

Studium spekter γ -záření polovodičovým spektrometrem

Ján Pulmann

29. 10. 2013

Úlohy

1. Kalibrujte stupnicu spektrometra.
2. Namerajte spektrum γ -žiariča ^{137}Cs . Zo spektra určte energiu žiarenia, polohu comptonovej hrany, hraničnú energiu dvojitého comptonovho rozptylu, polohu peaku spätného rozptylu a tiež polohu a zdroje žiarenia prirodzeného pozadia
3. Namerajte spektrum γ -žiariča ^{24}Na . Zo spektra určte energie žiarení, polohy comptonových hrán oboch spektier, polohu spoločného peaku spätného rozptylu, polohy viditeľných únikových peakov a polohu anihilačného peaku.
4. Vysvetlite mechanizmy vzniku pozorovaných objektov v aparátúrnych spektrách. Porovnajte namerané hodnoty s tabuľkovými alebo vypočítanými hodnotami.

Teória

γ -žiarenie pri prechode materiálom polovodičového detektora odovzdá elektrónom, v závislosti od fyzikálneho javu, istú kinetickú energiu a uvoľní elektróny. Detektor obsahuje kondenzátor, takže voľné elektróny zaregistrujeme ako napätie. Toto napätie je priamo úmerné odovzdanej kinetickej energii T , vzťah z [1] je

$$V = \alpha \frac{T}{\omega C},$$

kde α je konštanta charakterizujúca prístroj, ω je stredná energia potrebná na tvorbu voľného páru a C je kapacita detektoru.

Nech do detektoru prilieta fotón s energiou E_0 . Javy, ktoré budeme na spektre (závislosť intenzity na napätí, ktoré vieme prepočítať na vlnovú dĺžku) pozorovať, sú

- **Fotoefekt** Fotón vyrazí elektrón z obalu jadra a dá mu kinetickú energiu $E_0 - I_i$, kde I_i je ionizačná energia elektrónu v jeho príslušnej hladine. Pre vonkajšie elektróny je $I_i \ll E_0$. Pre vnútorné elektróny sú už obe energie porovnateľné, no excitovaný atóm opäť vyžiari získanú energiu v podobe röntgenového žiarenia a odvozdaná energia bude opäť podobná E_0 . Zodpovedajúci peak sa nazýva *Full Energy Peak*.
- **Comptonov efekt** Pre $I_i \ll E_0$ je elektrón prakticky voľný elektrón. Preto môžeme uvažovať rozptyl fotónu s uhlom ϑ a energiou ([1])

$$E(\vartheta) = \frac{E\varepsilon}{\varepsilon + E_0(1 - \cos\theta)}, \quad (1)$$

kde ε je kludová energia elektrónu. Maximálnu energiu elektrón získa pri spätnom odraze, a táto energia (comptonovská hrana) je

$$T = E_0 - E(180^\circ) = \frac{E_0}{\varepsilon/(2E_0) + 1}. \quad (2)$$

- **Elektrón-pozitrónový pár** Pre $E_0 > 2\varepsilon$ sa môže fotón premeniť na elektrón a pozitron. Obe častice rýchlo zastavia a pozitron v zápätí anihiluje, vysielaúc dve kvantá žiarenia s energiou ε . Tieto kvantá môžu uniknúť z detektoru, čo pozorujeme ako tri pulzy

1. pulz s energiou E_0 , obe γ fotóny boli zachytené v detektore (totožný s *FEP*)
2. pulz s energiou $E_0 - \varepsilon$, jeden fotón unikol, nazývame *Single Escape Peak*
3. pulz s energiou $E_0 = 2\varepsilon$, oba fotóny unikli, nazývame *Double Escape Peak*

Podiel jednotlivých javov závisí na účinnosti jednotlivých procesov.

- Comptonovsky rozptýlené fotóny môžu opäť interagovať:
 1. rozptýlený fotón interaguje fotoefektom - zvyšná energia sa tiež odovzdá detektoru a pozorujeme *FEP*
 2. rozptýlený fotón vytvorí elektrón-pozitrónový pár a opäť môže jeden či oba z γ -fotónov uniknúť. Ostatnú energiu zaregistrujeme, pozorujeme teda peaky *FEP*, *SEP*, *DEP*
 3. rozptýlený fotón opäť interaguje comptonovým rozptylom a môžeme pozorovať druhé spektrum so schodom. Maximálna energia druhého elektrónu je pre dva rozptyly o $\vartheta = 180^\circ$, čo dáva celkovú uvoľnenú mechanickú energiu (podľa [1])

$$T_2 = \frac{E_0}{\varepsilon/(4E_0) + 1} \quad (3)$$

Takto rozptýlených fotónov je ale menej ako len raz rozptýlených.

- fotón môže tiež interagovať mimo detektor. Po comptonovskom rozptyle má fotón spektrum energií od $E(\vartheta = 180^\circ)$ do E_0 . Dostávame teda podobný schod ako pri comptonovskej hrane, ale opačným smerom. Energia totiž spojitě klesá až po hodnotu $E(\vartheta = 180^\circ)$
- fotón tiež môže, pri dostatočnej energii, vytvoriť pár $e^+ + e^-$. V detektore potom zaznamenáme *FEP* peak pri energii ε , takzvaný *anihilačný peak*
- Samozrejme, nameriame aj pozadie. Medzi výrazné žiariče patria podľa [1]

Ra	295.2 keV	609.3 keV		
Th	238.6 keV	583.1 keV	911.1 keV	2614.6 keV
^{40}K	1460.8 keV			
- na záver uvádza [1] *sumačné peaky*. Pri nevhodnom usporiadaní môžeme dohromady zlúčiť dva nesúvislé javy, napríklad od rôznych žiaričov. Takto dostávame energiu predanú detektoru ako súčet dvoch energií čiastkových javov

Neistotu určenia polohy peaku zistíme podľa vzťahu (vzťah som sa dozvedel pri meraní, vychádza zo vzťahov 5, 6 a 7 v [2])

$$\Delta E = \frac{\text{FWHM}}{2.35 \cdot \sqrt{\text{NetArea}}}, \quad (4)$$

kde FWHM (skratka *Full Width Half Maximum*) je šírka peaku v polovici jeho výšky a Net Area je počet udalostí tvoriacich peak. Obe tieto hodnoty vieme určiť z pomocou programu v praxi.

Postup merania

1. Pri každom meraní položíme zdroj do vhodnej vzdialenosti od merača (čím ďalej, tým menšia mŕtva doba, no tým slabší signál). Potom na počítači začneme zaznamenávať signály z detektora, ktoré majú tvar histogramu udalostí podľa absorbovanej energie.
2. Najprv nakalibrujeme prístroj. Súčasným meraním spektra cézia a kobaltu môžeme určiť výrazné hodnoty energie, hlavne pre *FEP*. Už na tomto spektre môžeme pozorovať pozadie.
3. Nameriame spektrá pre ^{137}Cs a ^{24}Na . Identifikujeme hľadané javy a tiež odhadneme chybu merania. Pre peaky môžeme použiť vzťah 4.

Pomôcky

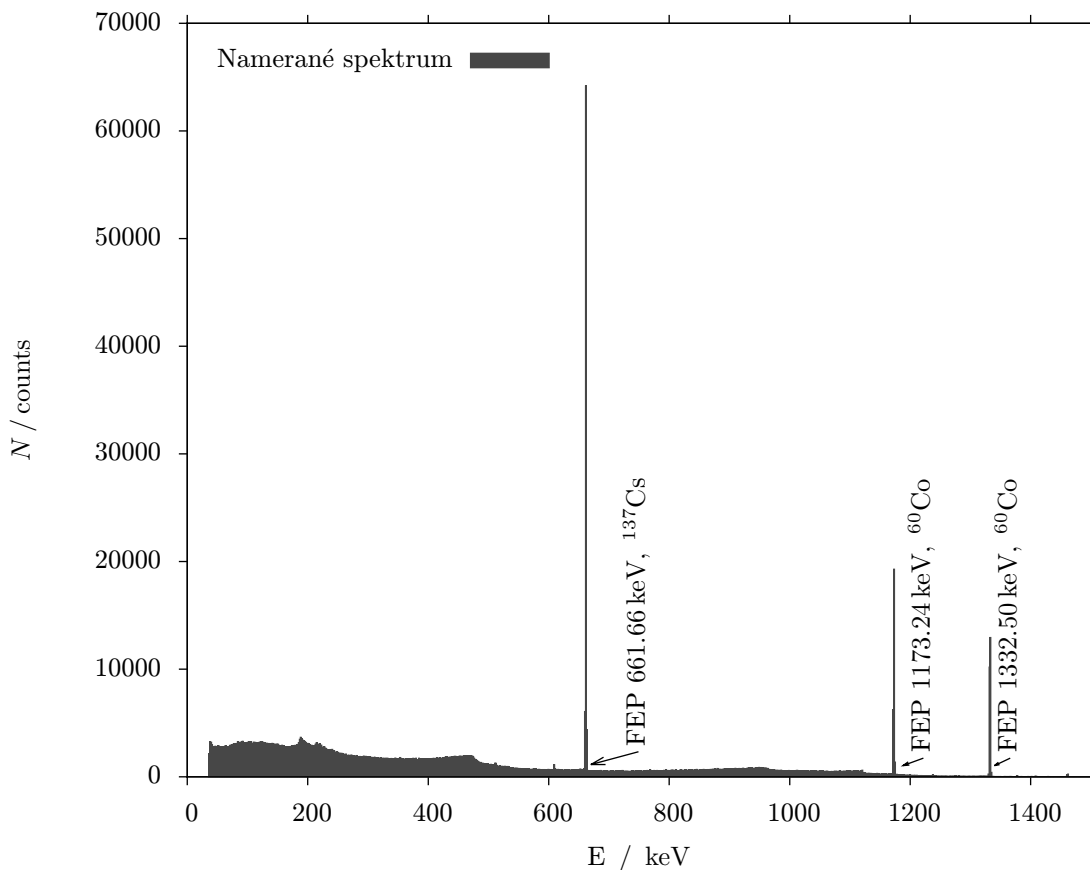
Žiariče, detektor, počítač.

Výsledky merania

V grafoch sú zaznačené teoretické hodnoty peakov. Ich namerané polohy sú aj s chybou a ostatnými parametrami vymenované ďalej.

Kalibrácia

Spektrum použité ku kalibrácii je v grafe 1. Tu sme iba identifikovali tri výrazné *FEP* peaky a priradili im hodnoty energie. Program kalibroval pomocou kvadratickej závislosti.



Graf 1. Kalibrácia - spektrum cézia a kobaltu.

Spektrum ^{137}Cs

Spektrum cézia je v grafe 2. Namerali sme

- *FEP* prislúchajúci energii γ žiarenia. My sme namerali

$$E = 661.69 \text{ keV}$$

$$\text{FWHM} = 1.77 \text{ keV}$$

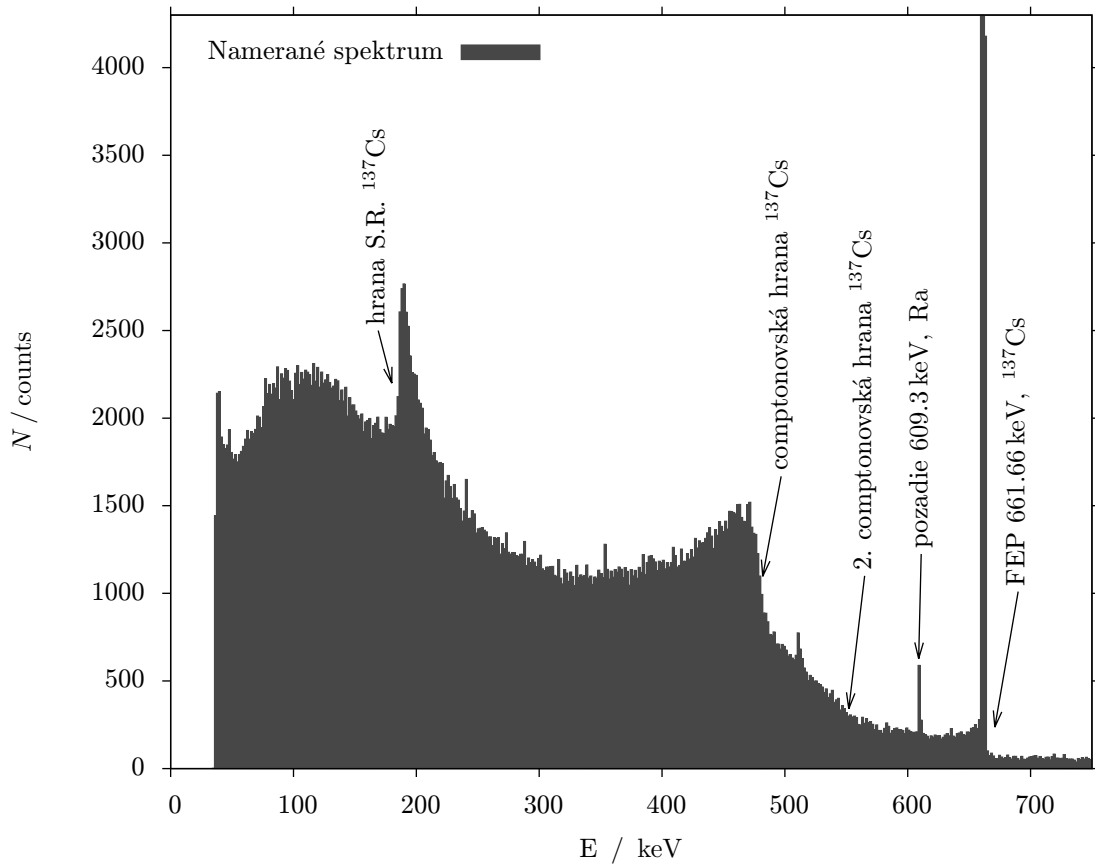
$$\text{NetArea} = 71100$$

$$\rightarrow E = (661.69 \pm 0.01) \text{ keV}$$

(Chyba vypočítaná 4 je menšia ako posledná cifra hodnoty E , preto zvýšime chybu práve na túto poslednú cifru. Je to spôsobené veľmi výrazným peakom s množstvom meraní, relatívne ku šírke jedného kanálu.)

- prvá comptonova hrana v rozsahu 476 – 483 keV. Jej teoretická hodnota je 477.34 keV.
- druhá comptonova hrana, spôsobená dva krát rozptýlenými fotónmi, je veľmi zle pozorovateľná, skôr zo znalosti jej polohy 554.58 keV môžeme identifikovať slabý pokles v intervale 545 – 560 keV

- hrana spätného rozptylu. Ide o FEP fónov, ktoré comptonovsky interagujú mimo detektor. Preto pozorujeme obrátenú hranu v intervale 185 – 188 keV. Teoretická energia je rozdiel energie fotónu a prvej hrany, teda 184.32 keV



Graf 2. Spektrum ^{137}Cs

Spektrum ^{24}Na

Toto spektrum je, kvôli dvom prechodom s energiou väčšou ako 2ε , oveľa komplikovanejšie. Pozorovali sme

- *FEP* prislúchajúci γ prechodu s energiou 2754.03 keV. My sme namerali

$$E = 2766.55 \text{ keV}$$

$$\text{FWHM} = 2.81 \text{ keV}$$

$$\text{NetArea} = 900$$

$$\rightarrow E = (2766.55 \pm 0.04) \text{ keV}$$

- *SEP* prislúchajúci γ prechodu s energiou 2754.03 keV:

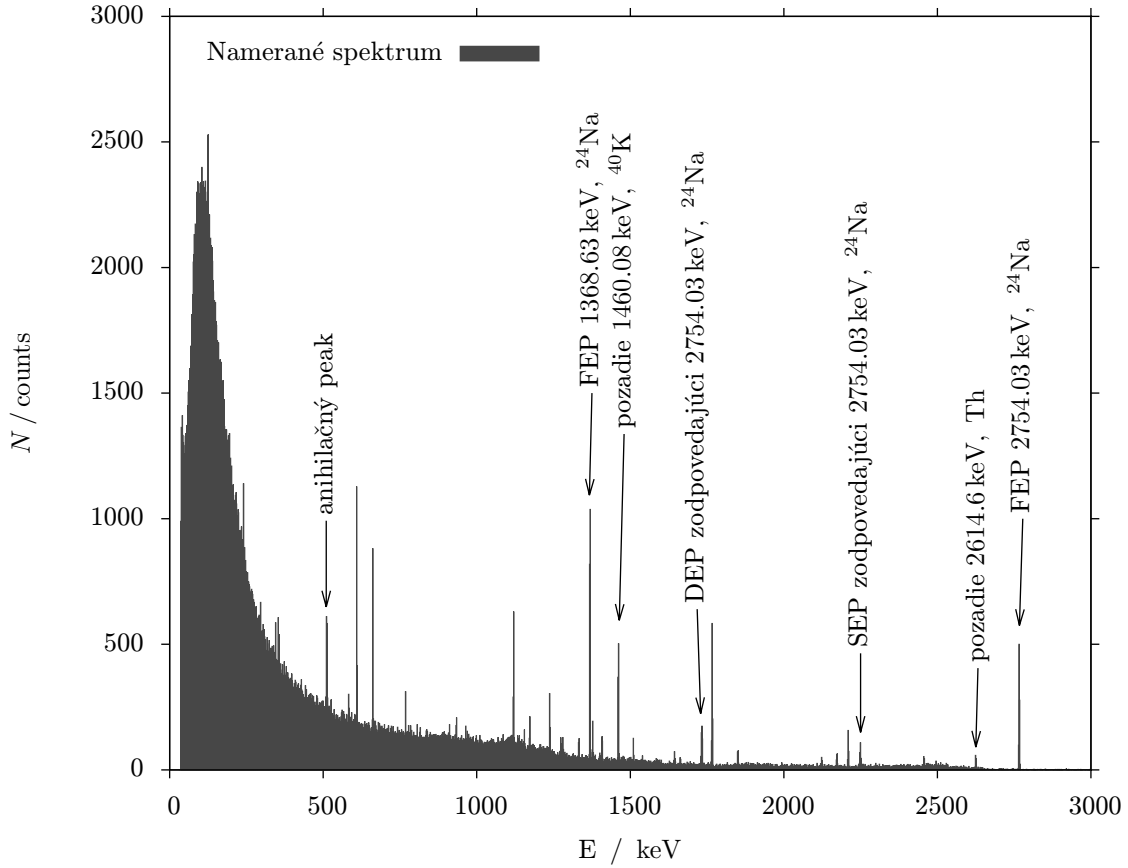
$$E = 2249.05 \text{ keV}$$

$$\text{FWHM} = 3.45 \text{ keV}$$

$$\text{NetArea} = 200$$

$$\rightarrow E = (2249.0 \pm 0.1) \text{ keV}$$

Teoretická hodnota je $2754.03 \text{ keV} - \varepsilon = 2243.03$ Tomuto javu zodpovedá únik jedného kvanta γ s energiou ε po tvorbe elektrón-pozitrónového páru.



Graf 3. Spektrum ^{24}Na

- *DEP* prislúchajúci γ prechodu s energiou 2754.03 keV:

$$E = 1733.12 \text{ keV}$$

$$\text{FWHM} = 2.16 \text{ keV}$$

$$\text{NetArea} = 270$$

$$\rightarrow E = (1733.12 \pm 0.06) \text{ keV}$$

(keďže som zabudol opísať hodnotu peaku z programu v praktiku, prekladal som okolie peaku gaussovskou závislosťou)

Teoretická hodnota je $2754.03 \text{ keV} - 2\varepsilon = 1732.03$ Tomuto javu zodpovedá únik oboch γ fotónov po anihilácii pozitrónu.

- *FEP* prislúchajúci γ prechodu s energiou 1368.63 keV:

$$E = 1368.52 \text{ keV}$$

$$\text{FWHM} = 0.69 \text{ keV}$$

$$\text{NetArea} = 1750$$

$$\rightarrow E = (1368.52 \pm 0.01) \text{ keV}$$

(opäť zvyšujeme chybu na 0.01 keV)

- *DEP* pre túto menšiu energiu je takmer nepozorovateľný, asi o štvrtinu intenzity vyšší ako okolný šum. Slabší *SEP* je na tom ešte horšie.
- *anihilačný peak* s teoretickou hodnotou ε sme namerali s parametrami

$$\begin{aligned}
E &= 511.60 \text{ keV} \\
\text{FWHM} &= 3.01 \text{ keV} \\
\text{NetArea} &= 820 \\
\rightarrow E &= (511.60 \pm 0.05) \text{ keV}
\end{aligned}$$

Tento jav vzniká detekciou γ kvánt vytvorených anihiláciou pozitronu mimo detektor.

- v rozsahu 1155 – 1160 keV je veľmi slabá hrana zodpovedajúca comptonovskej hrane pre slabšie γ -žiarenie. Teoretická hodnota tu je 1153.32 keV.
- hrany spätného rozptylu sú nepozorovateľné, zrejme kvôli silnému šumu.

Identifikácia pozadia

- **Radón** V spektre cézia a sodíku je pozorovateľný peak pri hodnote okolo 609 keV, zodpovedajúci radónu - 609.3 keV. Tento peak sme vyznačili iba v grafe 2.
- **Tórium** pozorujeme vo všetkých spektrách, vyznačili sme ho v spektre sodíku (v ostatných spektrách totiž nemá zmysel ísť do takých vysokých energií). Odhadovaná nameraná poloha je okolo $(2625 \pm 1) \text{ keV}$ (neistota už len jednoducho pološírka peaku).
- **Draslík 40** je jeden z najvýraznejších prirodzených žiaričov, čo vidíme na grafe 3. Nameraná hodnota $(1461 \pm 1) \text{ keV}$ dobre súhlasí s teoretickou 1460.8 keV

Diskusia

Medzi javy vnášajúce do merania neistoty patria

- **Kalibrácia** prebiehala iba v rozsahu troch vysokých peakov v grafe 1. My sme ale potom merali energie takmer dva krát tak vysoké. Preto vidíme na energiách dobre určených vysokých peakov (hlavne graf 3, *FEP* pre tvrdšiu γ) systematickú chybu. Mohli by sme opäť kalibrovať alebo priamo pri kalibrácii použiť vysokoenergetické žiarenie. Tu nastáva logistický problém, vzorka rádioaktívneho sodíku bola totiž pripravená priamo pre meranie ožarovaním kuchynskej soli.
- **Detektor** a AD prevodník majú istý profil, ktorý spôsobuje roznášanie ostrých črt v grafe. Aj preto majú peaky tvar gaussiánu a preto sme neurčili presne comptonovu hranu. Tento efekt je dobre pozorovateľný na hranách v grafe 2.
- **Pozadie** Hlavne v grafe 3 máme veľké množstvo rôznych peakov, ktoré sťažujú identifikáciu spektra sodíka. Pri meraní boli na vedľajšom stole položené hodinky s rádiom, čo môže vysvetlovať silné signály od tohoto žiariča.
- **Mŕtva doba** merača bola v rádoch jednotiek percent pri všetkých meraniach (tým sa myslí pomer stratených udalostí). Museli sme optimalizovať vzdialenosť žiariča ku detektoru, pri vyšších intenzitách sme mohli nazbierať viacero dát no mali sme väčšiu mŕtvu dobu

Zhoda teoretických a nameraných hodnôt je dobrá najmä pre ostré peaky vo vnútri intervalu, na jeho hraniciach ležia kalibračné hodnoty. Dobrý príklad je anihilačný či *FEP* peaky cézia a slabšej γ sodíka. Už spomenuté vysokoenergetické peaky sa odchyľujú, až o 0.4%.

Napriek tomu nie sme v zhode v rámci vypočítanej chyby merania. To môže byť spôsobené nepresnou kalibráciou (kvadratická kalibrácia nemusí vystihovať tvar skutočnej závislosti) alebo príliš optimistickým určením chyby polohy peaku.

Zhoda je v prípade hrán v rámci chyby merania, ale chyba meranie je tu oveľa väčšia. Jediné zreteľné Comptonovské hrany sú tie v grafe 2, jedna z nich je hrana spätného rozptylu.

Kvalitatívne sme teda pozorovali všetky hlavné javy spomenuté v teórii, a dokonca niektoré sekundárne javy. Nie vždy však boli pozorované a presné určenie energie, pri ktorej nastávali, bolo obtiažne.

Signály od žiaričov v pozadí boli tiež dobre pozorovateľné. Niektoré peaky, napríklad od rádia, boli v spektre rádia v praktiku vyznačené, no neboli spomenuté v študijnom texte ako energie prislúchajúce rádiu. Pozorovali sme výrazný signál od draslíka.

Zaujímavá bola geometria detektora, išlo o valcový polovodičový diel s medenou tyčou v strede. Práve v tejto medi mohli prebiehať druhotné javy ako comptonov rozptyl či tvorba páru. My sme potom mohli pozorovať produkty týchto javov, letiacich von z medi cez detektor.

Účinnosť detektora bola v nízkych desiatkach percent. Pre energiu $E_0 = \varepsilon$ ju môžeme odhadnúť z pomeru výšok *SEP* a *DEP*, prvý skúma javy pri ktorých sa jeden z dvoch fotónov zachytí, druhý skúma javy pri ktorých sa nezachytí ani jeden. Tento pomer je približne 2 : 3. Pre vyššie energie je asi ešte nižší, čo môžeme usudzovať z pomeru *FEP* peakov pre mäkkú a tvrdú γ v spektre sodíka

Spresnenie merania by spočívalo hlavne v spresnení kalibrácie.

Záver

Popísali sme hlavné mechanizmy tvorby signálov v polovodičovom detektore.

Namerali sme spektrá pre kalibráciu a pre dva žiariče (grafy 1, 2 a 3). Nakalibrovali sme detektor a popísali sme peaky a hrany pozorované v spektrách. Identifikovali sme tiež žiarenie od pozadia. Namerané polohy jednotlivých peakov a hrán sú v príslušných sekciách výsledkov meraní

Literatúra

[1] Študijný text ku úlohe A0

http://physics.mff.cuni.cz/vyuka/zfp/_media/zadani/texty/txt_400.pdf 29.10.2013

[2] Študijný text ku úlohe A5

http://physics.mff.cuni.cz/vyuka/zfp/_media/zadani/texty/txt_405.pdf 30.10.2013