

**MATEMATICKO–FYZIKÁLNA FAKULTA
UNIVERZITY KOMENSKÉHO
BRATISLAVA**

Katedra jadrovej fyziky

Modelovanie v environmentálnej γ -spektrometrii

Projekt dizertačnej práce

Mgr. Radovan Garabík

1999

Školiteľ: doc. RNDr. Martin Chudý, CSc.

Obsah

1	Úvod	3
2	Rádionuklidy v životnom prostredí	4
3	Polovodičová γ-spektrometria	5
3.1	Metódy určenia píkovej a celkovej účinnosti	6
3.2	Kozmické žiarenie ako podstatný zdroj pozadia	8
4	Programový balík GEANT a jeho štruktúra	10
4.1	Definovanie materiálov	11
4.2	Simulácia fyzikálnych procesov	12
5	Modelovanie detektora a interakcií žiarenia v ňom	14
5.1	HPGe detektor	14
5.2	Scintilačný γ -spektrometer	17
5.3	Modelovanie odozvy HPGe detektora	20
6	Experimentálna časť	22
6.1	Experimentálne usporiadanie	22
6.2	Rádioaktívne štandardy	22
6.3	Meranie účinnosti HPGe detektora v píku úplnej absorpcie pre bodové žiariče	24
6.4	Stanovenie celkovej účinnosti pre zmerané spektrum	24
6.5	Stanovenie lineárneho absorbčného koeficientu vo vzorkách	25
6.6	Porovnanie modelu s experimentom	26
6.7	Vyhodnocovanie vzoriek životného prostredia	29
7	Projekt dizertačnej práce	31

1 Úvod

Jedným z vážnych problémov súčasnej doby je znečistenie životného prostredia, ku ktorému patrí aj prítomnosť rádioaktívnych látok, pochádzajúcich z rôznych oblastí ľudskej činnosti (ako sú odpadové produkty jadrových elektrární alebo skúšky jadrových zbraní). Okrem týchto rádionuklidov je tiež dôležité merať aj prirodzenú rádioaktivitu, čo je nevyhnutným predpokladom pre hodnotenie radiačnej záťaže obyvateľstva a dosiahnutie efektívnej ochrany pred rádioaktívnymi zdrojmi. Z tohoto dôvodu je potrebné monitorovať prítomnosť rádioaktívnych látok v rôznych zložkách životného prostredia. Takéto monitorovanie sa bežne robí buď in-situ (terénnymi) meraniami, alebo laboratórnymi meraniami odobraných vzoriek.

V prípade in-situ merania zisťujeme aktivitu pochádzajúcu z rádionuklidov nachádzajúcich sa v životnom prostredí priamo na mieste v teréne. Nevýhodou takéhoto postupu je veľké pozadie, ktoré nám môže sťažiť merania, a obmedzenia kladené na detekčnú aparatúru z dôvodu jej prenosnosti. Taktiež účinnosť kalibrácia pri takomto meraní môže byť problematická, lebo väčšinou nepoznáme distribúciu rádionuklidov v meranej oblasti. Túto nevýhodu nemá druhý spôsob, pri ktorom odobrané vzorky meriame neskôr v laboratóriu, kde môžeme použiť rôzne metódy na znižovanie pozadia a optimálny detektor, ktorého parametre nie sú obmedzené požiadavkou mobility. Nevýhodou tohto spôsobu merania je nevyhnutnosť vopred pripraviť vzorky, ktoré budeme merať. Najkomplikovanejšou záležitosťou pri stanovovaní koncentrácie rádionuklidov v objemových vzorkách životného prostredia je hodnotenie detekčnej účinnosti.

Spôsoby určovania rádionuklidov môžeme tiež rozdeliť podľa toho, aký typ žiarenia meriame, a síce na α , β a γ -spektrometriu. Každá z nich má svoje špecifiká. Výhodou γ -spektrometrie, ktorou sa budeme zaoberať v tejto práci, je najmä jednoduchá príprava vzoriek, ľahko dostupné detektory s veľmi dobrým energetickým rozlíšením a pomerne vysokou účinnosťou. To umožňuje relatívne jednoduchú identifikáciu neznámych rádionuklidov a ohodnotenie ich koncentrácie vo vyšetrovaných vzorkách. Tiež vplyv absorpcie vo vzorke nie je taký výrazný ako u iných typov žiarenia.

Vzorky pochádzajúce zo životného prostredia sa vyznačujú tým, že obsahujú pomerne veľké množstvo rôznych rádionuklidov. Aby bolo možné odlíšiť od seba píky prislúchajúce rôznym energiám, potrebujeme detektor s čo najlepším energetickým rozlíšením. V súčasnosti sú široko rozšírené hlavne HPGe detektory, práve kvôli svojim veľmi dobrým spektrometrickým vlastnostiam.

2 Rádionuklidy v životnom prostredí

Rádionuklidy v životnom prostredí môžeme vo všeobecnosti rozdeliť na tri druhy: primordiálne, kozmogénne a antropogenické.

Najdôležitejšie z primordiálnych rádionuklidov sú ^{40}K , ^{238}U , ^{232}Th a ich rozpadové produkty. Na úrovni mora je typický tok žiarenia okolo 10 fotónov $cm^{-2}s^{-1}$. Príspevok kozmického žiarenia tvorí len asi 1% z tohto počtu. Príspevok všetkých ostatných primordiálnych rádionuklidov je zanedbateľný v porovnaní s týmito. Množstvo primordiálnych rádionuklidov sa znižuje veľmi pomaly, preto môžeme ich aktivitu považovať prakticky za konštantnú vzhľadom na bežné účely.

V povrchových geologických prostrediach býva zriedkavo rovnováha medzi nuklidmi jedného rozpadového radu, pretože nuklidy podliehajú chemickým a geologickým procesom. Typickým príkladom dcérskeho produktu je ^{222}Rn , ktorý je najvýznamnejším z prírodných rádionuklidov.

K produkcii kozmogénnych rádionuklidov dochádza keď kozmické lúče interagujú so zemskou atmosférou, prevažne (n,p) a (n, γ) procesmi.

O vyše dvadsiatich rádionuklidoch je známe, že pochádzajú z interakcií kozmického žiarenia so zemskou atmosférou, najznámejší nuklid je ^{14}C .

V poslednej dobe pribúda rádionuklidov, majúcich pôvod priamo v ľudskej činnosti. K tomuto prispieva rozšírenie jadrových elektrární. Rádioaktívne prvky bývajú uvoľňované hlavne do chladiacej vody, odkiaľ sa dostávajú do atmosféry.

Okrem toho z času na čas prichádza k haváriám v jadrových elektrárnach, pri ktorých sa do atmosféry uvoľní jednorázovo a neplánovane veľa izotopov. Typickým príkladom je havária v jadrovej elektrárni v Černobyle, keď prakticky všetko ^{137}Cs v životnom prostredí pochádza z rádioaktívneho spádu po tejto havárii.

Skúšky jadrových zbraní tiež podstatnou mierou prispeli k obsahu rádionuklidov v životnom prostredí, hlavne v 50-tych rokoch. Medzi rádionuklidy, ktoré sa takto dostali do okolia patria hlavne štiepne produkty jadrového rozpadu a následne ich dcérske produkty.

Okrem týchto hlavných zdrojov sú ešte rádionuklidy uvoľňované do životného prostredia z medicínskych zariadení, kde sa používajú na diagnostické a terapeutické účely, a z laboratórií pracujúcich s rádioaktívnym materiálom, ale ich príspevok nie je taký veľký ako v predchádzajúcich prípadoch.

3 Polovodičová γ -spektrometria

Polovodičové detektory sa vyznačujú veľmi dobrým energetickým rozlíšením. Jednou z ich nevýhod je nižšia detekčná účinnosť, čo môže mať nepriaznivý vplyv v prípade merania vzoriek životného prostredia. Tieto majú pomerne nízke aktivity, vyžadujú dlhé časy merania a použitie objemových vzoriek. Úlohou γ -spektrometrie je identifikácia rádionuklidov vo vzorke, s čím súvisí požiadavka na čo najlepšie energetické rozlíšenie, a stanovenie koncentrácie týchto rádionuklidov, z čoho vyplýva nevyhnutnosť presného stanovenia detekčnej účinnosti.

Píkovú účinnosť detekcie γ -žiarenia pre danú geometriu merania môžeme definovať ako pomer počtu zaregistrovaných γ -kvánt v píku úplnej absorpcie k celkovému počtu γ -kvánt vyžiarenému meranou vzorkou:

$$\varepsilon_P = \frac{N_P}{A \cdot p_\gamma} \quad (1)$$

kde N_P je počet impulzov v píku úplnej absorpcie za jednotku času, A je aktivita daného žiariča a p_γ je počet γ -kvánt danej energie emitovaných v jednom rozpade.

Píková účinnosť vo všeobecnosti závisí od energie žiarenia, vzdialenosti vzorky od detektora a jej umiestnenia (t.j. od geometrie merania), od koeficientov absorpcie γ -žiarenia vo vzorke a v materiáloch medzi vzorkou a detektorom.

Na kalibrovanie detektorov sa väčšinou používajú bodové žiariče, ktoré sú dodávané od výrobcu s potrebnou presnosťou zaručenou certifikátom. Avšak vzorky, ktorých aktivitu potrebujeme merať, sú vždy objemové, a kvôli reprodukovateľnosti meraní ich potrebujeme merať v nejakej konkrétnej geometrii. Medzi najčastejšie používané geometrie patria:

- valcová geometria - vzorka má tvar valca, umiestneného zvyčajne nad detektorom
- prstencová geometria - vzorka má tvar dutého valca obklopujúceho detektor
- Marinelliho geometria - vzorka má tvar z jednej strany dutého valca obklopujúceho detektor

Keďže vzorky životného prostredia majú obvykle nízke aktivity (na úrovni bežného pozadia), požiadavky kladené na citlivosť meracej aparatury

sú značné. Z tohto dôvodu sa snažíme čo najlepšie využiť účinný priestor detektora, čo je silný argument v prospech Marinelliho geometrie.

Pri prechode γ -žiarenia látkovým prostredím dochádza k jeho absorpcii, spôsobenej interakciou fotónov s atómami danej látky. V prípade objemových žiaričov musíme brať do úvahy aj absorpciu γ -žiarenia v materiáli vzorky. Zoslabenie zväzku je exponenciálne, pričom pre samoabsorbčný faktor f_s platí vzťah:

$$f_s = e^{-\mu(E) \cdot x_s} \quad (2)$$

kde μ je lineárny zoslabovací koeficient pre γ -žiarenie energie E , x_s je hrúbka materiálu.

Ako ukázali T. Nakamura a T. Suzuki vo svojej práci [1], samoabsorbčný faktor f_s takmer nezávisí od rozmerov a tvaru detektora. Pre f_s platí vzťah

$$f_s = \frac{\varepsilon_a}{\varepsilon_v} \quad (3)$$

kde ε_a je píkova účinnosť pre reálnu vzorku s absorpciou, ε_v je píkova účinnosť čistého žiariča bez samoabsorpcie (vákuového).

3.1 Metódy určenia píkovej a celkovej účinnosti

Aby sme mohli detektor používať na kvantitatívne ohodnotenie rádioaktivity vzoriek, potrebujeme poznať tieto účinnosti v pomerne širokom rozsahu energií (50 až 2000 keV)

V praxi sa používajú nasledujúce spôsoby stanovenia účinnosti detektorov:

- experimentálne metódy
- semiempirické metódy
- metódy využívajúce modelovanie

1. Experimentálne metódy

Experimentálne metódy spočívajú v zmeraní etalónov s rovnakou energiou a geometriou ako je meraná vzorka. Výhoda tohto prístupu je v tom, že máme priamu informáciu z experimentu a (väčšinou) nie je potrebné robiť nijaké ďalšie korekcie na absorpciu (pokiaľ je zloženie etalónu rovnaké ako vzorky) ani na geometriu (ešte stále však zostane potreba robiť korekcie na kaskádne sumovanie, vysokú početnosť a

pod.). Nevýhoda tohto postupu je očividná: pre každú vzorku potrebujeme pripraviť nový etalón s rovnakým rádionuklidom a rovnakou geometriou, prípadne aj s rovnakým zložením. Niekoľkými metódami určenia účinnosti detektora pre γ -žiarenie v rozmedzí energií 0.6 až 12 MeV sa zaoberá [2]

2. Semiempirické metódy

Semiempirické metódy sa zakladajú na použití zjednodušeného matematického modelu odozvy detektora s niekoľkými voľnými parametrami, ktoré sa určujú z experimentálnych dát fitovaním. Výhodou týchto metód je malá časová náročnosť výpočtov, ale na druhej strane je vytvorenie potrebného matematického modelu veľmi prácne a nemusí byť presné v celom požadovanom rozsahu energií.

Existuje viacero prác zaoberajúcich sa použitím matematických modelov detektora pre rôzne geometrie na určenie účinnosti v píkú úplnej absorpcie [3], [4], [5], [6].

Presnosť modelu na určenie píkovej účinnosti dosiahnutá v týchto prácach činí 6.5%, resp. 4%.

Aby sme mohli detektor používať na meranie v širokom rozsahu energií, potrebujeme určiť závislosť účinnosti od energie pre danú geometriu. Existuje viacero vhodných tvarov funkcie vyjadrujúcej túto závislosť.

F. Hajnal a C. Klusek vo svojej práci [8] uvádzajú nasledujúci tvar funkcie:

$$\ln \varepsilon = \sum_{i=1}^N a_i \cdot (\ln E)^{i-1} \quad (4)$$

kde N je počet voľných parametrov a_i danej funkcie. Táto funkcia sa často používa napriek tomu, že nemá hlbšiu fyzikálnu podstatu. Vychádzajúc z nej, na popis píkovej účinnosti je možné použiť nasledujúcu funkciu [9] zohľadňujúcu geometrické a fyzikálne vlastnosti detektora:

$$\varepsilon = a_1 \cdot e^{-d_{Al} \cdot \mu_{Al}} \cdot e^{-a_2 \cdot \mu} \cdot (1 - e^{-a_3 \cdot \mu}) \cdot \left(\frac{\theta}{\mu} + a_4 \cdot (\xi + \psi) \cdot e^{-a_5 \cdot \ln E - a_6 \cdot (\ln E)^2} \right) \quad (5)$$

kde a_i sú voľné parametre, $e^{-d_{Al} \cdot \mu_{Al}}$ je absorbný faktor zohľadňujúci plášť detektora, μ , θ , ξ , ψ sú účinné prierezy pre úplnú absorpciu, fotoelektrický efekt, Comptonov rozptyl a produkciu e^+e^- párov.

Parametre semiempireickej funkcie vyjadrujúcej závislosť účinnosti od energie sa zisťuje preložením danej funkcie zmeranými bodmi metódou najmenších štvorcov.

Taktiež je väčšinou potrebné pre každý odlišný typ geometrie urobiť iný matematický model.

3. Metódy využívajúce modelovanie

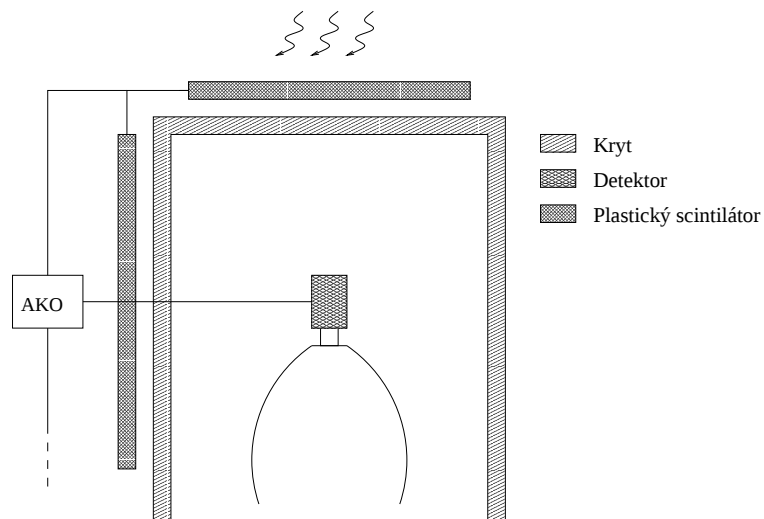
Pomerne novou a perspektívnou metódou je modelovanie interakcií γ -kvánt s detektorom metódou Monte Carlo. Táto metóda nám umožňuje určiť účinnosť detektora pre ľubovoľnú geometriu v rozsahu energií obmedzenom presnosťou modelovania jednotlivých interakcií, ak už máme urobený vhodný model. Jej nevýhoda je v potrebe použitia výkonnej výpočtovej techniky (ktorá je však v súčasnosti už pomerne dostupná), v potrebe vypracovať program vykonávajúci modelovanie a v tom, že model sa väčšinou týka len konkrétneho detektora.

Rôznymi spôsobami modelovania sa zaoberá niekoľko prác [1], [10], [11].

Pri modelovaní prechodu častíc látkou je možné výhodne aplikovať programový balík GEANT, ktorý bol použitý v tejto práci.

3.2 Kozmické žiarenie ako podstatný zdroj pozadia

Dôležitou zložkou prírodného pozadia je príspevok kozmického žiarenia. Pre naše účely môžeme rozdeliť kozmické žiarenie na dve zložky, tvrdú a mäkkú. Mäkká zložka je dostatočne odtienená atmosférou a tieniacím krytom detektora, a keďže tvrdú zložku tvoria vysokoenergetické častice, pasívna ochrana nemá veľký význam. Vysokoenergetické častice kozmického žiarenia interagujú s prostredím v okolí detektora, pričom sa uvoľňujú mióny, ktoré tvoria podstatnú časť pozadia. Aktívnu ochranu je možné realizovať v podobe antikoincidenčného zapojenia (obrázok 1). Na to, aby sme mohli uvedené zapojenie realizovať efektívne, potrebujeme poznať tok kozmického žiarenia v kryte a v okolí a odhadnúť účinnosť takéhoto zapojenia. Na tento účel je opäť výhodné použiť modelovanie, ak poznáme toky kozmického žiarenia na povrchu zeme v našej zemepisnej šírke, môžeme toto namodelovať a sledovať tok sekundárnych častíc v okolí detektora.



Obrázok 1: Antikoincidenčné zapojenie potláčajúce pozadie pochádzajúce z kozmického žiarenia

Typ žiarenia	Energia [MeV/nukleón]	stredný tok [č · cm ⁻² s ⁻¹]
Slnéčné žiarenie		
Protóny a α-častice	5-100	~ 100
Ťažšie jadrá	1-50	~ 1
Galaktické žiarenie		
Protóny a α-častice	100-3000	3
Ťažšie jadrá	~ 100	0.03

Tabuľka 1: Toky kozmického žiarenia

4 Programový balík GEANT a jeho štruktúra

Vo fyzike vysokých energií môže byť dosť veľkým problémom, ako čo najlepšie popísať prechod častíc látkovým prostredím. Hoci existujú pomerne presné teórie interakcií častíc s látkou, problémy sa vyskytujú v prípade zložitých experimentálnych zariadení, keď sa jedná o komplikované geometrie (veľa rôznych materiálov a/alebo zložitá štruktúra). Na tieto účely bol kolektívom autorov v CERNe vyvinutý programový balík GEANT. Pôvodne bol používaný výlučne vo fyzike vysokých geometrií na modelovanie výsledkov experimentov zahŕňajúcich prechod častíc cez látku, postupom času sa však ukázal byť vhodným nástrojom aj na skúmanie javov v nižších energetických rozsahoch, čím vznikli možnosti použiť GEANT na rôzne ďalšie účely.

V najnovšej verzii umožňuje GEANT modelovať interakcie prakticky ľubovoľných elementárnych častíc s látkou v širokom rozmedzí energií (od 10 keV až do niekoľko TeV).

Programový balík GEANT umožňuje:

- definovať veľmi zložité geometrie detekčných zariadení a zdrojov častíc
- modelovať transport častíc cez danú geometriu detekčných a iných zariadení
- graficky znázorniť experimentálne usporiadanie a dráhy častíc
- prepojiť výstup s programovými balíkmi HBOOK a PAW umožňujúcimi grafické znázornenie a vyhodnocovanie modelovaných údajov

Geometria sa definuje ako systém rôznych geometrických štruktúr v danom priestore, spolu s určením ich zloženia a vzájomnej polohy. Pre každú štruktúru určíme jej tvar, materiál z ktorého je zložená, prípadne ďalšie charakteristické vlastnosti potrebné pre modelovanie prechodu častíc jej objemom (napríklad magnetické pole) a jej umiestnenie v referenčnom systéme súradníc. Obvyklý spôsob umiestnenia je taký, že do daných štruktúr umiestňujeme ďalšie, ktoré týmto prepisujú pôvodné hodnoty v danom bode priestoru. Prechod častíc cez takto definovaný geometrický systém potom generujeme metódou Monte Carlo, s prihliadnutím na všetky fyzikálne deje, ktoré môžu pri prechode materiálom prebiehať. Tieto deje zahŕňujú Comptonov rozptyl, generáciu (elektrónov, fotoelektrický efekt, bremsstrahlung,

tvorbu e^+e^- párov a ďalšie javy, ktoré však nie sú dôležité pri energiách, s ktorými sa zaoberáme.

GEANT je možné rozdeliť do nasledovných sekcií:

- CONS - definovanie materiálov a častíc použitých v programe, výpočet tabuliek účinných prierezov a iných informácií neskôr použitých v sekcii TRAK
- DRAW - interface ku grafickým rutinám. Využitím tejto sekcie je možné zobraziť geometriu zariadenia, dráhy častíc, miesta interakcií v detektore a ďalšie grafické informácie
- GEOM - pri inicializácii programu sa v tejto sekcii definuje geometria zariadenia. Počas behu programu táto sekcia poskytuje údaje sekcii TRAK o geometrickej štruktúre, v ktorej sa nachádza práve trasovaná častica, a o pozícii danej častice.
- HITS - táto sekcia sa zaoberá ukladaním a spracovaním informácie o interakcii medzi časticou a detektorom
- IOPA - interface k systému ZEBRA (zabezpečujúcemu prácu so súbormi a správu pamäte)
- KINE - generátor eventov, záznam informácií týkajúcich sa častice a jej trajektórie (vertexy, sekundárne častice)
- PHYS - simulácia fyzikálnych procesov prebiehajúcich pri prechode častice látkou
- TRAK - sledovanie prechodu častice cez zariadenie
- XINT - interaktívna verzia. Nebola použitá v tejto práci.

4.1 Definovanie materiálov

Aby sme mohli pomocou GEANTu modelovať prechod častíc cez experimentálne zariadenie, potrebujeme definovať základné vlastnosti materiálov, z ktorých sa toto zariadenie skladá. Medzi tieto vlastnosti patrí predovšetkým atómové A a protónové Z číslo atómov všetkých prvkov, z ktorých sa daná látka skladá, ich zastúpenie v danej látke, ďalej hustota látky ρ a jej radiačná dĺžka X_0 . Niektoré často používané materiály má GEANT v sebe už zadefinované, ale všetky ostatné materiály musí určiť užívateľ. Nový materiál je možné definovať tak, že sa priamo zadajú všetky potrebné parametre (podprogram GSMATE), ak ide o materiál zložený iba z jedného

izotopu, alebo ak potrebujeme definovať materiál skladajúci sa z viacerých izotopov, môžeme použiť podprogram GSMIXT, v ktorej zadáme atómové a protónové čísla prvkov z ktorých sa daný materiál skladá, ich zastúpenie a hustotu materiálu.

Radiačná dĺžka pre nový materiál je potom vypočítaná podľa vzťahu:

$$\frac{1}{\varrho \cdot X_0} = 4 \cdot \alpha \cdot r_0^2 \cdot N_A \cdot \frac{1}{A} \cdot Z \cdot (Z + \xi(Z)) \cdot \left(\ln \frac{183}{Z^{1/3}} - F_c(Z) \right) \quad (6)$$

kde:

X_0 je radiačná dĺžka v cm

ϱ hustota materiálu v $g \cdot cm^{-3}$

α konštanta jemnej štruktúry

r_0 klasický polomer elektrónu v cm

N_A Avogadrova konštanta

A atómové číslo

Z protónové číslo

$F_c(Z)$ Coulombova korekčná funkcia

$$F_c(Z) = (\alpha \cdot Z)^2 \cdot \left(\frac{1}{1 + (\alpha \cdot Z)^2} + 0.20206 - 0.0369 \cdot (\alpha \cdot Z)^2 + 0.0083 \cdot (\alpha \cdot Z)^4 - 0.0020 \cdot (\alpha \cdot Z)^6 \right) \quad (7)$$

$$\xi(Z) = \frac{\ln \frac{1440}{Z^{1/3}}}{\ln \frac{183}{Z^{1/3}} - F_c(Z)} \quad (8)$$

Pre materiály zložené z viacerých izotopov sa radiačná dĺžka vypočíta ako vážený harmonický priemer radiačných dĺžok izotopov, z ktorých sa daný materiál skladá:

$$\frac{1}{\varrho \cdot X_0} = \sum_{i=1}^N \frac{p_i}{\varrho_i \cdot X_{0i}} \quad (9)$$

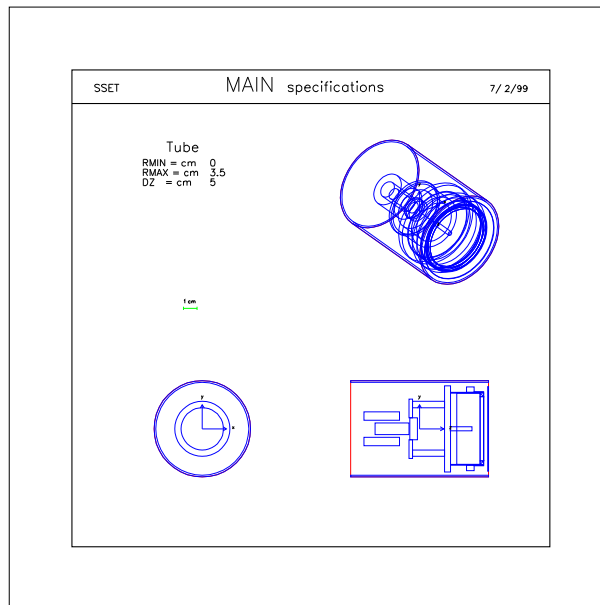
kde p_i je relatívne hmotnostné zastúpenie daného izotopu v definovanom materiáli.

4.2 Simulácia fyzikálnych procesov

Pri prechode častice látkou sa najprv vypočíta podľa totálneho účinného prierezu pravdepodobnosť fyzikálneho procesu, a ak daný proces nastal, podľa hodnoty diferenciálneho účinného prierezu sa určí konečný stav po interakcii.

Účinné prierezy sú počítané len raz pri inicializácii programu, kedy sú uložené do tabuliek pre rôzne hodnoty energií, a počas behu programu sa zisťujú z lineárnej interpolácie susedných hodnôt.

Hlavná výhoda modelovania je vo veľkej flexibilitě. Keď máme namodelované rozmery detektora a jeho štruktúru, môžeme modelovať zdroje žiarenia ľubovoľnej energie a v ľubovoľnej geometrii.



Obrázok 2: Špecifikácia štruktúry MAIN

5 Modelovanie detektora a interakcií žiarenia v ňom

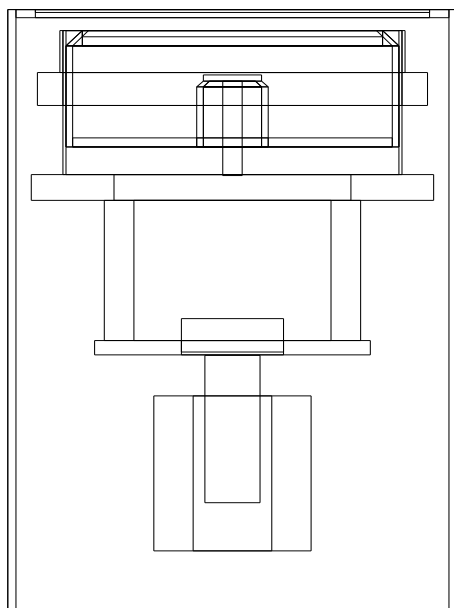
5.1 HPGe detektor

Základnú časť polovodičového detektora tvorí germániový kryštál, ktorý má v našom prípade tvar valca s otvorom na jednej strane. Zber náboja z kryštálu zabezpečuje dvojica elektród v kontakte s povrchom kryštálu. V mieste kontaktu s kryštálom sa nachádza difúzna vrstva iónov Li. V tejto oblasti sa vytvorí pri privedení vysokého napätia na kryštál mŕtva vrstva, v ktorej sa pri prechode častice nevytvárajú dvojice elektrón-diera, a preto mŕtva vrstva neprispieva do citlivého objemu detektora.

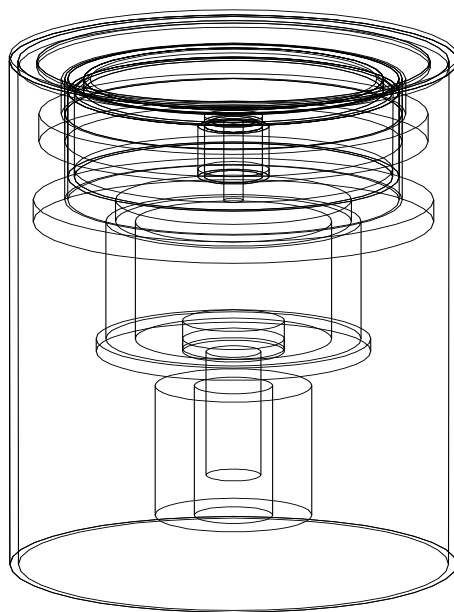
Kryštál je umiestnený v hliníkovom puzdre tvaru valca na hornej strane otvoreného, kde sa nachádza berýliové okienko.

Základná geometria detektora vytvorená podľa konštrukčného výkresu bola umiestnená do geometrickej štruktúry MAIN, ktorej špecifikácia je na obrázku 2

Táto štruktúra je umiestnená v reťazci štruktúr popisujúcich kryt detektora. Medený absorbátor a prípadný etylénový držiak sú umiestnené mimo štruktúry MAIN. Ostatné štruktúry popisujúce vnútornú konštrukciu detektora sú všetky umiestnené v štruktúre MAIN.



Obrázok 3: Priezer modelovanou geometriou



Obrázok 4: Modelovaná geometria

Ukázalo sa, že na dosiahnutie potrebnej presnosti je nevyhnutné modelovať aj tieniaci kryt. Pri modelovaní bez krytu nedosiahneme súhlas spektier v oblasti píku spätného rozptylu a nižších energiách. Preto bolo nevyhnutné modelovať aj geometriu krytu okolo detektora. To však na druhej strane spôsobilo značné spomalenie modelovania, pretože pri modelovaní sa musia sledovať γ -kvantá do podstatne väčšej vzdialenosti, ako bez krytu. Kým v modelovaní bez krytu sa čas potrebný na modelovanie jedného eventu pohyboval v rozmedzí 0.2 až 0.5 ms, po doplnení krytu do geometrie sa zvýšil na 0.5 až 1.4 ms, teda zhruba tojnásobne.

Hlavný problém pri využití GEANTu za účelom modelovania detektorov spočíva v presnom namodelovaní geometrie detektora, pretože geometria výrazne ovplyvňuje účinnosť detekcie.

Najväčšie problémy sú s upresnením hrúbky mŕtvej vrstvy v detektore, pretože jej veľkosť a tvar poznáme len približne, a keďže leží v dráhe častíc, môže ovplyvniť výsledky dosť podstatne (hlavne pre nízkoenergetické častice). Presnejšie určenie hrúbky mŕtvej vrstvy je možné použitím kolimovaného zväzku γ -žiarenia, ako ukázali pre nízke energie (do ~ 120 keV) J. S. Hansen a kolektív v [12], alebo pre vyššie energie (~ 100 až 2000 keV) T. Nakamura a T. Suzuki [1]

Pre naše účely postačí použiť zjednodušenú predstavu o mŕtvej vrstve obklopujúcej rovnomerne citlivý objem detektora. Jej hrúbku určíme porovnaním modelovanej účinnosti pre rôzne hodnoty hrúbky mŕtvej vrstvy s experimentálnymi hodnotami.

V našom prípade sme porovnávali merané a modelované účinnosti pre energiu 59.54 keV (^{241}Am), pretože to bol žiarič s malou energiou, kedy sa najviac prejaví zmena hrúbky mŕtvej vrstvy detektora. Hrúbka mŕtvej vrstvy bola osobitne hodnotená na hornej časti citlivého objemu detektora a osobitne na plášti citlivého objemu.

Vzhľadom na to, že absorpcia γ -žiarenia látkou má exponenciálny priebeh, očakávame, že aj závislosť účinnosti od hrúbky mŕtvej vrstvy bude exponenciálna, ako aj potvrdzujú modelované hodnoty, kde boli modelované body fitované exponenciálnou funkciou. Hrúbku mŕtvej vrstvy potom určíme z priesečníka experimentálnej hodnoty a fitovanej funkcie, z čoho dostaneme $d = 0.066 \pm 0.010$ mm pre mŕtvu vrstvu na hornej časti kryštálu pre žiarič vo vzdialenosti 12 cm nad detektorom, $d = 0.083 \pm 0.012$ mm pre žiarič vo vzdialenosti 6 cm nad detektorom a $d = 1.27 \pm 0.03$ mm pre mŕtvu vrstvu na plášti kryštálu. Pri modelovaní bola použitá hodnota hrúbky mŕtvej vrstvy na hornej strane kryštálu $d=0.0745$ mm (získaná ako aritmetický priemer hodnôt pre dve rôzne vzdialenosti žiariča nad detektorom). Zaujímavá je veľmi malá hrúbka mŕtvej vrstvy na hornej časti kryštálu. Príčina je v tom, že daný typ detektora má zbernú elektródu v tvare dutého valca obklopujúceho kryštál

zo strán, na ktorých sa vytvára mŕtva vrstva.

5.2 Scintilačný γ -spektrometer

Jedným z prístrojov určeným na meranie v IN-SITU spektrometrii je terénny spektrometer GS-256, ktorý slúži na určovanie koncentrácií ^{40}K , ^{238}U a ^{232}Th .

Základ spektrometra GS-256 tvorí scintilačný NaI(Tl) detektor. Tento má niektoré výhody oproti napríklad polovodičovému (netreba chladiť tekutým dusíkom), ale jednu nevýhodu, a to je zlé energetické rozlíšenie.

Pri meraní je detektor umiestnený buď na povrchu zeme alebo v určitej výške nad ním (typicky 1m). Aby sa obmedzil vplyv nehomogenít v rozložení rádionuklidov v pôde, detektor je odtienený zo strán oloveným krytom.

Pri takomto usporiadaní býva samozrejme problémom kalibrácia detektora. Detektor sa obvykle kalibruje bodovým žiaričom, a je potrebné určiť korelačné koeficienty medzi účinnosťou od bodového žiariča a od nekonečného plošného žiariča.

Závislosť toku γ -kvánt od uhla, ktorý zvierá smer dopadu s osou detektora je:

$$\varphi(\omega) = \frac{S_0/\varrho}{2} \cdot \frac{1}{\frac{\alpha}{\varrho} \cdot \omega + \frac{\mu_s}{\varrho}} \cdot e^{-\frac{t}{\omega}} \quad (10)$$

kde $\omega = \cos(\theta)$, α je relaxačná dĺžka rozloženia aktivity daného žiariča v pôde¹, μ_s je absorpčný koeficient pre γ -žiarenie v pôde, t je výška v ktorej je umiestnený detektor, θ je uhol, ktorý zvierá smer dopadu γ -žiarenia so zvislou osou detektora, S_0 je objemová aktivita daného žiariča na povrchu zeme.

Celkový tok žiarenia potom získame integráciou pre uhly od 0 do 2π . Ak je detektor umiestnený na povrchu zeme, potom $t = 0$ a platí:

$$\phi = \int_0^{\pi/2} \frac{S_0/\varrho}{2} \cdot \frac{1}{\frac{\alpha}{\varrho} \cdot \omega + \frac{\mu_s}{\varrho}} d\theta \quad (11)$$

Pre plošnú aktivitu žiariča máme:

$$S_A = \int_0^\infty \varrho \cdot \frac{S_0}{\varrho} \cdot e^{-\frac{\alpha}{\varrho} \cdot \varrho \cdot z} dz = \frac{S_0}{\alpha} \quad (12)$$

Ak sa bodový žiarič nachádza vo vzdialenosti h od detektora s polomerom r , potom geometrická účinnosť bude:

$$\varepsilon_g = \frac{\Omega}{4\pi} \quad (13)$$

¹predpokladáme exponenciálny pokles s hĺbkou

kde Ω je priestorový uhol, pod ktorým vidieť detektor z miesta žiariča.

Úpravou dostaneme:

$$\varepsilon_g = \frac{1}{2} \cdot \left(1 - \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{r^2}{h^2}}} \right) \quad (14)$$

Tok γ -kvánt v mieste detektora bude

$$\phi = \varepsilon_g \cdot A \cdot p \quad (15)$$

kde A je aktivita etalónu a p intenzita príslušnej čiary v spektre.

Ak označíme celkový počet častíc zaregistrovaných detektorom za jednotku času ako N_f , potom pre počet impulzov zaznamenaných detektorom platí:

$$N_f = \left(\frac{N_f}{N_0} \right) \cdot \left(\frac{N_0}{\phi \cdot S} \right) \cdot \phi \cdot S \quad (16)$$

V tomto označení $\left(\frac{N_f}{N_0} \right)$ je uhlový korekčný faktor zohľadňujúci fakt, že γ -žiarenie dopadá na detektor pod rozličnými uhlami, $\left(\frac{N_0}{\phi \cdot S} \right)$ je pravdepodobnosť zaregistrovania γ -kvanta detektorom, $\phi \cdot S$ je počet γ -kvánt dopadajúcich na detektor za jednotku času, S je plocha detektora.

Vzťah (16) je možné prepísať do tvaru:

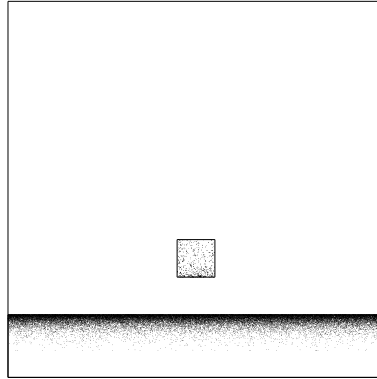
$$N_f = \left(\frac{N_f}{N_0} \right) \cdot \left(\frac{N_0}{\phi} \right) \cdot \phi \quad (17)$$

Ak poznáme vzťah medzi plošnou aktivitou S_A žiariča a tokom v mieste detektora ϕ , potom vieme na základe merania N_f vypočítať S_A .

Uvedený postup bol použitý na vyhodnotenie terénnych meraní a na získanie informácií o plošnej aktivite ^{137}Cs z daných meraní.

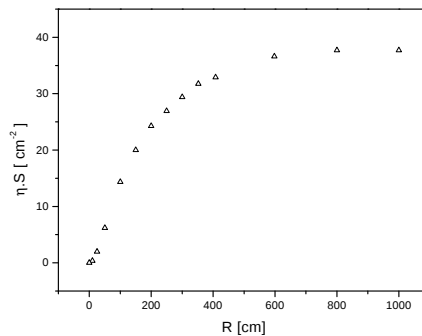
Problematickým zostáva overenie platnosti daných vzťahov, pretože zodpovedajúci plošný štandard by musel mať plochu minimálne niekoľko metrov štvorcových. Pri príprave takéhoto štandardu by bolo potrebné dávať pozor na homogenitu žiariča, pretože malá nehomogenita tesne pod žiaričom by mohla podstatne ovplyvniť výslednú účinnosť.

V tomto smere nám opäť môže pomôcť modelovanie. Na rozdiel od predchádzajúceho prípadu HPGe detektora, kedy išlo hlavne o vypracovanie metódy na určovanie účinnosti konkrétneho detektora, v tomto prípade sa zameriame hlavne na získanie všeobecných znalostí o vplyve rozloženia žiariča v pôde, nehomogenít, a tienenia detektora na presnosť stanovenia účinnosti pre terénne merania.



Obrázok 5: Miesta odovzdania energie pre γ -kvantá s energiou 662 KeV (^{137}Cs)

Hlavná odlišnosť spočíva v tom, že pri terénnych meraniach máme efektívne nekonečný plošný žiarič, resp. objemový žiarič, kde je väčšina aktivity sústredená pri povrchu. Keďže so zväčšovaním rozmerov modelovanej oblasti klesá pomer častíc dopadajúcich do priestoru detektora, narastá tým potrebný výpočtový čas na dosiahnutie dobrej štatistiky. Preto nie je možné modelovať celý žiarič, ale je potrebné nájsť kompromis medzi presnosťou modelu a časom potrebným na jeho výpočet.



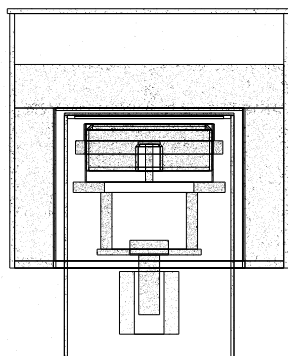
Obrázok 6: Závislosť účinnosti pre jednotku plochy žiariča od polomeru modelovanej oblasti pre γ -kvantá s energiou 662 KeV (^{137}Cs)

Príklad závislosti účinnosti vzťahnutej na jednotku plochy žiariča od veľkosti modelovanej oblasti je na obrázku 6. Uvedená závislosť nám umožní určiť korekcie potrebné na správny výpočet účinnosti.

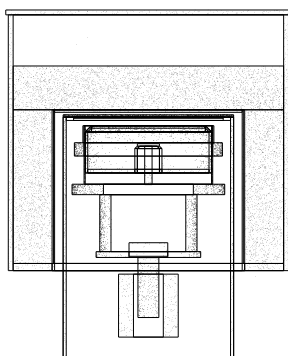
5.3 Modelovanie odozvy HPGe detektora

Pri modelovaní bolo celé spektrum rozdelené do 512 kanálov. Pík úplnej absorpcie sa nachádza celý v jednom kanáli, pretože nebolo modelované energetické rozlíšenie. Pre účely našej práce ho nebolo potrebné uvažovať.

Z týchto dôvodov je aj modelovaná Comptonova hrana strmá, zatiaľ čo nameraná vykazuje určitý rozptyl energií.



Obrázok 7: Miesta odovzdania energie pre γ -kvantá s energiou 662 KeV (^{137}Cs)



Obrázok 8: Miesta odovzdania energie pre γ -kvantá s energiou 88.03 KeV (^{109}Cd)

Aby sme dokumentovali priebeh a efektivitu modelovania, na obrázkoch 7 a 8 sú vyznačené body, v ktorých sa odovzdala energia pri interakciách γ -kvánt

dvoch rôznych energií, celkový počet eventov pre každý prípad je 50000. Vidíme, že podľa očakávania pri nízkej energii (88.03 keV; ^{109}Cd) dochádza k interakcii v prevažnej miere na medenom absorbátore a na hornej strane detektora, preto sa tu viac prejaví vplyv mŕtvej vrstvy ako v prípade vyšších energií, kedy sa energia odovzdáva viac-menej v celom citlivom objeme detektora. Týmto sú tieto modelovania viac závislé od skutočného tvaru a objemu citlivej oblasti detektora, čo bolo využité pri presnom hodnotení rozmerov detektora.

Fotóny vznikajúce vo vzorke boli generované použitím generátora náhodných čísel v kvádri opísanom Marinelliho nádobou, pričom boli vylúčené tie prípady, pri ktorých fotón vznikol mimo aktívnej vzorky. Tento spôsob sa ukázal byť jednoduchý a nenáročný na výpočtový čas.

6 Experimentálna časť

Na merania sme používali HPGe detektor firmy EG G ORTEC, ktorý sa nachádza v laboratóriu γ -spektrometrie Katedry jadrovej fyziky MFF UK.

Základné charakteristiky použitého HPGe detektora

Výrobca: firma EG G ORTEC U.S.A.

Detektor model č: LO-AX - 51370/20-P

Konfigurácia kryostatu: Pop Top

Predzosilňovač model: 237 N

Pomer S/N predzosilňovača: 349

Rozmery kryštálu:

priemer 51.8 mm

výška 19.4 mm

otvor v kryštáli: 11.0 mm hĺbka; 9.1 mm priemer

difúzna vrstva Li pre kontakt: hrúbka ~ 1 mm

Berýliová absorbčná vrstva: hrúbka 0.5 mm

Odporúčané pracovné vysoké napätie (záporné): 2600 V

6.1 Experimentálne usporiadanie

Detektor bol pri meraní umiestnený v hermeticky uzavretom tieniacom kryte vonkajších rozmerov $2 \times 1.5 \times 1.5$ metra, ktorý sa skladá z 10 cm hrubej vrstvy olova, 10 cm elektrolytickej medi, 10 cm polyetylénu s kyselinou boritou (Neutrostop), 1 mm vrstvy medi, a 1 mm vrstvy kadmia, z vnútornej strany ktorého je umiestnená 1 cm vrstva plexiskla.

Nad kryštálom detektora je berýliové okienko hrúbku 0.5 mm. Na ňom bol pri meraní položený medený absorbátor hrúbky 1mm (ktorý potlačí mäkké röntgenovské žiarenie). Pre ohodnotenie vplyvu absorbátora boli niektoré merania uskutočnené aj bez neho.

6.2 Rádioaktívne štandardy

Účinnosť detektora sme experimentálne určili v bodovej geometrii pre žiariče v rôznych vzdialenostiach od detektora použitím rádioaktívnych štandardov vyrobených v UVVVR Praha, typ EFS: ^{139}Cd , ^{54}Mn , ^{137}Cs ; typ EG1: ^{57}Co , ^{60}Co , ^{133}Ba , ^{241}Am , ^{152}Eu ; typ EFX: ^{109}Cd , typ EG3: ^{57}Co , ^{65}Zn , ^{241}Am ; a štandardov vyrobených v NCM Budapešť, typ OMH: ^{137}Cs , ^{60}Co , ^{133}Ba , ^{57}Co .

Pre experimentálne určenie účinnosti pre objemové vzorky sme pripravili niekoľko (tabuľka 2) objemových štandardov v Marinelliho nádobách (objem $V=0.5$ l). Štandardy boli pripravené v roztoku H_2O , s pridaným malým

množstvom HCl (aby sa zabránilo vyzrážaniu rádionuklidu na stenách nádoby).

žiarič	E[keV]	A[kBq]
^{241}Am	59.74	13.38 ± 0.25
^{109}Cd	88.03	39.77 ± 0.40
^{57}Co	122.0	1.099 ± 0.004
^{57}Co	136.5	1.099 ± 0.004
^{137}Cs	661.65	7.75 ± 0.16
^{54}Mn	834.83	4.915 ± 0.036
^{65}Zn	1115.5	0.548 ± 0.005

Tabuľka 2: Tekuté štandardy v Marinelliho nádobe

Pre ohodnotenie vplyvu absorpcie γ -kvánt sme pripravili tri objemové štandardy vyrobené z rôznych stavebných materiálov (tabuľka 3), ktoré boli upravené rozomletím v guľovom mlyne na prášok.

Pri príprave pevných štandardov sme postupovali nasledovne: Najprv sme si pripravili malé množstvo (cca 30 ml) okysleného (pridaním HCl) vodného roztoku daných rádioaktívnych žiaričov. Tento roztok bol potom rovnomerne nanesený na časť príslušného materiálu, ktorý bol rozložený na hodinovom sklíčku. Túto vzorku sme potom za stáleho premiešavania nechali vysušiť. Po vyschnutí bol tento materiál rovnomerne nanesený na zvyšnú časť materiálu rovnomerne plošne rozloženého na ploche 30×40 cm o hrúbke približne 5 mm a dôkladne premiešaný. Použité nádoby boli kontrolované na zbytkovú rádioaktivitu. Uvedený postup nám zabezpečuje dostatočnú homogenitu rozmiestnenia rádionuklidu vo vzorke a to, že na stenách nádoby, v ktorej bol pripravený rádioaktívny roztok, a aj na hodinovom sklíčku zostane iba zanedbateľné množstvo rádioaktívnej látky.

Materiál č.	vzorka č.	obchodný názov materiálu
1	103	PERIL - tehla
2	111	PÓROBETÓN
3	164	VUPSOTERM O

Tabuľka 3: Zoznam materiálov použitých pri príprave pevných štandardov

6.3 Meranie účinnosti HPGe detektora v píku úplnej absorpcie pre bodové žiariče

Účinnosť detektora sme merali použitím nasledujúcich bodových žiaričov:

^{241}Am , ^{109}Cd , ^{57}Co , ^{139}Ce , ^{137}Cs , ^{54}Mn , ^{65}Zn , ^{60}Co , ^{133}Ba , ^{152}Eu .

Účinnosti boli merané v tesnej geometrii (v tomto prípade bol na detektore umiestnený aj polyetylénový držiak hrúbky 2 mm umožňujúci presné a reprodukovateľné umiestnenie žiariča na os detektora), vo vzdialenostiach 6 cm, 12 cm a 25 cm na osi detektora nad detektorom (merané od medenného absorbátora), a vo vzdialenostiach 10 cm, 15 cm a 20 cm od osi detektora 1.5 mm pod rovinou absorbátora, čiže zhruba v strede kryštálu.

Žiariče ^{133}Ba a ^{152}Eu majú zložitú rozpadovú schému a vyznačujú sa kaskádnyimi prechodmi, preto ich bolo možné použiť len vo väčších vzdialenostiach od detektora, kedy je pravdepodobnosť kaskádneho sumovania v aktívnom objeme detektora zanedbateľná.² Použitie týchto žiaričov je veľmi výhodné z toho dôvodu, že ^{152}Eu spolu s ^{133}Ba pokrývajú široký rozsah energií, hlavne však v oblasti medzi 165.85 keV (^{139}Ce) a 661.65 keV (^{137}Cs), kde sme nemali k dispozícii nijaký iný vhodný žiarič.

6.4 Stanovenie celkovej účinnosti pre zmerané spektrum

Ak sa v citlivom objeme detektora odovzdá malá energia, má to za následok problémy pri zbere náboja. Jednak je počet utvorených dvojíc elektrón-diera malý, čo vedie k malému množstvu náboja zozbieranému z detektora, a teda aj prúd z detektora má nízke hodnoty. Taktiež rôzne šумы vznikajúce v elektronike sú zosilňované a spracované analyzátorom spektra, a keďže ich hodnota je nízka, budú považované za impulzy s nízkou energiou a budú uložené do kanálov na začiatku spektra.

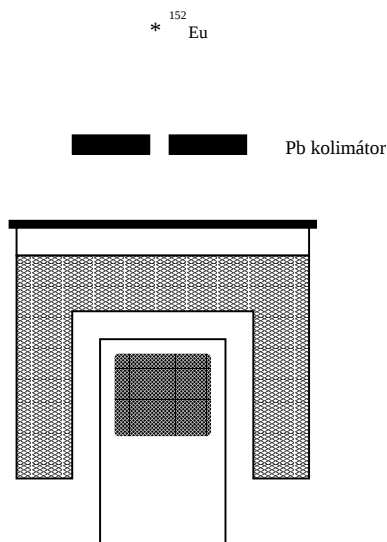
Štandardný postup určovania celkovej účinnosti je taký, že v oblasti spektra, kde sa už neprejavujú šумы (ale ešte pred píkom spätného rozptylu), sa ohodnotí priebeh odozvovej funkcie a spočíta alebo aproximuje až k nulovej energii. V tejto práci bola odozvoová funkcia v danej časti spektra aproximovaná konštantnou hodnotou.

Ak by sme chceli byť dôslední, mali by sme brať do úvahy fakt, že GEANT nemodeluje interakcie, pri ktorých má primárna častica energiu menšiu ako 10 keV, ale množstvo takýchto prípadov je prakticky zanedbateľné a chyba, ktorej sme sa dopustili aproximáciou časti spektra je pravdepodobne väčšia

²Modelovanie kaskádneho sumovania je rozpracované; predbežné výsledky boli dosiahnuté pre ^{60}Co

ako chyba pri výpočte GEANTom.

6.5 Stanovenie lineárneho absorbčného koeficientu vo vzorkách



Obrázok 9: Geometria použitá pri stanovení lineárneho absorbčného koeficientu

Pre experimentálne určenie lineárneho absorbčného koeficientu sme zmerali spektrá bodového zdroja ^{152}Eu v geometrii na obrázku 9

Pri meraní sme používali Ge(Li) detektor, kolimátor bol tvorený olovenou platničkou hrúbky 0.5 cm s otvorom o priemere 3 mm, umiestnený 7 cm nad horným okrajom detektora.

Vychádzajúc zo vzťahu (2), pre lineárny absorbčný koeficient dostaneme:

$$\mu = \frac{1}{r} \cdot \ln \frac{A_0}{A} \quad (18)$$

kde A_0 je početnosť zaregistrovaných γ -kvánt v prípade merania bez vzorky, A početnosť zaregistrovaných γ -kvánt po prechode vzorkou a r je hrúbka vzorky. V tomto vzťahu zanedbávame absorpciu γ -žiarenia vo vzduchu, čo môžeme urobiť pre dané hodnoty energií γ -kvánt uvažovaných žiaričov. Výsledky experimentálne určeného μ sú v tabuľke 4.

E[keV]	materiál 1.	materiál 2.	materiál 3.	roztok H_2O
121.78	0.10 ± 0.01	0.14 ± 0.02	0.27 ± 0.03	-
244.69	0.065 ± 0.010	0.13 ± 0.02	0.21 ± 0.03	0.18 ± 0.02
344.27	0.067 ± 0.010	0.10 ± 0.01	0.19 ± 0.02	0.15 ± 0.02
778.89	0.053 ± 0.010	0.08 ± 0.01	0.14 ± 0.02	0.10 ± 0.01
964.01	0.053 ± 0.010	0.077 ± 0.012	0.11 ± 0.02	0.10 ± 0.01
1112.0	0.028 ± 0.009	0.057 ± 0.010	0.096 ± 0.014	0.053 ± 0.010

Tabuľka 4: Hodnoty samoabsorbčného koeficientu μ pre rôzne materiály

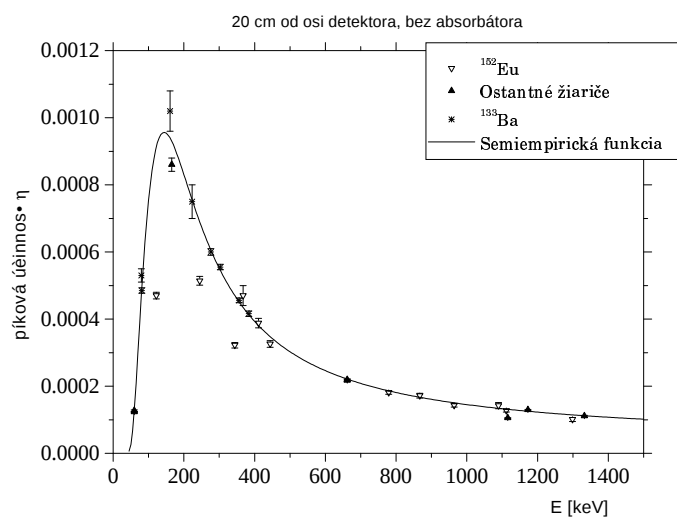
6.6 Porovnanie modelu s experimentom

Ukážka porovnania modelovaných a zmeraných píkových účinností pre bodový žiarič vo vzdialenosti 6 cm nad detektorom je v tabuľke 5. Podobné porovnanie pre tri objemové štandardy s rozličnými materiálmi je v tabuľkách 6, 7, 8. Vidíme, že dosiahnutá presnosť je veľmi dobrá pre vyššie energie (relatívne odchýlky $\delta = \frac{\eta_{model} - \eta_{exp}}{\eta_{exp}}$ sa pohybujú v rozmedzí niekoľkých percent. Väčšie odchýlky vznikli pri objemových štandardoch a pri nižších energiách γ -kvánt.

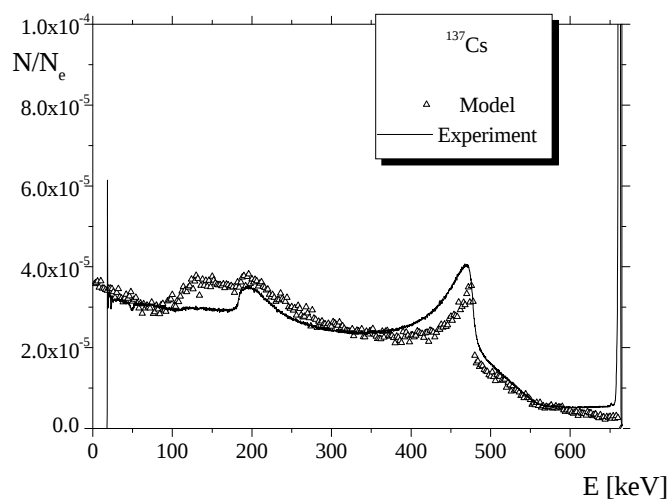
Tieto odchýlky môžu byť spôsobené jednak tým, že GEANT nemodeluje presne interakcie, ak energia klesne pod 10 keV, ale pravdepodobne väčšia nepresnosť je spôsobená veľkou citlivosťou nízkoenergetických γ -kvánt na zmeny v geometrii. Nesmieme zabúdať na to že modelovaná geometria sa ku skutočnej iba približuje, a niektoré veci (ako napríklad veľkosť a tvar mŕtvej vrstvy) nie je reálne zistiť.

žiarič	E[keV]	$\eta_{exp}[\cdot 10^{-3}]$	$\eta_{model}[\cdot 10^{-3}]$	$\delta[\%]$
^{241}Am	59.74	6.49 ± 0.07	6.40	-1.4
^{57}Co	122.0	16.0 ± 0.2	16.5	3.1
^{57}Co	136.5	15.4 ± 0.2	16.0	3.9
^{139}Ce	165.85	13.8 ± 0.1	13.9	0.7
^{137}Cs	661.65	2.15 ± 0.02	2.11	-1.9
^{54}Mn	834.83	1.68 ± 0.02	1.62	3.6

Tabuľka 5: Píkové účinnosti pre bodový žiarič vo vzdialenosti 6 cm nad detektorom



Obrázok 10: Porovnanie semiempirickej funkcie (5) s experimentálnymi hodnotami



Obrázok 11: Porovnanie modelovaného a experimentálneho spektra pre ^{137}Cs)

žiarič	E[keV]	$\eta_{exp}[\cdot 10^{-3}]$	$\eta_{model}[\cdot 10^{-3}]$	$\delta[\%]$
^{241}Am	59.74	4.39 ± 0.09	3.49	-20.5
^{109}Cd	88.032	14.6 ± 0.2	13.2	-9.59
^{137}Cs	661.65	4.22 ± 0.09	4.25	0.71

Tabuľka 6: Píkové účinnosti pre objemové žiariče, materiál 1

žiarič	E[keV]	$\eta_{exp}[\cdot 10^{-3}]$	$\eta_{model}[\cdot 10^{-3}]$	$\delta[\%]$
^{241}Am	59.74	3.70 ± 0.08	3.47	-6.2
^{109}Cd	88.032	13.5 ± 0.2	12.1	-10.3
^{137}Cs	661.65	4.16 ± 0.09	4.24	1.92

Tabuľka 7: Píkové účinnosti pre objemové žiariče, materiál 2

žiarič	E[keV]	$\eta_{exp}[\cdot 10^{-3}]$	$\eta_{model}[\cdot 10^{-3}]$	$\delta[\%]$
^{241}Am	59.74	2.87 ± 0.07	3.07	7.0
^{109}Cd	88.032	11.0 ± 0.1	10.9	-0.9
^{137}Cs	661.65	3.82 ± 0.08	3.97	4.99

Tabuľka 8: Píkové účinnosti pre objemové žiariče, materiál 3

6.7 Vyhodnocovanie vzoriek životného prostredia

Laboratórium γ -spektrometrie sa zúčastnilo porovnávacích meraní vzoriek životného merania, ktorého cieľom bolo overiť spoľahlivosť používaných metód na určovanie obsahu rádionuklidov vo vzorkách. Porovnávanie sa zúčastnilo 20 laboratórií zo 4 štátov.

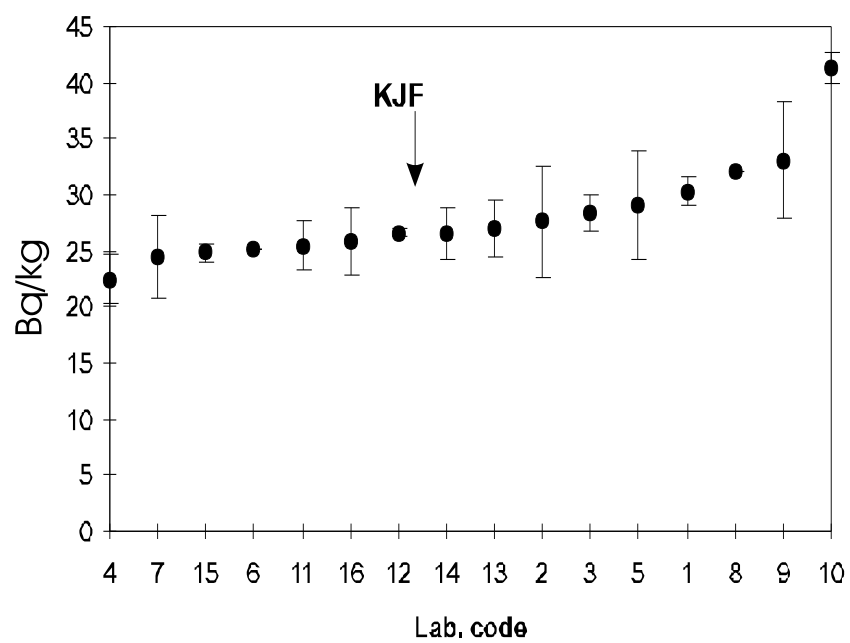
Laboratórium	$^{134}\text{Cs}[Bq/kg]$	$^{137}\text{Cs}[Bq/kg]$	$^{232}\text{Th}[Bq/kg]$
1	1.39 ± 0.10	60.2 ± 0.5	30.0 ± 1.3
2	0.31 ± 0.08	57.5 ± 5.8	27.6 ± 5.0
3	0.69 ± 0.33	59.3 ± 2.4	28.4 ± 1.6
4	1.20 ± 0.10	59.5 ± 4.9	22.4 ± 2.2
5	1.10 ± 0.30	60.3 ± 6.1	29.1 ± 4.9
6	1.85	59.1	25.1
7	1.00 ± 0.21	61.1 ± 5.5	24.5 ± 3.7
8	1.20 ± 0.52	70.5 ± 0.5	32.0
9	4.19 ± 1.05	61.8 ± 3.7	33.1 ± 5.2
10	0.76 ± 0.15^1	72.0 ± 0.6	41.4 ± 1.4
11	0.93 ± 0.11	58.1 ± 3.4	25.5 ± 2.2
12 ²	1.40 ± 0.30	57.8 ± 0.9	26.6 ± 0.3
13	0.97 ± 0.10	61.3 ± 5.9	27.0 ± 2.6
14	1.21 ± 0.14	58.4 ± 1.9	26.6 ± 2.3
15	0.70 ± 0.10	62.7 ± 2.3	24.9 ± 0.8
16	0.79 ± 0.15	58.0 ± 9.0	25.9 ± 3.0
priemer	1.05 ± 0.36	59.7 ± 1.6	27.3 ± 2.8

¹ neznáma systematická chyba

² KJF MFF UK

Tabuľka 9: Porovnanie výsledkov pre ^{137}Cs , ^{134}Cs , ^{232}Th

Vzorky boli odobrané v jeseni 1996 blízko Námestova, z vrchnej vrstvy pôdy (0 - 5 cm), vysušené a homogenizované. Vzorky boli potom umiestnené do hermetizovaných Marinelliho nádob a dopravené do laboratórií na premeranie. Porovnanie laboratória γ -spektrometrie KJF MFF UK s ostatnými (pre niektoré rádionuklidy) je v tabuľke 9.



Obrázok 12: Porovnanie výsledkov pre ^{232}Th

7 Projekt dizertačnej práce

Pri stanovovaní obsahu rádionuklidov vo vzorkách životného prostredia je dôležité ohodnotiť rôzne faktory vplyvajúce na proces merania. Ohodnotenie týchto faktorov tvorí podstatnú časť vyhodnocovania vzorky, a často býva prácne a nedáva požadované výsledky.

Cieľom tejto práce je aplikácia počítačovej simulácie interakcií elementárnych častíc s látkou na konkrétne úlohy spojené s problematikou environmentálnej rádioaktivity.

- Jedným z hlavných oblastí, kde môže pomôcť modelovanie, je kalibrácia účinnosti detektorov. Pri kalibrovaní sa používajú rádioaktívne štandardy známych aktivít, čo umožňuje určiť účinnosť detektora. Problémy nastanú ak potrebujeme stanoviť účinnosť pre vzorky rôznych geometrií a nuklidy rôznych energií. Príprava potrebného počtu štandardov je značne nepraktická a reálne neuskutočniteľná.

Medzi ciele tejto práce patrí vypracovanie metódy umožňujúcej jednoduché ohodnotenie účinnosti vzorky prostredníctvom počítačového modelu geometrie daného detektora a vzorky, so zohľadnením faktorov vplyvajúcich na výslednú účinnosť, ako sú kaskádne sumovanie a uhlová korelácia medzi emitovanými časticami.

Očakávaný výsledok bude umožňovať jednoduché určenie účinnosti detektora pre každú potrebnú geometriu vzorky a požadovanú energiu rádionuklidu, bez potreby prípravy ďalších rádioaktívnych štandardov.

- Práca sa ďalej bude zaoberať problematikou in-situ meraní s využitím scintilačného detektora. Jedna s problematik kde sa používajú in-situ merania je určovanie relaxačnej dĺžky rozloženia rádionuklidov v pôde. Aby sme mohli na dané účely použiť in-situ meranie, potrebujeme poznať vplyv rozloženia rádionuklidu na výsledné spektrum, ako aj určiť optimálny postup pri meraní. Cieľom práce je vypracovať postup využívajúci modelovanie umožňujúci stanoviť relaxačné dĺžky rozloženia rádionuklidov v pôde, vplyv nehomogenít na presnosť merania, a s použitím daného postupu navrhnúť a realizovať plošný štandard určený na kalibráciu detektorov používaných v in-situ meraniach.
- Pri meraní vzoriek životného prostredia je jedným zo závažných problémov potreba minimalizovať vplyv rádioaktívneho pozadia na výsledné meranie. V prípade použitia vhodného tieniaceho krytu tvorí značný príspevok k pozadiu tvrdá zložka kozmického žiarenia, ktorú nie je možné odtieniť pasívnym krytom. Pri použití aktívneho tienenia

(t.j. zapojenie detektora v antikoincidencii s tieniacimi detektormi) potrebujeme poznať vplyv geometrie na celkový efekt daného zapojenia. Táto práca sa bude zaoberať využitím počítačovej simulácie na ohodnotenie účinnosti navrhovaného zapojenia a na minimalizáciu vplyvu pozadia na meranie aktivít vzoriek pri použití HPGe detektora.

Literatúra

- [1] T. Nakamura, T. Suzuki, Nuclear Instruments and Methods **205** (1983) 211
- [2] E. Waibel, B. Grosswendt, Nuclear Instruments and Methods **131** (1975) 133
- [3] M. A. El-Khosht, Il Nuovo Cimento **108 A** (1995) 659
- [4] P. Filß, Appl. Radiat. Isotopes **46** (1995) 805
- [5] L. Hong Khiem, N. Van Do, P. Duc Khue, J. Radioanal. Nucl. Chem., Letters **200** (1995) 299
- [6] A. I. Hawari, R. F. Fleming, Nuclear Instruments and Methods **A 353** (1994) 106
- [7] R. Singh, Nuclear Instruments and Methods **136** (1976) 543
- [8] F. Hajnal, C. Klusek, Nuclear Instruments and Methods **122** (1974) 559
- [9] I. Zvara, P. Povinec, I. Sýkora, Pure & Applied Chemistry **66** (1994) 2561-2562
- [10] Y. S. Horowitz, S. Mordechai, A. Dubi, Nuclear Instruments and Methods **122** (1974) 399
- [11] F. Legarda, R. Idoeta, M. Herranz, Appl. Radiat. Isotopes **46** (1995) 479
- [12] J. S. Hansen et al., Nuclear Instruments and Methods **106** (1972) 365
- [13] K. Holý et al., Nuclear Chemistry Letters **199** (1995) 251
- [14] D. C. Kocher, A. L. Sjoreen, Health Physics **Vol. 48, No. 2** (1985) 193-205
- [15] R. C. Reedy, J. R. Arnold, D. Lal, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci **33** (1983) 505-537
- [16] G. Heusser, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci **45** (1995) 543-590
- [17] C. Bowlt, Contemporary Physics **35** (1994) 385-398