

**Slovenská technická univerzita v Bratislave**  
**Fakulta elektrotechniky a informatiky**  
**Katedra jadrovej fyziky a techniky**

**Ing. Róbert Hinca, PhD., Ing. Matúš Stacho**

# **Laboratórne cvičenia z radiačnej bezpečnosti**

**Učebný text pre postgraduálne rekvalifikačné štúdium:  
Vyrad'ovanie jadrových zariadení**

**2011**

© 2011 Ing. Róbert Hinca, PhD., Ing. Matúš Stacho

Učebný text bol vydaný pre prvý beh postgraduálneho rekvalifikačného štúdia „Vyradovanie jadrových zariadení“ na základe objednávok, JAVYS a.s. číslo OZ-38-11-1-00013-01100 z 11.02.2011 a EMAC Nuclear Slovakia s.r.o. č.ú. 610 z 20.01.2011 na STU FEI. Text neprešiel jazykovou úpravou.

## Obsah

1. Meranie dávkového príkonu od bodového rádionuklidového zdroja	4
1.1 Všeobecná časť	4
1.2. Zadanie	8
2. Meranie $\beta$ žiarenia. Dolet a maximálna energia spektra. Kalibrácia meradla.	9
2.1. Všeobecná časť	9
2.2 Určenie maximálnej energie $\beta$ spektra pomocou absorpcie	11
2.3. Kalibrácia meradiel kontaminácie beta rádionuklidmi	12
3. Scintilačné detektory v gama spektrometrii, energetická a účinnostná kalibrácia	14
3.1 Teoretický úvod	14
3.2. Metóda plochy pod píkom	17
3.3. Energetická kalibrácia	18
3.4. Účinnostná kalibrácia	18
3.5. Zadanie	19
4. Gama spektrometrická analýza polovodičovými detektormi	20
4.1. Teoretický úvod - polovodičové detektory	20
4.2. Metóda plochy pod píkom	23
4.3. Energetická kalibrácia	24
4.4. Účinnostná kalibrácia	24
4.5. Zadanie	25

# 1. Meranie dávkového príkonu od bodového rádionuklidového zdroja

## 1.1 Všeobecná časť

Základnými charakteristikami rádionuklidového zdroja sú druh, energia a typ emitovaného žiarenia, ktoré závisia od rádionuklidu obsiahnutého v zdroji. Intenzita žiarenia v jeho okolí, vyjadrená dávkovým príkonom, závisí v prvom rade od jeho aktivity. Vzájomný vzťah medzi aktivitou a ionizačnými účinkami sa oddávna (t.j. asi 100 rokov) používa tak na meranie aktivity rádionuklidových preparátov, ako aj na odhad potenciálneho rizika spojeného s existenciou a využívaním rádioaktívnych látok. Tento vzťah možno popísať nasledovne:

$$\dot{D} = k \cdot \frac{A}{r^2} \quad (1.1)$$

kde

- $\dot{D}$  je dávkový príkon, v praxi obvykle v [mGy/h] (jednotkou absorbovanej dávky je gray, 1 Gy = 1 J·kg<sup>-1</sup>),
- $k$  je koeficient úmernosti, závislý od druhu rádionuklidu (výťažku emitovaných fotónov s energiou E), ako aj na absorpčných vlastnostiach absorbujúcej látky; obvykle sa udáva v jednotkách [mGy·m<sup>2</sup>/h·MBq]
- A je aktivita zdroja – musí byť definované jeho rádionuklidové zloženie; [MBq]
- r je vzdialenosť od zdroja; [m].

U laboratórnych zdrojov môžeme ako konštantu úmernosti použiť konštantu vzdušného kermového príkonu tiež nazývanú „kermová gama konštanta“. Kermová gama konštantu môžeme definovať zo vzťahu pre kermu:

$$\dot{K} = \Gamma_K \cdot \frac{A}{r^2} \quad (1.2)$$

Z tohto vzťahu je zrejmé, že kermová gama konštanta predstavuje príkon kermu vo vzdialenosti 1 m od daného zdroja o aktivite 1 Bq. Hodnoty kermovej konštanty gama sú tabelované a prístupné v literatúre. Vybrané hodnoty sú uvedené v tabuľke 1.1.

Tab. 1.1 Expozičné a kermové gama konštanty pre vybrané rádionuklidy

Nuklid	$\Gamma_x \cdot 10^{-20}$ [C.m <sup>2</sup> .kg <sup>-1</sup> ]	$\Gamma_K$ [Gy.s <sup>-1</sup> .m <sup>2</sup> .Bq <sup>-1</sup> ]	$\Gamma_K$ [mGy.h <sup>-1</sup> .m <sup>2</sup> .MBq <sup>-1</sup> ]
<sup>24</sup> Na	351	1,193E-16	4,296E-04
<sup>40</sup> K	15	5,100E-18	1,836E-05
<sup>52</sup> Mn	348	1,183E-16	4,260E-04
<sup>60</sup> Co	249	8,466E-17	3,048E-04
<sup>88</sup> Rb	65,2	2,217E-17	7,980E-05
<sup>129</sup> I	0,38	1,292E-19	4,651E-07
<sup>137</sup> Cs	62,8	2,135E-17	7,687E-05
<sup>226</sup> Ra	175	5,950E-17	2,142E-04

Vzťah medzi kermou a dávkou môžeme vyjadriť nasledovne:

$$K = \frac{D}{1-G} \quad (1.3)$$

Parameter G predstavuje frakciu energie, ktorú žiarenie (fotóny) odovzdalo pri prechode elementárnym objemom látky, ale sa v tomto objeme neabsorbovala. Z celkovej kinetickej energie sekundárných elektrónov, ktoré sa vytvorili z odovzdanej energie sa časť energie vo forme brzdného žiarenia neabsorbovala v danom elemente objemu ale unikla inde. Hodnota parametra G závisí od energie primárneho nepriamo ionizujúceho žiarenia. Pre nízke energie žiarenia (fotónov) je parameter blízky nule. Napríklad pre energie fotónov emitujúcich sa pri premene kobaltu je hodnota  $G_{vzd}=0,003$  pre vzduch a  $G_{Pb}=0,05$  pre olovo. Pre laboratórne zdroje fotónového žiarenia môžeme považovať kermu vo vzduchu rovnú absorbovanej dávke vo vzduchu a rozdiel zanedbať.

Podobne ako pre kermu sa historicky skôr používala expozičná konštanta gama pre expoziáciu podľa vzťahu:

$$\dot{X} = \Gamma_x \cdot \frac{A}{r^2} \quad (1.4)$$

Prepočet medzi dávkou a expoziáciou pri zanedbaní parametra G je možný pomocou strednej energie potrebnej na vytvorenie jedného iónového páru, ktorá je vo vzduchu približne  $34 \text{ eV} = 34 \cdot 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ J}$ . Počet vytvorených iónových párov zistíme ak expoziáciu  $X[\text{C.kg}^{-1}]$ , ktorá predstavuje celkový náboj vytvorený žiarením, vydělíme elementárnym nábojom jedného elektrónu  $e=1,602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$ . Dostaneme vzťah:

$$D = X \cdot \frac{W_{vzd}}{e} = X [C.kg^{-1}] \cdot \frac{34 \cdot 1,602 \cdot 10^{-19} [J]}{1,602 \cdot 10^{-19} [C]} = 34 \cdot X [J,kg^{-1}] = 34 \cdot X [Gy] \quad (1.5)$$

Ožiarenie (expozícia) X je podiel strednej hodnoty súčtu elektrických nábojov  $dQ$  všetkých iónov s rovnakým znamienkom vzniknutých v nejakom množstve vzduchu (po dolete všetkých elektrónov, t.j. negatrónov a pozitronov), uvoľnených dopadajúcimi fotónmi  $\gamma$  v objemovom elemente vzduchu s hmotnosťou  $dm$  tohto objemu vzduchu.

$$X = \frac{dQ}{dm} \quad (1.6)$$

Hlavnou jednotkou ožiarenia je coulomb na kilogram ( $C.kg^{-1}$ ). Táto jednotka nemá názov.

Uvedené jednotky charakterizujú energetické a ionizačné účinky žiarenia, avšak nezohľadňujú rozdielne biologické účinky jednotlivých druhov žiarenia. Na tento účel sa používa ekvivalentná dávka  $H$ , ktorá vyjadruje aj biologické účinky žiarenia.

Ekvivalentná dávka H v ľubovoľnom mieste biologického väziva je daná vzťahom:

$$H = \sum \omega_R D_{T,R} \quad (1.7)$$

kde  $D_{T,R}$  je absorbovaná dávka v biologickom tkanive  $T$ ,  $\omega_R$  - radiačný váhový faktor, vyjadrujúci biologický účinok žiarenia druhu  $R$ . Hodnoty radiačného váhového faktora  $\omega_R$  sú uvedené v tab. č. 1.2.

Tab. 1.2 Hodnoty radiačného váhového faktora  $\omega_R$

Druh žiarenia a jeho energia	$w_R$ , (ICRP 60)	$w_R$ , (ICRP 103)
Fotóny všetkých energií	1	1
Elektróny všetkých energií	1	1
Neutróny, energia E		spojitá funkcia:
< 10 keV	5	$2,5 + 18,2e^{-[\ln(E_n)]^2/6}, E_n < \text{MeV}$
10 keV - 100 keV	10	
100 keV - 2 MeV	20	$5,0 + 17,0e^{-[\ln(2E_n)]^2/6}, 1\text{MeV} < E_n < 50\text{MeV}$
2 MeV - 20 MeV	10	
> 20 MeV	5	$2,5 + 3,25e^{-[\ln(0,04E_n)]^2/6}, E_n > 50\text{MeV}$
Protóny > 2 MeV	5	2
$\alpha$ - častice, fragmenty, ťažké jadrá	20	20

Názov hlavnej jednotky ekvivalentnej dávky je sievert (Sv);  $1 \text{ Sv} = 1 \text{ J}\cdot\text{kg}^{-1}$ . Pre fotónové žiarenie je  $w_R=1$ , preto ekvivalentná dávka v Sv je číselne rovná absorbovanej dávke v Gy.

**Efektívna dávka E** je súčtom ekvivalentných dávok  $H_T$  vo všetkých orgánoch alebo v tkanivách vynásobených príslušným tkanivovým váhovým faktorom  $w_T$ , hodnoty ktorého sú uvedené v tabuľke 1.3.

$$E = \sum_T w_T \cdot H_T \quad [\text{Sv}] \quad (1.8)$$

Tabuľka 1.3 Tkanivový váhový faktor  $w_T$

Tkanivo, orgán	Tkanivový váhový faktor $w_T$ , (ICRP 60)	Tkanivový váhový faktor $w_T$ , (ICRP 103)
Gonády	0,20	0,08
Červená kostná dreň	0,12	0,12
Hrubé črevo	0,12	0,12
Pľúca	0,12	0,12
Žalúdok	0,12	0,12
Močový mechúr	0,05	0,04
Mliečna žľaza	0,05	0,12
Pečeň	0,05	0,04
Pažerák	0,05	0,04
Štítina žľaza	0,05	0,04
Koža	0,01	0,01
Povrchy kostí	0,01	0,01
Slinná žľaza	-	0,01
Mozog	-	0,01
Ostatné orgány a tkanivá	0,05	0,12

Pre silne prenikavé rovnomerné žiarenie, môžeme  $H_T$  považovať za konštantné pre všetky tkanivá, platí:

$$E = \sum_T w_T \cdot H_T = H_T \cdot \sum_T w_T = H_T \cdot 1 = H_T \quad [\text{Sv}] \quad (1.9)$$

Primárnym limitom v radiačnej ochrane je limit efektívnej dávky. Limity efektívnej dávky sa vzťahujú na celkovú efektívnu dávku v danom kalendárnom roku E, ktorá sa počíta ako súčet efektívnej dávky z vonkajšieho ožiarovania a vnútorného ožiarovania vyjadreného vo forme úväzkov efektívnej dávky z jednotlivých príjmov rádioaktívnej látky inhaláciou a ingesciou v kalendárnom roku zo všetkých zdrojov ionizujúceho žiarenia, ktorým sú vystavené osoby pracujúce so zdrojmi žiarenia alebo jednotlivci z obyvateľstva.

$$E = E_{\text{external}} + E_{\text{ing}} + E_{\text{inh}} \quad (1.10)$$

---

Úväzok dávky je teda priradený do roku, kedy nastala vnútorná kontaminácia ( $E_{ing}$ ,  $E_{inh}$ ) aj keď ožiarenie sa počíta a reálne môže trvať dlhšie obdobie (počítame 50 rokov pre pracovníkov a 70 rokov pre obyvateľstvo).

## 1.2. Zadanie

Našou úlohou bude stanoviť expozíciu (expozičný príkon), kermu (príkon kermy), absorbovanú dávku (dávkový príkon) a efektívnu dávku, ktorú spôsobí žiarič fotónov  $\gamma$  v rôznych vzdialenostiach od žiariča v rozmedzí od 10 do 100 cm.



## 2. Meranie $\beta$ žiarenia. Dolet a maximálna energia spektra. Kalibrácia meradla.

### 2.1. Všeobecná časť

Nabité častice sa pri prechode cez látku spomaľujú a rozptyľujú. V oblasti nie príliš veľkých energií ( $\sim$ MeV) sú hlavným mechanizmom spomaľovania nepružné zrážky nabitých častíc s elektrónmi atómového obalu, pri ktorých dochádza k vzbudeniu a ionizácii atómov.

Pre ťažké nabité častice ( $p, \alpha, d, \dots$ ) prevládajú ionizačné straty. Pri brzdení nabitých častíc v elektrickom poli atómových jadier vzniká brzdné žiarenie. Straty energie brzdným žiarením sa nazývajú radiačné. Radiačné straty sú úmerné kvadrátu zrýchlenia (spomalenia) častice a ten je pri rovnakom silovom pôsobení podstatne väčší u ľahkých nabitých častíc ( $a=F/m$ ). Radiačné straty pre ťažké častice sú malé. Radiačné straty u  $\beta$  častice sú už dosť veľké a spolu s ionizačnými stratami určujú celkovú stratu energie týchto častíc v látke. Pre merné radiačné a ionizačné straty  $\beta$  - častíc (straty na jednotke dráhy častíc v látke) platí nasledovný vzťah:

$$\frac{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad}}{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion}} \cong \frac{EZ}{800}$$

kde

→ E - kinetická energia  $\beta$  - častíc v MeV

→ Z - atómové číslo prostredia

Pri E = 100 MeV radiačné a ionizačné straty sú rovnaké pre prostredie so Z = 8 (napríklad vo vode). Pre olovo (Z=82) tieto straty sú približne rovnaké už pri E = 10 MeV. Energiu, pri ktorej straty na ionizáciu a brzdenie sú rovnaké, nazývame kritickou energiou. Pri energiách väčších ako kritická, hlavným mechanizmom strát sú radiačné straty.

Vzdialenosť (hrúbka)  $x_0$ , na ktorej sa energia v dôsledku radiačných strát  $\beta$  - častice zmenší e-krát, nazývame radiačnou dĺžkou (analógia relaxačnej dĺžky). Pre vodu je

$x_0 = 36 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-2}$ , pre Al  $24 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-2}$  a pre olovo je  $6 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-2}$ . Hrúbka materiálu sa udáva vo forme  $\rho \cdot x \text{ [g/cm}^2\text{]}$ , čo je výhodné hlavne pri používaní hmotnostného lineárneho súčiniteľa zoslabenia  $\mu_m \text{ [g}^{-1}\cdot\text{cm}^2\text{]}$ .

Dráha ťažkých nabitých častíc v látke je prakticky priamočiara. Dráha  $\beta$  - častíc v látke predstavuje lomenú čiaru, pretože pri každej zrážke s atómovými elektrónmi dochádza k rozptylu, t.j. k zmene smeru. Z tohto dôvodu nemôžeme hovoriť o dosahu  $\beta$  - častíc v látke v tom zmysle, ako v prípade ťažkých nabitých častíc. Celková dĺžka dráhy monoenergetických elektrónov v látke pri počiatocnej energii  $\sim 1 \text{ MeV}$  je asi 100-krát väčšia, ako dĺžka dráhy ťažkých nabitých častíc s tou istou energiou.

Intenzívny rozptyl vedie k tomu, že rôzne  $\beta$  - častice s rovnakou počiatocnou energiou vykonajú v látke rovnakú dráhu, ale dosahujú rôznu hĺbku. Vplyv rozptylu na prenikavosť  $\beta$  - častíc zvlášť výrazne sa prejavuje v látkach s veľkým atómovým číslom. V tomto prípade intenzita monoenergetického zväzku klesá takmer exponenciálne so zväčšovaním hrúbky látky, cez ktorú prechádza.

Schopnosť elektrónov prenikať cez látku sa charakterizuje praktickým dosahom. Praktický dosah sa rovná vrstve látky, ktorá zadrží všetky elektróny.

Pre energie elektrónov väčšie ako  $0,6 \text{ MeV}$  závislosť dosahu od energie môže byť vyjadrená vzťahom

$$x[\text{g/cm}^2] = 0,526 \cdot E[\text{MeV}] - 0,094$$

Pre spojité spektrum energie, ktoré majú rádionuklidové zdroje žiarenia môžeme dosah odpovedajúci maximálnej energii spektra  $E_{\max}$  určiť pomocou týchto empirických vzťahov:

$x[\text{g/cm}^2] = 0,002 \cdot E^{5/3}$	$E < 0,2 \text{ MeV}$
$x[\text{g/cm}^2] = 0,15 \cdot E - 0,003$	$0,03 < E < 0,15 \text{ MeV}$
$x[\text{g/cm}^2] = 0,41 \cdot E^{1,38}$	$0,15 < E < 0,8 \text{ MeV}$
$x[\text{g/cm}^2] = 0,542 \cdot E - 0,133$	$E > 0,8 \text{ MeV}$
$x[\text{g/cm}^2] = 0,571 \cdot E - 0,161$	$E > 1 \text{ MeV}$

Alebo maximálnu energiu beta spektra:

$E[\text{MeV}] = 1,275 \cdot x^{0,6}$	$x[\text{g/cm}^2] < 0,03$
$E[\text{MeV}] = 6,67 \cdot x - 0,019$	$0,02 > x[\text{g/cm}^2] > 0,002$

$$E[\text{MeV}] = 1,92 \cdot x^{0,725}$$

$$0,3 > x[\text{g/cm}^2] > 0,02$$

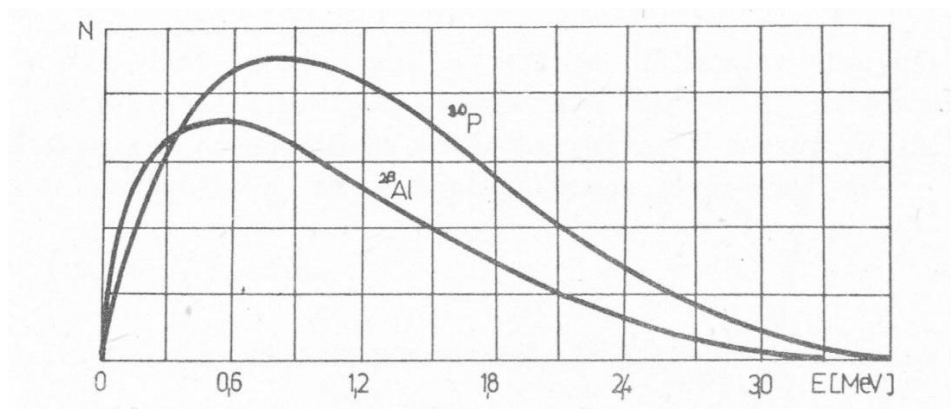
$$E[\text{MeV}] = 1,85 \cdot x - 0,245$$

$$x[\text{g/cm}^2] > 0,3$$

$$E[\text{MeV}] = 1,75 \cdot x - 0,281$$

$$x[\text{g/cm}^2] > 0,4$$

Príklady spojitého spektra energie  $\beta$  častíc sú uvedené na obr.

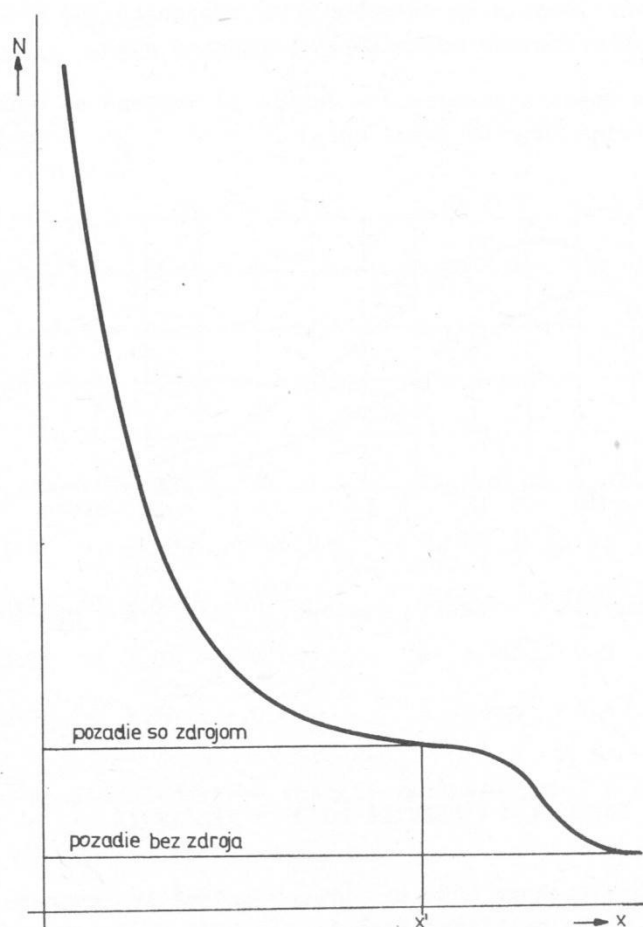


## 2.2 Určenie maximálnej energie $\beta$ spektra pomocou absorpcie

Maximálna energia  $\beta$  - spektra môže byť presne určená len pomocou  $\beta$  spektrometrov. V tejto úlohe sa približná hodnota ( $\pm 10\%$ ) maximálnej energie  $\beta$  spektra určí pomocou absorpcie. Meraním absorpcie  $\beta$  častíc zistíme ich maximálny dosah, t.j. vrstvu absorpčnej látky, ktorá pohltí všetky  $\beta$  častice. Pomocou známej hodnoty dosahu a empirických vzťahov uvedených vyššie vypočítame maximálnu energiu. Meranie absorpčnej závislosti  $N = f(x)$  robíme tak dlho, kým sa intenzita žiarenia prestane zmenšovať. Hrúbka absorbátora, pri ktorej intenzita žiarenia sa už nezmenšuje, bude odpovedať dosahu. Aby sme túto hrúbku určili čo najpresnejšie, urobíme v tejto oblasti viac meraní, pričom každé meranie trvá niekoľko minút. Body rovnakej intenzity spojíme vodorovnou priamkou, ktorá určuje pozadie merania. Bod, v ktorom závislosť  $N = f(x)$  sa prvýkrát dotkne tejto priamky, odpovedá dosahu.

Po určení dosahu odporúčame urobiť ešte dve merania:

1. pri hrúbke absorbátora prevyšujúcej dosah o 2 - 3 mm,
2. odložiť zdroj žiarenia a znovu zmerať pozadie.



Druhé meranie nás presvedčí o tom, že pozadie určené bez prítomnosti zdroja je podstatne menšie v porovnaní s pozadím pri meraní absorpčnej závislosti so zdrojom. Je to preto, že pri absorpcii  $\beta$  častíc na hliníku pri energii nad 1 MeV už začína vznikať brzdné žiarenie, ktoré má väčšiu prenikavú schopnosť. Okrem toho absorpcia  $\beta^+$  častíc je zdrojom anihilačného žiarenia.

Tieto druhy žiarenia prispievajú k pozadiu pri meraní absorpčnej krivky.

### 2.3. Kalibrácia meradiel kontaminácie beta rádionuklidmi

Základným parametrom meradiel kontaminácie je odozva (response)  $R$  na skutočnú rýchlosť emisie beta žiarenia z povrchu (conventionally true surface emission rate)  $M_t$ , ktorá sa nazýva účinnosť merania a je bezrozmerná - udáva sa v %. Zaujímajú nás teda všetky častice daného druhu a energie (definuje sa minimálna energia aby

častice dokázali dosiahnuť detektor), ktoré vychádzajú z povrchu plošného zdroja za sekundu. Tento počet závisí od konštrukcie zdroja žiarenia a pomer k aktivite udáva tzv. účinnosť zdroja (source efficiency). Detektor zaregistruje časť emitovaných častíc spolu s pozadím, ktorú nazývame indikovaná hodnota  $M_i$ . Indikovaná hodnota len od pozadia je  $M_b$ . Odozvu vypočítame:

$$R = \frac{M_i - M_b}{M_t} \quad (2.1)$$

Niekedy je výhodnejšie použiť referenčná odozvu na radiáciu nazývanú tiež citlivosť, ktorá má rozmer v závislosti od vstupnej veličiny odvodené od aktivity. Napr. ak  $A_t$  je konvenčne pravá aktivita zdroje môže sa citlivosť udávať v jednotkách  $s^{-1} \cdot Bq^{-1}$ .

$$C = \frac{M_i - M_b}{A_t} \quad (2.2)$$

Stanovenie číselného vzťahu medzi pozorovanou indikáciou a hodnotou meranej veličiny sa nazýva **kalibrácia**. Kalibrácia môže byť zadaná v prístroji a ten indikuje hodnotu už v jednotkách meranej veličiny alebo môže byť urobená dodatočne. Na kalibráciu môžeme využiť vzťah 2.2. Ak kalibračný faktor označíme  $K$ , potom vzťah indikovanej hodnoty a meranej veličiny (aktivity) bude:

$$A = \frac{M_i - M_b}{C} = K \cdot (M_i - M_b) \quad (2.3)$$

Zadanie:

**Úloha č.1:** Zistite minimálnu hrúbku hliníkovej fólie, ktorá pohltí všetky beta častice z troch rôznych zdrojov:  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{90}\text{Sr}$  a  $^{137}\text{Cs}$ . Zo získanej hodnoty pomocou empirických vzťahov vypočítajte maximálnu energiu beta spektra.

**Úloha č.2:** Meraním odozvy na beta žiarenie z troch rôznych zdrojov:  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{90}\text{Sr}$  a  $^{137}\text{Cs}$  vypočítajte citlivosť a kalibračný faktor pre každý rádionuklid. Analyzujte výsledky merania.

### 3. Scintilačné detektory v gama spektrometrii, energetická a účinnosťná kalibrácia

#### 3.1 Teoretický úvod

Scintilačný detektor je dnes jedným z najpoužívanejších detektorov v jadrovej fyzike a technike, a to najmä vďaka veľkej variabilite jeho realizácie a relatívne nízkym nárokom na údržbu. Historicky možno považovať za prvý scintilačný detektor spintariskop, ktorý vyrobil v roku 1903 Crookes.

Pri interakcii gama žiarenia s látkou dochádza k absorpcii a rozptylu fotónov gama. Ak zanedbáme efekty, ktorých pravdepodobnosť je malá, potom celkový účinný prierez interakcie  $\sigma$  určujú tri hlavné procesy: fotoefekt ( $\sigma_F$ ), Comptonov efekt ( $\sigma_C$ ) a tvorba elektrón-pozitrónových ( $e^-e^+$ ) párov ( $\sigma_P$ ).

Z hľadiska určovania energie fotónov gama má najväčší význam fotoefekt. Pri tomto procese dochádza k úplnému pohltiu fotónov, pričom pohltená energia  $E_\gamma$  sa spotrebuje na ionizáciu atómu  $E_i$ , kinetickú energiu uvoľneného elektrónu  $E_k$  a energiu spätného odrazu atómu  $E_r$ .

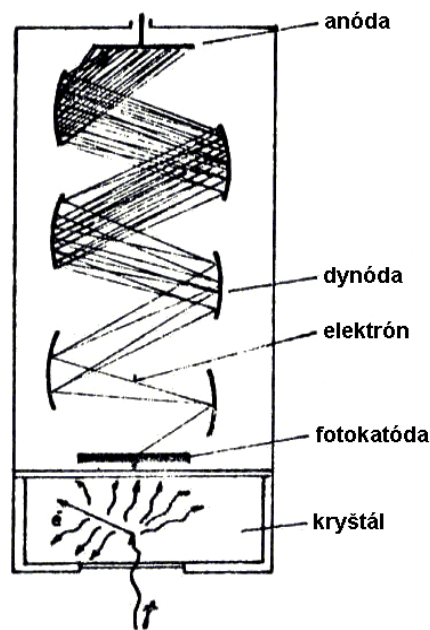
$$E_\gamma = E_i + E_k + E_r \quad [\text{eV}] \quad (3.1)$$

Pretože energie  $E_i$  a  $E_r$  sú relatívne veľmi malé, možno predpokladať, že platí  $E_\gamma \approx E_k$ . Táto skutočnosť znamená, že celá energia fotónov sa pri fotoefekte odovzdá elektrónom, ktoré majú po uvoľnení približne rovnakú energiu. Výsledkom je čiarové spektrum energie. Je dôležité si uvedomiť, že väzba elektrónu s atómom je pre fotoefekt dôležitá. Na voľnom elektróne fotoefekt nie je možný a uplatňuje sa Comptonov efekt. Pravdepodobnosť fotoefektu závisí od atómového čísla látky ( $\sigma_F \sim Z^5$ ) a od energie gama žiarenia.

Princíp činnosti scintilačných detektorov je založený na premene energie gama žiarenia, resp. nabitých častíc, na **svetelné záblesky - scintilácie**, pričom vychádzame z teórie interakcie gama žiarenia s látkou. Fotón gama, ktorý vletí do detektora, je absorbovaný niektorým z atómov, pričom vzniká voľný elektrón s energiou rovnajúcou sa energii primárneho fotónu zmenšenej o výstupnú prácu elektrónu (fotoefekt) alebo s energiou menšou ako bola energia primárneho fotónu

---

(Comptonov efekt, tvorba párov). Tento elektrón sa pohybuje v látke detektora s rýchlosťou zodpovedajúcou jeho kinetickej energii, pričom excituje ďalšie atómy (molekuly) látky detektora. Tieto pri spätnom prechode do základného stavu vyžiaria fotón, ktorého vlnová dĺžka pri vhodnej voľbe pracovnej látky detektora leží v oblasti viditeľného svetla. Tým vznikajú svetelné záblesky – **scintilácie**. Materiály, produkujúce tieto záblesky, sa nazývajú **scintilátory**. Pre činnosť scintilačných detektorov je podstatné, že **intenzita svetelného záblesku je úmerná energii na detektor dopadajúceho žiarenia**. Scintilácie je potrebné previesť na elektrický signál – impulz na čo sa využíva fotonásobič. Scintilačné detektory teda pozostávajú z dvoch základných častí: scintilátora a fotonásobiča (obr. 3.1). Fotonásobič plní funkciu vákuového fotočlánku a prúdového zosilňovača s vysokým koeficientom zosilnenia. Pozostáva z fotokatódy, anódy a sústavy dynód zhotovených z materiálu, ktorý má vysoký koeficient sekundárnej emisie elektrónov. Tento systém je umiestnený vo vákuovej trubici. Účinkom svetelných zábleskov, ktoré vznikli v scintilátore, sa z fotokatódy vyrazia elektróny, ktoré sú usmernené elektrickým poľom na prvú dynódu a súčasne urýchlené na vhodnú energiu tak, aby boli z ďalšej dynódy vyrazené ďalšie sekundárne elektróny. Vyrazené elektróny sa fokusujú na nasledujúcu dynódu a celý proces sa opakuje niekoľkokrát. Týmto postupom vznikne elektrónová lavína. Dynód je zvyčajne 11 až 13. Na anóde vzniká elektrický impulz, ktorý je ďalej spracovávaný v analyzátoe impulzov.



Obr. 3.1: Scintilačný detektor žiarenia (scintilačná sonda).

Vlastnosti scintilačných detektorov:

- a) **Citlivosť na energiu.** Nad istou minimálnou energiou sú scintilačné detektory schopné rozlišovať energiu odovzdanú luminiscenčnej látke, nakoľko intenzita svetelného záblesku je úmerná energii dopadajúceho žiarenia (odovzdanej energii). Správne nastavený fotonásobič je lineárne zariadenie, to znamená, že amplitúda výstupného elektrického signálu (impulzu) je úmerná odovzdanej energii.
- b) **Rýchla časová odozva.** Táto rýchlosť umožňuje použiť scintilačné detektory tam, kde treba odlíšiť malý časový interval medzi dvoma na detektor dopadnutými časticami. Časová odozva je závislá najmä od doby záblesku použitého scintilátora, ktorá sa pohybuje od  $10^{-9}$  s pre organické až  $10^{-5}$  s pre niektoré anorganické scintilátory.
- c) **Diskriminácia podľa tvaru impulzu.** Niektoré scintilátory umožňujú rozlišovať častice podľa tvaru emitovaného svetelného impulzu. To súvisí s rôznym fluorescenčným mechanizmom, zodpovedajúcim časticiam s rôznou ionizačnou schopnosťou.

Luminiscenčné látky používané v scintilačných detektoroch delíme podľa zloženia na organické a anorganické; podľa skupenstva na pevné, kvapalné a plynné.



Ak energia dopadajúceho žiarenia nepresahuje 1 MeV, stačí uvažovať len dva procesy interakcie gama žiarenia s látkou: fotoefekt a Comptonov rozptyl. Amplitúdové spektrum impulzov bude v takomto prípade pozostávať z dvoch príspevkov:

1. Spojitej časti na začiatku spektra, ktorá zodpovedá Comptonovým elektrónom.
2. Píku na konci spektra, ktorý zodpovedá fotoelektrónom, pričom ak poznáme energiu gama žiarenia, poznáme aj energiu fotoelektrónov. Túto energiu priradíme maximálnej hodnote píku (obr. 3.2).

### 3.2. Metóda plochy pod píkom

Pri aplikácii gama spektrometrie je najrozšírenejšia vyhodnocovacia metóda založená na analýze píku úplnej absorpcie. Táto tzv. metóda plochy pod píkom je graficky znázornená na obr. 3.2.

Aktivitu meranej vzorky vypočítame ako podiel rýchlosti emisie gama žiarenia  $R(E)$  a vhodnej pravdepodobnosti emisie gama žiarenia  $P(E)$ .

$$A = \frac{R(E)}{P(E)}, \quad (3.2)$$

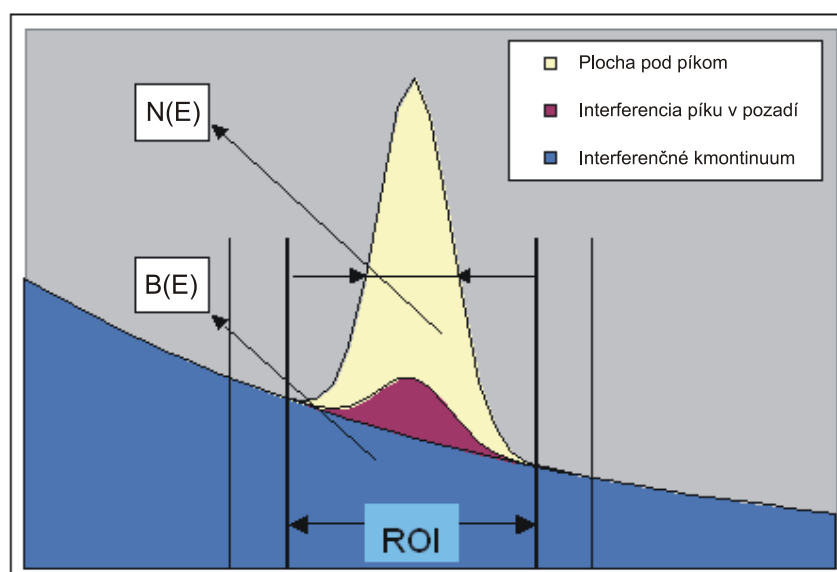
kde pravdepodobnosti emisie gama žiarenia  $P(E)$  (výťažok) je pravdepodobnosť, že po premene dôjde k emisii gama žiarenia špecifickej energie a rýchlosti emisie gama žiarenia  $R(E)$  je počet fotónov s touto energiou emitovaných za jednotku času.

Rýchlosti emisie gama žiarenia  $R(E)$  môžeme vyjadriť nasledovne:

$$R(E) = \frac{[n(E) - B(E)]}{\varepsilon(E)}, \quad (3.3)$$

kde

- $n(E)$  je početnosť fotónov v oblasti analyzovaného píku (Ak  $N(E)$  je čistá plocha pod píkom a  $T_L$  je čas merania (live time), potom  $n(E) = N(E)/T_L$ ),
- $B(E)$  je početnosť impulzov v oblasti analyzovaného píku od pozadia,
- $\varepsilon(E)$  je účinnosť detekcie pre daný pík (pomer počtu impulzov v oblasti sledovaného píku k počtu emitovaných fotónov).



Obr. 1.2: Grafické znázornenie metódy plochy pod píkom (ROI – oblasť analyzovaného píku, P – čistá plocha pod píkom, D – pozadie).

### 3.3. Energetická kalibrácia

Prvým krokom pri komplexnej analýze spektier žiarenia gama je energetická kalibrácia, ktorá umožňuje určenie energie pre danú lokalizáciu kanálov v spektre. Pre 1000 kanálové spektrá sa používa kalibračná krivka prvého rádu:

$$E = C_1 K + C_0 \quad (3.4)$$

kde  $E$  je energia,  $K$  je číslo kanála a  $C_i$  sú kalibračné koeficienty. Energetická kalibrácia umožňuje kvalitatívnu analýzu zahrňujúcu identifikáciu nuklidov pomocou zistenej energie a tabelovaných knižníc rádionuklidov.

### 3.4. Účinnosťná kalibrácia

Neznáma detekčná účinnosť  $\varepsilon$  sa určuje pomocou kalibračných meraní známych štandardov. Účinnosť  $\varepsilon$  pre konkrétnu energiu píku (píková účinnosť) môže byť priamo určená ako:

$$\varepsilon(E) = \frac{[n(E) - B(E)]}{R(E)} \quad (3.5)$$

Pri komplexnej spektrometrickej analýze vo väčšine nie je priamo dostupný štandard zodpovedajúci analyzovanému nuklidu vo vzorke. V tomto prípade sa píkova účinnosť pre danú energiu stanoví na základe kalibračnej účinnostnej funkcie  $\varepsilon(E)$ , ktorej najpoužívanejší tvar je:

$$\log(\varepsilon) = A_4 \log(E)^4 + A_3 \log(E)^3 + A_2 \log(E)^2 + A_1 \log(E) + A_0 \quad (3.6)$$

### 3.5. Zadanie

Cieľom úlohy je oboznámiť sa s princípom činnosti a fyzikálnou podstatou scintilačných detektorov, nakalibrovať amplitúdové spektrum impulzov a určiť neznámy zdroj gama žiarenia a jeho aktivitu pomocou scintilačného detektora.

#### Úlohy:

- 1) Zmerajte amplitúdové spektrum impulzov od troch zdrojov gama žiarenia so známou energiou a aktivitou (napr.  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{241}\text{Am}$ ).
- 2) Na základe zmeraných spektier urobte **energetickú kalibráciu** spektrometrickej trasy.
- 3) Zmerajte amplitúdové spektrum neznámeho zdroja gama žiarenia a na základe jeho energie určite o aký nuklid sa jedná.
- 4) Na základe zmeraných spektier urobte **účinnostnú kalibráciu** spektrometrickej trasy a určite aktivitu neznámeho zdroja žiarenia.

---

## 4. Gama spektrometrická analýza polovodičovými detektormi

### 4.1. Teoretický úvod - polovodičové detektory

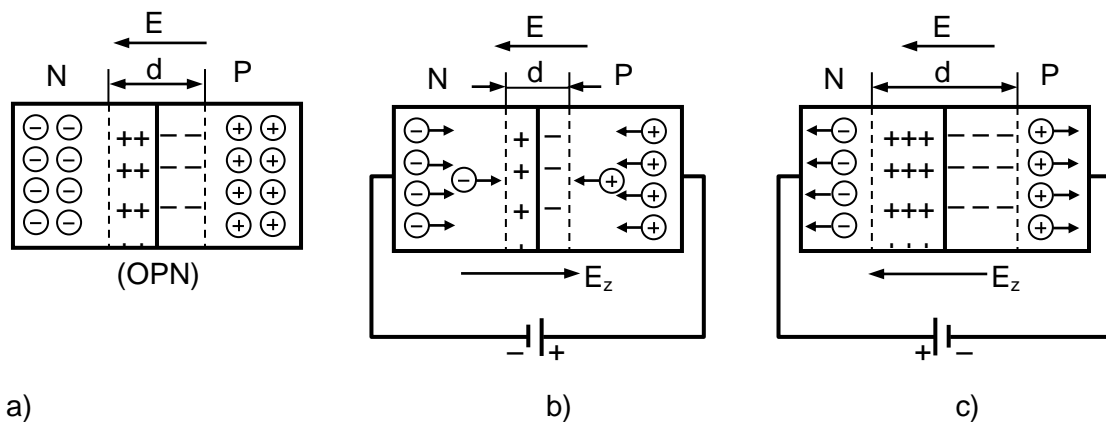
Vysoká energetická rozlišovacia schopnosť, krátka doba narastania (nábehová hrana) signálu a malé rozmery umožňujú široké využitie polovodičových detektorov na registráciu a spektrometriu nabitých častíc, röntgenového a gama žiarenia. V polovodičových detektoroch sa na registráciu nabitých častíc využíva ich ionizačný účinok v pracovnom objeme detektora (v polovodičovom kryštáli).

V polovodičoch a izolantoch existuje úplne zaplnené valenčné pásmo. Na prechod elektrónu z valenčného do vodivostného pásma treba vynaložiť určitú energiu. Ak je šírka zakázaného pásma veľká ( $\Delta W > 3 \text{ eV}$ ), pripojené napätie nevyvolá prúd a takéto látky nazývame izolantmi. Ak je šírka zakázaného pásma  $\Delta W$  malá, niektoré elektróny môžu vďaka tepelným fluktuáciám prejsť do vodivostného pásma a po pripojení napätia vzniká prúd. Tieto látky nazývame polovodičmi (pri izbovej teplote  $\Delta W$  je 1,12 eV pre Si a 0,67 eV pre Ge).

Polovodičový detektor ionizujúceho žiarenia sa získa spojením N a P typu polovodiča. Okolie rozhrania, v ktorom vznikne objemový kladný náboj ionizovaných donorov a záporný náboj ionizovaných akceptorov, sa nazýva oblasť priestorového náboja (OPN), resp. prechod PN (obr. 4.1a). OPN dosahuje hrúbku  $d$  v rozmedzí od zlomkov do desiatok  $\mu\text{m}$ .

Prechod PN má vlastnosti diódy. Je to oblasť silného elektrického poľa, ktorá zamedzuje difúziu elektrónov do polovodiča typu P a diery do polovodiča typu N. Ak sa pripojí P-polovodič ku kladnému a N-polovodič ku zápornému pólu zdroja (obr. 4.1b), vonkajšie a vnútorné elektrické polia budú mať opačný smer, čím sa zmenší šírka OPN. V dôsledku toho elektróny a diery budú prenikať prechodom PN a polovodičom potečie prúd (zapojenie v priepustnom smere). Pri zmene polarita (obr. 4.1c) smer vonkajšieho a vnútorného poľa bude rovnaký, zväčší sa šírka OPN a polovodičom prúd nebude prechádzať (zapojenie v závernom smere). Šírka OPN však nemá vplyv na pretekajúci prúd. Tento vzniká, keď v prechode PN sa vytvárajú elektróny a diery neprímesného pôvodu (napr. pod

vplyvom tepelného pohybu atómov). Vytvorené nosiče náboja cez OPN voľne prechádzajú a polovodičom potečie elektrický prúd.



Obr. 4.1: a) Vznik oblasti priestorového náboja (prechodu PN) s hrúbkou  $d$ ,  
b) Prechod PN zapojený v priepustnom smere, c) Prechod PN zapojený v závernom smere.

Na registráciu žiarenia sa používajú polovodiče so záverne polarizovaným PN prechodom. Pri takomto zapojení ním bude pretekať iba vlastný šumový prúd (šum), ktorý závisí od teploty  $T$  a šírky zakázaného pásma  $\Delta W$ . Čím menšia je hodnota  $\Delta W$ , tým silnejšie narastá šum v závislosti od teploty. Napr. pri germániu je šum pri izbovej teplote pomerne veľký. Pri kremíku je  $\Delta W$  asi 1,7–krát väčšie ako pri Ge a šum pri izbovej teplote pomerne malý.

Ak sa nabitá častica dostane do polovodičového detektora, ionizuje a vzbudzuje zväčša atómy kremíka alebo germánia. Podľa pásmovej teórie prejde elektrón v procese ionizácie zo zaplneného valenčného pásma do pásma vodivostného a v dôsledku toho sa vytvorí pár elektrón–diera ( $e-d$ ). Ak ionizujúce žiarenie vnikne mimo oblasť priestorového náboja detektora, v obvode detektora netečie ionizačný prúd, pretože celé napätie je akoby priložené k PN prechodu a na vzniknuté náboje v P– alebo N–časti nepôsobí. Premiestňovaniu elektrónov a dier cez prechod PN prekážajú priestorové náboje opačného znamienka.

Ak elektróny a diery vznikajú ionizáciou v PN prechode, vtedy sa elektróny a diery voľne premiestňujú pod vplyvom vonkajšieho napätia k anóde, resp. ku katóde. Pritom elektrické pole od vonkajšieho zdroja a pole samotného PN prechodu spôsobuje rýchly zber elektrónov a dier na elektródach. Po zabrzdení zvonku vnikajúcej nabitaj častice do PN prechodu a vytvorení párov  $e-d$  sa elektrický obvod

---

uzavrie. Krátko ním bude pretekať elektrický prúd  $I$  a na pripojenom zaťažovacom obvode vznikne napäťový impulz. Okrem prúdu  $I$  bude cez polovodič ustavične pretekať aj šumový prúd  $I_s$ . Nabitú časticu možno zaregistrovať iba vtedy, ak  $I_s \ll I$ . Táto podmienka je splnená pri Si detektoroch už pri izbovej teplote, pri Ge detektoroch iba pri ich chladení kvapalným dusíkom (77 K).

Na rozdiel od nabitých častíc, ktoré sú po vniknutí do citlivého objemu detektora zaregistrované vždy, gama kvantá sú detegované len s určitou pravdepodobnosťou. Zaregistrovaný môže byť len ten fotón gama, ktorý odovzdal svoju energiu nabitkej častici (elektrónu) pri niektorom z troch základných typov interakcií (fotoefekt, Comptonov efekt, tvorba elektrón–pozitrónového páru). Elektróny, ktorým bola odovzdaná časť energie detekovaného fotónu, vydávajú pri prechode materiálom detektora postupne svoju energiu na ionizáciu (t. j. na vytvorenie voľných párov e–d).

Na registráciu žiarenia gama, X a vysokoenergetických častíc sa používajú driftové detektory Si(Li) a Ge(Li) (tzv. P–I–N detektory, kde I znamená intrinzickú vodivosť kryštálu), v ktorých sú prímеси kompenzované iónmi lítia. Lítiové ióny (donory) pomerne ľahko driftujú do Si a Ge a kompenzujú akceptory v materiáloch typu P. Hrúbka OPN v takomto detektore závisí od podmienok driftu (teplota, napätie atď.). V súčasnosti sa zhotovujú napr. kryštály Ge(Li) s objemom citlivej vrstvy desiatiny až stovky  $\text{cm}^3$ . Tieto detektory musia pracovať (a taktiež byť skladované) pri teplote kvapalného dusíka.

Detektory z veľmi čistého germánia (HPGe – High Purity Germanium) majú koncentráciu prímесí len okolo  $10^{10} \text{ at.cm}^{-3}$ . Pri závernom zapojení vzniká OPN v celom objeme medzi elektródami (kontaktmi typu N a P). Kontakt typu N je tvorený difundovaným lítiom (hrúbka 0,5 mm). Tenké vstupné okienko (P kontakt) sa zväčša pripravuje iónovou implantáciou bóru a umožňuje s veľkou účinnosťou meranie energií od 3 keV do 1 MeV pri planárnom prevedení, pri koaxiálnych detektoroch do 10 MeV. Výhodou týchto detektorov je možnosť tepelného cyklovania, t. j. skladovanie nevyžaduje chladenie s kvapalným dusíkom.

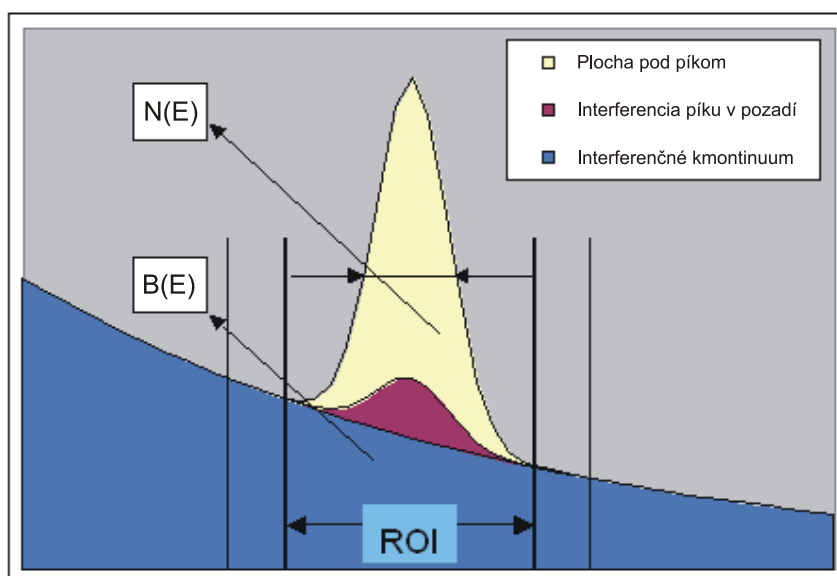
## 4.2. Metóda plochy pod píkom

Pri aplikácii gama spektrometrie je najrozšírenejšia vyhodnocovacia metóda založená na analýze píku úplnej absorpcie. Táto tzv. metóda plochy pod píkom je graficky znázornená na obr. 4.2.

Aktivitu meranej vzorky vypočítame ako podiel rýchlosti emisie gama žiarenia  $R(E)$  a vhodnej pravdepodobnosti emisie gama žiarenia  $P(E)$ .

$$A = \frac{R(E)}{P(E)}, \quad (4.2)$$

kde pravdepodobnosti emisie gama žiarenia  $P(E)$  (výťažok) je pravdepodobnosť, že po premene dôjde k emisii gama žiarenia špecifickej energie a rýchlosti emisie gama žiarenia  $R(E)$  je počet fotónov s touto energiou emitovaných za jednotku času.



Obr. 4.2: Grafické znázornenie metódy plochy pod píkom

(ROI – oblasť analyzovaného píku, P – čistá plocha pod píkom, D – pozadie).

Rýchlosti emisie gama žiarenia  $R(E)$  môžeme vyjadriť nasledovne:

$$R(E) = \frac{[n(E) - B(E)]}{\varepsilon(E)}, \quad (4.3)$$

kde

$n(E)$  je početnosť fotónov v oblasti analyzovaného píku (Ak  $N(E)$  je čistá plocha pod píkom a  $T_L$  je čas merania (live time), potom  $n(E)=N(E)/T_L$ ),  
 $B(E)$  je početnosť impulzov v oblasti analyzovaného píku od pozadia,  
 $\varepsilon(E)$  je účinnosť detekcie pre daný pík (pomer počtu impulzov v oblasti sledovaného píku k počtu emitovaných fotónov).

### 4.3. Energetická kalibrácia

Prvým krokom pri komplexnej analýze spektier žiarenia gama je energetická kalibrácia, ktorá umožňuje určenie energie pre danú lokalizáciu kanálov v spektre. Pre 4000 a viackanálové spektrá sa používa kalibračná krivka druhého rádu:

$$E = C_2 K^2 + C_1 K + C_0 \quad (4.4)$$

kde  $E$  je energia,  $K$  je číslo kanála a  $C_i$  sú kalibračné koeficienty. Energetická kalibrácia umožňuje kvalitatívnu analýzu zahrňujúcu identifikáciu nuklidov pomocou zistenej energie a tabelovaných knižníc rádionuklidov.

### 4.4. Účinnosťná kalibrácia

Neznáma detekčná účinnosť  $\varepsilon$  sa určuje pomocou kalibračných meraní známych štandardov. Účinnosť  $\varepsilon$  pre konkrétnu energiu píku (píková účinnosť) môže byť priamo určená ako:

$$\varepsilon(E) = \frac{[n(E) - B(E)]}{R(E)} \quad (4.5)$$

Pri komplexnej spektrometrickej analýze vo väčšine nie je priamo dostupný štandard zodpovedajúci analyzovanému nuklidu vo vzorke. V tomto prípade sa píková účinnosť pre danú energiu stanoví na základe kalibračnej účinnostnej funkcie  $\varepsilon(E)$ , ktorej najpoužívanejší tvar je:

$$\log(\varepsilon) = A_4 \log(E)^4 + A_3 \log(E)^3 + A_2 \log(E)^2 + A_1 \log(E) + A_0 \quad (4.6)$$



#### 4.5. Zadanie

Cieľom úlohy je oboznámiť sa s princípom činnosti a fyzikálnou podstatou polovodičových detektorov, nakalibrovať amplitúdové spektrum impulzov a analyzovať neznámu vzorku pomocou polovodičového detektora.

##### Úlohy:

- 1) Na základe tabuľky 4.1 urobte energetickú a účinnostnú kalibráciu analyzovaného spektra.
- 2) Určite akému nuklidu prislúchajú tri najvýznamnejšie píky a určite aktivitu týchto nuklidov.
- 3) Analyzujte celé spektrum pomocou nástrojov programu Genie 2000. Postup analýzy:
  - a. Prvým krokom pri spektrometrickej analýze vzorky je energetická a účinnostná kalibrácia.
  - b. Nasledne je potrebné lokalizovať píky v spektre. V menu Genie 2000 zvolíte: **Analyze / Peak Locate / Unidentified 2<sup>nd</sup> Diff**
  - c. Dalším krokom je výpočet čistej plochy pod píkmí. V menu Genie 2000 zvolíte: **Analyze / Peak Area / Sum/Non-Linear LSQ Fit**
  - d. Posledným krokom je identifikácia jednotlivých píkov a výpočet aktivity V menu Genie 2000 zvolíte: **Analyze / Nuclide Identification**

Table 4.1. Zoznam etalónových žiaričov a ich parametre potrebné na kalibráciu

Rádionuklid	Výt'azok (%)	E(keV)	Účinnosť	Error(%)	Kanál
<sup>241</sup> Am	36,30	59,54	0,00009	1,32	240,4
<sup>109</sup> Cd	3,72	88,03	0,00285	1,58	354,4
<sup>57</sup> Co	85,51	122,06	0,00862	1,36	490,5
<sup>57</sup> Co	10,60	136,47	0,00996	3,57	548,1
<sup>139</sup> Ce	80,35	165,85	0,01230	1,69	665,7
<sup>113</sup> Sn	64,90	391,69	0,00946	2,06	1569,0
<sup>85</sup> Sr	99,27	514,01	0,00858	1,95	2058,3
<sup>137</sup> Cs	85,12	661,66	0,00680	1,20	2648,9
<sup>88</sup> Y	93,40	898,04	0,00548	1,41	3594,4
<sup>60</sup> Co	100	1173,24	0,00465	1,11	4695,2
<sup>60</sup> Co	100	1332,50	0,00441	1,10	5332,3
<sup>88</sup> Y	99,38	1836,06	0,00343	1,34	7346,5