slici 99 ne dozvoljava da gama zračenje koje nastaje usled prisustva betona ispod zaštite detektora kao i zidova laboratorije, direktno stigne do detektora. Eksperiment je izveden u površinskoj laboratoriji Departmana za fiziku u Novom Sadu, na 80 m iznad nivoa mora. Prozor *end-cap*-a detektora načinjen je od ugljeničnih vlakana velike čvrstoće, debljine oko 0.9 mm, što pruža propustljivost veću od 85% za fotone energije iznad 15 keV i skoro 100% za fotone energije iznad 20 keV. Energetska kalibracija ovog detektora za niskoenergetski region urađena je pomoću izvora X-zraka promenljive energije i izvora Am-241 [73], [74]. Na ovim relativno niskim energijama (oko 100 keV), koje su u ovom eksperimentu od interesa, interakcije u kristalu germanijuma dominantno rezultuju totalnom apsorpcijom energije gama zraka. Ukoliko uzmemo u obzir i da je prozor detektora u potpunosti transparentan za ove fotone, možemo zaključiti da je najveći deo ovog fonskog spektra sa maksimumom niskoenergetskeg kontinuuma na oko 90 keV (slika 99-b) identičan stvarnom spektru zračenja koje stiže do detektora (tj. fotonskom spektru u vazduhu).

Maksimum u merenom spektru na 90 keV može u principu nastati putem fotoefekta za fotone energija oko 90 keV ili Komptonskog rasejanja fotona viših energija (reda nekoliko stotina keV) u aktivnoj zapremini detektora. Kako bi se ova nedoumica razrešila, realizovan je set merenja

tako što su sa gornje strane detektora sukcesivno dodavani tanki slojevi apsorbera od bakra. Ova eksperimentalna postavka prikazana je na slici 100.



Slika 100 Smanjenje niskoenergetskog kontinuuma sa dodatkom slojeva apsorbera

- a) Eksperimentalna postavka za ispitivanje uticaja tankih slojeva apsorbera na niskoenergetski kontinuum
 b) Niskoenergetski deo spektra snimljen HPGe detektorom za različite debljine Cu apsorbera

Za zaklanjanje detektora izabrani su apsorberi od bakra zbog relativno visoke vrednosti atomskog broja i gustine bakra ($Z=29$, $\rho=8960 \text{ kg/m}^3$). Zbog ovakvih karakteristika bakar predstavlja dobar apsorber za niskoenergetske fotone (dominantno putem fotoefekta), a istovremeno ne dovodi do produkcije intenzivnih fluorescentnih X-zraka u energetskom regionu od interesa (iznad 30 keV). Upotreba apsorbera od, na primer, olova dovela bi do stvaranja jakih fluorescentnih X zraka na energijama od 75 keV i 85 keV, što bi značajno deformisalo dobijeni spektar. Apсорberi od bakra ne dovode do ovakvog efekta jer stvaraju fluorescentne X-zrake na energiji od 8 keV.

Kao što se može uočiti na slici 100-b, prisustvo tankog sloja Cu (debljine 0.5 mm) dovelo je do značajnog smanjenja intenziteta regiona spektra oko 90 keV, dok su pozicija maksimuma i spektralna distribucija ostali nepromenjeni. Upravo ovakva promena spektra je očekivana u slučaju kada niskoenergetski fotoni iz vazduha dominantno putem fotoefekta interaguju sa materijalom apsorbera. Ovakvo ponašanje dobijenog spektra ne može predstavljati rezultat interakcije visokoenergetskih fotona sa materijalom apsorbera putem Komptonskog rasejanja, zbog toga što u tom slučaju ne bi došlo do smanjenja intenziteta niskoenergetskog regiona kao ni do pojave maksimuma u merenom spektru.

Sa dodatkom novih slojeva bakra dolazi do daljeg smanjenja intenziteta uz pojavu blagog pomeranja maksimuma spektralne distribucije ka višim energijama usled filtracije

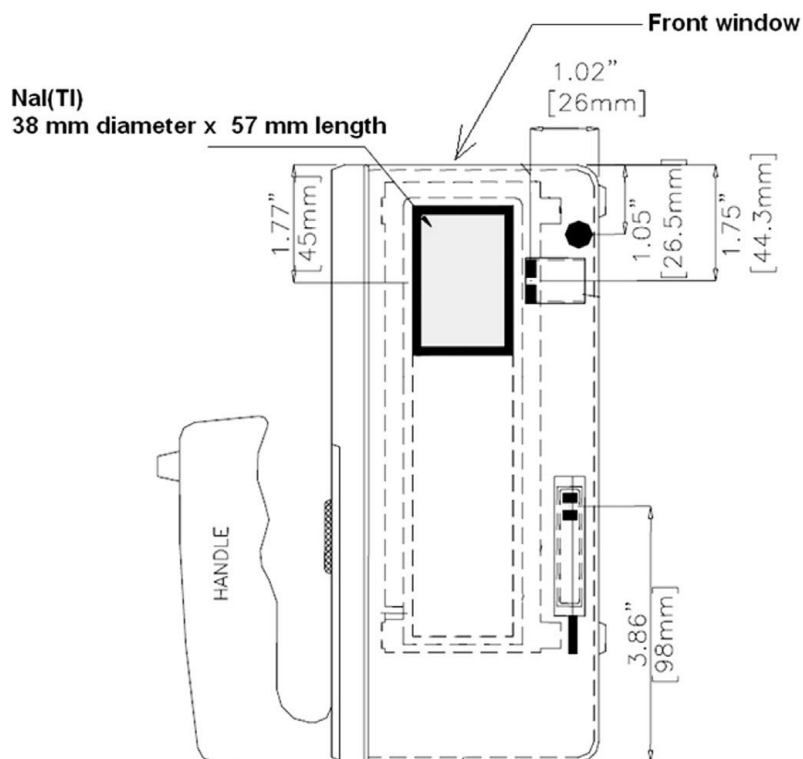
niskoenergetskih fotona. Ovi rezultati kvalitativno potvrđuju da fotonski fluks u vazduhu sačinjavaju niskoenergetski fotoni, sa maksimumom na energiji od oko 90 keV.

Ukupan intenzitet spektra u energetsom intervalu od 30 do 300 keV dobijenom bez Cu apsorbera (spektar označen brojem 1 na slici 100-b) iznosi $R_1=26.3$ c/s, dok je ukupan intenzitet ovog regiona u prisustvu najdebljeg Cu apsorbera, debljine 7 mm (spektar označen brojem 8 na slici 100-b) iznosi $R_8 = 11.5$ c/s. Kako je ova komponenta prisutna u spektru i prilikom postavljanja Cu apsorbera relativno velike debljine, intenzitet od 11.5 c/s reprezentuje doprinos Komptonski rasejanih gama zraka viših energija, u aktivnoj zapremini detektora, pomenutom niskoenergetskom regionu (površina označena sivom bojom na slici 99-b). Stoga, neto intenzitet spektra (površina označena crnom bojom na slici 99-b) određen je na osnovu razlike ova dva intenziteta: $R_d = R_1 - R_8 = (26.3 - 11.5) \text{ c/s} = 14.8 \text{ c/s}$.

7.1.2 *In-situ* merenja

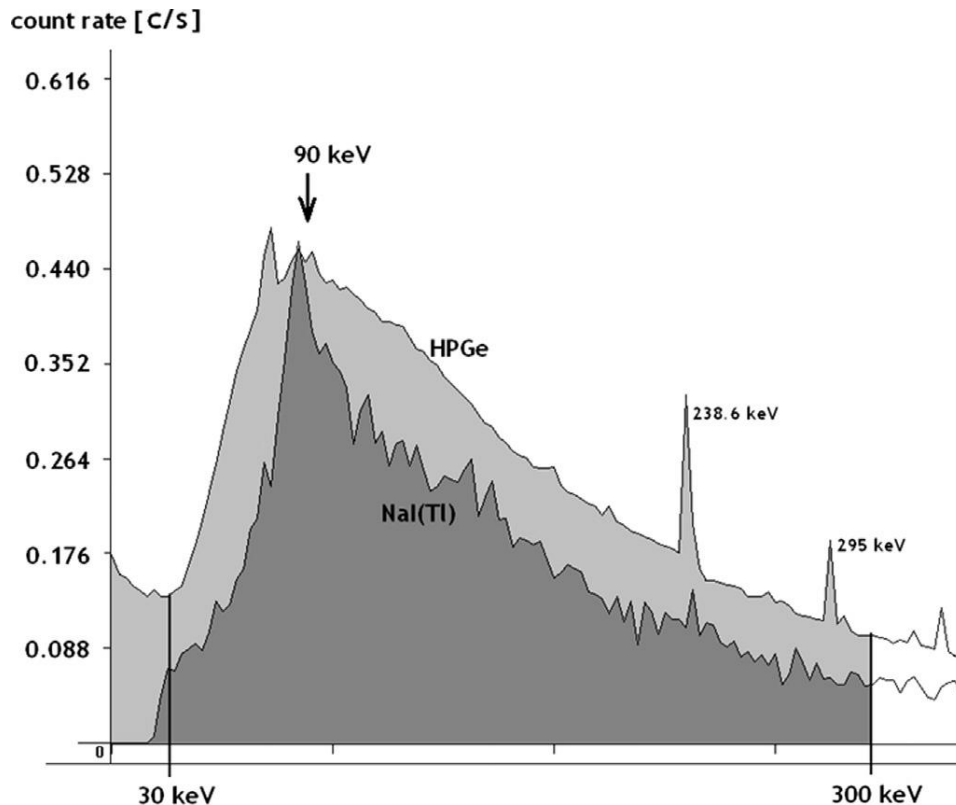
7.1.2.1 *Merenja sa prenosnim NaI(Tl) spektrometrom*

Na intenzitet niskoenergetskog kontinuuma može uticati prisustvo plafona u površinskoj laboratoriji, zbog prirodne radioaktivnosti građevinskih materijala, rasejanja gama zraka u nazad od plafona, kao i produkcije pljuska čestica u plafonu. Upravo su iz tih razloga urađena dodatna merenja sa prenosnim NaI(Tl) gama spektrometrom, u laboratoriji i napolju. Detektor je imao zaštitu od olova debljine 10 cm, a poklopac olovne zaštite je tokom merenja sklonjen, čime je omogućena detekcija fotona samo iz gornje hemisfere. Dimenzije NaI(Tl) kristala su: prečnik iznosi 38 mm, dužina 57 mm, aktivna zapremina detektora iznosi 65 cm^3 . Šematski prikaz ovog detektora dat je na slici 101 [75].



Slika 101 Šematski prikaz prenosnog NaI(Tl) detektora (olovna zaštita ovog detektora nije prikazana)

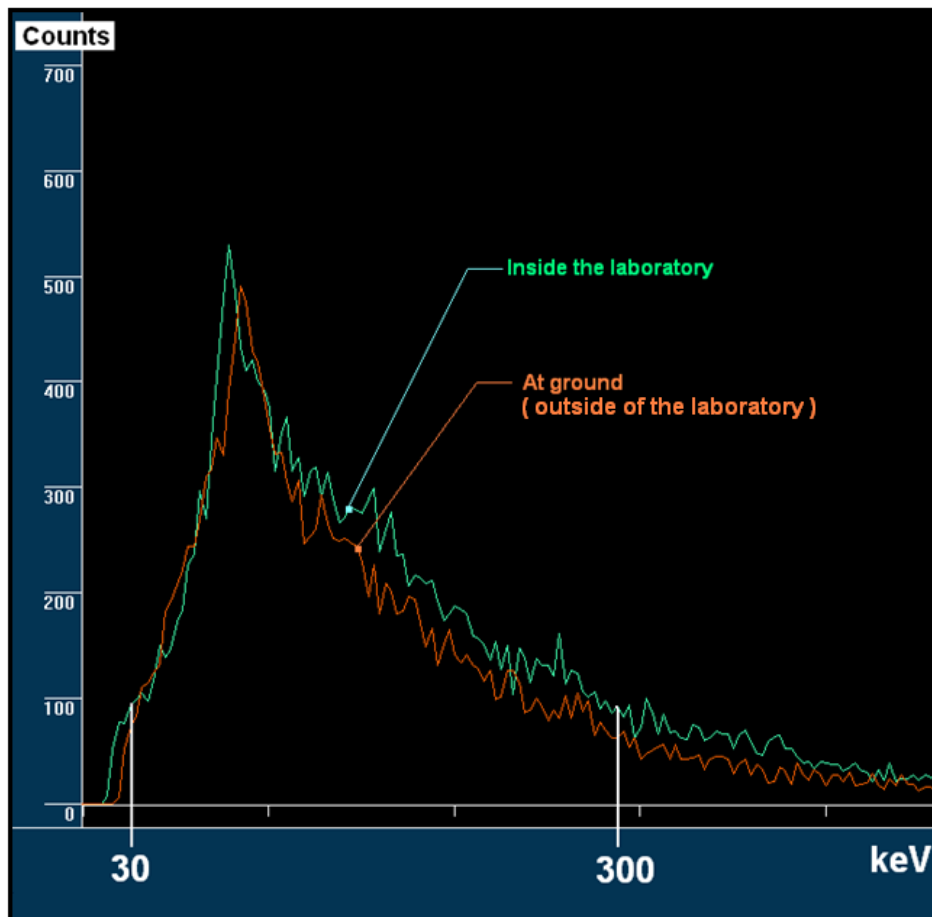
Prvo je upoređen spektar dobijen NaI detektorom unutar laboratorije sa spektrom dobijenim pomoću HPGe detektora (slika 102), pri čemu je u oba slučaja ostvarena detekcija fotona koji stižu do detektora samo iz gornje hemisfere.



Slika 102 Komparacija intenziteta spektara snimljenih unutar laboratorije pomoću HPGe detektora i NaI(Tl) detektora

Ova komparacija pokazala je da oba spektra imaju skoro identičnu distribuciju, odnosno oblik, kao i istu poziciju maksimuma (oko 90 keV). Jedina kvalitativna razlika javlja se na energijama iznad regiona od interesa, tačnije ispod 30 keV, gde spektar NaI(Tl) pokazuje značajan pad koji predstavlja rezultat slabe transparentnosti aluminijskog prozora detektora za fotone ovako niskih energija. Takođe, zbog značajno bolje rezolucije HPGe detektora u poređenju sa NaI(Tl) detektorom, u spektru HPGe detektora se jasno vide gama linije na 238.6 keV (Pb-212) i 295 keV (Pb-214) usled prirodne radioaktivnosti betonskog plafona laboratorije. Iako je sopstvena efikasnost NaI(Tl) scintilatora veća od sopstvene efikasnosti germanijumskog poluprovodničkog detektora, intenzitet energetskog regiona od 30 keV do 300 keV je u spektru dobijenom NaI(Tl) detektorom oko 1.6 puta manji u odnosu na intenzitet odgovarajućeg regiona u HPGe spektru. Do navedene razlike u intenzitetima dolazi usled skoro 6 puta veće aktivne zapremine HPGe detektora u poređenju sa zapreminom NaI(Tl) detektora korišćenom za ova merenja. Ovakva proporcionalnost intenziteta između NaI i HPGe spektara može se iskoristiti za određivanje fluksa fotona iz gornje hemisfere izvan laboratorije pomoću prenosnog NaI(Tl) detektora, ukoliko je odgovarajući fluks fotona prethodno određen unutar laboratorije pomoću HPGe detektora.

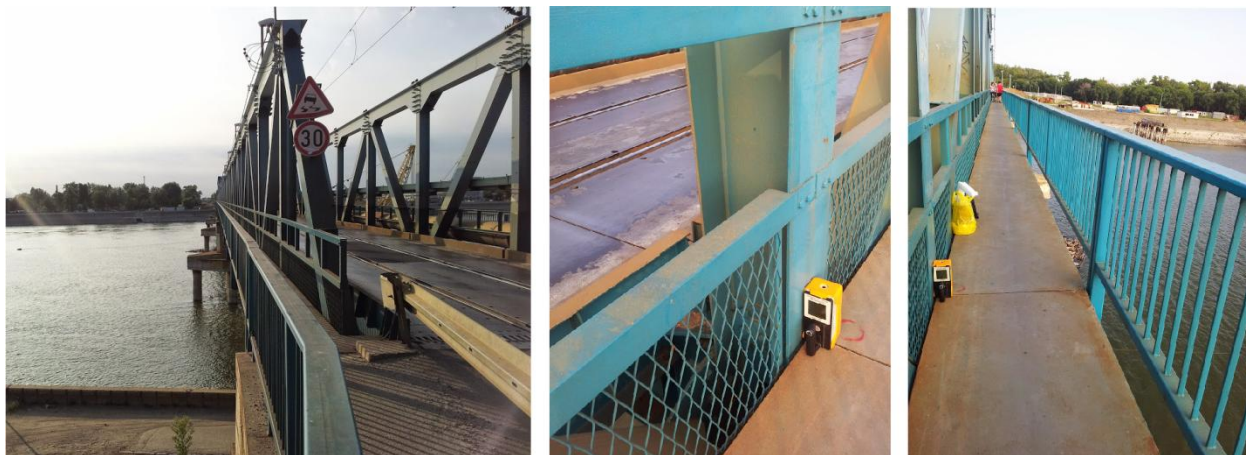
Zatim, urađena su merenja sa prenosnim NaI(Tl) gama spektrometrom unutar i izvan laboratorije i rezultati ovih merenja su predstavljeni na slici 103.



Slika 103 Poređenje niskoenergetskog kontinuuma spektara dobijenih unutar i izvan laboratorije

Kao što se može videti na slici 103, ova merenja su pokazala porast intenziteta niskoenergetskog regiona (30-300 keV) u spektru snimljenom unutar laboratorije, u poređenju sa merenjem napolju, od oko 10%.

U cilju ispitivanja doprinosa kosmičkog zračenja niskoenergetskom delu gama spektra snimljenom napolju, izvršena su merenja prenosnim NaI(Tl) gama spektrometrom relativno daleko od uticaja prirodne radioaktivnosti zemlje, odnosno kada je značajno smanjen efekat rasejanja gama zraka u nazad u vazduhu. Izabrana merna pozicija nalazila se 15 m iznad površine vode, na sredini mosta tj. na oko 180 m od obe obale reke Dunav. Ovaj most je u potpunosti konstruisan od čelika. Prikaz merne pozicije dat je na slici 104.

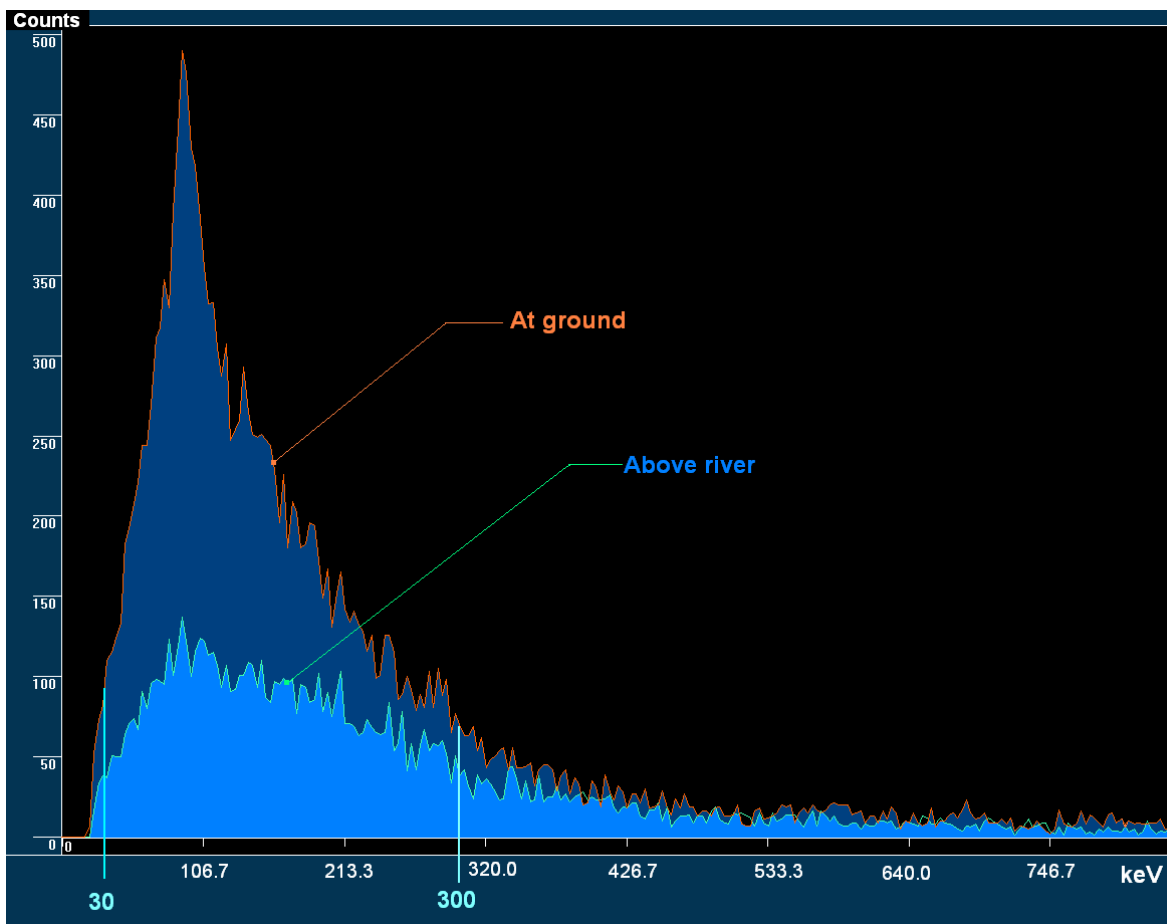


Slika 104 Izabrana merna pozicija u cilju ispitivanja doprinosa kosmičkog zračenja niskoenergetskom delu gama spektra

Ustanovljeno je da je intenzitet niskoenergetskog regiona (30-300 keV) spektra snimljenog na ovoj poziciji oko 2.5 puta manji od odgovarajućeg intenziteta merenog na zemlji. Drugim rečima, intenzitet niskoenergetskog regiona u spektru snimljenom iznad vode ima udeo od 40% u ukupnom intenzitetu ovog regiona (*skyshine* + doprinos kosmičkog zračenja) u spektru snimljenom iznad zemlje (slika 105). Tačnije, lokalna radioaktivnost nije konstantna i ne zavisi samo od mesta merenja, već i od lokalnih meteoroloških uslova [76]. Stoga, udeo od 40% može blago varirati.

Može se očekivati da najveći deo intenziteta niskoenergetskog gama zračenja iznad vode potiče od kosmičkog zračenja. Međutim, 180 m udaljenosti od obale reke Dunav možda nije dovoljna da bi se u potpunosti eliminisao uticaj radioaktivnosti zemlje (*skyshine* komponenta). Stoga, grubo je procenjeno da se polovina registrovanog intenziteta iznad reke može pripisati *skyshine* efektu zbog postojanja prirodne radioaktivnosti obale zemlje blizu reke Dunav.

Na osnovu ove procene dolazimo do zaključka da je fluks niskoenergetskih fotona indukovanih isključivo kosmičkim zračenjem oko 4 puta manji od fluksa fotona koji nastaje samo zbog *skyshine* efekta, na zemlji.



Slika 105 Poređenje niskoenergetskih delova gama spektara prikupljenih napolju:
a) daleko od zemljišta (iznad reke), b) na zemljištu

Izvedeni zaključak da kosmičko zračenje ima mali doprinos u niskoenergetskom opsegu, tačnije manji za red veličine u poređenju sa *skyshine* efektom [62], može biti tačan za lokacije gde je intenzitet *skyshine* efekta izražen, uzimajući u obzir da zavisi od prirodne radioaktivnosti zemlje. Na lokaciji u Novom Sadu, gde je izvršeno merenje, sadržaj radionuklida u zemljištu iznosio je 32(4) Bq/kg, 24(2) Bq/kg i 393(13) Bq/kg za U-238, Th-232 i K-40, respektivno.

Prema tome, doprinos kosmičkog zračenja ukupnom fluksu niskoenergetskih fotona može biti zamaskiran rasejanjem u nazad u vazduhu, i to u različitim iznosima usled povećane radioaktivnosti zemlje, što dovodi do različitih vrednosti relativnih odnosa ovih komponenti.

Međutim, značajan uticaj fluksa niskoenergetskih fotona kosmičkog porekla (odnosno njegove apsolutne vrednosti) na brzinu doze ostaje isti.

Sva realizovana merenja takođe ukazuju na sveprisutni karakter ovog niskoenergetskog zračenja indukovano kosmičkim zračenjem (u zatvorenim prostorijama kao i napolju).

7.1.2.2 Merenja pomoću brojača X-zraka i niskoenergetskih gama zraka

Usled potrebe za sprovođenjem nezavisnog seta direktnih merenja fluksa niskoenergetskih fotona sa istim instrumentom na različitim lokacijama (iznad reke, na zemlji i unutar laboratorije), korišćen je NaI(Tl) brojač specijalno dizajniran za detekciju X-zraka i niskoenergetskih fotona (energetskog opsega od 5 keV do 200 keV). Ovaj detektor ima tanak NaI(Tl) kristal sledećih dimenzija: prečnik iznosi 38 mm, debljina 3 mm (što ga čini neosetljivim za fotone energija iznad 350 keV). Takođe, ovaj detektor ima ulazni berilijumski prozor debljine samo 0.2 mm. Merenjem brzine brojanja fotona iz gornje hemisfere i poznavajući površinu ulaznog prozora (8 cm^2), direktno su određeni odgovarajući fluksevi fotona. Prilikom svih merenja NaI(Tl) sonda je bila šticeana sa svih strana, osim sa gornje strane.

7.2 Rezultati

7.2.1 Određivanje fluksa fotona i elektrona indukovanih kosmičkim zračenjem

Stvarni fluks niskoenergetskih fotona $\Phi_{2\pi sr}$ za energetski region od 30 keV do 300 keV predstavlja broj fotona po metru kvadratnom u sekundi, koji stižu iz gornje hemisfere (2π steradiana) na bilo koju površinu na nivou mora. Vrednost fluksa određena je pomoću eksperimentalno dobijenog fonskog spektra, korišćenjem sledeće jednačine:

$$\Phi_{2\pi sr} = [R_d / (S \varepsilon)] \times (\Omega_{2\pi sr} / \Omega_{exp}),$$

gde je:

R_d – detektovana neto brzina brojanja u energetskom regionu 30-300 keV (slika 99-b) uzrokovana fotonima koji stižu do detektora iz gornje hemisfere unutar definisanog prostornog ugla detektora: $R_d = 14.8 \text{ c/s}$

Ω_{exp} – prostorni ugao unutar kojeg fotoni iz gornje hemisfere stižu do detektora ($\Omega_{exp} \approx 1.1$ steradiana)

S – površina gornje strane Ge kristala ispod ulaznog prozora detektora, koja je izložena upadnim fotonima ($S = 5.024 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2$)

ε – sopstvena efikasnost HPGe detektora za niskoenergetske fotone ($E \sim 100 \text{ keV}$), određena pomoću Monte Karlo simulacija; $\varepsilon \approx 0.9$

$\Omega_{2\pi sr}$ – prostorni ugao koji odgovara ukupnoj gornjoj hemisferi ($\Omega_{2\pi sr} = 6.28$ steradiana).

Na osnovu navedenih vrednosti određen je fluks niskoenergetskih fotona unutar laboratorije: $\Phi_{2\pi sr} \approx 18\,700$ fotona/ (m²s). U skladu sa dodatnim merenjem izvedenim van laboratorije, na zemljištu, dobijena vrednost treba da se umanjí za oko 10% (korekcija usled uticaja plafona na merenja), odnosno iznosi $\Phi_{2\pi sr}$ (van lab.) $\approx 16\,800$ fotona/ (m²s). Dalje, na osnovu poređenja merenja na zemljištu i iznad reke (udaljeno od uticaja prirodne radioaktivnosti zemljišta) ustanovljeno je da fluks niskoenergetskih fotona iznad reke iznosi oko 40% prethodno navedene vrednosti, tj. $\Phi_{2\pi sr}$ (iznad reke) $\approx 6\,700$ fotona/ (m²s). Konačno, na osnovu procene da je skoro polovina ovog intenziteta iznad reke i dalje indukován *skyshine* efektom, fluks niskoenergetskih fotona indukovanih isključivo kosmičkim zračenjem iznosi $\Phi_{2\pi sr}$ (kosmičko) ~ 3300 fotona/ (m²s).

Nezavisno od prethodno navedenih rezultata koji su bazirani na spektrima HPGe i NaI(Tl) spektrometara, fotonski fluks je direktno dobijen na osnovu merenja sa NaI(Tl) brojačem specijalno dizajniranim za detekciju fotona niskih energija.

Fluks fotona iz gornje hemisfere određen je pomoću relacije:

$$\Phi = R(\epsilon \cdot S),$$

gde je:

R – brzina brojanja [c/s],

ϵ – sopstvena efikasnost brojača za fotone energija ~ 90 keV

S – površina ulaznog prozora (8 cm²).

Za brojač koji je korišćen za navedena merenja, pomoću Monte Karlo simulacija, određena je sopstvena efikasnost za fotone energija ~ 90 keV gde se nalazi maksimum niskoenergetskog regiona gama spektra: $\epsilon_{(\sim 90\text{keV})} \approx 0.7$.

Na osnovu brzine brojanja detektovane unutar laboratorije ($R_{lab} = 8\text{ s}^{-1}$), na zemljištu van laboratorije ($R_{napolju} = 7\text{ s}^{-1}$) i iznad reke ($R_{reka} = 3\text{ s}^{-1}$), određene su sledeće vrednosti fluksa:

a) unutar laboratorije: $14\,300\text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$

b) izvan laboratorije: $12\,500\text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$

c) iznad reke: $5300\text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$

Ovi rezultati upoređeni su sa vrednostima fluksa određenih na osnovu merenja sa HPGe i NaI(Tl) spektrometrima. Poređenje rezultata prikazano je u tabeli 18.

Mesto merenja	Fluks fotona [$\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}$]	Fluks fotona [$\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}$]	Relativna razlika [%]
	Spektrometrijska metoda merenja	Brojačka metoda merenja	
Unutar laboratorije	18700	14300	~23
Izvan laboratorije	16800	12500	~25
Iznad reke	6700	5300	~21
Fluks fotona indukovanih isključivo kosmičkim zračenjem	~ 3300	~ 2700	~18

Tabela 18 Fluks fotona iz gornje hemisfere određen na osnovu različitih merenja (za energetski region 30-300 keV)

Na osnovu vrednosti datih u tabeli 18 može se zaključiti da se vrednosti fluksa fotona određene pomoću spektrometrijskih merenja veoma dobro slažu sa vrednostima fluksa fotona dobijenih merenjem brojačem.

U daljim analizama korišćena je srednja vrednost fluksa fotona indukovanih isključivo kosmičkim zračenjem, koja se dobija na osnovu vrednosti oba tipa merenja:

$$\Phi_{\text{fotona (kosmička komp.)}} = \frac{3300 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1} + 2700 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}}{2} = 3000 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1} .$$

Očekivani fluks niskoenergetskih elektrona (oko 100 keV) indukovanih kosmičkim zračenjem iznosi oko 1/10 fluksa niskoenergetskih fotona kosmičkog porekla, tj. $\Phi_{\text{elektrona}} / \Phi_{\text{fotona}} \approx 0.10$.

Na osnovu ovog odnosa i prethodne procene vrednosti fluksa fotona indukovanih kosmičkih zračenjem, odgovarajući fluks niskoenergetskih elektrona iznosi:

$$\Phi_{\text{elektrona (kosmička komp.)}} = 300 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1} .$$

7.2.2 Određivanje primljenih doza pomoću Monte Karlo simulacija

Polazeći od dobijenih vrednosti fluksa niskoenergetskih fotona i elektrona može se proceniti apsorbovana doza za ljude, primljena usled ovog zračenja.

Za ove potrebe urađena je Monte Karlo simulacija pomoću GEANT4 simulacionog paketa [77]. Uzimajući u obzir sveprisutan karakter zračenja, smatra se da je ljudsko telo konstantno izloženo ovom ultra-niskoenergetskom zračenju.

Za procenu srednje godišnje apsorbovane doze od niskoenergetskih fotona i elektrona, bilo je neophodno primeniti nekoliko pretpostavki:

- Srednja energija zračenja, koje reprezentuje fluks niskoenergetskog zračenja, iznosi 100 keV
- Za masu ljudskog dela i površine ljudske kože uzete su vrednosti ekvivalentne sledećim tipičnim vrednostima: 70.8 kg [78] i 1.8 m² [79]
- Meko tkivo je ekvivalentno vodi
- Površina ljudskog tela koja je izložena fluksu elektrona iznosi 20% ukupne površine tela (ovo smanjenje objašnjava se prisustvom odeće na telu). Stoga, procenjene doze za elektrone odnose se samo na otkrivene delove kože, tj. površinu od oko 0.4 m².

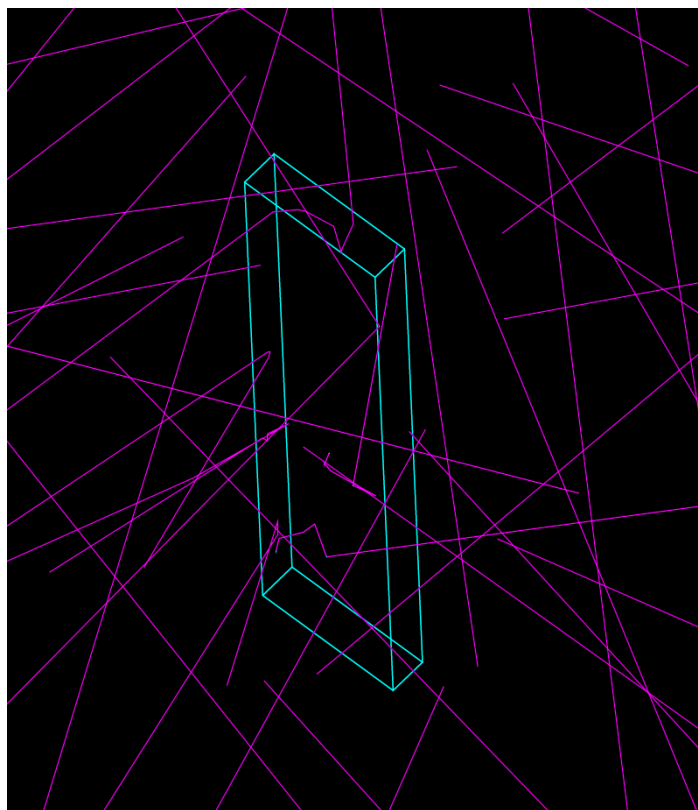
7.2.2.1 Doza od niskoenergetskih fotona indukovanih kosmičkim zračenjem

Za određivanje apsorbovane doze koja potiče od niskoenergetskih fotona u simulaciji se koristi pojednostavljena geometrija ljudskog tela.

Ljudsko telo predstavljeno je kvadrom sa vodenom matricom, dimenzija: visina – 1.74 m, širina – 0.4 m, debljina – 0.102 m, do kojeg sa svih strana dolaze niskoenergetski fotoni (slika 106).

Masa i površina kvadra definisanog na ovaj način iznose 71 kg i 1.83 m², što odgovara tipičnim vrednostima za ljudsko telo.

Fotoni energija 100 keV generisani su u prostoru oko kvadra, koji je ispunjen vazduhom pod normalnim uslovima. Fotoni se izotropno generišu ka donjoj hemisferi, tako da pokrivaju prostorni ugao od 2π steradijana.



Slika 106 Kvadar sa vodenom matricom koji odgovara masi, površini i visini ljudskog tela – okružen je fotonima energije 100 keV (ljubičaste trajektorije).

Na slici je prikazano samo 50 događaja od 5×10^7 događaja generisanih u simulaciji.

U simulaciji je ukupno generisano 5×10^7 događaja, od kojih je 7.133×10^5 interagovalo sa ovim kvadrom. Fotoni koji su interagovali sa kvadrom doveli su do depozicije energije od $\Delta E = 2.736 \times 10^7$ keV (4.3831×10^{-9} J). Ukoliko deponovanu energiju ΔE podelimo sa masom tela (71 kg), dobijamo apsorbovanu dozu koja iznosi 6.1734×10^{-11} Gy. Uzimajući u obzir površinu kvadra od 1.79 m^2 koja je izložena fotonima (donja baza kvadra je isključena iz proračuna usled upadnih putanja fotona), kao i vrednost fluksa niskoenergetskih fotona kosmičkog porekla koja iznosi $3000 \text{ fotona/ (m}^2\text{s)}$, zaključeno je da u realnosti oko 5400 fotona u sekundi interaguje sa ljudskim telom. Prema tome, pomenuta vrednost apsorbovane doze se deponuje unutar ljudskog tela za oko 132 s ($7.133 \times 10^5 \text{ fotona} / 5400 \text{ fotona s}^{-1} = 132 \text{ s}$).

Ukoliko se apsorbovana doza podeli sa izračunatim vremenom za koje se ona deponuje u ljudskom telu, brzina apsorbovane doze usled niskoenergetskih fotona kosmičkog porekla iznosi 4.68×10^{-13} Gy/s. Na osnovu ove vrednosti, godišnja apsorbovana doza koju primi ljudsko telo iznosi 0.015 mGy. Ovom zračenju izloženo je celo telo, te vrednost ukupnog tkivnog težinskog faktora iznosi 1, dok za fotone jonizujućeg zračenja faktor kvaliteta iznosi takođe 1. Stoga, za vrednost efektivne doze dobijamo 0.015 mSv.

7.2.2.2 Doza od niskoenergetskih elektrona indukovanih kosmičkim zračenjem

Nasuprot niskoenergetskim fotonima, elektroni niskih energija bivaju apsorbirani samo unutar ljudske kože.

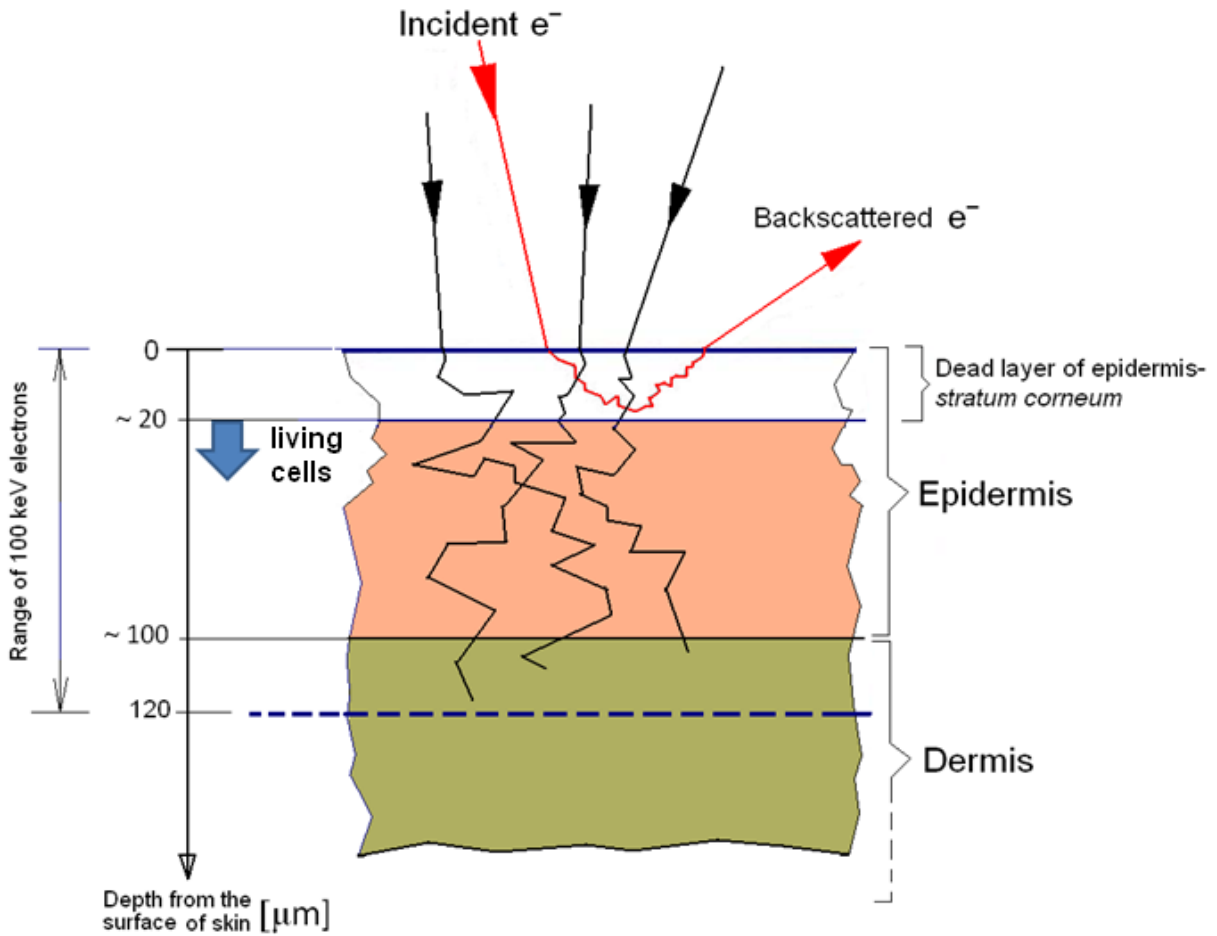
Gornji sloj epidermisa, *stratum corneum*, sačinjen je od mrtvih ćelija kože i ima debljinu između 10 μm i 20 μm . Debljina donjeg sloja epidermisa tzv. germinativnog sloja, kreće se u intervalu od 55 μm do 80 μm [80].

U referenci [81] jasno je prikazano da domet elektrona energije 100 keV u vodi (koja reprezentuje slojeve kože epidermis-dermis) iznosi oko 120 μm . Stoga će elektroni ovako niskih energija biti uglavnom apsorbirani unutar epidermisa, a samo malim delom unutar dermisa.

Međutim, treba uzeti u obzir da je za tkiva relevantna samo energija elektrona koja se deponuje ispod mrtvog sloja epidermisa, odnosno tkiva između 20 μm i 120 μm u odnosu na površinu kože (slika 107).

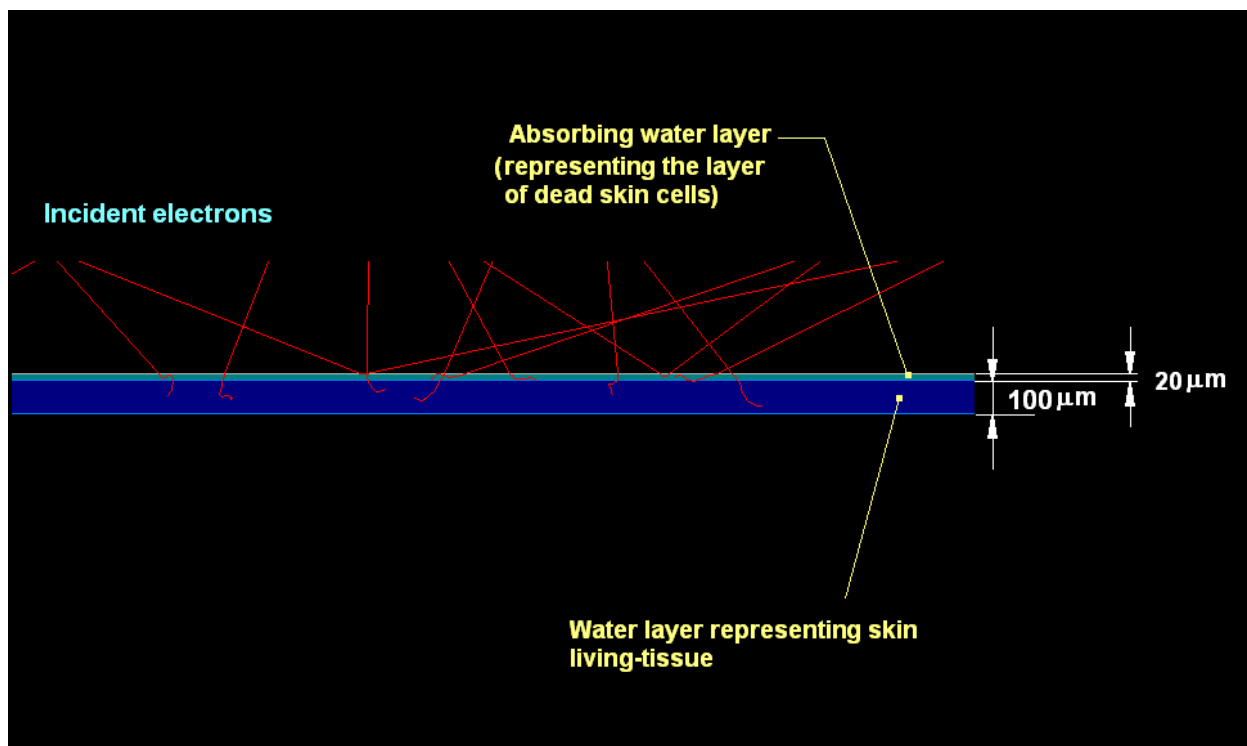
Prema tome, samo će elektroni čija je energija deponovana unutar sloja od 20 μm do 120 μm u odnosu na površinu kože doprinostiti dozi koju primi ljudska koža.

Odgovarajuća masa ovog sloja kože, debljine 100 μm , iznosi oko 0.04 kg, imajući u vidu da površina kože koja je izložena fluksu elektrona iznosi 0.4 m^2 (20% ukupne površine tela).



Slika 107 Šematski prikaz strukture ljudske kože i interakcije elektrona sa slojevima epidermis-dermis

U simulaciji ovog procesa ukupno je generisano 1×10^7 elektrona energije 100 keV. Ovi elektroni su izotropno generisani unutar 2π steradijana, tako da padaju na tanke slojeve vode koji reprezentuju ljudsku kožu (slika 108).



Slika 108 Prikaz nekoliko putanja elektrona koji padaju na model ljudske kože, iz simulacije. Ukupan broj generisanih elektrona energije 100 keV iznosi 1×10^7 .

Gornji sloj vode (debljine $20 \mu\text{m}$) ima ulogu apsorbera (imitirajući sloj mrtvih ćelija kože) i direktno je izložen fluksu elektrona, dok donji sloj vode (debljine $100 \mu\text{m}$), predstavlja živo tkivo do kojeg elektroni dopiru ukoliko prođu kroz gornji sloj apsorbera.

U simulaciji određena je energija deponovana od strane elektrona u donjem sloju mase 0.04 kg i površine 0.4 m^2 : $\Delta E_e = 5.459 \times 10^8 \text{ keV}$ ($8.748 \times 10^{-8} \text{ J}$). Stoga, odgovarajuća apsorbovana doza za ovaj sloj iznosi $2.187 \times 10^{-6} \text{ Gy}$. Poznavajući fluks niskoenergetskih elektrona kosmičkog porekla ($300 \text{ elektrona}/(\text{m}^2\text{s})$), možemo zaključiti da broj elektrona koji stigne na površinu kože od 0.4 m^2 iznosi 120 elektrona/s . Prema tome, vreme neophodno za ostvarivanje pomenute apsorbovane doze iznosi $83\,333 \text{ s}$ ($1 \times 10^7 \text{ upadnih elektrona} / 120 \text{ elektrona s}^{-1} = 83\,333 \text{ s}$).

Na osnovu ovih izračunatih vrednosti, brzina apsorbovane doze iznosi $2.62 \times 10^{-11} \text{ Gy/s}$, što za period od jedne godine iznosi 0.83 mGy . Stoga, godišnja ekvivalentna doza (uglavnom epidermalna) iznosi 0.83 mSv . Uzimajući u obzir tkivni težinski faktor za kožu koji iznosi 0.01 [82], ova vrednost odgovara godišnjoj efektivnoj dozi od oko 0.0083 mSv .

7.3 Pregled dobijenih rezultata

Dobijeni rezultati ukazuju na značaj niskoenergetskog zračenja kosmičkog porekla usled interakcije niskoenergetskih fotona sa celim telom, dok se niskoenergetski elektroni lokalno apsorbuju, dominantno unutar epidermalnog sloja.

Procenjeno je da doza koja potiče samo od niskoenergetskih fotona dostiže oko 5% efektivne godišnje doze od 0.270 mSv [83], koja se često navodi kao doza koju ljudi prime za godinu dana od direktno jonizujućih komponenti (tj. naelektrisanih čestica) i fotonske komponente kosmičkog zračenja na nivou mora.

Dodatno, epidermalna godišnja apsorbovana doza samo od niskoenergetskih elektrona iznosi oko 0.83 mGy, iako se ova vrednost odnosi samo na otkrivene delove kože (površine koje nisu pokrivena odećom).

Konačno, izvršena procena godišnje efektivne doze samo od niskoenergetskih elektrona i fotona ($0.0083 \text{ mSv} + 0.015 \text{ mSv} = 0.0233 \text{ mSv}$) čini skoro 9% efektivne godišnje doze od 0.270 mSv, koja se na nivou mora pripisuje visokoenergetskom zračenju (mionima, elektronima, protonima i fotonima, zbirno).

8 Zaključak

U ovoj disertaciji su prikazani rezultati kompleksnih istraživanja uticaja kosmičkog zračenja na nuklearne spektre na nivou mora. Na manjim nadmorskim visinama kosmičko zračenje čine pretežno visokoenergetski mioni. Visokoenergetski mioni dopiru i do duboko podzemnih laboratorija gde mogu dati doprinos spektralnom regionu ispod 100 keV u kojoj bi hipotetički WIMP-ovi trebali da se registruju u vidu njihovog očekivanog kontinualnog spektra.

U prvom eksperimentu je pokazano kako se mionski doprinos može kvantifikovati i razložiti na vremenske komponente. Ovi rezultati se mogu koristiti kako za isticanje pojedinih slabih linija u gama spektrima germanijumskog detektora biranjem odgovarajućeg koincidentnog intervala, tako i za odbacivanje mionima indukovanih događaja (u antikoincidentnom režimu rada).

U drugom eksperimentu je razvijen savršeniji merni sistem MIREDO (baziran na trostrukim koincidencijama) u kojem je minimiziran uticaj olovne zaštite na produkciju sekundarnog zračenja u meti. Na ovom sistemu su dobijeni prvi kvantitativni rezultati o produkciji mionima indukovano niskoenergetskog (< 500 keV) kontinualnog zračenja u uzorcima CaO, NaCl i SiC. Odnosi intenziteta produkovanih kontinuuma poreklom iz različitih materijala, koji su dobijeni eksperimentalnim putem su u veoma dobroj saglasnosti sa odgovarajućim odnosima nađenim iz Monte-Karlo simulacija pomoću GEANT4 softvera. Određeni su preseči za produkciju kontinualnog zračenja za nekoliko energetskih oblasti i njihova zavisnost od rednog broja (Z) materijala mete.

U novijim naučnim publikacijama se mogu naći podaci o tome da neutrini sa Sunca mogu da utiču na brzinu radioaktivnog raspada. Ove tvrdnje koje radikalno narušavaju principe savremene fizike su proveravane na primeru radioaktivnog raspada H-3. Pomoću viskostabilisanog tečnog scintilacionog spektrometra „Quantulus“ otklanjanjem svih instrumentalnih efekata je nedvosmisleno pokazano da, bar kada je u pitanju beta raspad H-3 tokom perioda merenja, ne postoje neregularnosti u radioaktivnom raspadu, tj. da ne postoje kosmički uticaji u okviru granica osetljivosti eksperimenta.

Dosadašnji eksperimentalni rezultati pokazuju da u svim gama spektrima poreklom iz gornje hemisfere na otvorenom prostoru u regionu ispod 100 keV postoji kontinualna raspodela sa maksimumom na oko 90 keV. Ranija tumačenja ove raspodele su bila bazirana na pretpostavci da ovaj deo spektra potiče gotovo isključivo od terestrijalnog gama zračenja koje se rasejava unazad od atmosfere. Brojnim laboratorijskim i terenskim merenjima je u okviru disertacije pokazano da ovoj spektralnoj raspodeli na malim nadmorskim visinama (< 100 m) bitno doprinose i sekundarni niskoenergetski fotoni kosmičkog porekla. Takođe je pokazano da ova ultra-niskoenergetska komponenta kosmičkog zračenja (zajedno sa odgovarajućim fluksom elektrona) doprinosi apsorbovanoj dozi na površini Zemlje koju primaju organizmi, uključujući i čoveka.

Rezultati dobijeni u ovoj disertaciji otvaraju i prostor za dalja istraživanja. Nadogradnja sistema MIREDO sa mionskim *tracker*-om bi omogućila analizu zavisnosti proizvodnje niskoenergetskog kontinuuma od rednog broja materijala, sa bitno smanjenim uticajem okruženja (olovne zaštite germanijumskog detektora). Takođe, dodatkom brzih elektronskih komponenti za digitalno procesiranje signala, stvorili bi se uslovi za izučavanje kosmičkih pljuskova koji se razvijaju u materijalima u okolini detekcionog sistema.

Pomoću simulacija baziranih na programskom paketu GEANT4 moći će se izučavati i brojni drugi problemi vezani za interakciju kosmičkog zračenja sa materijom.

Literatura

1. Peter K.F. Grieder, Cosmic rays at Earth: researcher's reference manual and data book, 2001 Elsevier Science B.V. (ISBN 0-444-50710-8)
2. D.F. Measday, The nuclear physics of muon capture, Physics Reports 354 (2001) 243–409
3. I. Bikit, D. Mrđa, J. Slivka, K. Bikit – O kalibraciji gama-spektrometara, Zbornik radova 27. Simpozijum DZZ SCG, Vrnjačka banja, 2013, str. 379-389
4. William R. Leo, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, 1987, Springer-Verlag Berlin Heidelberg (ISBN 3-540-17386-2)
5. Sisti M., CRESST-a Cryogenic Experiment for Dark Matter Search, Hieronymus, München, ISBN 3-89791-050-0, p.12, 1999
6. Felix Kahlhoefer-Sensitivity of Liquid Xenon Detectors for Low Mass Dark Matter, University of Heidelberg, Diploma thesis, 2010
7. Particle Data Group Collaboration, K. Nakamura, “Review of particle physics”, J. Phys. G37 (2010) 075021
8. M. Bravin et al., The CRESST dark matter search, Astroparticle Physics 12 (1999) 107–114
9. I. Bikit et al., Production of X-rays by cosmic-ray muons in heavily shielded gamma-ray spectrometers, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A 606 (2009) 495–500
10. J.M. Puzovic, I.V. Anicin, Production of positron annihilation radiation by cosmic-rays near sea level, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A 480 (2002) 565–570
11. Joa Ljungvall, John Nyberg, A study of fast neutron interactions in high-purity germanium detectors, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A 546 (2005) 553–573
12. L. Stodolsky, Features of fast neutrons in dark matter searches, Astroparticle Physics 35 (2011) 114–118
13. Leo Stodolsky et al., The CRESST II Dark Matter Search, arXiv:1203.6835v1[astro-ph.CO] 30 March, 2012
14. F. Pointurier et al., Cosmic-ray induced background reduction by means of an anticoincidence shield, Appl. Radiat. Isot. 47 (9/10) (1996) 1043–1048
15. G. Heusser, Cosmic ray-induced background in Ge-spectrometry, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B 83 (1993) 223–228
16. G. Heusser, Cosmic ray interaction study with low-level Ge-spectrometry, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A 369 (1996)
17. I. Bikit et al., Coincidence techniques in gamma-ray spectroscopy, Physics Procedia 31 (2012) 84 – 92
18. I. Bikit et al., Methods of Low Level Gamma Spectroscopy, chapter in Gamma Rays: Technology, Applications and Health Implications, Nova Science Publishers Inc., pp. 41-73, 2013 (ISBN: 978-1-62257-697-5)

19. D. Mrđa et al., Detector background reduction by passive and active shielding, Proceedings of the 9th Symposium of the Croatian Radiation Protection Association, Krk, Croatia, 2013, pp. 508-513
20. D. Mrda et al, Time resolved spectroscopy of cosmic-ray muons induced background, *Astroparticle Physics* 42 (2013) 103–111
21. ORTEC, GMX Series Coaxial HPGe Detector Product Configuration Guide
22. P.P. Povinec et al., IAEA-MEL's underground counting laboratory (CAVE) for the analysis of radionuclides in the environment at very low-levels, *J. Radioanal. Nucl. Chem.* 263 (2) (2005) 441–445
23. A. Caldwell et al., Measurement of the time development of particle showers in a uranium scintillator calorimeter, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* 330 (1993) 389–404
24. D. Barker et al., Muon-induced background study for an argon-based long baseline neutrino experiment, *Phys. Rev. D* 86 (2012) 054001
25. T. Schroettner et al., A high-resolution, multiparameter, β - γ coincidence, μ - γ anticoincidence system for radionuclide measurement, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* 621 (2010) 478–488
26. D. Mrda et al., First tests of the active shield for a gamma ray spectrometer, *Radiat. Meas.* 42 (2007) 1361–1367
27. K. Bikit et al., Investigation of cosmic-ray muon induced processes by the MIREDO facility, *Applied Radiation and Isotopes* 87 (2014) 77–80
28. J.M. Puzovic, I.V. Anicin, Production of positron annihilation radiation by cosmic-rays near sea level, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* 480 (2002) 565–570
29. ANGLE 3 Semiconductor detector efficiency calculations software, 2013. (www.dlabac.com)
30. K. Bikit et al., Studies of the low-energy gamma background, *Physics Procedia* 59 (2014) 56-62
31. L' Annunziata : Handbook of radioactivity analysis, Second edition, 2003, Elsevier USA
32. A. Khalfin, *Zh. Eksp, Teor. Fiz.* 33 (1958) 1371
33. L. Fonda, G.C. Ghirardi, A. Rimini, Decay theory of unstable quantum systems, *Rep. Prog. Phys.* 41 (1978) 587
34. R.G. Newton, The exponential decay law of unstable systems, *Ann. Phys.* 14 (1961) 333
35. D.H. Byers, R. Stump, Effects of low temperature on the technetium-99m lifetime, *Phys. Rev.* 112 (1958) 77–79
36. R.A. Porter, W.G. McMillan, Effect of compression on the decay rate of Tc^{99m} metal, *Phys. Rev.* 117 (1960) 795–800
37. I. Bikit et al., Depopulation of the 6h isomeric state of ^{99}Tc by photon irradiation, *J. Phys. G19* (1993) 1365–1372

38. I. Bikit et al., De-excitation of ^{180m}Ta by ^{60}Co Gamma rays, *Astrophys. J. Lett.* 522 (1999) 419
39. E.D. Falkenberg, Radioactive decay caused by neutrinos?, *Apeiron* 8 (2001) 32
40. P.A. Sturrock et al., Analysis of gamma radiation from a radon source. Indications of a solar influence, *Astropart. Phys.* 36 (2012) 18–25
41. J.H. Jenkins, E. Fischbach, Perturbation of nuclear decay rates during the solar flare of 2006 December 13, *Astropart. Phys.* 31 (2009) 407–411
42. J.H. Jenkins et al., Evidence of correlations between nuclear decay rates and Earth–Sun distance, *Astropart. Phys.* 32 (2009) 42–46
43. J.H. Jenkins, D.W. Mundy, E. Fischbach, Analysis of environmental influences in nuclear half life measurements exhibiting time-dependent decay rates, *Nucl. Instr. Methods A* 620 (2010) 332–342
44. D.P. Veprev, V.I. Muromtsev, Evidence of solar influence on the tritium decay rate, *Astropart. Phys.* 36 (2012) 26–30
45. Quantulus 1220, Instrument Manual, Ultra Low Level Liquid Scintillation Spectrometer, PerkinElmer, 2002, 1220-931-06
46. K. Bikit et al., Reinvestigation of the irregularities in the ^3H decay, *Astroparticle Physics* 47 (2013) 38–44
47. The weather in Novi Sad (<http://www.vreme.in.rs>)
48. H. Svensmark, T. Bondo, J. Svensmark, Cosmic ray decreases affect atmospheric aerosols and clouds, *Geophys. Res. Lett.* 36 (2009) L15101. 4
49. L.L. Lucas, M.P. Unterweger, Comprehensive review and critical evaluation of the half-life of tritium, *J. Res. Natl. Inst. Stand. Technol.* 105 (2000) 541–549
50. W.H. Press et al., *Numerical Recipes in Fortran 77 – The Art of Scientific Computing*, Cambridge University Press (1992) 569–573
51. M. Ackermann et al., A cocoon of freshly accelerated cosmic rays detected by fermi in the Cygnus superbubble, *Science* 334 (2011) 1103–1107
52. W.D. Apel et al., Time structure of the EAS electron and muon components measured by the KASCADE-Grande experiment, *Astropart. Phys.* 29 (2008) 317–330
53. W. R. Binns, Cosmic-Ray Origins, *Science* Vol. **334** no. 6059, (2011) 1071-1072
54. E. M. Hafner, Cosmic Electromagnetic Radiation, *Science* Vol. **145** no. 3638, (1964) 1263-1271
55. G. Sigl, Ultrahigh-Energy Cosmic Rays: Physics and Astrophysics at Extreme Energies, *Science* Vol. **291** no. 5501, (2001) 73-79
56. S. Tavernier, *Experimental Techniques in Nuclear and Particle Physics*, 2010, (Springer-Verlag, Berlin Heidelberg), p.58.
57. A.D. Erlykin, A.W. Wolfendale, Cosmic ray effects on cloud cover and their relevance to climate change, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* **73** (2011) 1681–1686

58. I.G. Usoskin et al., Cosmic ray-induced ionization in the atmosphere: spatial and temporal changes, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* **66** (2004) 1791–1796
59. P.I.Y. Velinov, L.N. Mateev, Improved cosmic ray ionization model for the system ionosphere–atmosphere—Calculation of electron production rate profiles, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* **70** (2008) 574–582
60. G.A. Bazilevskaya et al., Effects of cosmic rays on the Earth's environment, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* **62** (2000) 1577-1586
61. A.K. Singh et al., Impact of galactic cosmic rays on Earth's atmosphere and human health, *Atmospheric Environment* **45** (2011) 3806-3818
62. A.L. Mitchell, R.T. Kouzes, J.D. Borgardt, Skyshine Contribution to Gamma Ray Background Between 0 and 4 MeV, Pacific Northwest National Laboratory, 2009 (Washington 99352, PNNL-18666)
63. J. Swarup, Photon spectra of gamma rays backscattered by infinite air. II. Skyshine, *Nucl. Instr. and Meth.* **172**, Issue 3, (1980) 559–566
64. T.P. Dachev, Profile of the ionizing radiation exposure between the Earth surface and free space, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* **102** (2013) 148–156
65. D. Atri, A.L. Melott, Biological implications of high-energy cosmic ray induced muon flux in the extragalactic shock model, *Geophys. Res. Lett.* Vol.38 (2011) L19203, doi: 10.1029/2011GL049027
66. D.A.H. Rasolonjatovo et al., Measurement for the Dose-rates of the Cosmic-ray Components on the Ground, *J.Radiat.Res.* **43**:Suppl., (2002) S27-S33
67. Yu.I. Stozhkov et al., Long-term (50 years) measurements of cosmic ray fluxes in the atmosphere, *Advances in Space Research* **44** (2009) 1124–1137
68. L. Desorgher et al., Atmocosmics: A Geant4 code for computing the interaction of cosmic rays with the Earth's atmosphere, *International Journal of Modern Physics A*, Vol. **20**, No. **29**, (2005) 6802-6804
69. V.S. Makhmutov et al., Evaluation of solar proton spectra using balloon cosmic ray observations and Monte Carlo simulation results, *Advances in Space Research* **39**, (2007) 1458–1461
70. G.A. Bazilevskaya et al., Ionizing particle fluxes in the near-ground atmosphere, *Proc. 32nd ICRC, Beijing, IHEP*, Vol. **11** (2012) 330-333
71. G.A. Bazilevskaya et al., Cosmic rays and radioactivity in the near-ground level of the atmosphere, *Journal of Physics: Conference Series* **409**(1), (2013) 012213/1-4
72. D. Mrđa, I. Bikit, **K. Bikit**, J. Slivka, I. Aničin - Study of radiation dose induced by cosmic-ray origin low-energy gamma rays and electrons near sea level, *Journal of Atmospheric and Solar-terrestrial Physics*, **123** (2015) 55-62
73. AMERSHAM, The Radiochemical Centre, USA, 1975., Variable X-ray source, code AMC.2084, Data Sheet 11196
74. FRAMATOME ANP, CERCA LEA, France, 2005. Calibration certificate N0 CT/040885/05/0186

75. SAIC Exploranium – GR-135 System Manual, 2004. Part #87317-1 Rev.3.4 , Mississauga, Ontario L5T 2V7 Canada
76. Walburton et al., Nature, 207 (1965) 181
77. Geant4 Collaboration, Geant4 User's Guide for Application Developers, 2012, Version: geant4 9.6.0, (<http://geant4.web.cern.ch/geant4/UserDocumentation/UsersGuides/ForApplicationDeveloper/html/>)
78. S.C. Walpole et al., The weight of nations: an estimation of adult human biomass, BMC Public Health, 12:439 (2012) doi: 10.1186/1471-2458-12-439
79. J. Kielhorn, S. Melching-Kollmuß, I. Mangelsdorf, Environmental Health Criteria 235, Dermal Absorption, World Health Organization, Geneva, 2006, ISBN 92 4 157235 3, p.10
80. J. Sandby-Møller, T. Poulsen, H.C. Wulf, Epidermal thickness at different body sites: relationship to age, gender, pigmentation, blood content, skin type and smoking habits, Acta Derm Venereol. **83** (2013) 410-413
81. Z. Francis et al., Stopping power and ranges of electrons, protons and alpha particles in liquid water using the Geant4-DNA package, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B **269**, Issue 20, (2011) 2307-2311
82. INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY, Radiation, People and the Environment, 2004, IAEA/PI/A.75/04-00391
83. UNSCEAR 2000 REPORT Vol.I, Sources and effects of ionizing radiation, Annex B: Exposures from natural radiation sources, Report to the General Assembly of the United Nations with Scientific Annexes, 2000, United Nations sales publication E.00.IX.3, New York, pp.84-89

Biografija



Rođena 22. 06. 1987. u Novom Sadu.

Završila osnovnu školu *Jovan Popović* u Novom Sadu sa prosekom 5.00 i Vukovom diplomom.

Završila gimnaziju *Isidora Sekulić* 2006. godine sa prosekom 4.95.

Upisala Prirodno-matematički fakultet u Novom Sadu 2006. godine, na Departmanu za fiziku, smer Medicinska fizika. Dobitnik je izuzetne nagrade i više nagrada Univerziteta u Novom Sadu za postignut uspeh. Takođe je bila stipendista Ministarstva prosvete i nauke Republike Srbije školske 2007/2008. godine i Fonda za stipendiranje darovitih studenata Univerziteta u Novom Sadu školske 2008/2009. godine.

Završila visoko obrazovanje prvog stepena osnovnih akademskih studija 2010. godine sa prosečnom ocenom 9.78. Master studije upisuje 2010. godine na Prirodno-matematičkom fakultetu u Novom Sadu, na

Departmanu za fiziku, smer Medicinska fizika. Postaje stipendista Fonda za mlade talente Republike Srbije, Ministarstva omladine i sporta, školske 2010/2011. godine. Master rad sa nazivom *Određivanje perioda poluraspada miona* odbranila je u septembru 2011. godine sa ocenom 10 i završila master studije sa prosečnom ocenom 9.75.

Doktorske studije iz nuklearne fizike je upisala u oktobru 2011. godine. Zvanje istraživač - pripravnik stekla je 04.11.2011. godine. Dobitnik je stipendije za izuzetne studente doktorskih akademskih studija iz Fizike, Ministarstva prosvete i nauke po konkursu raspisanom za 2012. godinu. Potom zasniva radni odnos od juna 2012. godine na Departmanu za fiziku, Prirodno-matematičkom fakultetu u Novom Sadu.

Angažovana je na projektu OI 171002 „Nuklearne metode istraživanja retkih događaja i kosmičkog zračenja“, kao i projektu III 43002 „Biosensing tehnologije i globalni sistem za kontinuirana istraživanja i integrisano upravljanje biosistemima“, Ministarstva prosvete i nauke Republike Srbije.

Uključena je u naučno-istraživački rad na Katedri za nuklearnu fiziku Departmana za fiziku PMF-a u Novom Sadu.

Zvanje istraživač – saradnik stekla je 01.01.2013.

Pomaže u odvijanju nastave na predmetima za master studente nuklearne fizike: Viši kurs nuklearne fizike, Nuklearna instrumentacija i Detektori zračenja, kao i predmeta za master studente medicinske fizike Rendgenski zraci u medicini. Takođe pomaže u odvijanju nastave na predmetu Medicinski imidžing za studente osnovnih studija.

Prosek ocena na doktorskim studijama iznosi 10.00.

U sklopu dosadašnjeg naučno-istraživačkog rada publikovala je 4 poglavlja u istaknutim monografijama međunarodnog značaja, 17 radova u međunarodnim časopisima, 1 poglavlje u istaknutoj monografiji nacionalnog značaja, preko 20 saopštenja sa međunarodnih skupova i 5 saopštenja sa skupova nacionalnog značaja.

Znanje stranog jezika: engleski jezik (čita, piše, govori – odlično), a služi se i nemačkim jezikom.

Trenutno živi u Novom Sadu.

UNIVERZITET U NOVOM SADU

PRIRODNO-MATEMATIČKI FAKULTET

KLJUČNA DOKUMENTACIJSKA INFORMACIJA

Redni broj: RBR	
Identifikacioni broj: IBR	
Tip dokumentacije: TD	Monografska dokumentacija
Tip zapisa: TZ	Tekstualni štampani materijal
Vrsta rada (dipl., mag., dokt.): VR	Doktorska disertacija
Ime i prezime autora: AU	MSc. Kristina Bikit
Mentor (titula, ime, prezime, zvanje): MN	Prof. dr Dušan Mrđa, vanredni profesor na PMF, Novi Sad
Naslov rada: NR	Promene nuklearnih spektara pod dejstvom kosmičkog zračenja
Jezik publikacije:	srpski (latinica)

JP	
Jezik izvoda: JI	srp. / eng.
Zemlja publikovanja: ZP	Srbija
Uže geografsko područje: UGP	Vojvodina
Godina: GO	2015.
Izdavač: IZ	autorski reprint
Mesto i adresa: MA	Prirodno-matematički fakultet, Trg Dositeja Obradovića 3, Novi Sad

Fizički opis rada: FO	poglavlja 8, stranica 169, slika/grafikona 108, referenci 83
Naučna oblast: NO	Fizika
Naučna disciplina: ND	Nuklearna fizika
Predmetna odrednica, ključne reči: PO	gama spektrometrija, kosmičko zračenje, koincidentna kola, efektivni presek, radioaktivni raspad ^3H , LSC, Monte Karlo simulacije, sekundarno kosmičko zračenje, apsorbovana doza

UDK	
Čuva se: ČU	Biblioteka Departmana za fiziku, PMF-a u Novom Sadu
Važna napomena: VN	nema
Izvod: IZ	<p>U ovoj disertaciji su prikazani rezultati kompleksnih istraživanja uticaja kosmičkog zračenja na nuklearne spektre na nivou mora.</p> <p>Utvrđivanje specifičnih vremenskih intervala u vremenskom spektru, kojima odgovaraju tačno određene grupe događaja indukovane kosmičkim mionima, omogućava adekvatno odbacivanje ometajućih događaja u željenim energetskim oblastima detektovanih spektara, pri antikoincidentnom režimu rada ultraniskofonskih sistema. U prvom eksperimentu prikazanom u ovoj disertaciji, istraživana je mogućnost vremenskog razlaganja detektovanih događaja, pomoću koincidentnog sistema u čijem sklopu se nalazi HPGe detektor i plastični scintilator, u površinskoj laboratoriji. Ustanovljeno je da se promptni i zakasneli koincidentni događaji između plastičnog “veto” detektora i germanijumskog detektora mogu jasno razdvojiti u dve grupe, za oko 100 ns. Dodatno, zakočno zračenje i anihilacioni događaji mogu se razdvojiti u vremenu od (n,n') događaja, iako svi ovi događaji pripadaju grupi zakasnelih događaja. Takođe, registrovani su i značajno zakasneli anihilacioni događaji, koji nastaju usled raspada zaustavljenih pozitivnih miona.</p> <p>Drugi eksperiment prikazan u ovoj disertaciji baziran je na ultraniskofonskom HPGe spektrometru relativne efikasnosti 100%. Dodatkom dva plastična scintilatora i brzo-sporog koincidentnog kola, istraživani su koincidentni događaji između plastičnih scintilatora i HPGe spektrometra. Ovaj spektrometarski sistem MIREDO (<i>Muon Induced Rare Event Dynamic Observatory</i>) prvenstveno je namenjen proučavanju procesa indukovanih kosmičkim mionima u različitim materijalima. Analiza ovakvih interakcija može biti od značaja za ultraniskofonske eksperimente. Rezultati dobijeni za tri ispitivana materijala, pakovana u <i>Marinelli</i> sud, prezentovani su i diskutovani.</p> <p>U trećem eksperimentu prikazanom u ovoj disertaciji ispitan je potencijalni uticaj solarnih neutrina na izmerenu brzinu radioaktivnog raspada, merenjem varijacija u brzini brojanja ^3H metodom tečnog scintilacionog brojanja. Korišćenjem sofisticiranog tečnog scintilacionog spektrometra <i>Quantulus</i> ustanovljeno je da na merenje visokoenergetskog dela ^3H spektra može značajno uticati nestabilnost instrumenta. Oscilatorni karakter izmerenog visokoenergetskog dela ^3H</p>

	<p>spektra je registrovan, ali sa veoma malom amplitudom (manjom od 0.5%), koja se ne može jednostavno objasniti samo nestabilnošću instrumenta. Kada je meren ukupan ^3H spektar, nisu nađene značajne varijacije u brzini brojanja.</p> <p>Već duže vreme je poznato da je niskoenergetsko gama zračenje kontinualne distribucije prisutno na otvorenom prostoru, u vazduhu na površini Zemlje. U prethodnim istraživanjima pretpostavljano je da ovo zračenje potiče skoro isključivo od gama fotona koji su emitovani usled prirodne radioaktivnosti i potom rasejani u nazad od strane vazduha iznad zemlje. U četvrtom eksperimentu prikazanom u ovoj disertaciji pokazano je da je ovo zračenje (u energetskom regionu 30 keV-300 keV), sa maksimumom na oko 90 keV, u značajnoj meri proizvedeno kosmičkim zračenjem, sa fluksom fotona od oko $3000 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$. Takođe, ustanovljeno je da dozama opšte populacije doprinosi ovo sveprisutno niskoenergetsko gama zračenja kosmičkog porekla, zajedno sa odgovarajućim fluksom niskoenergetskih elektrona i da ove komponente ukupnih doza indukovanih kosmičkim zračenjem na nivou mora nisu zanemarljive.</p>
Datum prihvatanja teme od strane Senata: DP	31.03.2014.
Datum odbrane: DO	2015.
Članovi komisije: (ime i prezime / titula / zvanje / naziv organizacije / status) KO	predsednik: prof. dr Miroslav Vesković, redovni profesor na Prirodno-matematičkom fakultetu u Novom Sadu član: prof. dr Jovan Puzović, vanredni profesor na Fizičkom fakultetu u Beogradu član: prof. dr Nataša Todorović, vanredni profesor na Prirodno-matematičkom fakultetu u Novom Sadu član: prof. dr Dušan Mrđa, vanredni profesor na Prirodno-matematičkom fakultetu u Novom Sadu, mentor

UNIVERSITY OF NOVI SAD

FACULTY OF SCIENCES

KEY WORD DOCUMENTATION

Accession number: ANO	
Identification number: INO	
Document type: DT	Monograph documentation
Type of record: TR	Textual printed material
Contents code: CC	Doctoral dissertation
Author: AU	MSc. Kristina Bikit
Mentor: MN	Prof. dr Dušan Mrđa, Associate professor at Faculty of Sciences, Novi Sad
Title: TI	Changes of nuclear spectra under the influence of cosmic radiation
Language of text: LT	Serbian (Latin)

Language of abstract: LA	eng. / srp.
Country of publication: CP	Serbia
Locality of publication: LP	Vojvodina
Publication year: PY	2015.
Publisher: PU	Author's reprint
Publication place: PP	Faculty of Sciences, Trg Dositeja Obradovića 3, Novi Sad

Physical description: PD	Chapters 8, pages 169, figures/charts 108, references 83
Scientific field SF	Physics
Scientific discipline SD	Nuclear Physics
Subject, Key words SKW	Low Level Gamma Spectroscopy, Cosmic rays, Coincidence circuits, Effective cross-section, ^3H radioactive decay, LSC, Monte Carlo simulations, Secondary cosmic-rays, Absorbed dose
UC	

Holding data: HD	Library of Department of Physics, Faculty of Sciences, Novi Sad
Note: N	none
Abstract: AB	<p>In this dissertation results of complex research on cosmic-ray impact on nuclear spectra at sea level are shown. The appropriate selection of coincidence time interval in low-background experiments that are based on the rejection of anticoincidence background events is very important for reducing the influence of cosmic-ray muons on acquired spectral data. In the first experiment presented in this dissertation, performed by the coincidence system of an HPGe detector and a plastic detector in a surface laboratory, the time resolution of the detected events is explored. It is found that the prompt and delayed coincidence events between a plastic veto detector and a Ge detector can be sharply divided for approximately 100 ns in two groups. In addition, the bremsstrahlung and annihilation events can be time-resolved from the (n,n') events, although all of these events belong to the group of delayed events. Also, substantially delayed annihilation events, which are caused by the decays of stopped positive muons, were detected.</p> <p>The second experiment shown in this dissertation is based on the 100% relative efficiency ultra-low-background HPGe spectrometer. With the addition of two plastic scintillators and a fast-slow coincidence circuit, the coincidence events between the plastic detectors and the HPGe spectrometer have been investigated. This MIREDO (Muon Induced Rare Event Dynamic Observatory) spectrometer system is primarily developed for the study of cosmic muon induced processes in different materials. Exploration of such interactions can be important for ultra-low background experiments. Results derived for three samples, placed in a Marinelli beaker, are presented and discussed.</p> <p>In third experiment shown in this dissertation, the potential influence of solar neutrinos on measured decay rate is investigated by the liquid scintillation measurement of the count rate variations of ^3H. Making use of the sophisticated Quantulus liquid scintillation spectrometer, it is found that the measurement of the high-energy tail of ^3H spectrum may be significantly influenced by instrumental instability. The oscillatory behavior of measured high-energy tail of ^3H spectrum is registered, but with very small amplitude (less than 0.5%), which cannot be easily explained only by instrumental instability. When the total ^3H spectrum was measured, no significant variations in the count rate were found.</p> <p>For a long time, it has been known that low-energy continuous gamma radiation is present in open air at the Earth's surface. In previous</p>

	<p>investigations it was assumed that this radiation is produced almost exclusively by gamma photons emitted due to the natural radioactivity, which are backscattered by air above ground. In the fourth experiment presented in this dissertation, it is shown that significant amount of this radiation (related to energy region 30 keV-300 keV) that peaks at about 90 keV, is produced by cosmic-rays, with the photon flux of about $3000 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$. Also, it is found that the contribution of this omnipresent low energy gamma radiation of cosmic-ray origin, including the corresponding low-energy electron flux, to the doses of general population are non-negligible components of overall doses induced by cosmic rays near sea level.</p>
Accepted on Senate on: AS	31.03.2014.
Defended: DE	2015.
Thesis Defend Board: DB	<p>president: prof. dr Miroslav Vesković, full professor at Faculty of Sciences, Novi Sad</p> <p>member: prof. dr Jovan Puzović, associate professor at Faculty of Physics, Belgrade</p> <p>member: prof. dr Nataša Todorović associate professor at Faculty of Sciences, Novi Sad</p> <p>member: prof. dr Dušan Mrđa, associate professor at Faculty of Sciences, Novi Sad, mentor</p>

Dodatak

(tehničke korekcije)

- Poglavlje 1- Uvod- rečenica: „Mioni su u suštini teški elektroni, imaju isto naelektrisanje i spin kao elektroni, samo im je masa oko 200 puta veća” zamenjuje se rečenicom „**Mioni imaju isto naelektrisanje i spin kao elektroni, samo im je masa oko 200 puta veća.**”
- Poglavlje 1- Uvod- rečenica: „Osobine neutrina ni dan danas nisu dovoljno poznate, a najočitiiji primer je nepoznavanje činjenice da li neutrino ima masu mirovanja i da li je čestica Dirak ili Majorana tipa ” zamenjuje se rečenicom „**Osobine neutrina ni dan danas nisu u potpunosti poznate – detektovane neutrinske oscilacije ukazuju na to da neutrino ima nenultu masu, dok postojanje mase neutrina preko bezneutrinog beta raspada još uvek nije dokazano.**”
- Poglavlje 2- Interakcija kosmičkog zračenja sa atmosferom- referenca [1] odnosi se na slike 2, 3 i 4.
- Poglavlje 2- Interakcija kosmičkog zračenja sa atmosferom- sve formule i sve numeričke vrednosti uzete su iz reference [1]
- Poglavlje 3 – Fizika zahvata miona – referenca [2] odnosi se na sliku 5, 6, 7, 8, 9, 10 i 11, kao i tabele 1, 2 i 3.
- Poglavlje 3 – Fizika zahvata miona - sve formule i sve numeričke vrednosti uzete su iz reference [2]
- Poglavlje 3 – Fizika zahvata miona – potpoglavlje 3.1, str. 18 – rečenica: „Kada se dogodi zahvat miona u bilo kom jezgru, dolazi do oslobađanja energije od oko 100 MeV, koja se predaje neutrinu, ali jezgro apsorbuje značajnu količinu energije i stoga se može odviti značajan broj reakcija” zamenjuje se rečenicom „**Kada se dogodi zahvat miona u bilo kom jezgru, dolazi do oslobađanja energije od oko 100 MeV, koja se predaje neutrinu, ali jezgro apsorbuje značajnu količinu energije i stoga se može odvijati značajan broj reakcija.**”
- Na stranama 18, 31, 33 reč *background* zamenjuje se srpskim sinonimom **fon**.
- Poglavlje 3 – Fizika zahvata miona – potpoglavlje 3.2, str. 22, rečenica: „Ovo mešanje je parametrizovano pomoću PMNS matrice, što je neutrinški analog CKM matrici mešanja kvarkova”, zamenjuje se rečenicom „**Ovo mešanje je parametrizovano pomoću PMNS (Pontecorvo–Maki–Nakagawa–Sakata) matrice, što je neutrinški analog CKM (Cabibbo–Kobayashi–Maskawa) matrici mešanja kvarkova.**”
- Poglavlje 3 – Fizika zahvata miona – potpoglavlje 3.3, str. 26, rečenica: „Kada negativni mion biva zaustavljen u materijalu, on se brzo vezuje za atom, dok se oslobođena energija prenosi na Ožerove elektrone” zamenjuje se rečenicom „**Kada negativni mion biva zaustavljen u materijalu, on se brzo vezuje za atom, dok se oslobođena energija prenosi na Auger-ove elektrone.**”
- Poglavlje 3 – Fizika zahvata miona – potpoglavlje 3.3, str. 27, rečenica: „Prvi deo kaskade je preko Ožerove emisije, ali oko $n=5$ počinju da dominiraju mionski X-zraci” zamenjuje se rečenicom „**Prvi deo kaskade je preko Auger-ove emisije, ali oko $n=5$ počinju da dominiraju mionski X-zraci.**”
- Poglavlje 3 – Fizika zahvata miona – potpoglavlje 3.3, str. 27, rečenica: „Na primer, u gasu se Ožerovi elektroni ne mogu zameniti, dok su u čvrstom stanju neki elektroni zamenjeni, kako mion postaje sve jače vezan” zamenjuje se rečenicom „**Na primer, u gasu se Auger-ovi elektroni ne mogu zameniti, dok su u čvrstom stanju neki elektroni zamenjeni, kako mion postaje sve jače vezan.**”
- Poglavlje 4 - Spektroskopija događaja indukovanih kosmičkim mionima i mogućnost vremenskog razlaganja ovih događaja- potpoglavlje 4.1- referenca [4] odnosi se na sliku 12, 13, 14, 15, 16 i 17.
- Poglavlje 4 - Spektroskopija događaja indukovanih kosmičkim mionima i mogućnost vremenskog razlaganja ovih događaja- potpoglavlje 4.2 – referenca [6] odnosi se na sliku 19.
- Poglavlje 4 - Spektroskopija događaja indukovanih kosmičkim mionima i mogućnost vremenskog razlaganja ovih događaja- potpoglavlje 4.2, str. 43 i 44 - sve formule su preuzete iz reference [6].
- Poglavlje 4 - Spektroskopija događaja indukovanih kosmičkim mionima i mogućnost vremenskog razlaganja ovih događaja- potpoglavlje 4.3, str. 51, rečenica: „Slična struktura koju sačinjavaju dva bliska pika u vremenskom spektru prijavljena je i od strane Povineca, [22], s tim što su u ovom slučaju pikovi bili razmaknuti približno 1800 ns” zamenjuje se rečenicom „**Slična struktura koju sačinjavaju dva bliska pika u vremenskom spektru prijavljena je i od strane Povinec et al, [22], s tim što su u ovom slučaju pikovi bili razmaknuti približno 1800 ns.**”
- Poglavlje 4 - Spektroskopija događaja indukovanih kosmičkim mionima i mogućnost vremenskog razlaganja ovih događaja- potpoglavlje 4.4, str. 63 , ubacuje se navođenje reference [77]: „**Usled veoma izraženog efekta samoapsorpcije generisanih fotona od 511 keV u olovu, veoma je teško odrediti efikasnost detekcije u ovom slučaju, mada je moguće uz pomoć simulacionih softvera, kao što je GEANT4 [77].**”

- U okviru postojeće reference [77] dodaje se: S. Agostinelli et al., Geant4—a simulation toolkit, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 506 (2003) 250-303, i J. Allison et al., Geant4 developments and applications, IEEE Transactions on Nuclear Science 53 No. 1 (2006) 270-278.
- Poglavlje 6 - Istraživanje mogućeg uticaja kosmičkog zračenja na verovatnoću radioaktivnog raspada – potpoglavlje 6.1 – referenca [31] odnosi se na slike 82, 83, 84, 85, 86, 87, 88 i tabelu 16.
- Poglavlje 6 - Istraživanje mogućeg uticaja kosmičkog zračenja na verovatnoću radioaktivnog raspada – potpoglavlje 6.1, str. 119, ubacuje se navođenje referenci [40], [41], [42], [43], [44]: „**Usled potencijalnog uticaja dosadašnjih publikovanih rezultata o značajnim varijacijama u brzini radioaktivnog raspada (pripisanih reakcijama indukovanim kosmičkim neutrinima) [40], [41], [42], [43], [44], na naša znanja o fizičkim zakonima i Univerzumu, neophodno je izvršiti merenja veoma stabilnim uređajem, u kontrolisanim eksperimentalnim uslovima i uraditi detaljnu statističku obradu dobijenih podataka.**”
- Poglavlje 6 - Istraživanje mogućeg uticaja kosmičkog zračenja na verovatnoću radioaktivnog raspada – potpoglavlje 6.1, str. 119, rečenica: „U ovim ispitivanjima najčešće se javljaju alfa i beta emiteri, ali se takođe mogu javiti slabi emiteri gama i X zraka, kao i emiteri Ožerovih elektrona” zamenjuje se rečenicom „**U ovim ispitivanjima najčešće se javljaju alfa i beta emiteri, ali se takođe mogu javiti slabi emiteri gama i X zraka, kao i emiteri Auger-ovih elektrona.**”