

UNIVERZA V LJUBLJANI
FAKULTETA ZA MATEMATIKO IN FIZIKO
ODDELEK ZA FIZIKO

Irena Dolenc

**Določanje aktivnosti ^{90}Sr z detekcijo
fotonov Čerenkova izsevanih v aerogelu**
DIPLOMSKO DELO

MENTOR: doc. dr. Samo Korpar

Ljubljana, 2003

Iskreno se zahvaljujem vsem, ki so kakorkoli pripomogli k izvedbi mojega diplomskega dela. Posebna zahvala gre mentorju Samu Korparju in Roku Pestotniku za nesebično posredovanje njunih dragocenih izkušenj pri eksperimentalnem delu, ter skrbno prebiranje diplomskega dela. Hvala tudi Andreju Gorišku, ki mi je vedno priskočil na pomoč.

Smer študija: astronomsko–geofizikalna

Izвлеček

V diplomskem delu je predstavljen merilni sistem za določanje aktivnosti ^{90}Sr ($T_{maks}^{\beta}=0.546\text{ MeV}$), katerega osnova je detekcija fotonov Čerenkova, ki jih delci β izsevajo v kremenovem aerogelu. Glede na relativno visoko maksimalno energijo delcev β pri izotopu ^{90}Y ($T_{maks}^{\beta}=2.28\text{ MeV}$), ki je potomec ^{90}Sr , lahko s primerno izbiro lomnega količnika aerogela zmanjšamo prispevke sevalcev β z nižjo maksimalno energijo izsevanih delcev β . Uporaba večžične proporcionalne komore v koincidenzi s fotopomnoževalko omogoča zmanjšanje občutljivosti merilnega sistema na sevalce γ . Meritve so pokazale, da je povprečna vrednost porazdelitve dogodkov v komori po številu detektiranih fotonov močno odvisna od maksimalne kinetične energije delcev β . Zato lahko z merjenjem te povprečne vrednosti nadzorujemo prisotnost ostalih sevalcev v vzorcu. Z našim merilnim sistemom, pri katerem smo uporabili aerogel z lomnim količnikom $n = 1.047$, smo dosegli relativni izkoristek $0.0175(1\pm 0.01)$ za $^{90}\text{Sr}/\text{Y}$. Pogostost štetja ozadja pa je $0.72(1\pm 0.01)$ zadetkov/min, kar omogoča določanje aktivnosti nekje do 0.08 Bq pri enodnevnii meritvi vzorca.

Ključne besede: instrumenti za merjenje onesnaženosti okolja – detektorji sevanja – detektorji Čerenkova – elektronska in pozitronska dozimetrija: meritve

Abstract

This thesis describes a measurement system for determination of ^{90}Sr ($T_{max}^{\beta} = 0.546\text{ MeV}$) activity which is based on detection of Cherenkov photons emitted in silica aerogel by β particles. Since ^{90}Y ($T_{max}^{\beta} = 2.28\text{ MeV}$), which is the daughter nucleus of ^{90}Sr , has a relatively high endpoint energy of β spectrum, a proper choice of aerogel refractive index offers considerable reduction of interferences of other β emitters in the sample. Using multiwire proportional chamber in coincidence with photomultiplier the interference of γ emitters is reduced. Measurements show that the average number of detected photons per event in the chamber strongly depends on the endpoint energy of β spectrum. Measuring this average permits monitoring presence of other radionuclides in the sample. With our detection system, which comprises aerogel with refractive index $n = 1.047$, relative efficiency $0.0175(1\pm 0.01)$ for $^{90}\text{Sr}/\text{Y}$ was achieved. The background count rate was $0.72(1\pm 0.01)$ counts/min which allows determination of ^{90}Sr activity down to 0.08 Bq when measuring one day.

Keywords: Instruments for environmental pollution measurement – Radiation detectors – Cherenkov detectors – Electron and positron dosimetry: measurements

PACS: 07.88.+y 29.40.Ka 87.53.Hv 78.80.-g

Kazalo

Uvod	3
1 Pregled metod	7
2 Opis merilnega sistema	9
2.1 Sevanje Čerenkova	10
2.2 Sestavni deli merilnega sistema	11
2.2.1 Detektor sevanja Čerenkova	12
2.2.2 Vežična proporcionalna komora	18
2.3 Elektronsko vezje in zajemanje podatkov	20
3 Simulacija procesov v detektorju	23
3.1 Potek simulacije	23
3.1.1 Opis posameznih procesov	25
3.1.2 Sledenje elektronu	30
3.1.3 Sledenje fotonu	32
3.2 Rezultati simulacije	34
4 Umeritev	41
5 Zaključek	49

Uvod

^{90}Sr je relativno dolgoživ radioaktiven izotop z razpolovnim časom $\tau_{1/2}=28.5$ let. Je eden redkih izotopov, ki seva le delce β . Maksimalna kinetična energija izsevanih delcev β je $T_{\beta}^{maks}=0.546$ MeV. Njegov potomec ^{90}Y je prav tako čisti β sevalec, vendar s precej krajšim razpolovnim časom $\tau_{1/2}=64$ ur. Delci β , ki jih seva ^{90}Y , pa imajo maksimalno kinetično energijo $T_{\beta}^{max} = 2.8$ MeV. Ker je razpolovni čas ^{90}Y precej manjši od razpolovnega časa ^{90}Sr , sta izotopa v vzorcih iz okolja večinoma v radioaktivnem ravnovesju. Porazdelitev delcev β po kinetični energiji je prikazana na sliki 1.

^{90}Sr je umeten izotop, ki nastaja večinoma s cepitvijo uranovega izotopa ^{235}U v jedrskih reaktorjih ali ob jedrski eksploziji. Njegova prisotnost v okolju je predvsem posledica testiranja jedrskega orožja in jedrskih nesreč. Vendar je v zadnjih dveh desetletjih nadzemno testiranje jedrskega orožja prepovedano, zato so zdaj glavni izvor ^{90}Sr v naravi predvsem jedrske nesreče. Aktivnost ^{90}Sr v okoljskih vzorcih je zato v zadnjih letih v primerjavi z aktivnostjo naravnih izotopov nizka. Večje koncentracije so zabeležili le v letih 1986 in 1987, kar je bila posledica jedrske nesreče v Černobilu 26. aprila 1986. Od takrat naprej pa koncentracija ^{90}Sr v okolju pada (slika 2). V tabeli 1 so predstavljene meritve aktivnosti ^{90}Sr v nekaj vzorcih hrane v Sloveniji iz leta 2002.

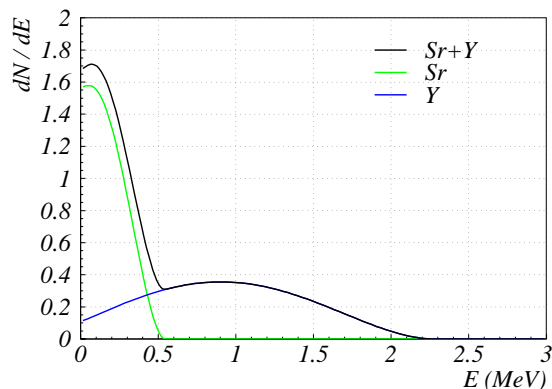
Vzorec	^{90}Sr (Bq/kg)	
morska hrana	orada	0.05 ± 0.01
	cipelj	0.03 ± 0.01
	sardele	0.25 ± 0.02
	školjke	0.03 ± 0.01
sladkovodna riba	postrv	<0.01
goveje meso		<0.01
jajca	beljak	0.02 ± 0.01
	rumenjaki	0.05 ± 0.01
zelenjava	krompir	<0.01
	zelje	0.4 ± 0.02

Tabela 1: Aktivnosti ^{90}Sr v različnih vzorcih hrane v Sloveniji iz leta 2002 [1].

Radioaktivni stroncij pride preko dihal ali prebavi v krvni obtok in se s krvjo poraz-

deli po organizmu. Zaradi kemijskih podobnosti s kalcijem se uskladišči v kosteh, kjer se enakomerno razporedi po celotnem volumnu mineralnega dela kosti. Sevanje ^{90}Sr uničuje aktivni kostni mozeg v katerem poteka formiranje krvnih celic. Poleg kostnega mozga poškoduje tudi krvne kapilare, ki skrbijo za obnovo kosti. S tem je nadomeščanje ^{90}Sr s kalcijem po končani izpostavljenosti upočasnjeno ali pa popolnoma onemogočeno. Na ta način lahko razložimo pojav dolgoročnega zajetja ^{90}Sr v kostno tkivo. Tako ima ^{90}Sr poleg dolgega razpolovnega časa tudi dolg biološki razpolovni čas. To je čas v katerem se iz človeka izloči polovica določenega kemijskega elementa in v primeru ^{90}Sr znaša okrog 22 let.

Ker se v kosteh vgrajen ^{90}Sr iz organizma izloča zelo počasi, sevanje, ki ga oddaja pa ima veliko ionizacijsko sposobnost, se uvršča med najbolj radiotoksične izotope. Zato je potrebno nadzirati njegovo koncentracijo v okolju, še posebej v prehrabeni verigi, če želimo prekiniti dotok v človeško telo. Zvezen spekter in prisotnost drugih sevalcev v vzorcih povzročata, da je določanje koncentracije ^{90}Sr v vzorcih težavna naloga. Koncentracijo izotopov, ki so $\beta - \gamma$ sevalci, večinoma določijo z γ spektrometrijo. To pri ^{90}Sr , ki ne seva žarkov γ , ne pride v poštev. Običajne metode za določanje aktivnosti ^{90}Sr temeljijo na zapletenih kemijskih postopkih, s katerimi ločijo stroncij od ostalih sevalcev v vzorcu. Vendar s takimi postopki ni možno ločiti izotopa ^{90}Sr od ^{89}Sr , ki je prav tako čisti β sevalec. Potrebni so dodatni kemijski postopki s katerimi iz vzorca izločijo ^{90}Y in to šele po času, ko se v vzorcu nebere dovolj ^{90}Y . Aktivnost tega je potem merilo za aktivnost ^{90}Sr v začetnem vzorcu. Ti postopki so precej zamudni. Dodatna slaba stran pa sta možna kontaminacija vzorca in pa sistematična napaka, ki spremlja kemijsko separacijo.

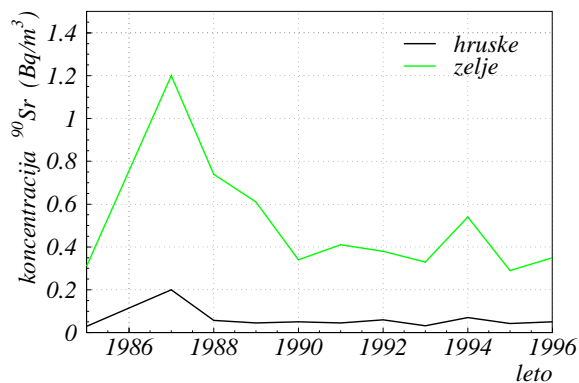


Slika 1: Normirana porazdelitev delcev β po kinetični energiji za $^{90}\text{Sr}/\text{Y}$ ($\text{Sr}+\text{Y}$), v primeru, da sta ^{90}Sr in ^{90}Y v radioaktivnem ravnovesju. Narisana sta tudi posamezna prispevka (Sr in Y) k tej porazdelitvi.

Obstoj energije praga za sevanje Čerenkova nudi možnost določanja nizkih aktivnosti ^{90}Sr v vzorcih brez uporabe kemijskih postopkov. S primerno izbiro lomnega količnika snovi lahko omejimo občutljivost detekcije za izotope z visoko maksimalno energijo delcev

β . V okviru moje diplomske naloge sem preizkušala uporabo sevanja Čerenkova v kremnovem aerogelu za merjenje aktivnosti ^{90}Sr .

V nadaljevanje bom najprej opisala metode s katerimi običajno določajo aktivnosti ^{90}Sr v okoljskih vzorcih. V 2. poglavju je opisan naš merilni sistem, ki bi lahko služil za merjenje aktivnosti ^{90}Sr v vzorcih iz okolja. Temu v 3. poglavju sledi opis simulacije procesov v detektorju in določanje optimalne postavitve našega merilnega sistema. Opis postopka umeritve merilnega sistema je podan v 4. poglavju.



Slika 2: Spreminjanje koncentracije ^{90}Sr s časom v hruškah in zelju [2].

Poglavje 1

Pregled metod

Običajno se prispevkov ostalih radioaktivnih sevalcev v vzorcu znebijo tako, da stroncij s kemijskimi postopki ločijo od vzorca. Kot primer navajam metodo, ki jo uporabljajo na Odseku za fizikalno in organsko kemijo IJS. Glavni del postopka je obarjanje nitratov, kjer se zaradi razlike v topnosti stroncij loči od kalcija.

- predpriprava: upepelitev vzorca;
- obarjanje oksalatov: upepeljenemu vzorcu dodajo oksalno kislino (povečanje koncentracije zemljo–alkalnih elementov) \rightarrow odstranijo raztopino in se s tem znebijo K in silikatov v vzorcu;
- obarjanje nitratov: oborino iz prejšnje točke raztopijo in oborijo v kadeči HNO_3 (najmanj dvakrat) \rightarrow odstranijo raztopino in s tem ločijo stroncij od kalcija;
- obarjanje hidroksoidov: oborino iz prejšnje točke raztopijo v vodi, dodajo železove in barijeve nosilce ter amonijev hidroksoid (NH_4OH) \rightarrow odstranijo oborino in se s tem znebijo Fe, Al, Y, U;
- obarjanje kromatov: filtrirani raztopini iz prejšnje točke dodajo amon acetat ($\text{NH}_4\text{COOCH}_3$), amonijev kromat ($(\text{NH}_4)_2\text{CrO}_4$) in očetno kislino (CH_3COOH) \rightarrow odstranijo oborino in se tako znebijo Ba, Ra, Pb;
- obarjanje SrCO_3 : filtrirani raztopini iz prejšnje točke dodajo $(\text{NH}_4)_2\text{CO}_3$ \rightarrow odstranijo raztopino, ostane stroncijev karbonat (SrCO_3).

Izkoristek kemijske metode določijo tako, da začetnemu vzorcu dodajo znano količino stabilnega stroncija. S tehtanjem končnega produkta dobijo delež stroncija, ki se je ohranil skozi postopek. Ta delež predstavlja izkoristek metode glede na to, da je količina dodanega stabilnega stroncija precej večja od količine radioaktivnega stroncija v vzorcu, izotopi istega elementa pa se obnašajo enako. Tipičen izkoristek za zgoraj opisan postopek znaša okrog 70%.

Dodaten problem pri merjenju aktivnosti ^{90}Sr predstavlja prisotnost izotopa ^{89}Sr v vzorcih iz okolja. Ta izotop je prav tako čisti β sevalec ($\tau_{1/2} = 50.5$ dni, $T_\beta^{\text{maks}} = 1.49$ MeV), zato tudi zanj ni možna identifikacija z γ spektrometrijo.

Glede na to, da so si izotopi istega elementa kemijsko podobni, bo pri vzorcih, kjer je poleg ^{90}Sr prisoten tudi ^{89}Sr , po kemijski separaciji stroncija iz vzorca, aktivnost vzorca

enaka vsoti aktivnosti obeh prispevkov ($^{90}\text{Sr} + ^{89}\text{Sr}$). Zato v takih primerih počakajo 10 do 14 dni, da se v kemijsko separiranem vzorcu, ki vsebuje samo stroncij, nabere dovolj ^{90}Y . Nato s kemijskimi postopki izločijo ^{90}Y , katerega aktivnost je merilo za koncentracijo ^{90}Sr v prvotnem vzorcu. Sistematična napaka, ki spremlja postopek kemijske separacije in možnost kontaminacije omejujeta natančnost teh metod. Dodatna slaba stran pa je dolgotrajnost postopka, predvsem na račun čakanja, da se v vzorcu kemijsko separiranega radiostroncija nabere dovolj ^{90}Y .

Aktivnost izoliranega ^{90}Y ponavadi določijo s pomočjo proporcionalnega števca ali pa s tekočim scintilacijskim števcem. Včasih pa aktivnost ^{90}Y določijo s štetjem fotonov Čerenkova, ki jih delci β izsevajo v vodni raztopini. [3]

- Pri merjenju aktivnosti ^{90}Y s proporcionalnim števcem za zmanjšanje ozadja ponavadi uporabijo sistem dveh proporcionalnih števcov. Prvi števec služi za štetje vzorca, drugi pa za štetje ostalih dogodkov v okolici. Števca delujeta v antikoincidencah, kar pomeni, da dogodki pri katerih je delec sprožil signal v obeh detektorjih ne bodo upoštevani. Tipično ozadje pri teh detektorjih znaša nekaj več kot 1 zadetek/min, izkoristek štetja za ^{90}Y pa je okrog 40%. Detektor, s katerim merijo aktivnost izoliranega ^{90}Y , mora imeti precej večji izkoristek za delce β v primerjavi z izkoristkom za žarke γ , ki so posledica kontaminacije vzorca. S tega vidika so proporcionalni števci z majhno površinsko gostoto ugodnejši od tekočih scintilacijskih števcov.
- Pri štetju s tekočim scintilacijskim števcem začetni vzorec primešajo tekočemu scintilatorju. Na tak način se izognejo absorpciji v samem vzorcu. Za zmanjšanje ozadja ponavadi uporabijo dve fotopomnoževalki, ki delujeta v koincidencah. Tipično ozadje v teh primerih znaša 20 zadetkov/min. Izkoristek štetja je za delce β z energijo nad 100 keV med 90% in 100%, za delce β z nižjo energijo pa je izkoristek med 10 in 60%. Tako je za ^{90}Y izkoristek štetja s tekočim scintilacijskim števcem blizu 100 %.
- Delci β ter elektroni, ki nastanejo pri absorpciji ali sipanju žarkov γ , lahko sevajo fotone Čerenkova, če je njihova energija nad pragom. Ena izmed metod za določanje aktivnosti ^{90}Sr izkorišča obstoj tega praga. Na tak način je možno izločiti prispevke vseh tistih sevalcev β , ki imajo maksimalno energijo v spektru delcev β nižjo od energije praga. Kot sevalec uporabijo vodo, tako da vzorec raztopijo kar v vodi namesto v tekočem scintilatorju. Izkoristek tega detektorja narašča z maksimalno energijo v β spektru. Tako so izkoristki štetja za ^{90}Y , ^{90}Sr in ^{89}Sr , ki jih dosežejo s temi detektorji, $\sim 70\%$, $\sim 1\%$ ter $\sim 40\%$. Tipično ozadje pa je približno enakega velikostnega reda kot pri štetju s tekočim scintilacijskim števcem. Energija praga za sevanje Čerenkova v vodi je precej nizka (263 keV), tako da k izmerjeni pogostosti štetja prispeva veliko izotopov. Zato merijo le kemijsko izoliran ^{90}Y .

Poglavje 2

Opis merilnega sistema

Metoda za merjenje aktivnosti ^{90}Sr , ki je predmet moje diplomske naloge, temelji na uporabi detektorja sevanja Čerenkova (sevalec s fotopomnoževalko) in izkorišča obstoj praga za sevanje fotonov Čerenkova. Z uporabo dovolj nizkega lomnega količnika sevalca v detektorju sevanja Čerenkova, bi se lahko znebili velikega dela signalov, ki jih povzročijo ostali sevalci z maksimalnimi energijami delcev β manjšmi od energije praga za sevanje. Po drugi strani pa z manjšanjem lomnega količnika število izsevanih fotonov Čerenkova pada. S primerno izbiro lomnega količnika lahko uskladimo ti dve zahtevi tako, da pri merjenju aktivnosti ^{90}Sr po tej metodi kemijska separacija v večini primerov sploh ne bi bila potrebna. Poleg ustreznega lomnega količnika je dodatna zahteva za sevalec dobra prepustnost za fotone z valovnimi dolžinami pri katerih je fotopomnoževalka najbolj občutljiva. Tem pogojem v dobri meri ustreza kremenov aerogel.

Metodo je v svojem magistrskem delu preizkušala že G. Medin [4], pri čemer je uporabila enokanalno fotopomnoževalko in aerogel z lomnim količnikom $n = 1.055$. Merila je porazdelitev po višini signalov, ki jo v fotopomnoževalki povzročijo različni β , $\beta\text{-}\gamma$ in $\gamma\text{-}\gamma$ sevalci. Zanimala so jo odstopanja porazdelitev teh sevalcev od porazdelitve enega samega fotona. Meritve so pokazale, da je izkoristek za detekcijo ostalih sevalcev večinoma znatno manjši od tistega za $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$, razen za tiste izotope, katerih končne energije spektra β so višje kot pri $^{90}\text{Sr}/\text{Y}$. Njihovo prisotnost v vzorcu pa bi pokazalo znatno odstopanje porazdelitve po višini signalov v fotopomnoževalki od porazdelitve pri $^{90}\text{Sr}/\text{Y}$.

Absolutni izkoristek za detekcijo $^{90}\text{Sr}/\text{Y}$, ki ga je G. Medin dosegla, je znašal $5.3 \cdot 10^{-3}$. Z današnjimi aerogeli, ki so veliko bolj prepustni in fotopomnoževalkami z nizkim šumom, bi se ta izkoristek dalo izboljšati. V okviru moje diplomske naloge sem preizkušala metodo z uporabo večanodne fotopomnoževalke. Uporaba le-te mi je omogočila, da sem namesto porazdelitve po višini signalov in primerjave s porazdelitvijo enega fotona, lahko merila porazdelitev dogodkov po številu detektiranih fotonov Čerenkova.

V prvem delu tega poglavja je kratek opis sevanja Čerenkova in predstavitev posameznih delov merilnega sistema s katerim sem merila relativni izkoristek detektorja za ^{90}Sr in za nekaj drugih sevalcev. Temu sledi še opis zajemanja podatkov.

2.1 Sevanje Čerenkova

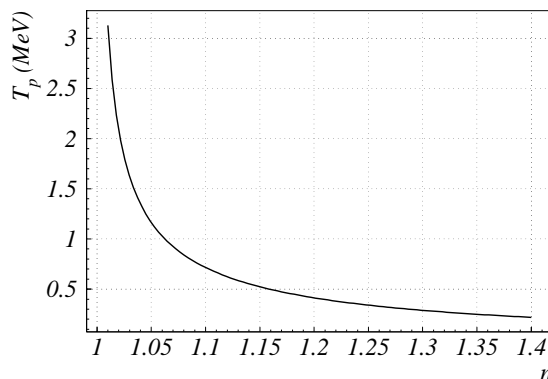
Do sevanja Čerenkova pride, če nabit delec potuje skozi snov s hitrostjo, ki je večja od hitrosti svetlobe v tej snovi. Torej je pogoj za sevanje Čerenkova dovolj velika hitrost delca

$$v > \frac{c}{n} \quad \text{ali} \quad \beta > \frac{1}{n}, \quad (2.1)$$

kjer je n lomni količnik snovi in c hitrost svetlobe v vakuumu. Od tod sledi, da je kinetična energija praga za sevanje Čerenkova

$$T_p = mc^2 \left[\frac{1}{\sqrt{1 - \beta_p^2}} - 1 \right] = mc^2 \left[\frac{n}{\sqrt{n^2 - 1}} - 1 \right], \quad (2.2)$$

kjer je $\beta_p = 1/n$ mejna hitrost in m masa nabitega delca. Kinetična energija praga je odvisna od lomnega količnika sredstva in je manjša za večje lomne količnike. Za primer elektrona je ta odvisnost prikazana na sliki 2.1



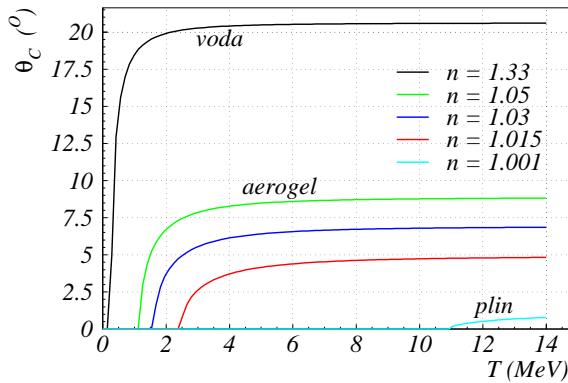
Slika 2.1: Odvisnost energije praga elektrona (T_p) za sevanje Čerenkova od lomnega količnika snovi (n).

Kot, pod katerim se izsevajo fotoni Čerenkova glede na smer gibanja nabitega delca, je odvisen od hitrosti delca ter od lomnega količnika [5]

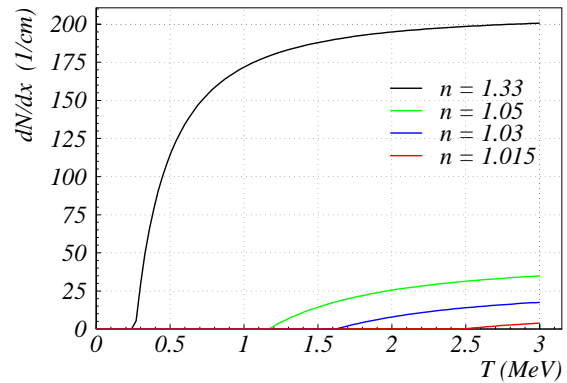
$$\cos \theta_C = \frac{1}{\beta \cdot n} \quad (2.3)$$

in se imenuje kot Čerenkova. Slika 2.2 kaže odvisnost kota Čerenkova od kinetične energije elektrona za nekaj različnih sevalcev.

Število fotonov Čerenkova, ki jih delec z osnovnim nabojem izseva na enoto poti ter enoto energijskega intervala fotonov, je odvisno od kota Čerenkova [5] in je enako



Slika 2.2: Odvisnost kota Čerenkova od kinetične energije elektrona za nekaj različnih sevalcev.



Slika 2.3: Število fotonov z valovno dolžino med 350 in 550 nm, ki jih elektron s kinetično energijo T izseva na cm.

$$\frac{d^2N}{dx dE_f} = \frac{\alpha}{\hbar c} \sin^2 \theta_C = \frac{\alpha}{\hbar c} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right), \quad (2.4)$$

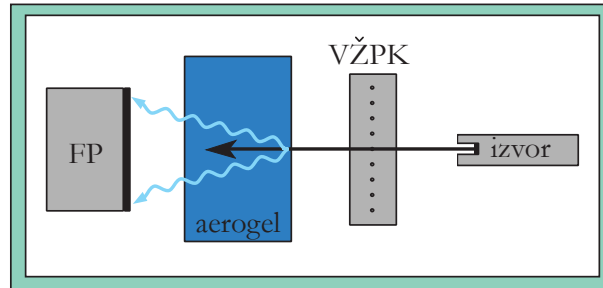
lomni količnik pa je v splošnem funkcija energije fotona E_f . Tipično so fotopomnoževalke občutljive na fotone iz vidnega dela spektra med 350 in 550 nm. Če se lomni količnik na tem območju ne spreminja znatno vzamemo kar povprečni lomni količnik in dobimo, da je število fotonov, ki jih delec z osnovnim nabojem izseva po preletu dolžine L v sevalcu

$$N = L \frac{\alpha}{\hbar c} \sin^2 \theta_C \Delta E_f. \quad (2.5)$$

ΔE_f je tu energijski interval fotonov, ki nas zanima. Torej nabit delec z dano energijo izseva več fotonov Čerenkova v sredstvu, ki ima večji lomni količnik (slika 2.3).

2.2 Sestavni deli merilnega sistema

Shema merilnega sistema je prikazana na sliki 2.4. Osrednji del predstavlja detektor sevanja Čerenkova, ki ga sestavljata sevalec iz kremenovega aerogela, v katerem delci β sevajo fotone Čerenkova in fotopomnoževalka, s katero zaznamo izsevane fotone. Za zmanjšanje ozadja smo uporabili večžično proporcionalno komoro v koincidenzi s fotopomnoževalko. Deli merilnega sistema so bili zaprti v aluminijastem ohišju s počrtno notranjostjo.



Slika 2.4: Shema merilnega sistema; VŽPK označuje večžično proporcionalno komoro, FP pa fotopomnoževalko.

2.2.1 Detektor sevanja Čerenkova

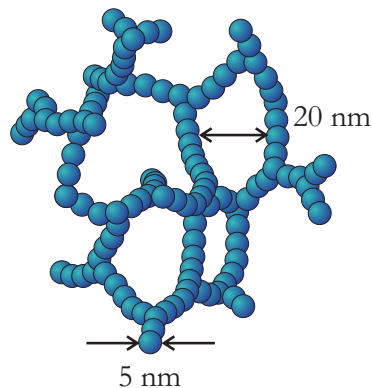
Kremenov aerogel

Kremenov aerogel je umetno narejena snov, zgrajena iz amorfnih zrn SiO_2 z velikostjo od 1 do 10 nm. Ta so povezana v tri-dimenzionalno strukturo s porami, v katerih je ujet zrak (slika 2.5). Povprečen premer por je okrog 20 nm. Gostota aerogela je nizka, ponavadi le nekajkrat presega gostoto zraka. Tipično aerogel sestavlja le 5% trdne snovi. Med gostoto in lomnim količnikom velja preprosta zveza

$$\rho = (n - 1) 4.8 \text{ g/cm}^3. \quad (2.6)$$

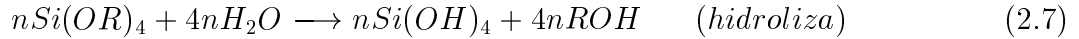
Komercialno dosegljivi aerogeli imajo gostoto med 3 mg/cm^3 in 350 mg/cm^3 , oziroma lomni količnik med 1.006 in 1.1.

Aerogel s svojim lomnim količnikom zapolnjuje vrzel med tekočinami na eni strani in plini na drugi (slika 2.2). Z uporabo aerogela se izognemo uporabi plina pod visokim tlakom ali v težko obvladljivi utekočinjeni fazi. Aerogel poznajo že od leta 1931, vendar so šele v zadnjem času razvili naprednejše postopke s katerimi pridobivajo aerogele, ki so dovolj prepustni in homogeni za uporabo. Znebili so se tudi slabe lastnosti zgodnjih aerogelov, higroskopičnost, ki je s časom poslabšala prepustnost.



Slika 2.5: Struktura aerogela.

Začetna stopnja v pripravi kremenovega aerogela je kremenov gel, ki ga pridobivajo iz tetrametil ortosilicija (TEMOS, $\text{Si}(\text{OCH}_3)_4$) ali pa tetraetil ortosilicija (TEOS, $\text{Si}(\text{OC}_2\text{H}_5)_4$) preko hidrolize in kondenzacije. Kemijski enačbi za proces nastanka kremenovega gela sta



Tu R predstavlja CH_3 (TEMOS) ali pa C_2H_5 (TEOS). Ti dve reakciji potekata hkrati, ob prisotnosti alkohola (ponavadi etanol), ki služi kot topilo.

Kremenov gel je sestavljen iz dveh delov, trdnega in tekočega, kjer trdni del predstavlja tridimenzionalna mreža, v katero se povežejo delci SiO_2 med procesom nastajanja gela. Aerogel potem dobijo tako, da iz gela odstranijo tekoči del. Če bi gel osušili tako, da bi tekoči del preprosto izparili, bi se trdna komponenta kremenovega gela pod vplivom kapilarnih sil sesula in ostal bi gost prah. Sesutju trdne strukture se izognejo tako, da gel segrejejo nad trojno točko tekočine. Gostoto aerogela kontrolirajo s koncentracijo silicija v začetni raztopini.

Lomni količnik aerogela se na območju vidne svetlobe ne spreminja močno z valovno dolžino. Na območju med 350 in 550 nm naraste za red velikosti 0.1 % [6].

Sipanje svetlobe v nehomogenem materialu kot je aerogel je posledica fluktuacij v dielektrični konstanti in ga lahko opišemo z Rayleigh–Debyevo teorijo [7] [8]. Po tej teoriji je za nepolarizirano vpadno svetlobo intenziteta sipane svetlobe enaka

$$I(\vartheta) = I_0 \frac{\overline{\eta^2}}{\lambda^4 r^2} (1 + \cos^2 \vartheta) \frac{a_C^3}{(1 + q^2 a_C^2)^2}, \quad (2.9)$$

kjer je ϑ sipalni kot, I_0 faktor normalizacije, $\overline{\eta^2}$ povprečen kvadrat odstopanj od povprečne dielektrične konstante materiala, r razdalja med vzorcem in detektorjem, $q = 2k \sin(\vartheta/2)$, a_C pa se imenuje korelacijska dolžina in je parameter, ki pove na kakšni skali dolžin se dogajajo fluktuacije v dielektrični konstanti.

Če je korelacijska dolžina a_C precej manjša od valovne dolžine vpadane svetlobe, je intenziteta sipane svetlobe neodvisna od sipalnega kota, tako da je sipanje simetrično okrog sipalnega kota $\pi/2$ in sorazmerno z $1/\lambda^4$. V tej limiti dobimo Rayleighevo sipanje. V primeru, da je korelacijska dolžina precej večja, pa sipanje postane izrazito usmerjeno naprej in skoraj neodvisno od valovne dolžine.

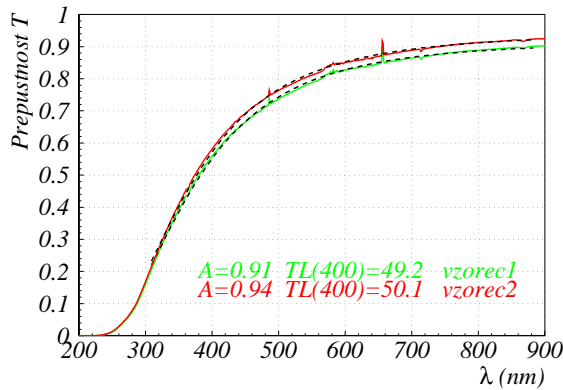
Korelacijska dolžina v aerogelu je povezana z velikostjo por, tako da leži na nanometrski skali. Sipanje vidne in ultravijolične svetlobe, za katero je dober približek $a_C \ll \lambda$, lahko označimo kot Rayleighevo sipanje. Značilna $1/\lambda^4$ odvisnost Rayleighevega sipanje daje aerogelu modro barvo, ko ga gledamo proti temnem ozadju.

Absorbpcija v aerogelu je v vidnem delu spektra majhna in je praktično neodvisna od valovne dolžine na tem območju [9]. Zato se izmerjena odvisnost prepustnosti T od valovne dolžine na območju med 300 in 700 nm dobro prilega funkciji

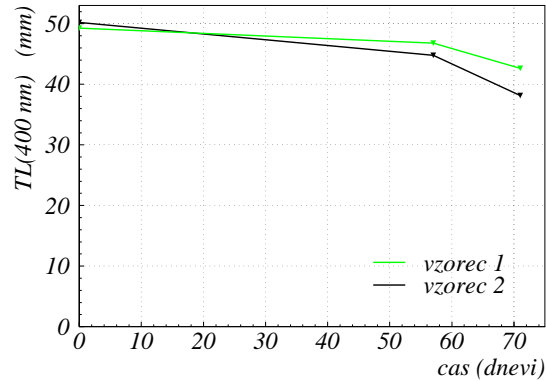
$$T(\lambda) = Ae\left(-\frac{d}{L_p(\lambda)}\right) = Ae\left(-\frac{C \cdot d}{\lambda^4}\right) \quad (2.10)$$

kjer je d debelina aerogela, A je od valovne dolžine neodvisen faktor prepustnosti, ki predstavlja absorbcijo in $L_p(\lambda)$ sipalna dolžina s katero opišemo Rayleighevo sipanje. Konstanta C se imenuje koeficient čistosti. Večkrat se namesto C navaja sipalno dolžino pri valovni dolžini 400 nm, $L_p(400)$. Bolj prepustni bodo aerogeli z velikimi A in nizkim C oziroma veliko sipalno dolžino $L_p(400)$.

Poleg Rayleighevega sipanja v aerogelu opazimo tudi tako imenovano sipanje naprej, ki je predvsem posledica mikrometrskih nepravilnosti zunanje površine aerogela. Korelacijska dolžina za to sipanje leži na mikrometerski skali, tako da je za vidno svetlobo to sipanje precej neodvisno od valovne dolžine. Ker je porazdelitev sipanja naprej močno skoncentrirana pri majhnih sipalnih kotih (povprečen sipalni kot je velikostnega reda 1 mrad [6]) je njegov vpliv na prepustnost majhen. Sipanje naprej naših meritev, kjer nas zanima število detektiranih fotonov Čerenkova, ne moti preveč. V glavni meri pa je odgovorno za nekoliko zamegljen videz predmetov, ki jih gledamo skozi aerogel.



Slika 2.6: Prepusnost uporabljenih vzorcev aerogela. Pripisana sta tudi faktor prepustnosti A in sipalna dolžina pri $\lambda = 400$ nm ($TL(400)$), ki ju dobimo s prilagajanjem funkcije 2.10 meritvam. Rezultat prilagajanja prikazuje prekinjena črta.



Slika 2.7: Spreminjanje sipalne dolžine pri 400 nm uporabljenih vzorcev aerogela s časom.

Pri naših meritvah smo uporabili dva vzorca aerogela proizvedena na ruskem Inštitutu Boreskov iz Novosibirsk v sodelovanju z Inštitutom Budker prav tako iz Novosibirsk. Proizvajalec navaja lomni količnik $n = 1.047$. Oba vzorca imata obliko kvadra z dimenzijami $2.5 \times 5.5 \times 5.2$ cm³. Vzorca smo postavili v plastično škatlo tako, da ni bilo med njima nobenega razmika. Škatla je na strani proti fotopomnoževalki odprta, na strani proti komori pa ima 2×2 cm² veliko odprtino, ki se pokriva z izstopnim oknom komore. Ker je za območje svetlobe, ki nas zanima pomembno predvsem sipanje, absorbcija pa

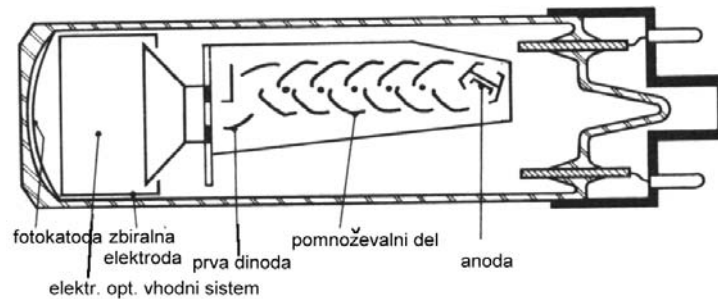
je majhna, smo notranjost škatle, prekrili z aluminizirano plastično folijo (tudi $2 \times 2 \text{ cm}^2$ odprtino na vstopni strani). S tem dosežemo odboj fotonov proti fotopomnoževalki in tako zmanjšamo izgube fotonov Čerenkova.

S spektrometrom HP8453 smo premerili tudi prepustnost uporabljenih aerogelov. Rezultati so prikazani na sliki 2.6. Uporabljeni vzorci so v primerjavi z ostalimi, ki sem jih imela na voljo (proizvajalec Matsushita Electric Works) precej bolj prepustni. Njihova slaba stran pa je higroskopičnost. Spreminjanje sipalne dolžine pri 400 nm s časom za uporabljena vzorca aerogela je prikazana slikki 2.7.

Fotopomnoževalka

Fotopomnoževalka je sestavljena iz fotokatode na vhodnem delu evakuirane posode, ki ji sledita zbiralni sistem ter pomnoževalni sistem (veriga dinod) za elektrone. Na koncu evakuirane posode leži anoda, kjer merimo signal (slika 2.8). Med delovanjem je fotopomnoževalka priključena na visoko napetost, ki se razporedi med elektrode. Večkanalne fotopomnoževalke z več anodnimi izhodi imajo anodo razdeljeno na dele, signal pa tedaj nosi tudi informacijo o poziciji zadetka.

Fotokatoda, ki je zgrajena iz svetlobno občutljivega materiala, po vpadu fotona na osnovi fotoefekta emitira elektron. Električno polje ta elektron pospeši proti prvi dinodi, ki po vpadu elektrona emitira več sekundarnih elektronov. Ti sekundarni elektroni se pospešijo proti naslednji dinodi in postopek se ponovi, tako da na koncu dinodne verige dobimo plaz elektronov, ki ga, zbranega na anodi, zaznamo kot merljiv električni tok.



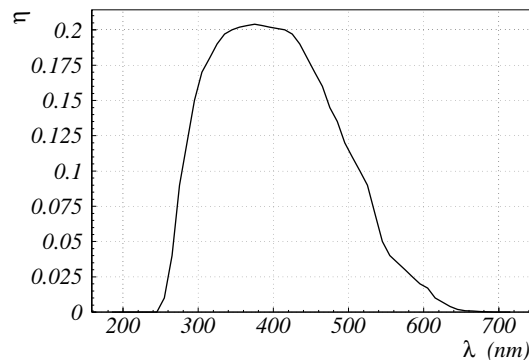
Slika 2.8: Tipična fotopomnoževalka.

Fotopomnoževalka lahko deluje v zveznem načinu, ko je pod konstantno osvetlitvijo ali pa v pulznem načinu kot v našem primeru, ko štejemo fotone Čerenkova. V obeh primerih pa je tok na izhodu fotopomnoževalke na določenem območju sorazmeren s številom vpadlih fotonov.

Pomemben parameter fotopomnoževalke je kvantni izkoristek, definiran kot

$$\eta(\lambda) = \frac{\text{število fotoelektronov izbitih iz fotokatode}}{\text{število vpadlih fotonov na fotokatodo}(\lambda)}. \quad (2.11)$$

Tu je λ valovna dolžina vpadne svetlobe. Kvantni izkoristek je od nič različen le v določenem pasu valovnih dolžin. Pri velikih valovnih dolžinah elektron ne dobi dovolj energije, da bi lahko zapustil katodo, pri majhnih valovnih dolžinah pa se elektroni absorbirajo v steklu fotopomnoževalke. Tipično to območje leži v vidnem delu spektra od 350 do 550 nm, z vrhom okrog 400 nm. Fotokatode so večinoma narejene iz polprevodniških materialov, ki imajo v primerjavi z drugimi fotoobčutljivimi materiali veliko večji kvantni izkoristek. Tako je kvantni izkoristek za polprevodnike med 10 % in 30 %, medtem ko je za kovine reda velikosti 0.1 %.



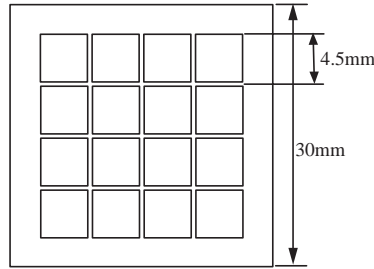
Slika 2.9: Kvantni izkoristek fotopomnoževalke Hamamatsu R5900-M16.

Naloga elektronskega zbiralnega sistema je zbrati čim več iz fotokatode izbitih elektronov na prvo stopnjo pomnoževalnega sistema. V ta namen uporabljajo električno polje. Seveda pa mora biti zbiralni sistem zasnovan tako, da je čas potovanja fotoelektrona od fotokatode do prve dinode čimbolj neodvisen od točke emisije, saj to določa časovno ločljivost fotopomnoževalke.

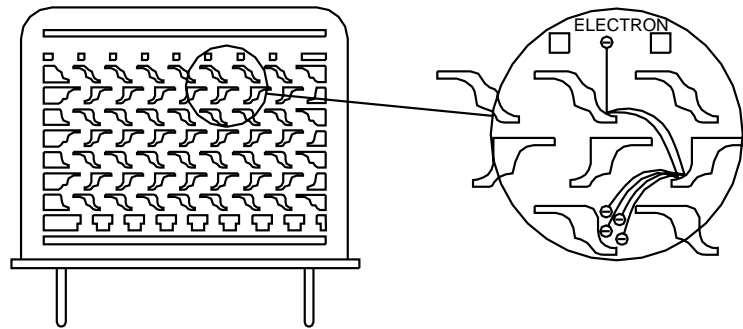
Elektronski pomnoževalni sistem preko večih elektrod za sekundarno emisijo (dinode) ojači šibek začetni fototok in tako poskrbi, da na anodi dobimo merljiv tok. Tipično skupno ojačanje pri sistemu 10 do 14 dinod je 10^7 . Pri večkanalnih fotopomnoževalkah se lahko zgodi, da foton, ki pade na en del katode sproži plaz elektronov ne le na anodi pod njim, ampak tudi na kateri od sosednjih anod. Temu pojavu rečemo presluh. S primerno geometrijo dinod lahko dosežemo, da elektroni ne uhajajo iz pomnoževalne verige in v primeru večkanalne fotopomnoževalke zmanjšamo presluh med sosednjimi kanali.

Pri naših meritvah smo za detekcijo fotonov Čerenkova uporabili večanodno fotopomnoževalko R5900-M16 znamke Hamamatsu z bialkalno fotokatodo. Velikost fotoobčutljivega območja fotokatode je $18 \times 18 \text{ mm}^2$. Fotokatoda lahko zaznava fotone z valovnimi dolžinami med 250 in 650 nm. Odvisnost kvantnega izkoristke od valovne dolžine je prikazan na sliki 2.9. Vstopno okno je iz 1 mm debelega borovega stekla. Dinodni sistem je sestavljen iz 12 stopenj dinod s kovinskimi lističi, anoda pa je razdeljena na 16 delov (kanali), kjer vsaka pokriva $4.5 \times 4.5 \text{ mm}^2$ (slika 2.10). Geometrija dinodnega sistema je

prikazana na (slika 2.11).



Slika 2.10: Pogled od zgoraj na fotopomnoževalko Hamamatsu R5900-M16.

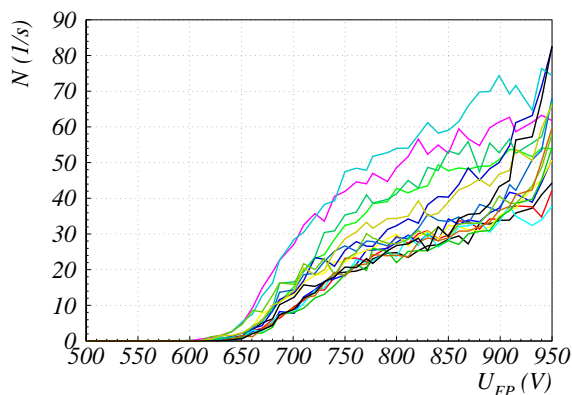


Slika 2.11: Geometrija dinod v fotopomnoževalki Hamamatsu R5900-M16.

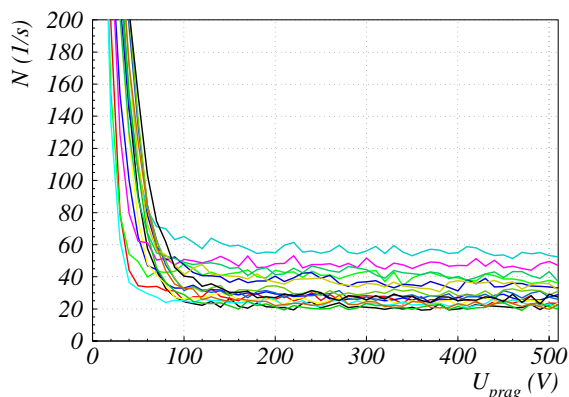
V primerjavi s starejšimi ima naša fotopomnoževalka zelo nizek presluh. Zaradi tega je zelo uporabna pri pozicijsko občutljivih meritvah. Odlikuje se tudi po majhnem šumu in dobrem zbiralnem izkoristku za elektrone, saj zaradi posebne zgradbe električno polje učinkovito privlači elektrone, ki izstopajo iz prejšnje stopnje.

Delovno napetost fotopomnoževalke smo določali s sistemom za štetje sunkov, v katerem so si po vrsti sledili fotopomnoževalka, ojačevalnik, diskriminator ter števec. Za sevalec smo uporabili aerogel, izvor elektronov pa je bil ^{90}Sr z aktivnostjo 51 Bq. Slika 2.12 kaže izmerjeno odvisnost pogostosti sunkov od napetosti na fotopomnoževalki. Pri tem je bil prag diskriminacije za vse kanale nastavljen na 150 mV, saj je uporabljen diskriminator dovoljeval le spreminjanje praga diskriminacije na vseh 16 kanalih hkrati. Vidimo, da plato štetja, kjer se pogostost štetja le malo ospreminja z napetostjo, leži na območju napetosti med -750 V in -900 V . Zato smo pri vseh meritvah izbrali za delovno napetost fotopomnoževalke $U_{FP} = -875\text{ V}$. Pogledali smo tudi kako je pri tej napetosti pogostost štetja odvisna od praga diskriminacije, kar je prikazano na sliki 2.13. Na podlagi te slike smo pri vseh nadaljnjih meritvah za prag diskriminacije izbrali 200 mV.

Število fotonov Čerenkova, ki jih zaznamo s fotopomnoževalko, dobimo iz enačbe 2.4:



Slika 2.12: Odvisnost pogostosti štetja od delovne napetosti za fotopomnoževalko.



Slika 2.13: Odvisnost pogostosti štetja na fotopomnoževalki od praga diskriminacije pri delovni napetosti $U_{FP} = -875$ V.

$$N_{det} = L \frac{\alpha}{\hbar c} \int T(E_f) \eta_{kv}(E_f) \epsilon_{el}(E_f) \epsilon_z(E_f) \sin^2 \theta_C(E_f) dE_f, \quad (2.12)$$

kjer je L dolžina sevalca, $\eta_{kv}(E_f)$ kvantni izkoristek fotokatode, ϵ_z zbiralni izkoristek za elektrone v pomnoževalni verigi, ϵ_{el} je izkoristek elektronike, $T(E_f)$ pa je produkt prepustnosti, odbojnosti sevalca, zrcal in ostalih elementov v detektorju Čerenkova.

Če privzamemo, da se lomni količnik in s tem θ_C na občutljivem energijskem območju detektorja le malo spreminjata, potem lahko izraz 2.12 zapišemo kot

$$N_{det} \approx LN_0 \sin^2 \theta_C, \quad (2.13)$$

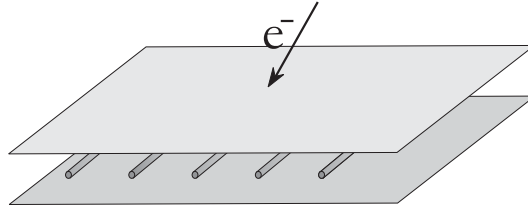
kjer je

$$N_0 = \frac{\alpha}{\hbar c} \int \eta_{kv}(E_f) \epsilon_z(E_f) \epsilon_{el}(E_f) dE_f \quad (2.14)$$

Na ta način ločimo lastnosti sevalca in dolžino od značilnosti detekcijskega sistema, ki so zbrane v N_0 . ϵ_z in ϵ_{el} se pri tipičnih detektorjih skorajda ne spreminjata po občutljivem energijskem območju detektorja. Za našo fotopomnoževalko zbiralni izkoristek znaša 70% [10], izkoristek elektronike pa je nad 95%.

2.2.2 Večžična proporcionalna komora

Večžična proporcionalna komora je sestavljena iz več vzporednih žičk, ki služijo kot anode in so med seboj enako oddaljen. Anodna ravnina z žičkami leži na sredini med dvema vzporednima katodnima ravninama (slika 2.14). Delec, ki potuje skozi komoro, ionizira plin in pušča za sabo sled parov elektron-ion. Pod vplivom električnega polja se sproščeni elektroni pospešijo proti najbližji anodni žički, ioni pa proti katodi. V bližini



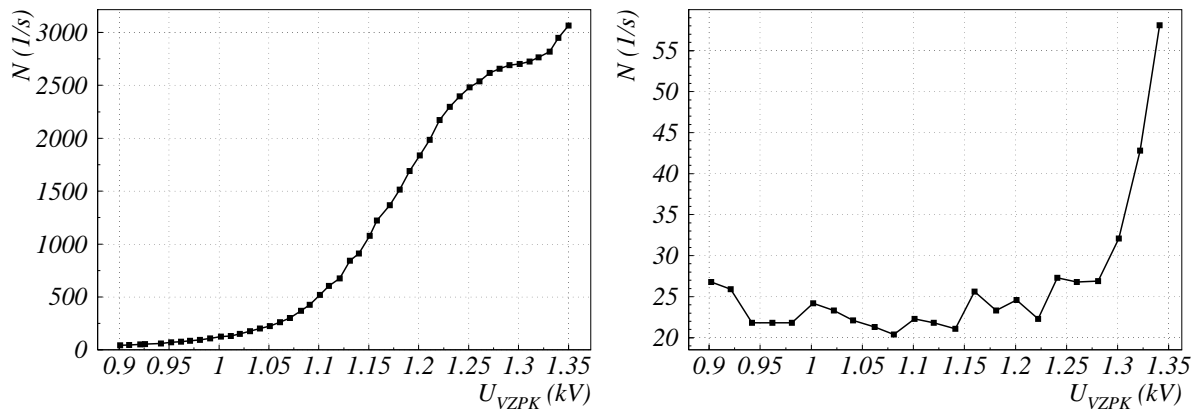
Slika 2.14: Geometrija večžične proporcionalne komore.

žiček je električno polje močnejše, tako da lahko na tem območju elektroni med dvema trkoma pridobijo dovolj energije za ionizacijo atomov. Spet se bodo sproščeni elektroni pospešili proti anodi in pri tem ionizirali še nekaj atomov. Na ta način se v bližini aktivne anodne žičke (žička, ki je najbližje trajektoriji delca) sprosti pomnoževalni plaz elektronov, pozitivno nabiti ioni pa ostajajo za njimi. Ko se pomnoževanje konča, je večina negativnega naboja še na anodni žici, kjer ga zadržuje oblak pozitivnih ionov. Ker pa katoda, na katere strani je nastal plaz, vleče oblak proti sebi, pride z njegovim gibanjem do prerazporeditve elektronov na sosednje anodne žice in obe katodi. kamor potuje pozitiven naboj. Na koncu se vsi elektroni zberejo na katodi proti kateri potuje pozitiven naboj in pride do rekombinacije z ioni nosilnega plina.

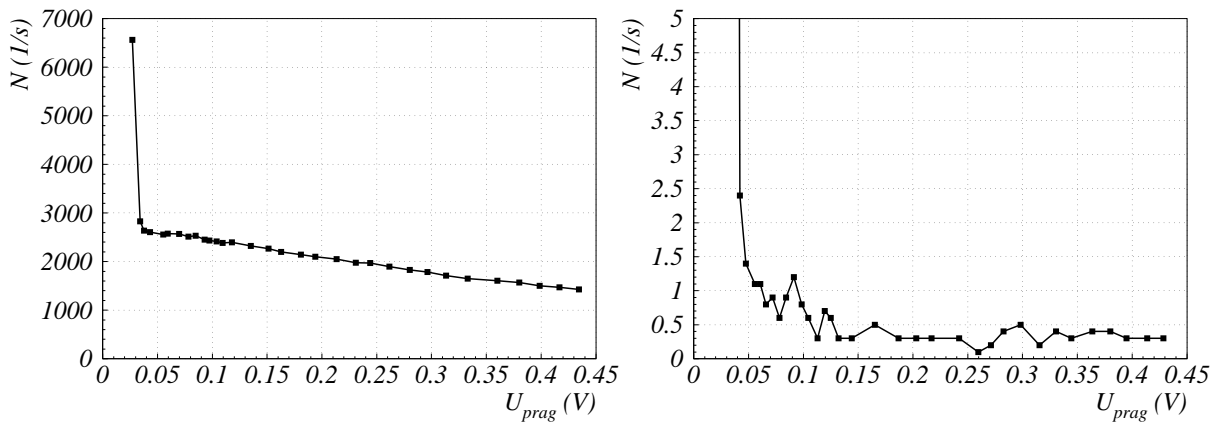
Komora, ki smo jo uporabili za naše meritve je bila izdelana na Odseku za eksperimentalno fiziko osnovnih delcev IJS. V anodni ravnini leži 10 volframskih žiček s polmerom $10\ \mu\text{m}$ v medsebojni razdalji $2\ \text{mm}$. Katodni ravnini iz aluminizirane plastične folije (mylar) ležita na razdalji $1.5\ \text{mm}$ od anodne ravnine. Velikost vstopnega okna je $2 \times 2\ \text{cm}^2$. Skozi komoro se pretaka plinska mešanica P10 ($10\% \text{CH}_4 + 90\% \text{Ar}$). Pri meritvah so bile anodne žičke priključene na visoko pozitivno napetost, katodni ravnini pa ozemljeni. Signal, ki smo ga pobrali iz obeh katodnih ravnin, smo preko predojačevalnika peljali na izhod komore. Pri vseh meritvah je bila komora postavljena tik pred aerogel.

Delovno napetost komore sem določila enako kot pri fotopomnoževalki, le da sem fotopomnoževalko in sevalec zamenjala s komoro. Izmerjeni odvisnosti pogostosti sunkov od napetosti na komori z izvorom (^{90}Sr , $A=51\ \text{Bq}$) in brez sta prikazani na slik 2.15. Prag diskriminacije je bil pri tem nastavljen na $-34\ \text{mV}$. Glede na to, da je zgornja meja platoja štetja okrog $1300\ \text{V}$, smo za delovno napetost komore izbrali $1280\ \text{V}$. Na sliki 2.16 je prikazana tudi izmerjena odvisnost pogostosti štetja (z izvorom in brez) od praga diskriminacije pri delovni napetosti $1280\ \text{V}$. Glede na to, da hočemo meriti nizke aktivnosti, smo pri vseh nadaljnjih meritvah izbrali nekoliko višji prag diskriminacije $-150\ \text{mV}$, pri katerem se ozadje umiri. Tako izbran prag diskriminacije je zadoščal za približno 85% izkoristek komore za izvor ^{90}Sr . Oceno za izkoristek smo določili na podlagi slike 2.16 (levo) tako, da smo odrezali strmi začetni del krivulje, ki je posledica ozadja in jo podaljšali do ordinatne osi. Razmerje med odčitano vrednostjo na ordinatni osi in izmerjeno pogostostjo štetja pri pragu diskriminacije $-150\ \text{mV}$ je približek za izkoristek.

Ploskovna gostota komore je okoli $8\ \text{mg}/\text{cm}^2$, tako da so energijske izgube delcev β v komori majhne ($10\text{--}15\ \text{keV}$) in skoraj ne vplivajo na število izsevanih fotonov v aerogelu. Poleg tega je zaradi majhne ploskovne gostote verjetnost za absorbcijo ali sipanje žarkov γ



Slika 2.15: Odvisnost pogostosti štetja od delovne napetosti za večžično proporcionalno komoro. Levo: z izvorom ^{90}Sr , desno: brez izvora.



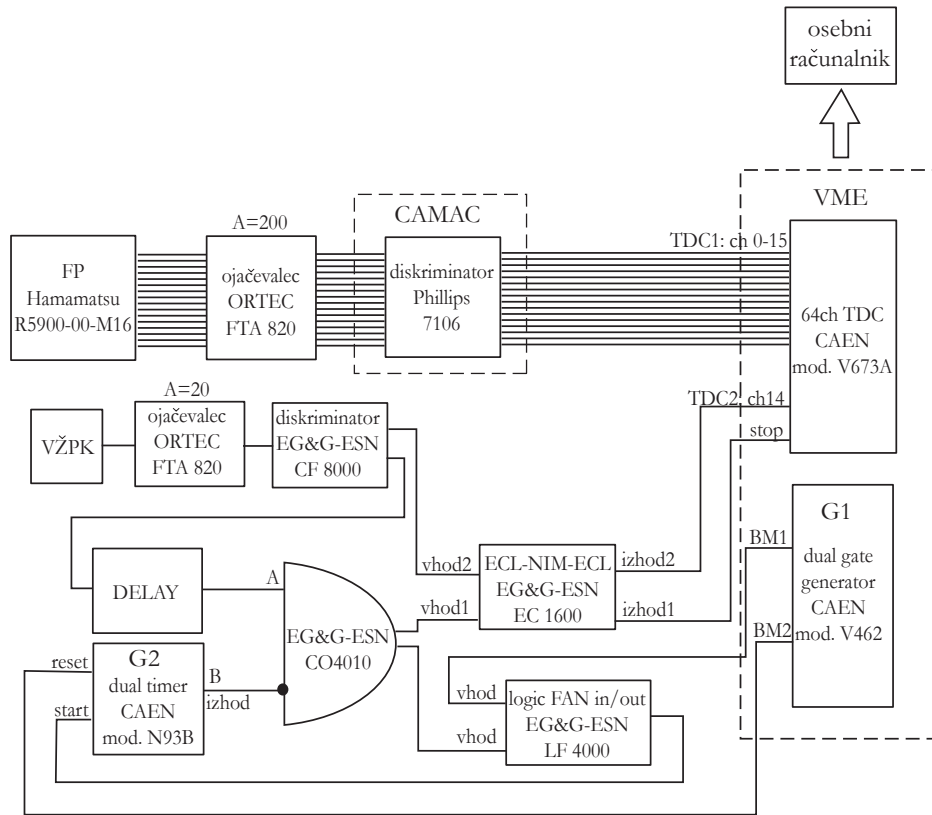
Slika 2.16: Odvisnost pogostosti štetja v večžični proporcionalni komori od praga diskriminacije (absolutna vrednost) pri delovni napetosti $U_{FP} = 1280\text{ V}$. Levo z izvorom ^{90}Sr , desno: brez izvora.

v komori majhna (pod 0.1 % za žarke γ z energijo pod 100 keV) v primerjavi z verjetnostjo, da delci β v komori sprožijo signal (izkoristek komore za ^{90}Sr je okrog 85%). Ta lastnost komore je ugodna za določanje aktivnosti ^{90}Sr , ki je čisti β sevalec, saj prisotnost sevancev γ v vzorcu le otežuje meritve. Zato se z uporabo komore v koincidenzi s fotopomnoževalko močno zmanjša občutljivost detektorja na sevalce γ .

2.3 Elektronsko vezje in zajemanje podatkov

Namen elektronskega vezja je bil dolčanje pogostosti koincidenčnih dogodkov, ki sprožijo signal v komori in na vsaj enem kanalu fotopomnoževalke. Pri tem smo uporabili NIM, CAMAC ter VME modularno elektroniko. Shema je narisana na sliki 2.17.

Število koincidenčnih dogodkov smo dobili z opazovanjem porazdelitve dogodkov po časovnih razlikah signalov v obeh detektorjih. Pravi dogodki v tej porazdelitvi ležijo v koincidenčnem intervalu okrog vrha, naključne koincidence pa predstavljajo enakomerno ozadje.



Slika 2.17: Shema elektronskega vezja.

Vseh 16 kanalov fotopomnoževalke smo vodili preko ojačevalnika (ORTEC FTA 820, z ojačanjem $A=20$) in diskriminatorja (16 kanalni, Phillips 7106) na prvih 16 vhodov časovno digitalnega pretvornika (TDC CAEN mod. V673A, 64 kanalnov), s katerim smo merili časovne razlike. Če je bil na katerem od teh 16 kanalov prisoten signal, potem je ta sprožil začetek merjenja časovne razlike za ta kanal. Konec merjenja časovne razlike na vseh kanalih TDC enote (vhod stop) je sprožil ojačan (ORTEC, FTA 820 z ojačanjem $A=20$), diskriminiran (EG&G-ESN, CF8000) ter zakasnen (DELAY) signal iz komore. Ta signal je bil tudi prožilni signal za prenos podatkov v računalnik za kasnejšo obdelavo.

Z generatorjem signalov G1 (dual timer CAEN mod. N93B) in koincidenčno enoto (EG&G-ESN CO 4010), ki smo jo postavili med zakasnilno enoto ter stop vhodom TDC enote, smo si pomagali, da med prenosom podatkov iz TDC enote v računalnik, enota ne sprejema novih dogodkov. V ta namen sem peljala signal B iz drugega generatorja signalov G2 (dual gate generator CAEN mod. V462) na antikoincidenčni vhod koincidenčne enote, na koincidenčni vhod pa zakasnen signal iz komore (označeno z A). Začetek signala B

je sprožil sunek na izhodu koincidenčne enote, ki je bil vezan na vhod start drugega generatorja signalov (G2). Po končanem prenosu podatkov v računalnik je konec signala B sprožil sunek na izhodu BM2 drugega generatorja signalov (G2), ki je bil speljan na vhod reset prvega generatorja signalov (G1). Na ta način TDC enota ni sprejemala novih dogodkov, dokler je bil prisoten signal B.

Prenos podatkov v računalnik je potekal preko vmesniškega sistema Wiener PCI-VME. V sistemu VME je poleg TDC enote tudi generator sunkov G1 s katerim smo programsko prožili sunek na izhod BM2 po končanem prenosu podatkov iz TDC enote v osebni računalnik. Podatke smo zajemali s programom [11], ki teče okolju LabWindows CVI [12]. Prebrane podatke pa smo obdelovali s programskim paketom PAW (Physycs Analysis Workstation) [13].

Poglavje 3

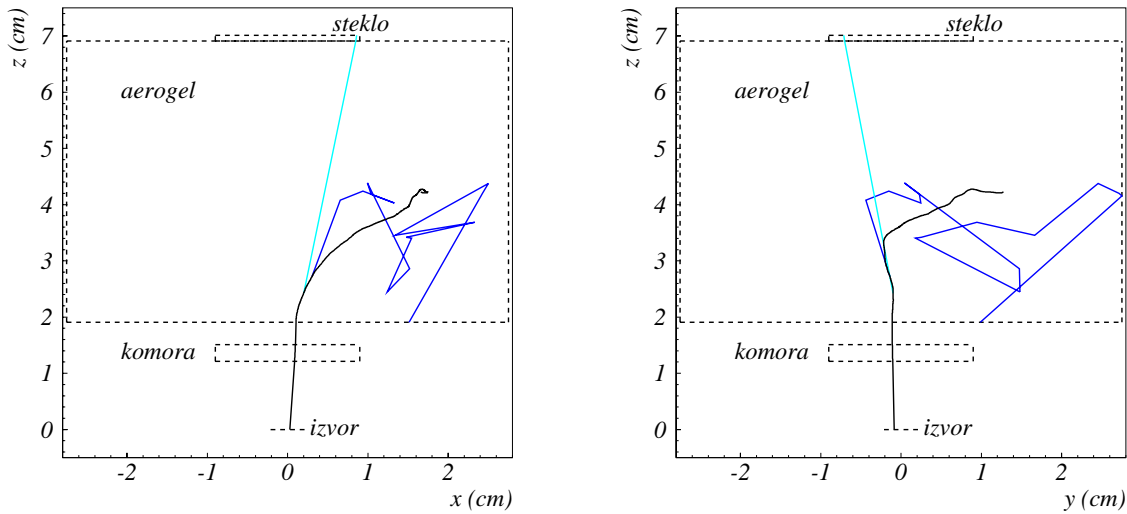
Simulacija procesov v detektorju

S pomočjo simulacije procesov v detektorju sem poskušala ugotoviti, v kakšnih pogojih je izkoristek za ^{90}Sr optimalen. Poleg izkoristka za ^{90}Sr sem preverjala izkoristek tudi za ostale izvore, ki sem jih uporabila pri umeritvi (^{42}K , ^{32}P in ^{137}Cs). V prvem delu tega poglavja so opisani procesi, ki sem jih pri tem upoštevala in potek simulacije. V nadaljevanju pa so podani rezultati.

3.1 Potek simulacije

Vhodni podatki simulacijskega programa so geometrija detektorja, lastnosti aerogela (lomni količnik, sipalna dolžina) in izvor elektronov β .

Simulacija poteka tako, da najprej generiramo elektron β , ki mu sledimo skozi večžično proporcionalno komoro, sevalec fotonov Čerenkova (aerogel) ter steklo fotopomnoževalke. Na tej poti upoštevamo tri procese: izguba energije zaradi ionizacije, spreminjanje smeri gibanja, ki je posledica večkratnega Coulombskega sipanja na jedrih, ter sevanje fotonov Čerenkova, če energija elektrona preseže prag za sevanje Čerenkova. Fotonom, ki jih elektron na poti izseva v aerogelu sledimo do aktivne površine fotopomoževalke, če prej ne naletijo na kako geometrijsko oviro. Pri tem za fotone, ki so bili generirani v aerogelu upoštevamo možne večkratne odboje na aluminizirani plastični foliji, ki obdaja večino aerogela in služi kot zrcalo, lom in odboj na meji aerogela z zrakom (to je na ploskvi, ki leži na strani proti fotopomnoževalki), Rayleighevo sipanje v aerogelu, ter možnost odboja na steklu fotopomnoževalke, če padejo tja. Upoštevamo pa tudi možnost sevanja fotonov Čerenkova v steklu fotopomnoževalke, če je tam energija elektrona večja od praga za sevanje Čerenkova. Skozi celoten postopek sledenja fotonu je polarizacijski vektor normiran na 1. Postopek generiranja in sledenja elektronu ter izsevanim fotonom ponovim za drugi elektron, če energija elektrona pade pod njegovo mirovno energijo 0.511 MeV, ali pa elektron naleti na kako geometrijsko oviro. Na sliki 3.1 je prikazana pot enega izmed naključno izbranih elektronov in dveh fotonov, ki jih na poti izseva.



Slika 3.1: Pot elektrona (črna črta) in dveh izsevanih fotonov (modri črti) skozi detektorski sistem, prikazana v dveh projekcijah.

Procesi, ki sem jih upoštevala v simulaciji so:

- ionizacijske izgube elektronov v komori, aerogelu in steklu fotopomoževalke;
- večkratno sipanje elektronov v komori, aerogelu in steklu fotopomoževalke;
- sevanje fotonov Čerenkova v aerogelu in steklu fotopomoževalke;
- Rayleighovo sipanje fotonov v aerogelu;
- lom oziroma odboj fotonov na meji dveh sredstev (aerogel-zrak in steklo fotopomoževalke-zrak, če je razdalja med aerogelom in fotopomoževalko večja od nič, sicer pa preverjam odboj na meji aerogel-steklo)
- odboj fotonov na aluminizirani plastični foliji
- absorbcijo fotonov v steklu fotopomoževalke;
- kvantni in zbiralni izkoristek fotopomoževalke, ter izkoristek elektronike.

3.1.1 Opis posameznih procesov

Energijske izgube elektrona

Energijske izgube elektrona skozi snov sem računala po Bethe–Blochovi enačbi [15]

$$-\frac{dE}{dl} = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \frac{\rho Z}{A \beta^2} \left[\ln \left(\frac{\tau^2 (\tau + 2)}{2 (I/m_e c^2)^2} \right) + 1 - \beta^2 + \frac{\tau^2 - (2\tau + 1) \ln 2}{(\tau + 1)^2} \right], \quad \beta = \frac{v}{c}, \quad (3.1)$$

kjer je N_A Avogadrovo število, m_e masa elektrona, r_e klasičen radij elektrona, τ kinetična energija elektrona v enotah mirovne energije, v hitrost elektrona, I povprečni ionizacijski potencial snovi, ρ gostota snovi, A masno število snovi in Z vrstno število snovi.

Energijske izgube sem upoštevala v komori, ki je napolnjena s plinom P10, aerogelu in steklu fotopomoževalke. Podatke, ki sem jih pri tem potrebovala sem povzela po viru [16].

Večkratno Coulombsko sipanje elektrona

Elektron na poti skozi snov zaradi Coulombskega sipanja na jedrih večkrat spremeni smer gibanja. Problem se obravnava statistično, rezultat pa je porazdelitvena funkcija po celotnem sipalnem kotu v odvisnosti od prepotovane poti v snovi. Ta porazdelitev je pri manjših kotih podobna Gaussovi. Večji odkloni smeri gibanja so večinoma posledica enkratnega in ne večkratnega Coulombskega sipanja v snovi. Zato se porazdelitvena funkcija večkratnega Coulombskega sipanja pri večjih sipalnih kotih obnaša podobno kot porazdelitvena funkcija pri Rutherfordovem sipanju. Posledica tega je širši rep kot pri Gaussovi porazdelitvi.

V simulaciji sem za porazdelitveno funkcijo privzela kar Gaussovo porazdelitev s širino

$$\sigma_\vartheta = \frac{E_s}{pc\beta} \sqrt{\frac{l}{L_R}} \left[1 + 0.038 \ln \left(\frac{l}{L_R} \right) \right], \quad (3.2)$$

kjer je $E_s = 13.6$ MeV, l je pot elektrona in L_R radiacijska dolžina [14]. Upoštevala sem, da se elektron siplje v komori (mešanica P10 je sestavljena iz 90% argona in 10% CH₄), aerogelu (37% vode, 1% ogljika in 62 % SiO₂) in steklu fotopomoževalke (SiO₂). Ker podatkov o radiacijskih dolžinah za te snovi nisem imela na voljo, sem jih računala po Braggovem pravilu [15], tako da sem povprečila $1/L_R$ po elementih, ki sestavljajo posamezno snov

$$\frac{1}{L_R} = \rho \sum_k W_k \left(\sum_j \frac{w_{jk}}{\rho_{jk}} \left(\frac{1}{L_R} \right)_{jk} \right) \quad (3.3)$$

$$w_{jk} = \frac{a_{jk} A_{jk}}{\sum_j a_{jk} A_{jk}}.$$

Tu se indeksi k nanašajo na molekule, indeksi j pa na elemente: W_k je masni delež k -te molekule, A_{jk} je masno število j -tega elementa v k -ti molekuli, a_{jk} je število j -tih atomov v k -ti molekuli in tako naprej.

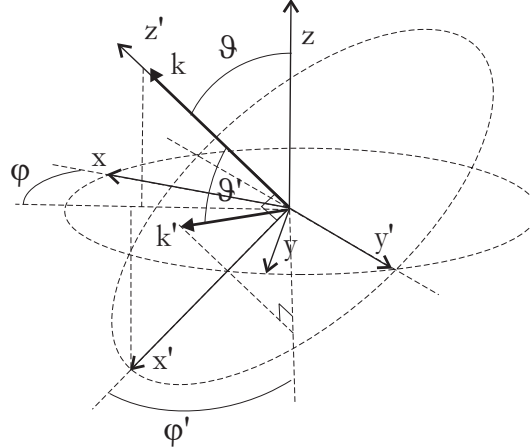
Za radiacijsko dolžino posameznega elementa v snovi sem privzela semi-empirično odvisnost od vrstnega števila [14]

$$\frac{1}{L_R} = \frac{4\alpha r_e^2 N_A}{A} \rho [Z^2 (L_1 - F(Z)) + ZL_2],$$

$$F(Z) = a^2 \left[\frac{1}{1+a^2} + 0.20206 - 0.0369a^2 + 0.083a^4 - 0.002a^6 \right],$$

$$a = \alpha Z, \quad L_1 = \frac{5.31}{Z^{1/3}}, \quad L_2 = \frac{1194}{Z^{2/3}}.$$

Postopek računanja smernega vektorja elektrona po sipanju poteka tako, da najprej zapišemo nov smerni vektor v sistemu S' , ki ima os z' v smeri starega smernega vektorja. Iz laboratorijskega sistema S pridemo v sistem S' , če S zavrtimo najprej okrog osi y za kot ϑ , nato pa še za kot φ okrog osi z , kjer sta ϑ in φ polarni in azimutni kot starega smernega vektorja v sistemu S (slika 3.2). Kot ϑ' novega smernega vektorja v tem sistemu je kar celoten sipalni kot po prepotovani poti dl in ga določimo v skladu s porazdelitvijo 3.2. Azimutni kot novega smernega vektorja v sistemu S' generiramo enakomerno na intervalu od 0 do 2π . Na koncu nov smerni vektor zapišemo še v laboratorijskem sistemu S .



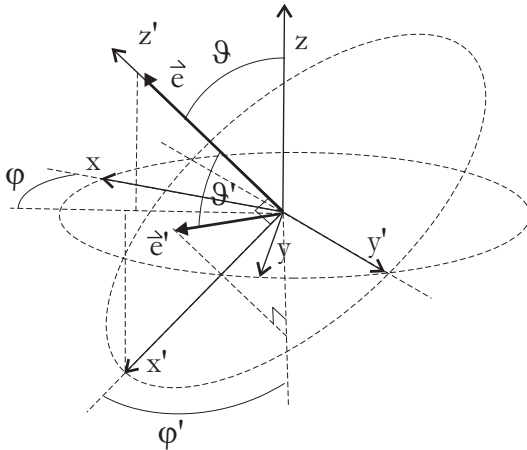
Slika 3.2: Večkratno Coulombsko sipanje elektrona; \vec{k} je star smerni vektor in \vec{k}' nov smerni vektor elektrona. Osi x' , y' in z' tvorijo sistem S' , osi x , y in z pa sistem S .

Rayleighovo sipanje fotonov

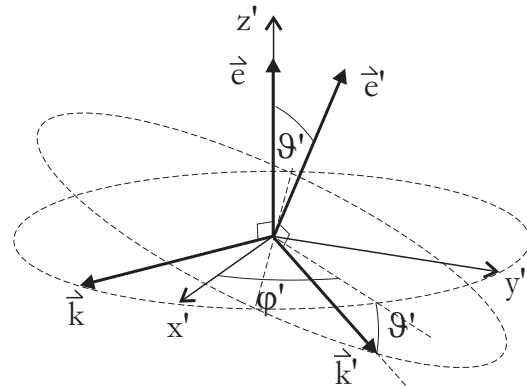
Za diferencialni sipalni presek Rayleighovega sipanja v primeru linearno polarizirane vpadne svetlobe velja

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto \cos^2 \vartheta', \quad (3.4)$$

kjer je ϑ' kot novega polarizacijskega vektorja glede na starega. V simulaciji smo smer sipanega polarizacijskega vektorja določili podobno kot smerni vektor elektrona po sipanju. Najprej smo nov polarizacijski vektor zapisali v sistemu S' , ki ima os z' vzporedno s staro polarizacijo. Iz laboratorijskega sistema S pridemo v sistem S' , če S zavrtimo najprej okrog osi y za kot ϑ , nato pa še za kot φ okrog osi z , kjer sta ϑ in φ polarni in azimutni kot starega polarizacijskega vektorja v laboratorijskem sistemu S (slika 3.3). V sistemu S' je polarni kot polarizacijskega vektorja kar sipalni kot in smo ga določili v skladu s porazdelitvijo 3.4. Azimutni kot novega polarizacijskega vektorja v sistemu S' φ' pa smo žrebali enakomerno na intervalu od 0 do 2π . Temu je sledil še zapis nove polarizacije v laboratorijskem sistemu.



Slika 3.3: Rayleighovo sipanje fotona; \vec{e} je star, \vec{e}' pa nov polarizacijski vektor fotona. Osi x' , y' in z' tvorijo sistem S' , osi x , y in z pa sistem S .



Slika 3.4: Smerni vektor po sipanju fotona.

Smerni vektor fotona po sipanju izračunamo z zahtevo, da ta leži v ravnini novega in starega polarizacijskega vektorja in je pravokoten na nov polarizacijski vektor (slika 3.4):

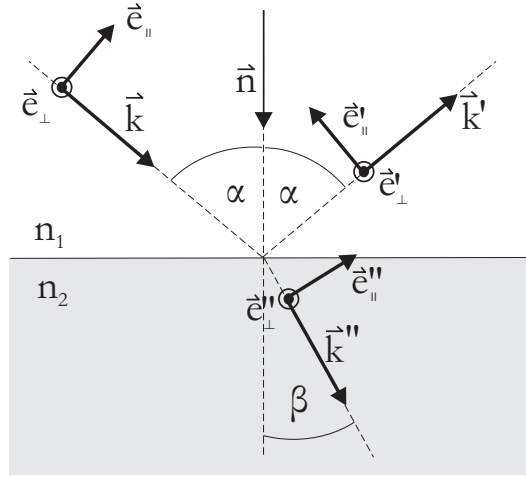
$$\vec{k}' = \frac{\vec{e}' \times (\vec{e}' \times \vec{e})}{\|\vec{e}' \times (\vec{e}' \times \vec{e})\|} \quad (3.5)$$

Tu je \vec{e}' nov polarizacijski vektor in \vec{e} star polarizacijski vektor.

Lom in odboj fotona na meji dveh sredstev

Možnost loma oziroma odboja na meji dveh sredstev smo preverjali z uporabo Fresnelovih enačb [17]. Vpadni kot α na mejo smo določila iz normale \vec{n} na mejo (normala je usmerjena stran od sredstva iz katerega prihaja foton) in smernega vektorja vpadnega fotona \vec{k} (slika 3.5)

$$\cos \alpha = \vec{n} \cdot \vec{k}. \quad (3.6)$$



Slika 3.5: Lom in odboj svetlobe na meji dveh sredstev.

Za lomni kot β velja

$$\sin \beta = \frac{n_2}{n_1} \sin \alpha. \quad (3.7)$$

Tu sta n_1 lomni količnik sredstva iz katerega foton prihaja in n_2 lomni količnik drugega sredstva.

V splošnem je polarizacija fotona sestavljena iz pravokotne in vzporedne komponente. Pravokotna komponenta je pravokotna na vpadno ravnino, vzporedna komponenta pa leži v vpadni ravnini, kjer je vpadna ravnina definirana kot ravnina v kateri ležita vektorja \vec{n} in \vec{k} . Vpadno polarizacijo \vec{e} smo zato najprej razdelili na pravokotno komponento

$$\begin{aligned} \vec{e}_\perp &= \left(\frac{\vec{e} \cdot \vec{q}}{\|\vec{q}\|} \right) \frac{\vec{q}}{\|\vec{q}\|}, \\ \vec{q} &= \vec{n} \times \vec{k} \end{aligned} \quad (3.8)$$

in vzporedno komponento

$$\vec{e}_\parallel = \vec{e} - \vec{e}_\perp. \quad (3.9)$$

Možnost odboja fotona na meji smo preverjali tako, da smo žrebali število na intervalu od 0 do 1 in ga primerjala z odbojnostjo

$$R = \rho_\perp (\vec{e}_\perp)^2 + \rho_\parallel (\vec{e}_\parallel)^2. \quad (3.10)$$

kjer sta ρ_\parallel in ρ_\perp odbojnost vzporedne in pravokotne komponente in ju izračunamo po enačbah

$$\rho_{\perp} = \left(\frac{\sin(\alpha - \beta)}{\sin(\alpha + \beta)} \right)^2 \quad (3.11)$$

$$\rho_{\parallel} = \left(\frac{\tan(\alpha - \beta)}{\tan(\alpha + \beta)} \right)^2. \quad (3.12)$$

Če je bilo izžrebano število manjše od R , potem se je foton odbil, sicer se je lomil.

Odboj

V primeru odboja smerni vektor odbitega fotona določimo po enačbi

$$\vec{k}' = \vec{k} - 2(\vec{n} \cdot \vec{k})\vec{n}. \quad (3.13)$$

Polarizacijo odbitega fotona pa dobimo tako, da pogledamo kakšni sta obe komponenti po odboju in ju vektorsko seštejemo. Vzporedno komponento določimo po enačbi

$$\vec{e}_{\parallel}' = \sqrt{\frac{\rho_{\parallel} (\vec{e}_{\parallel})^2}{R}} \left(\frac{\vec{v}}{\|\vec{v}\|} \right). \quad (3.14)$$

kjer je \vec{v} vektor v smeri vzporedne komponente odbite polarizacije in je enak

$$\vec{v} = (\vec{k} \times \vec{e}_{\parallel}) \times \vec{k}'. \quad (3.15)$$

Smer pravokotne komponente se po odboju ne spremeni in jo izračunamo tako, da pravokotno komponento vpadne polarizacije pomnožimo z ustreznim faktorjem

$$\vec{e}_{\perp}' = \sqrt{\frac{\rho_{\perp}}{R}} \vec{e}_{\perp}. \quad (3.16)$$

Lom

Lomljen smerni vektor \vec{k}'' dobimo tako, da ga najprej zapišemo v sistemu S' , ki ima os z' vzporedno z normalo \vec{n} . Iz laboratorijskega sistema S pridemo v sistem S' podobno kot pri sipanju fotona ali elektrona, če sistem S najprej zavrtimo okrog osi y za kot ϑ , nato pa še za kot φ okrog osi z , kjer sta ϑ in φ polarni in azimutni kot normale \vec{n} v sistemu S . Azimutni kot lomljenega smernega vektorja v sistemu S' je kar enak φ , saj ta vektor leži v vpadni ravnini. Polarni kot lomljenega smernega vektorja pa je enak lomnemu kotu β .

Podobno kot pri odboju, lomljen polarizacijski vektor dobimo tako, da pogledamo kakšni sta obe komponenti polarizacije po lomu. Vzporedno komponento lomljene polarizacije izračunamo po enačbi

$$\vec{e}_{\parallel}'' = \sqrt{\frac{\sigma_{\parallel} (e_{\parallel})^2}{T}} \left(\frac{\vec{u}}{\|\vec{u}\|} \right), \quad (3.17)$$

kjer je

$$\vec{u} = (\vec{k} \times \vec{e}_{\parallel}) \times \vec{k}'' \quad (3.18)$$

in

$$\sigma_{\parallel} = \frac{2 \sin \beta \cos \beta}{\sin(\alpha + \beta) \cos(\alpha - \beta)} \quad (3.19)$$

$$\sigma_{\perp} = \frac{2 \sin \beta \cos \beta}{\sin(\alpha + \beta)} \quad (3.20)$$

$$T = \sigma_{\parallel}(\vec{e}_{\parallel})^2 + \sigma_{\perp}(\vec{e}_{\perp})^2. \quad (3.21)$$

Pravokotna komponenta lomljene polarizacije pa je enaka

$$\vec{e}_{\perp}'' = \sqrt{\frac{\sigma_{\perp}}{T}} \vec{e}_{\perp}. \quad (3.22)$$

Odboj fotona na aluminizirani plastični foliji

V primeru vpada fotona na kovino, lom v kovino ni možen. Če se foton ne odbije, se absorbira. Možnost odboja na aluminizirani plastični foliji, ki obdaja vse razen izstopne stene aerogela, preverjamo podobno kot možnost odboja na meji dveh sredstev. Najprej po enačbah 3.8 in 3.9 vpadni polarizacijski vektor ločimo na pravokotno in vzporedno komponento. Nato preverimo možnost odboja tako, da žrebamo število od 0 do 1 in ga primerjamo z odbojnostjo folije ($R=0.84$). Če je bilo izžrebano število manjše od odbojnosti potem vzamemo, da se je foton odbil, sicer pa ne. V primeru, da pride do odboja, je postopek računanja novega smernega vektorja fotona in smeri njegove polarizacije enak kot pri odboju na meji dveh sredstev.

3.1.2 Sledenje elektronu

Generiranje β elektronov

Polno energijo elektrona smo naključno izbrali v skladu s porazdelitvijo [18]

$$\frac{dw(E)}{dE} \propto pE (E_{maks} - E)^2, \quad (3.23)$$

kjer je p gibalna količina elektrona, E_{maks} pa je končna polna energija v spektru β ustreznega razpada. Točko izseva generiramo enakomerno po površini izvora, ki ima obliko kroga, smer elektrona pa enakomerno po polovici prostorskega kota. Elektron potem premaknemo skozi kolimator v obliki valja do večžične proporcionalne komore.

Razpadni čas izotopa ^{90}Sr je precej večji od razpadnega časa njegovega potomca ^{90}Y . Zato sta izotopa v naravnih vzorcih večinoma v radioaktivnem ravnovesju. V simulaciji zato v polovici primerov vzamemo, da je šlo za elektron iz razpada ^{90}Sr , v drugi polovici pa, da je šlo za elektron iz razpada ^{90}Y .

V primeru ^{42}K sta možna dva različna razpada β (slika 4.1). Za katerega od njiju je šlo smo preverjali v skladu z znanim razvejitvenim razmerjem za posamezen razpad. Enak postopek je bil tudi pri ^{137}Cs .

Sledenje v večžični proporcionalni komori

Če elektron pride v komoro in ima polno energijo večjo od mirovne, nadaljujemo s sledenjem v komori. Najprej elektron premaknemo za delček poti $dl = 0.02\text{ cm}$ v smeri njegovega smernega vektorja. Nato pogledamo, kako se je smerni vektor elektrona spremenil zaradi večkratnega Coulombskega sipanja na tej poti. Na koncu še izračunamo, koliko energije je elektron na poti oddal. Postopek sledenja v komori ponavljamo, dokler elektron ne pade na enega od robov komore, oziroma dokler je polna energija elektrona večja od njegove mirovne.

Sledenje v aerogelu

Če elektron pride iz komore, ga premaknemo skozi tanko plast zraka do aerogela. V aerogelu je postopek sledenja podoben kot v komori: elektron najprej premaknemo za delček poti dl , ga sipljemo in pogledamo koliko energije je izgubil na tej poti. Če je energija elektrona po premiku večja ali enaka energiji praga za sevanje Čerenkova, potem na tej točki preverimo ali je izseval foton Čerenkova, kar je opisano v naslednjem podpoglavju. Delček poti elektrona v aerogelu izračunamo preko enačbe 2.4, kjer vzamemo, da je $\beta = 1$:

$$dl = \frac{\hbar c}{\alpha dE (\sin^2 \vartheta_c)|_{\beta=1}}. \quad (3.24)$$

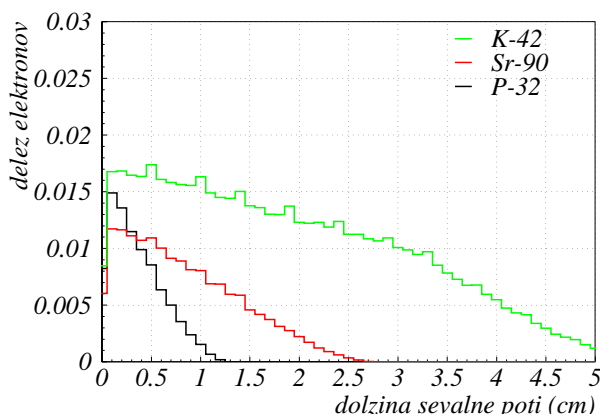
Tu je ϑ_c Čerenkov kot, α konstanta fine strukture, dE pa energijski interval po katerem žrebamo energijo fotonov (interval na katerem je fotopomnževalka občutljiva na fotone). Glede na to, da se lomni kolčnik aerogela na območju valovnih dolžin, na katere je fotopomnževalka občutljiva, ne spreminja znatno, smo vzeli, da je neodvisen od valovne dolžine fotona. Tako je delček poti elektrona dl konstanten za dani tip aerogela. Na sliki 3.6 je prikazana porazdelitev elektronov v aerogelu (za izvore, ki sem jih uporabila pri umeritvi) po dolžini prepotovane poti, na kateri je bila njihova energija nad pragom za sevanje Čerenkova.

Postopek sledenja ponavljamo, dokler elektron ne pade na rob aerogela, oziroma dokler je njegova polna energija večja od njegove mirovne.

Sledenje v steklu fotopomnoževalke

Elektron, ki pride iz aerogela in ima energijo večjo od mirovne, premaknemo skozi plast zraka do ravnine, kjer se začne steklo fotopomnoževalke. Če je padel na območje okna fotopomnoževalke, nadaljujemo s sledenjem v steklu fotopomnoževalke. Postopek sledenja elektronu in generiranja fotonov je tu enak kot v aerogelu. Edina razlika je, da smo za steklo fotopomnoževalke upoštevali odvisnost lomnega količnika od energije fotona, tako da delček poti elektrona v steklu dl ni konstanten kot pri aerogelu. Zato pred vsakim premikom elektrona najprej pogledamo, kakšna bi bila valovna dolžina fotona, če bi ga elektron izseval.

Za steklo fotopomnoževalke sem podatke povzela po viru [19]



Slika 3.6: Porazdelitev elektronov iz treh različnih izvorov po dolžini prepoto-vane poti v aerogelu, kjer je energija nad pragom za sevanje Čerenkova. Pri tem smo upoštevali samo elektrone, ki so pri vstopu v aerogel imeli energijo nad pragom. Število generiranih elektronov je bilo pri vseh treh izvorih enako 500000.

$$n = \sqrt{1 + \frac{F_a}{E_a^2 - E_f^2} + \frac{F_b}{E_b^2 - E_f^2}}, \quad (3.25)$$

kjer je E_f energija fotona, $E_a = 10.666 \text{ eV}$, $E_b = 18.125 \text{ eV}$, $F_a = 46.411 (\text{eV})^2$ in $F_b = 228.71 (\text{eV})^2$.

Postopek sledenja ponavljamo, dokler elektron ne pade na rob stekla oziroma dokler polna energija elektrona ne pade pod mirovno.

3.1.3 Sledenje fotonu

Generiranje fotonov Čerenkova

Po vsakem premiku elektrona v aerogelu ali steklu za delček poti dl po enačbi 3.24 preverimo, ali je bil izsevan foton Čerenkova. To naredimo tako, da izžrebamo naključno število na intervalu od 0 do 1 in ga primerjamo z razmerjem med dolžino poti po enačbi 3.24 za trenutno hitrost elektrona in za $\beta = 1$:

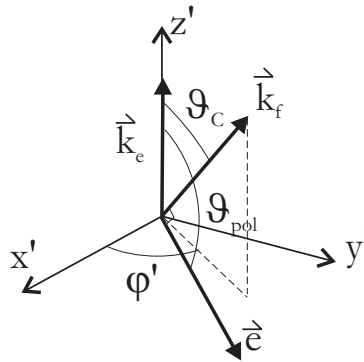
$$P = \frac{1 - \cos^2 \vartheta_C}{(1 - \cos^2 \vartheta_C)_{\beta=1}} = \frac{1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}}{1 - \frac{1}{n^2}}. \quad (3.26)$$

Če je bilo izžrebano število manjše od P , se je foton izseval, sicer pa ne.

V primeru, da je bil foton izsevan, preverimo v skladu z izkoristkom naše fotopomnoževalke (kvantni, zbiralni izkoristek, izkoristek elektronike) ali bi ga le-ta zaznala, če bi padel na njeno aktivno površino. V primeru, da ga ne bi zaznala, mu ne sledimo. Sicer pa

njegov smerni vektor \vec{k}_f najprej zapišemo v sistemu S' , ki ima os z' v smeri smernega vektorja elektrona \vec{k}_e . Iz laboratorijskega sistema S pridemo v sistem S' tako, da S zavrtimo najprej okrog osi y za kot ϑ , nato pa še za kot φ okrog osi z , kjer sta ϑ in φ polarni in azimutni kot smernega vektorja elektrona. V sistemu S' je polarni kot smernega vektorja izsevanega fotona kar enak Čerenkovemu kotu ϑ_C (slika 3.7). Azimutni kot φ' pa žrebamo na intervalu od 0 do 2π . Na koncu smerni vektor fotona zapišemo še v laboratorijskem sistemu S .

Tudi polarizacijski vektor \vec{e} izsevanega fotona najprej zapišemo v sistemu S' . V tem sistemu je polarni kot polarizacije enak $\vartheta_{pol} = \vartheta_C + \pi/2$. Ker polarizacija leži v ravnini smernih vektorjev fotona in elektrona, je azimutni kot polarizacije kar enak kotu φ' smernega vektorja.



Slika 3.7: Smer in polarizacija izsevanega fotona Čerenkova.

Slednje v aerogelu

Sledenje fotonu v aerogelu poteka tako, da najprej ugotovimo proti kateri mejni ploskvi aerogela leti foton in ga premaknemo tja. Potem preverimo ali je bila vsota poti fotona po večih premikih (od zadnjega sipanja) večja od dolžine poti do sipanja fotona v aerogeu. Če je bila, premaknemo foton nazaj v točko, kjer se vsota poti po večih premikih in dolžina poti do sipanja ujemata. Nato foton v tej točki sipljemo in postopek ponovimo. Dolžino poti do sipanja s smo računali z upoštevanjem enačbe 2.10

$$s = -\log(1-t) L_p(400 \text{ nm}) \left(\frac{\lambda}{400 \text{ nm}} \right)^4, \quad (3.27)$$

kjer je $L_p(400 \text{ nm})$ sipalna dolžina fotona pri valovni dolžini 400 nm, t je naključno število, ki ga žrebamo na intervalu od 0 do 1.

V primeru, da foton pade na izstopno ploskev aerogela (tam aerogel ni prekrit z aluminizirano plastično folijo), preverimo ali se foton na meji aerogela odbije oziroma lomi v zrak. Če se lomi v zrak, je sledenja v aerogelu konec, sicer postopek ponovimo. Ko pade foton na katero drugo ploskev pa preverjamo ali se foton odbije na aluminizirani

plastični foliji. V primeru odboja postopek sledenja ponovimo, sicer pa je sledenje fotonu zaključeno.

Sledenje v steklu

Pri fotonih, ki pridejo iz aerogela in padejo na steklo fotopomnoževalke, se sledenje nadaljuje v steklu. Postopek sledenja je tu podoben kot v aerogelu. Najprej premaknemo foton do robne ploskve stekla proti kateri kaže njegov smerni vektor. Potem preverimo, če je bila pot, ki jo je foton prepotoval do te točke večja od poti do absorpcije v steklu. V primeru, da je bila večja, je sledenje fotonu končano. Prav tako je sledenje zaključeno, če pade na katero od robnih ploskev stekla. V primeru, da pade na ploskev, kjer je aktivna površina fotopomnoževalke preverimo na kateri kanal fotopomnoževalke je padel. Za dani elektron je sevanje fotonov Čerenkova zelo hiter proces v primerjavi s časovno ločljivostjo fotopomnoževalke, ki znaša malo manj kot 1 ns. Zato bo od dveh ali več fotonov, ki jih je izseval isti elektron in so padli na isti kanal fotopomnoževalke, detektiran samo eden, kar smo upoštevali tudi v simulaciji.

Postopek sledenja fotonu, ki je bil generiran v steklu je enak kot pri fotonu, ki je bil generiran v aerogelu.

3.2 Rezultati simulacije

V tabeli 3.1 so zbrani umetni radioaktivni izotopi na katere najpogosteje naletimo v različnih okoljskih vzorci in hrani. Večina od teh so sevalci β - γ . Pri skoraj vseh je končna energija v spektru delcev β pod 1.5 MeV. Izjemi sta ^{106}Ru in ^{144}Ce . Potomec prvega ^{106}Rh seva delce β katerih maksimalna energija je 3.5 MeV, potomec drugega pa 3.0 MeV. Podobno je pri naravnih izotopih in njihovih potomcih (torijev, uranov in aktinijev niz, potomci, ^{40}K , ^3H , ^{87}Rb in ostali). Večina izmed njih ima maksimalno kinetično energijo delcev β nad 3.0 MeV ali pa pod 1.5 MeV.

Pri umerjanju našega detektorskega sistema smo poleg ^{90}Sr uporabili radioaktivne izvore ^{42}K , ^{32}P in ^{137}Cs , ki predstavljajo ozadje za merjenje aktivnosti ^{90}Sr . Glede maksimalne energije delcev β ^{42}K predstavlja ozadje primerljivo z $^{106}\text{Ru/Rh}$ ali $^{144}\text{Ce/Pr}$, medtem ko ^{32}P pokriva ozadje primerljivo z ostalimi izotopi iz tabele 3.1.

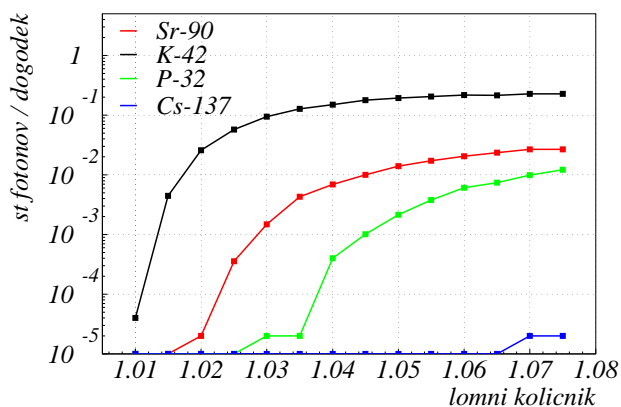
Na sliki 3.8 je prikazana odvisnost števila detektiranih fotonov (izsevanih v aerogelu) od lomnega količnika za omenjene štiri izvore, ki smo jih dobili s simulacijo. Število generiranih elektronov je bilo pri vseh štirih izvori 50000. Vzeli smo, da fotopomnoževalka stoji takoj za aerogelom debeline 5 cm. Podatki o odvisnosti sipalne dolžine fotonov od lomnega količnika v aerogelu, ki sem jih privzela, veljajo za aerogele iz proizvodnje Matsushita Electric Works [20].

Če je koncentracija ^{32}P v merjenem vzorcu nizka v primerjavi s ^{90}Sr , potem bi bil primeren lomni količnik aerogela tja do 1.06. V nasprotnem primeru bi bila boljše izbira lomnega količnika okrog 1.03. Pri sestavljanju našega merilnega sistema smo izbrali aerogel z lomnim količnikom 1.047, saj je bil v primerjavi z ostalimi, ki smo jih imeli na voljo precej bolj prepusten. Lahko bi sestavili detektorski sistem tako, da bi uporabili dva

Vzorec	Radioaktivni izotopi
zrak	^{131}I , ^{134}Cs , ^{137}Cs
voda	^3H , ^{89}Sr , ^{90}Sr , ^{131}I , ^{134}Cs , ^{137}Cs
mleko	^{89}Sr , ^{90}Sr , ^{131}I , ^{134}Cs , ^{137}Cs
meso	^{134}Cs , ^{137}Cs
ostala hrana	^{89}Sr , ^{90}Sr , ^{134}Cs , ^{137}Cs
vegetacija	^{89}Sr , ^{90}Sr , ^{95}Zr , ^{95}Nb , ^{103}Ru , ^{106}Ru , ^{131}I , ^{134}Cs , ^{137}Cs , ^{141}Ce , ^{144}Ce
vzorec prsti	^{90}Sr , ^{134}Cs , ^{137}Cs , ^{238}Pu , $^{239+240}\text{Pu}$, ^{241}Am , ^{242}Cm

Tabela 3.1: Radioaktivni izotopi na katere najpogosteje naletimo v hrani in okolju. [21]

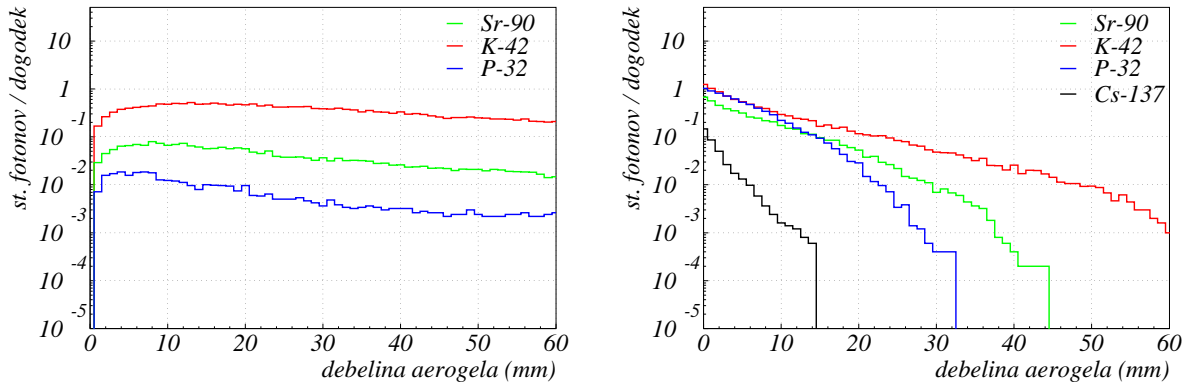
različna aerogela, na primer enega z lomnim količnikom okrog 1.03 in drugega z lomnim količnikom blizu 1.06, ki bi ju postavili tako, da bi bil izvor med njima. Glede na to, da se za izvore z maksimalno energijo delcev β primerljivo s ^{42}K na tem območju lomnih količnikov število detektiranih fotonov ne spreminja znatno, bi s tako postavitvijo lahko dobili informacijo o prisotnosti sevancev z nižjimi energijami delcev β v vzorcu.



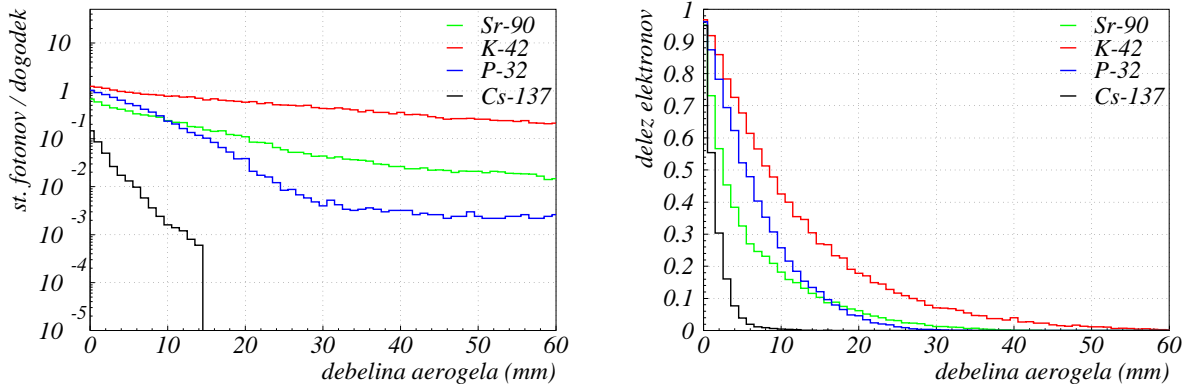
Slika 3.8: Simulirana odvisnost števila detektiranih fotonov, generiranih v aerogelu, od lomnega količnika za $^{90}\text{Sr}/\text{Y}$, ^{42}K , ^{32}P in ^{137}Cs . Skala na osi y je logaritemska.

Zanimalo nas je tudi kako so rezultati simulacije odvisni od debeline aerogela. Fotopomnoževalka je bila tudi v tem primeru postavljena takoj za aerogel, generirali pa smo 5000 elektronov. Pri tem smo za aerogela privzeli take lastnosti, kot jih je imel aerogel, ki sestavlja naš merilni sistem ($n = 1.047$, povprečna sipalna dolžina pri 400 nm obeh kosov aerogela v času meritev je bila 40 mm). Rezultati so prikazani na slikah 3.9 in 3.10. Zaželjeno je, da meritve čim manj motijo fotoni, ki so bili izsevani v steklu fotopo-

množevalke. Obenem pa bi radi detektirali čim več fotonov, ki so bili izsevani v aerogelu. Zato smo na podlagi rezultatov simulacije na omenjenih slikah pri sestavljanju našega merilnega sistema uporabili dva kosa aerogela s skupno debelino 5 cm.

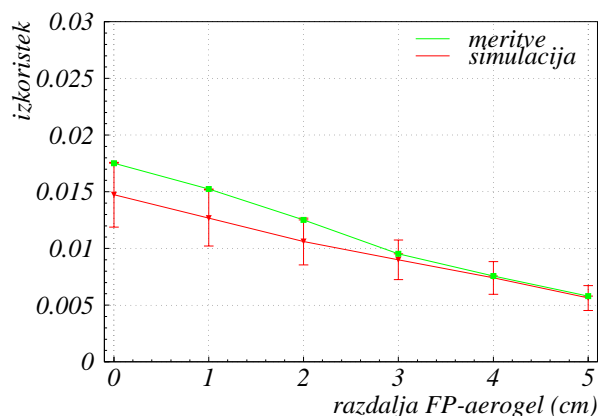


Slika 3.9: Rezultati simulacije pri spreminjanju debeline aerogela. Levo: število detektiranih fotonov, ki so bili izsevani v aerogelu, na število generiranih elektronov. Desno: število detektiranih fotonov, ki so bili generirani v steklu fotopomnoževalke, na število generiranih elektronov.



Slika 3.10: Rezultati simulacije pri spreminjanju debeline aerogela. Levo: število vseh detektiranih fotonov na število generiranih elektronov. Desno: delež elektronov, ki padejo na steklo fotopomnoževalke, glede na število vseh generiranih elektronov.

Pogledali smo še, kako je relativni izkoristek našega merilnega sistema za ⁹⁰Sr/Y (glej naprej, enačba 4.2) odvisen od razdalje med fotopomnoževalko in aerogelom, kar je prikazano na sliki 3.11. Število generiranih elektronov je bilo v tem primeru 500000. Za primerjavo so na sliki narisani tudi rezultati meritev. Statistična napaka meritev je majhna, zato na sliki ni opazna. Prav tako je statistična napaka simulacije majhna. Napaka simulacije, ki je prikazana na sliki, je predvsem posledica sistematične napake. Glavni razlog zanjo pa je odvisnost lomnega količnika aerogela od valovne dolžine fotonov, ki je



Slika 3.11: Odvisnost relativnega izkoristka našega merilnega sistema za ^{90}Sr od razdalje med aerogelom in fotopomnoževalko.

nisem upoštevala. K sistematični napaki simulacije v manjši meri prispevata še napaka izkoristka fotopomnoževalke ter nepoznavanje odbojnosti folije, za katero sem privzela, da je konstanta na energijskem območju generiranih fotonov. Ostali prispevki (geometrija, sipalna dolžina) imajo v primerjavi z omenjenimi zanemarljiv vpliv na izkoristek. Velikosti posameznih sistematičnih napak sem določila s spreminjanjem ustreznih parametrov v simulacijskem programu (tabela 3.2).

Glede na to, da izkoristek pada z razdaljo med fotopomnoževalko in aerogelom smo pri našem merilnem sistemu fotopomnoževalko postavili takoj za aerogel.

Izvor sistematične napake	Napaka relativnega izkoristka (%)
lomni količnik aerogela	18
izkoristek fotopomnoževalke (kvantni, zbiralni in izkoristek elektronike)	6
odbojnost folije	4
celotna sistematična napaka	19

Tabela 3.2: Sistematična napaka simulacije.

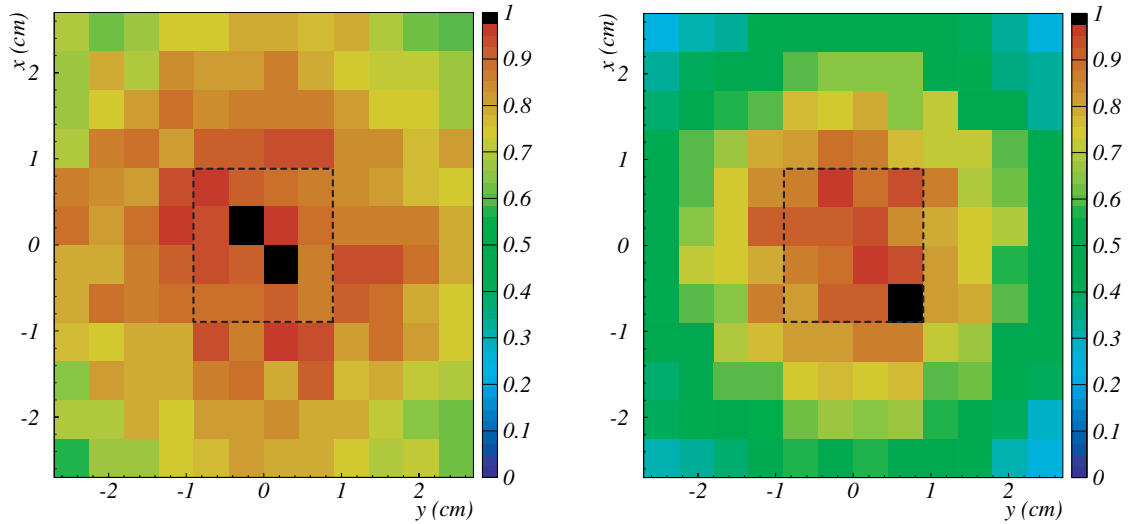
Na sliki 3.12 je prikazana simulirana porazdelitev fotonov na izstopni ploskvi aerogela za naš detektorski sistem (za sevalec sem privzela lastnosti aerogela, ki sestavlja naš merilni sistem) za izvor $^{90}\text{Sr}/\text{Y}$. Ker je bila fotopomnoževalka postavljena takoj za aerogel, je ta ravnina hkrati tudi ravnina stekla fotopomnoževalke. Na sliki je s prekinjeno črto označeno tudi območje fotopomnoževalke. Na sliki levo so rezultati za primer, ko je aerogel obdan z aluminizirano plastično folijo, kakor je pri našem merilnem sistemu, desno pa so rezultati za primer brez folije. V obeh primerih je porazdelitev zbrana okrog središča,

le da je pri uporabi folije porazdelitev nekoliko širša.

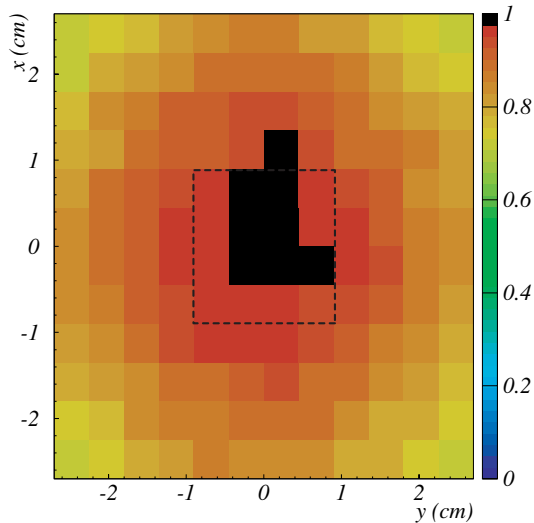
V primeru, ko aerogel ni obdan s folijo, pade na območje fotopomnoževalke samo 4% vseh generiranih fotonov, kar predstavlja približno 16% fotonov, ki so padli na izstopno ploskev aerogela. Z uporabo folije se delež fotonov, ki padejo na steklo fotopomnoževalke, v primerjavi s številom vseh v aerogelu generiranih fotonov poveča na 7%. Delež vseh fotonov iz območja fotopomnoževalke v primerjavi s tistimi, ki so padli na izstopno ploskev aerogela, pa se zmanjša na 12%. Od tega jih je približno 41% na območje fotopomnoževalke prišlo z odbojem. Ko aerogel ni prekrit s folijo pa jih z odbojem na meji aerogel-zrak pade na steklo fotopomnoževalke manj kot 1%, saj sta lomna količnika aerogela in zraka aerogela po velikosti zelo blizu.

V primeru, da aerogela ne bi obdali s folijo, ampak bi na vsako ploskev (razen vstopno) postavili fotopomnoževalko, katere aktivna površina bi prekrivala celotno ploskev aerogela, potem bi na stekla vseh fotopomnoževalk skupaj padlo okrog 80% vseh v aerogelu generiranih fotonov. Z uporabo folije in fotopomnoževalke, ki bi prekrivala celotno izstopno ploskev aerogela, pa je ta delež samo za 10% manjši.

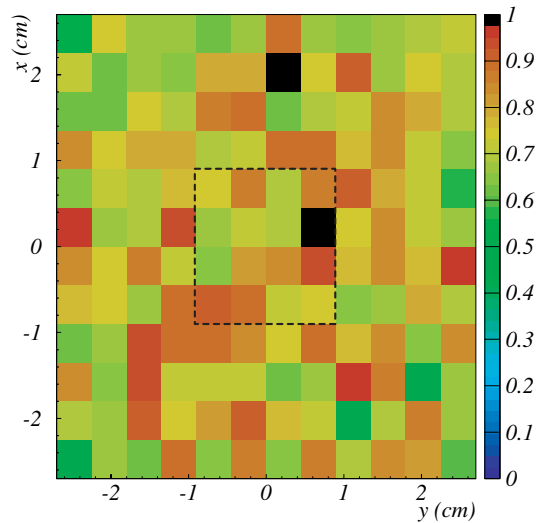
Na slikah 3.13 in 3.14 sta narisani še simulirani porazdelitvi fotonov na ravnini stekla fotopomnoževalke za izvora ^{42}K in ^{32}P , kjer je bil aerogel obdan s folijo. Deleža fotonov, ki padejo na steklo fotopomnoževalke glede na vse generirane fotone v aerogelu, ter glede na število fotonov, ki padejo na celotno območje izstopne ploskve aerogela, sta približno enaka kot pri $^{90}\text{Sr}/\text{Y}$ (slika 3.10 levo).



Slika 3.12: Simulirana porazdelitev fotonov na izstopni ploskvi aerogela za izvor $^{90}\text{Sr}/\text{Y}$. Velikost posameznega kanala na grafih ustreza velikosti občutljive površine posameznega kanala na fotonomnoževalki. Barvna skala je normirana na kanal z maksimalno vrednostjo. S prekinjeno črto je označeno območje fotonomnoževalke. Območje na grafu se skoraj pokriva s celotno izstopno površino aerogela (5.5×5.5 cm). Levo: vse ploskve aerogela razen izstopne so prekrite z aluminizirano plastično folijo. Desno: aerogel ni obdan s folijo.



Slika 3.13: Simulirana porazdelitev fotonov na izstopni ploskvi aerogela za izvor ^{42}K . Barvna skala je enaka kot na sliki 3.12

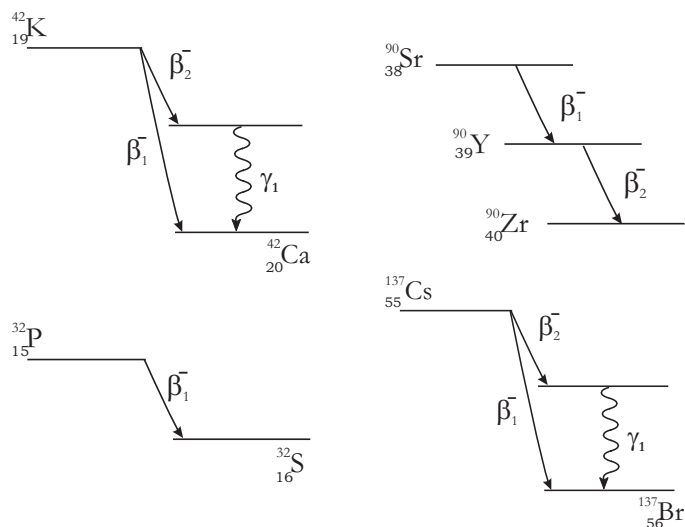


Slika 3.14: Simulirana porazdelitev fotonov na izstopni ploskvi aerogela za izvor ^{32}P . Barvna skala je enaka kot na sliki 3.12

Poglavje 4

Umeritev

Merilni sistem smo umerili s pomočjo naslednjih izvorov β : ^{42}K , $^{90}\text{Sr}/\text{Y}$, ^{32}P in ^{137}Cs . Razpadne sheme in podatki o njih so podani v tabeli 4.1 ter na sliki 4.1.



Slika 4.1: Razpadne sheme izvorov, ki sem jih uporabila pri merjenju.

Med uporabljenimi izvori sta samo $^{90}\text{Sr}/\text{Y}$ in ^{32}P čista sevalca β . Žarki γ , ki jih sevata ^{137}Cs in ^{42}K lahko zvišajo merjeno pogostost štetja. Če je energija žarka γ dovolj visoka, lahko v aerogelu ali pa v steklu fotopomnoževalke odda elektronom energijo, ki je nad pragom za sevanje Čerenkova. V tem primeru se v našem merilnem sistemu sproži koincidenčni signal, ki je posledica izgube energije delca β v večžični proporcionalni komori, ter interakcije žarka γ steklu fotopomnoževalke ali pa v aerogelu.

Absolutni izkoristek našega detektorskega sistema je definiran kot razmerje med številom koincidenčnih dogodkov na enoto časa $(dN/dt)_{\text{koinc}}$, ki so posledica izvora, ter aktivnostjo, ki ustreza določenemu sevanju

Izotop	Tip sevanja	T_{maks}^{β} (MeV)	E_{γ} (MeV)	Razpolovni čas
^{42}K	$\beta - \gamma$	$T_{maks}^{\beta_1} = 3.525; \epsilon = 82\%$ $T_{maks}^{\beta_2} = 2.0; \epsilon = 18\%$	$E_{\gamma_1} = 1.5$	12.4 ur
$^{90}\text{Sr}/\text{Y}$	β	$T_{maks}^{\beta_1} = 0.546$ $T_{maks}^{\beta_2} = 2.28$	/	28.8 let
^{32}P	β	$T_{maks}^{\beta_1} = 1.71$	/	14.3 dni
^{137}Cs	$\beta - \gamma$	$T_{maks}^{\beta_1} = 1.176; \epsilon = 0.056$ $T_{maks}^{\beta_2} = 0.514; \epsilon = 0.944$	$E_{\gamma_1} = 0.662$	30 let

Tabela 4.1: Podatki o izvori, ki sem jih uporabila pri umeritvi. Tu T_{maks}^{β} predstavlja maksimalno kinetično energijo izsevanih delcev β , E_{γ} pa energijo žarka γ . V primeru, da sevalec lahko razpade na več različnih načinov, je zraven pripisano razvejitevno razmerje za vsakega izmed možnih razpadov (ϵ).

$$\eta_a = \frac{(dN/dt)_{\text{meritev}} - (dN/dt)_{\text{ozadje}}}{\epsilon A \Omega}, \quad (4.1)$$

kjer je $(dN/dt)_{\text{meritev}}$ število vseh izmerjenih dogodkov znotraj koincidenčnega intervala na enoto časa, $(dN/dt)_{\text{ozadje}}$ je število koincidenčnih dogodkov na enoto časa, ko delamo meritev brez izvora, A je aktivnost izvora v času meritve, ϵ razvejitevno razmerje za določeno sevanje in Ω prostorski, ki ga pri danem izvoru pokriva komora.

Relativni izkoristek pa je definiran kot razmerje med številom koincidenčnih dogodkov N_{koinc} in številom dogodkov v komori $N_{\text{VŽPK}}$ v danem časovnem intervalu

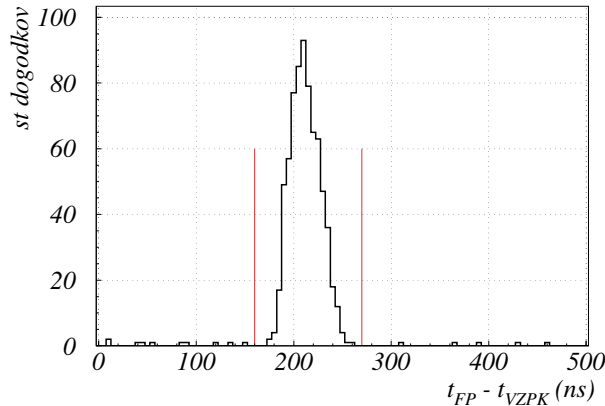
$$\eta = \frac{N_{\text{koinc}}}{N_{\text{VŽPK}}} = \frac{N_{\text{meritev}} - N_{\text{ozadje}}}{N_{\text{VŽPK}}}. \quad (4.2)$$

Tu N_{meritev} predstavlja število vseh detektiranih koincidenčnih dogodkov v danem časovnem intervalu, N_{ozadje} pa je število koincidenčnih dogodkov, ki jih v danem časovnem intervalu dobimo pri merjenju brez izvora. Izkoristka sta med seboj povezana preko izkoristka komore za določen izvor $\eta_{\text{VŽPK}}$

$$\eta = \frac{\eta_a}{\eta_{\text{VŽPK}}}. \quad (4.3)$$

Pogostost štetja koincidenčnih signalov in s tem relativni izkoristek smo določili tako, da smo merili porazdelitve časovnih razlik med signalom iz večžične proporcionalne komore in signalom na posameznem kanalu fotopomnoževalke. Primer porazdelitve na enem od kanalov, ki smo jih dobili za ^{90}Sr je prikazan na sliki 4.2. Za vsak dogodek v komori smo preverili na katerih kanalih fotopomnoževalke je bil prisoten signal. Potem smo za vsak kanal posebej preverili ali časovna razlika med zakasnjnim signalom iz komore in signalom iz danega kanala fotopomnoževalke pade v interval koincidenčnih dogodkov. Na tak način smo lahko določili koliko fotonov je bilo detektiranih na posamezen dogodek

(dogodke štejemo v komori) in od tod pogostost štetja koincidenčnih signalov. Porazdelitve dogodkov po številu detektiranih fotonov so za vse uporabljene izvore prikazane na slikah 4.3, 4.4, 4.5 in 4.6. Prikazane porazdelitve so normirane na število dogodkov v komori v danem časovnem intervalu. Zraven so narisane tudi porazdelitve, ki sem jih dobila s simulacijo.

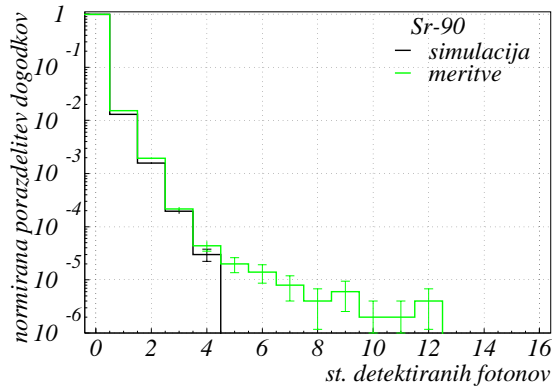


Slika 4.2: Primer porazdelitve časovnih razlik med signalom iz večične proporcionalne komore in prvim kanalom fotopomnoževalke za izvor ^{90}Sr z aktivnostjo 51 kBq. Število dogodkov v komori je bilo 500000. Z rdečima črtama je označen interval koincidenčnih dogodkov.

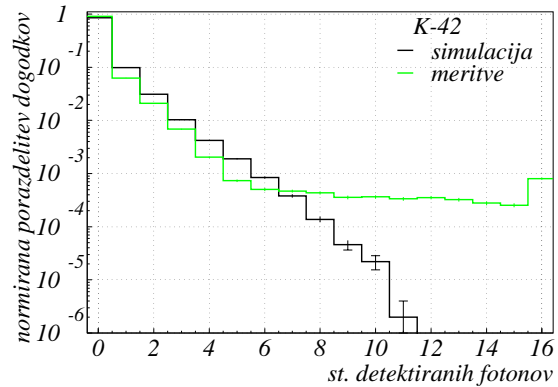
Izmerjena odvisnost relativnega izkoristka od maksimalne energije delcev β je prikazana na sliki 4.7. Pri izvori, ki lahko razpadejo na več različnih načinov je na absciso nanešena najvišja med maksimalnimi energijami delcev β za posamezen razpad. Na isti sliki je narisana še simulirana odvisnost, rezultati pa so zbrani v tabeli 4.2. Pri meritvah je bilo detektiranih okrog 500000 dogodkov v komori, enako število elektronov smo generirali tudi pri simulaciji.

Po pričakovanjih relativni izkoristek narašča z večanjem maksimalne energije β in leži na gladki funkciji končne energije v spektru delcev β . Izjema je le ^{137}Cs . Za ^{137}Cs bi pričakovali precej nižji izkoristek, saj zanj maksimalna energija delcev β ($T_{\text{maks}}^{\beta} = 1.17 \text{ MeV}$) leži pod pragom za sevanje Čerenkova v uporabljenem aerogelu ($n = 1.047$, $T_{\text{prag}} = 1.21 \text{ MeV}$). Ena izmed možnih razlag za to odstopanje bi lahko bila, da je v primeru ^{137}Cs izmerjen izkoristek posledica predvsem β - γ koincidenč, kjer elektron zaznamo v komori, žarek γ pa preko konverzije v steklu fotopomnoževalke. Vendar je pri ^{137}Cs razpolovni čas za prehod, pri katerem se izseva žarek γ_1 , enak 2.5 min (slika 4.1), kar pa je precej več kot je časovni interval koincidenč našega detektorskega sistema, tako da je koincidenca β - γ malo verjetna.

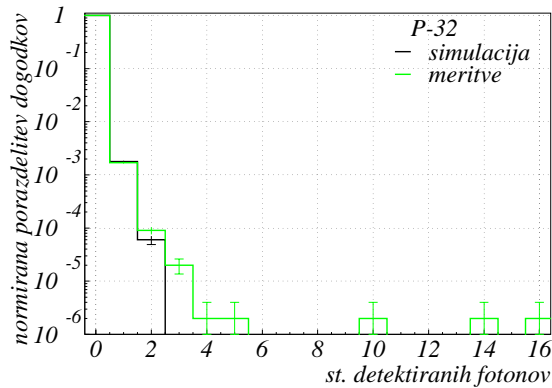
Da bi preverili obstoj β - γ koincidenč smo pogledali kakšen je relativni izkoristek za



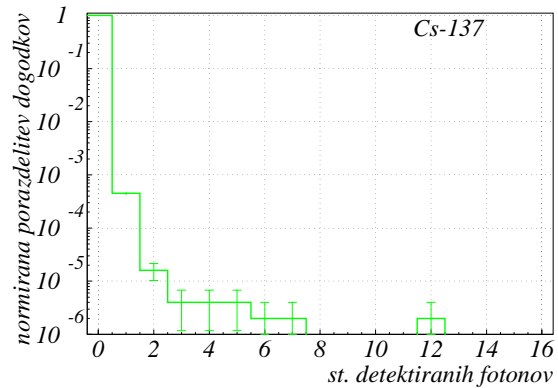
Slika 4.3: Porazdelitev dogodkov po številu detektiranih fotonov za izvor $^{90}\text{Sr}/\text{Y}$. Porazdelitev je normirana na 1 (na število vseh dogodkov v komori).



Slika 4.4: Porazdelitev dogodkov po številu detektiranih fotonov za ^{42}K . Normalizacija je enaka kot na sliki 4.3.



Slika 4.5: Porazdelitev dogodkov po številu detektiranih fotonov za ^{32}P . Normalizacija je enaka kot na sliki 4.3.



Slika 4.6: Porazdelitev dogodkov po številu detektiranih fotonov ^{137}Cs . Normalizacija je enaka kot na sliki 4.3.

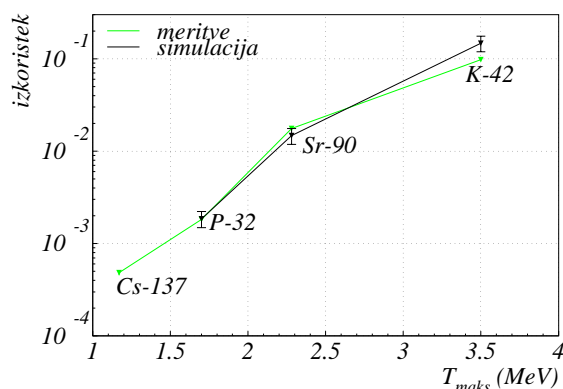
^{137}Cs , če fotopomnoževalko pokrijemo s tankim počrnjenim listkom. Na tak način fotopomnoževalko ne dosežejo fotoni na katere je sicer občutljiva in nastanejo pred počrnjenim listkom. Tako izmerjen izkoristek za ^{137}Cs je bil precej manjši od izkoristka, ko fotopomnoževalka ni bila pokrita in je znašal $7.0 \times 10^{-5} (1 \pm 0.169)$.

Podoben rezultat kot pri ^{137}Cs smo dobili tudi pri $^{90}\text{Sr}/\text{Y}$, ko smo pokrili fotopomnoževalko. V tem primeru je izkoristek znašal $5.6 \times 10^{-5} (1 \pm 0.189)$. Ker gre za čisti sevalec β , sklepamo, da je izmerjen izkoristek s pokrito fotopomnoževalko tako za $^{90}\text{Sr}/\text{Y}$ kot za ^{137}Cs posledica naključnih koincidenč. To se sklada tudi z oceno za izkoristek naključnih koincidenč, do katere pridemo preko znane pogostosti štetja ozadja na fotopomnoževalki ($N_{\text{FP}} \sim 550/\text{s}$) in širine časovnega intervala koincidenč ($\tau \sim 100 \text{ ns}$, slika 4.2)

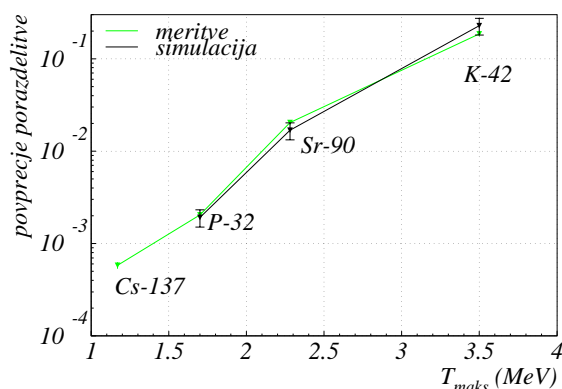
$$\eta_{\text{naključne}} = \frac{N_{\text{naključne}}}{N_{\text{VŽPK}}} = \tau N_{\text{FP}} \sim 6 \times 10^{-5}, \quad (4.4)$$

kjer je $N_{\text{VŽPK}}$ pogostost štetja ozadja na komori in $N_{\text{naključne}}$ pogostost štetja naključnih koincidenč.

Ker je izmerjen izkoristek za ^{137}Cs v primeru pokrite fotopomnoževalke precej manjši od izkoristka ko fotopomnoževalka ni pokrita, mora biti za slednjega odgovoren nek proces pri katerem nastajajo fotoni pred oknom fotopomnoževalke (na primer scintilacije v aerogelu).



Slika 4.7: Odvisnost izmerjenega in simuliranega relativnega izkoristka od končne kinetične energije delcev β .



Slika 4.8: Odvisnost povprečne vrednosti izmerjene in simulirane porazdelitve dogodkov po številu detektiranih fotonov od končne kinetične energije v spektru delcev β .

Izvor	Izkoristek	
	Meritev	Simulacija
^{137}Cs	$4.84 \times 10^{-4} (1 \pm 0.06)$	/
^{42}P	$1.82 \times 10^{-3} (1 \pm 0.03)$	$1.85 \times 10^{-3} (1 \pm 0.21)$
$^{90}\text{Sr}/\text{Y}$	$0.0175 (1 \pm 0.01)$	$0.015 (1 \pm 0.20)$
^{32}K	$0.0977 (1 \pm 0.005)$	$0.15 (1 \pm 0.20)$

Tabela 4.2: Relativni izkoristek izvorov.

Glede na to, da je oblika porazdelitve dogodkov v komori po številu detektiranih fotonov precej odvisna od končne energije delcev β , smo pogledali, kako se povprečna vrednost porazdelitve spreminja z maksimalno energijo delcev β . To je prikazano na sliki 4.8, rezultati pa so zbrani v tabeli 4.3. Pri tem so vzete iste meritve kot pri računanju relativnega izkoristka. Vidimo, da je tudi povprečna vrednost porazdelitve dogodkov po številu izsevanih fotonov gladka funkcija maksimalne kinetične energije v spektru delcev

Izvor	Povprečna vrednost porazdelitve	
	Meritev	Simulacija
^{137}Cs	$5.8 \times 10^{-4} (1 \pm 0.09)$	/
^{42}P	$2.04 \times 10^{-3} (1 \pm 0.04)$	$1.91 \times 10^{-3} (1 \pm 0.21)$
$^{90}\text{Sr}/\text{Y}$	$0.0204 (1 \pm 0.01)$	$0.017 (1 \pm 0.21)$
^{32}K	$0.186 (1 \pm 0.005)$	$0.23 (1 \pm 0.21)$

Tabela 4.3: Povprečna vrednost porazdelitve dogodkov po številu detektiranih fotonov.

β .

Iz izmerjene povprečne vrednosti porazdelitve dogodkov po številu detektiranih fotonov lahko zaznamo prisotnost ostalih sevalcev β v vzorcu. Če pri merjenju vzorca dobimo, da je povprečna vrednost porazdelitve znatno večja od povprečne vrednosti za $^{90}\text{Sr}/\text{Y}$, potem so v vzorcu prisotni sevalci β z višjo maksimalno energijo delcev β kot pri $^{90}\text{Sr}/\text{Y}$ in primerljivo ali večjo koncentracijo kot je koncentracija ^{90}Sr v vzorcu. V primeru, da teh sevalcev v vzorcu ni oziroma je njihova koncentracija zanemarljiva v primerjavi s koncentracijo ^{90}Sr , vendar so prisotni sevalci z nižjo maksimalno energijo delcev β kot pri $^{90}\text{Sr}/\text{Y}$ in koncentracijo, ki je precej večja od koncentracije $^{90}\text{Sr}/\text{Y}$ v vzorcu, pa bi se povprečna vrednost porazdelitve premaknila proti nižjim vrednostim glede na povprečno vrednost pri $^{90}\text{Sr}/\text{Y}$. Tako bi pri vzorcu, v katerem bi bila prisotna samo ^{32}P in $^{90}\text{Sr}/\text{Y}$, kjer bi bila koncentracija ^{32}P desetkrat večja od koncentracije ^{90}Sr , pri merjenju vzorca na osnovi tabele 4.3 pričakovali povprečno vrednost porazdelitve okrog 0.004. Za vzorec, v katerem bi bilo desetkrat več ^{42}K kot ^{90}Sr , pa bi pričakovali povprečno vrednost porazdelitve okrog 0.17.

V primeru, ko izmerjena povprečna vrednosti porazdelitve znatno odstopa od vrednosti za $^{90}\text{Sr}/\text{Y}$ določitev aktivnosti ^{90}Sr v vzorcu z našim detektorjem ni možna. Aktivnost ^{90}Sr v takem primeru bi lahko določili, če bi pred merjenjem ^{90}Sr kemijsko ločili iz vzorca in počakali 10 do 14 dni, da se v vzorcu nabere dovolj ^{90}Y . Lahko pa bi našo metodo kombinirali z γ spektrometrijo in tako določili koncentracije β - γ sevalcev v vzorcu. Problem bi lahko bili ostali čisti β sevalci v vzorcu. Vendar je čistih sevalcev β malo. Med njimi ima $^{90}\text{Sr}/\text{Y}$ najvišjo maksimalno energijo delcev β . Naslednja po vrsti glede maksimalne energije delcev β sta ^{32}P in ^{89}Sr , ostali pa imajo maksimalno energijo delcev β pod 0.7 MeV, kar je pod pragom za sevanje fotonov Čerenkova v našem detektorju. Torej bi meritev aktivnosti ^{90}Sr z našim merilnim sistemom, kjer je lomni količnik aerogela $n = 1.047$, v kombinaciji z γ spektrometrijo odpovedala le v primeru, ko v vzorcu prevladuje ^{32}P ali ^{89}Sr . V takem primeru se kemijskim metodam ne moremo izogniti, če hočemo določiti aktivnost ^{90}Sr v vzorcu.

Pogostost štetja ozadja pri fotopomnoževalki znaša okrog 35/s na kanal, pri večžični proporcionalni komori pa okrog 25/s. V primeru, ko fotopomnoževalka deluje v koincidenzi s komoro, se pogostost štetja ozadja zniža na $0.72(1 \pm 0.01)/\text{min}$. Od tod lahko ocenimo najnižjo merljivo aktivnost, ki je definirana kot aktivnost vzorca, ki jo instrument lahko detektira z verjetnostjo 0.95, če je v vzorcu prisoten samo $^{90}\text{Sr}/\text{Y}$. V našem

primeru ozadje dobro poznamo, tako da je najnižja merljiva aktivnost za $^{90}\text{Sr}/\text{Y}$ enaka [22]

$$A_{min} = \frac{3 + 3.29 \sqrt{N_b t_m}}{\eta_a t_m}. \quad (4.5)$$

Tu je N_b pogostost štetja ozadja, t_m je čas meritve z izvorom in η_a absolutni izkoristek detektorja $^{90}\text{Sr}/\text{Y}$, ki znaša približno 0.015. Absolutni izkoristek detektorja za $^{90}\text{Sr}/\text{Y}$ smo ocenili iz znanega izkoristka komore ^{90}Sr ter relativnega izkoristka detektorja za ^{90}Sr po enačbi 4.3. V primeru, da opravimo 3 urno meritev vzorca, je najnižja aktivnost, ki jo še lahko detektiramo približno 0.2 Bq, če merimo 1 dan pa ta znaša okrog 0.08 Bq. Če pogledamo koncentracijami ^{90}Sr v hrani, ki so navedene v tabeli 1 iz Uvoda, kjer je tipična masa začetnega vzorca okrog 0.3 kg, vidimo, da se aktivnost vzorcev hrane, ki jih analizirajo, giblje med 0.3 Bq in 0.003 Bq. Z našim merilnim sistemom bi najnižjo merljivo aktivnostm 0.01 Bq dosegli pri enomesečni meritvi. Za skrajšanje časa meritve bi bilo potrebno še bolj znižati ozadje. Ozadje, ki ga povzročajo kozmični žarki, bi lahko znižali tako, da bi našemu merilnemu sistemu dodali tri scintilacijske detektorje, ki bi bili postavljeni tako, da bi eden zaznavali kozmične žarke, ki prihajajo od zgoraj, druga dva pa od strani.

Poglavje 5

Zaključek

V okviru diplomskega dela sem raziskala možnost merjenja aktivnosti čistega sevalca β , $^{90}\text{Sr}/\text{Y}$ ($T_{\beta}^{\text{maks}} = 2.28 \text{ MeV}$), v okoljskih vzorcih na osnovi detekcije fotonov Čerenkova, ki jih sevajo delci β v kremenovem aerogelu. Za zmanjšanje ozadja in občutljivosti detektorja na žarke γ smo uporabili večžično proporcionalno komoro v koincidenzi z večanodno fotopomnoževalko. Pogostost štetja ozadja je znašala $0.72 (1 \pm 0.01)$ zadetkov/min. Pri enodnevnih meritvah vzorca v katerem je prisoten le ^{90}Sr , tako ozadje omogoča določanje aktivnosti do približno 0.08 Bq . Z uporabo scintilacijskih detektorjev, ki bi zaznavali kozmične žarke pa je ozadje možno še zmanjšati.

Meritve različnih sevalcev β (^{137}Cs , ^{42}P , ^{42}K , $^{90}\text{Sr}/\text{Y}$) so pokazale, da je relativni izkoristek več inoma znatno manjši od relativnega izkoristka za $^{90}\text{Sr}/\text{Y}$ ($0.0175 (1 \pm 0.011)$). Izjeme so tisti izotopi, katerih končne energije v spektru delcev β so višje kot pri $^{90}\text{Sr}/\text{Y}$. Njihovo prisotnost v vzorcu pa kaže znatno povečana izmerjena povprečna vrednost porazdelitve dogodkov v komori po številu detektiranih fotonov v primerjavi z vrednostjo za $^{90}\text{Sr}/\text{Y}$ ($0.0204 (1 \pm 0.01)$). Znatno manjša izmerjena povprečna vrednost porazdelitve vzorca od vrednosti pri $^{90}\text{Sr}/\text{Y}$, pa pomeni, da v vzorcu prevladujejo sevalci z nižjimi maksimalnimi energijami delcev β kot pri $^{90}\text{Sr}/\text{Y}$. V takih primerih bi bilo potrebno meritve kombinirati z spektrometrijo γ .

Literatura

- [1] *U. Repinc, L. Benedik, R. Jakopič*: ^{90}Sr in various food and foodstuffs, prosojnice iz konference Isotopic and Nuclear Analytical Techniques for Health and Environment, 10 – 13 June 2003, Vienna, Austria
- [2] *B. Vokal, Š. Fedin, J. Burger, I. Kobal*: Ten year ^{90}Sr survey at the Krško nuclear power plant, *Annali di Chimica* 88 (1998) 731-741
- [3] *M. F. L'Annunziata*: Handbook of Radioactive Analysis, Academic Press Inc., 1998
- [4] *G. Medin*: Določanje aktivnosti ^{90}Sr z merjenjem Čerenkovega sevanja v aerogelu, Magistrsko delo, FNT, Oddelek za fiziko, Univerza v Ljubljani, 1994
- [5] *J. D. Jackson*: Classical Electrodynamics, John Wiley & Sons, 1962
- [6] *R. De Leo et al*: Chromatic aberration and forward scattering of light in silica aerogel, *Nucl. Instr. and Meth. A* 457 (2001) 52-36
- [7] *M. Kerker*: The Scattering of Light, Academic Press Inc., 1969
- [8] *P. Debye*: Scattering by Inhomogeneous Solid. II. Correlation Function and Its Application, *J. Appl. Phys.* Vol.28 6 (1957) 679-683
- [9] *R. De Leo*: Optical characterization of $n = 1.03$ silica aerogel used as radiator in the RICH of HERMES, *Nucl. Instr. and Meth. A* 440 (2000) 338-347
- [10] *R. Pestotnik*: Večanodna fotopomnoževalka kot krajevno občutljiv detektor Čerenkovih fotonov, Diplomsko delo, FMF, Oddelek za fiziko Univerza v Ljubljani, 1996
- [11] *R. Pestotnik*: Računalniški program za zajemanje podatkov, neobjavljeno
- [12] *National Instruments*, programski paket LabView
- [13] PAW++, CERN Program Library Long Writeup Q121, Complete Reference, CERN, Ženeva, 1989
- [14] *K. Hagiwara et al.*: Review of Particle Physics, *Phys. Rev. D* 66 (2002) 010001–1

- [15] *W. R. Leo*: Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, 2nd Edition, Springer Verlag, 1994
- [16] <http://pdg.lbl.gov/>
- [17] *G. R. Fowles*: Optics, Holt, Rinehart and Winston Inc., 1986
- [18] *M. Rosina*: Jedrska fizika, DMFA, Ljubljana 1977, 2. izdaja
- [19] *J. Seguinot*: Les computers Cherenkov: Applications et limites pour l'identification des particules, developpements et perspectives, CERN-EP/89-92, LPC/89-25 (1989)
- [20] T. Iijima (Nagoya University, Japan), ptivatna komunikacija,
- [21] Measurements of Radionuclides in Food and the Environment—A Guidebook, Technical Reports Series No.295, IAEA, Vienna, 1989
- [22] *L. A. Curie*: Limits for Qualitative Detection and Quantitative Determination, Anal. Chem. Vol.40 No.3 (1968) 586-593