

# 1 Pracovní úkoly

## 1.1 Cíle

Cílem studované úlohy je seznámit posluchače s vlastnostmi spekter gama záření získaných polovodičovým spektrometrem. Měření se provádí na spektrometru KJF s GeLi detektorem o objemu aktivní oblasti  $55 \text{ cm}^3$  (průměr čela detektoru je 70 mm). Měření je prováděno se zářiči s jednoduchým spektrem gama záření:  $^{137}\text{Cs}$  ( $E = 661.66 \text{ keV}$ ),  $^{60}\text{Co}$  ( $E = 1173.27$  a  $1332.50 \text{ keV}$ ) a  $^{24}\text{Na}$  ( $E = 1368.63$  a  $2754.03 \text{ keV}$ ), které jsou současně používány ke kalibraci spektrometru. K nastavení geometrie zářič-detektor se používá jednoduchý nosič zářičů umožňující volbu různé geometrie.

## 1.2 Úkoly

1. Proveďte kalibraci spektrometru pomocí radioaktivních etalonů  $^{137}\text{Cs}$  a  $^{60}\text{Co}$ .
2. Změřte spektrum  $\gamma$ -záření z  $^{137}\text{Cs}$ . Z aparaturního spektra určete:
  - energii  $\gamma$ -záření (FEP),
  - polohu Comptonovy hrany,
  - hraniční energii dvojného Comptonova rozptylu,
  - polohu píku zpětného rozptylu,
  - energii/e  $\gamma$ -záření přirozeného pozadí a identifikujte zdroj/e.
3. Změřte spektrum  $\gamma$ -záření z  $^{24}\text{Na}$ . Z aparaturního spektra určete:
  - energie  $\gamma$ -záření (FEP1, FEP2),
  - polohy Comptonových hran příslušných k oběma FEP,
  - polohu píku zpětného rozptylu (společný oběma FEP),
  - polohy viditelných únikových píků (SEP2, DEP2, případně DEP1),
  - polohu anihilačního píku.
4. Vysvětlete mechanismy vzniku pozorovaných objektů v aparaturních spektrech.
5. Porovnejte změřené polohy všech pozorovaných objektů ve spektrech s tabulkovými nebo teoretickými hodnotami.

# 2 Teoretický úvod

Měření pomocí scintilačního detektoru je založeno na předání energie částic detektoru, která v něm vyvolá excitaci elektronů v atomových obalech. V látce pak během desítek nanosekund dojde k jejich samovolné deexcitaci a k vyzaření energie formou světelného záblesku - scintilace, který je pomocí fotonásobiče převeden na proudový impuls, jenž je v integrován v předzesilovači, kde se přemění na napěťový pulz s amplitudou přímo úměrnou časovému integrálu proudového pulzu.

V detektoru dochází k několika různým procesům, které se podílejí na tvaru spektra, které naměříme.

## 2.1 Hlavní procesy

### 1. Fotoefekt

Dochází k absorpci fotonu - je uvolněn elektron s kinetickou energií  $T_e$ , pro kterou platí

$$T_e = E_0 - I_i, \quad (1)$$

kde  $I_i$  je výstupní energie („ionizační potenciál“) elektronu a  $E_0$  je energie fotonu, který vletěl do detektoru. Pro vnější hladiny atomu je  $I_i \ll E_0$  a  $T_e \approx E_0$ , kdežto ionizační potenciál vnitřních slupek je vyšší a přibližná rovnost již neplatí. K deexcitaci atomu pak dojde velmi rychle a tím i vyzáření dalšího fotonu, který je však téměř vždy znovu absorbován v detektoru. Celková energie předaná detektoru pak je  $\approx E_0$ . To odpovídá ve spektru píku plné absorpce (FEP - Full Energy Peak).

## 2. Comptonův efekt

Pokud je energie fotonu vysoká a řádově vyšší než ionizační energie, pak lze proces považovat jako rozptyl fotonu na volných elektronech. Označíme-li klidovou energii elektronu  $\varepsilon = m_{e0}c^2$ , kde  $c$  je rychlost světla ve vakuu a  $m_{e0}$  je klidová hmotnost elektronu. Pokud směr fotonu po rozptylu svírá vůči původnímu směru úhel  $\vartheta$  pak pro jeho energii po rozptylu na elektronu platí

$$E(\vartheta) = \frac{E_0\varepsilon}{\varepsilon + E_0(1 - \cos\vartheta)}. \quad (2)$$

Minimální bude tato energie, pokud se rozptýlí foton do úhlu  $\pi$ . Energie předaná elektronu tedy je

$$T_e = E_0 - E(\vartheta). \quad (3)$$

Maximální energie, kterou tedy může foton předat elektronu právě jedním Comptonovým rozptylem pak je

$$T_{e,\max} = E_0 - \frac{E_0\varepsilon}{\varepsilon + 2E_0} = \frac{2E_0^2}{\varepsilon + 2E_0} < E_0. \quad (4)$$

Comptonovým rozptylem pak vzniká spojité spektrum v rozmezí 0 až do  $T_{e,\max}$  (pokud rozptýlený foton pak uniká z detektoru). Hodnota  $T_{e,\max}$  je pak ve spektru dobře patrná a nazývá se Comptonova hrana.

## 3. Tvorba páru elektron-pozitron

Pokud je energie gama záření dostatečně vysoká  $E_0 \geq 2\varepsilon$ , pak může dojít k přeměně fotonu na pár částic elektron-pozitron, které se v látce detektoru rychle zbrzdí a dojde k předání jejich kinetické energie detektoru. V případě pozitronu pak dojde k tomu, že anihiluje a vytvoří se pár fotonů gama záření, která pak mohou z detektoru uniknout (ale nemusí). Pak můžeme ve spektru pozorovat tzv. únikové píky. Nastávají pak 3 možné situace pro detekované energie  $E_q$ .  $E_{q,1} \approx E_0$  odpovídá situaci, kdy byly oba fotony znovu absorbovány,  $E_{q,2} \approx E_0 - \varepsilon$  odpovídá úniku jednoho fotonu (SEP - Single Escape Peak) a  $E_{q,3} \approx E_0 - 2\varepsilon$  odpovídá úniku obou fotonů (DEP - Double Escape Peak).

## 2.2 Druhotné efekty

### 1. Vícenásobný Comptonův rozptyl

Foton, který se již jednou comptonovsky rozptýlil, může opětovně reagovat s detektorem a to například rozptýlit na dalších elektronech. Pokud dojde v detektoru ke dvě Comptonovu rozptylům a poté foton unikne, tak můžeme ve spektru pozorovat dvojný Comptonův rozptyl a i jí příslušející dvojnou Comptonovu hranu o energii

$$T_{2e,\max} = \frac{4E_0^2}{\varepsilon + 4E_0} \geq T_{e,\max}. \quad (5)$$

### 2. Interakce primárního záření mimo zónu detektoru

Primární záření může reagovat i mimo detektorovou oblast, přičemž některé produkty reakcí se pak mohou dostat naopak zvnějšku do detektorové oblasti.

- V důsledku **Comptonova rozptylu** na úhel  $\vartheta$  mimo detektorovou oblast se mohou do detektoru dostat fotony o energii  $E(\vartheta)$  a mohou tak vyvolat signál. Vzhledem k geometrii zdroj-detektor je pravděpodobný zaznamenání rozptylu na velké úhly. Takto pak

ve spektru vzniká relativně široký pík zpětného odrazu, který má ostrý pokles u energií blízkých  $E(180^\circ)$  - vzniká hrana zpětného odrazu.

- Pokud pro záření platí  $E_0 \geq 2\varepsilon$ , pak může dojít mimo detektorovou oblast k vzniku páru elektron-pozitron, k anihilaci pozitronu mimo detektor a k tomu, že se jeden foton vzniklý při anihilaci dostane do detektoru, kde je zachycen a je detekována energie  $E_q \approx \varepsilon$ . Takto ve spektru vzniká anihilační pík.

### 3. Pozadí

Vzhledem k tomu, že není detektor speciálně stíněn, tak dochází k detekci přírodního pozadí (a navíc vzhledem k umístění v praktiku s dalšími radionuklidy k detekci záření ostatních zářičů umístěných v okolí).

### 4. Sumační píky

Často také pracujeme se zářiči, kde velice rychle dochází k více po sobě jdoucím energetickým přechodech spojených s vyzářením gama kvanta. Případně se může stát, že dojde k více rozpadům téměř současně, z nichž jsou fotony absorbovány v detektoru prakticky současně. V těchto případech pak můžeme detekovat tzv. sumační píky, pro jejichž energii platí, že je to součet jednotlivých energií fotonů, které byly současně absorbovány v detektorové oblasti.

## 3 Měření

### 3.1 Kalibrace

Nejprve bylo nabráno spektrum za účelem vytvoření kalibrace pro další měření. Za účelem kalibrace byly umístěna do blízkosti detektoru současně dva zdroje radioaktivního záření a to  $^{137}\text{Cs}$  a  $^{60}\text{Co}$ . Přičemž  $^{137}\text{Cs}$  má nejintenzivnější pík na  $E_{\text{Cs}} = 661,66 \text{ keV}$  a  $^{60}\text{Co}$  má dva výrazné píky na  $E_{\text{Co}_1} = 1173,24 \text{ keV}$  a na  $E_{\text{Co}_2} = 1332,50 \text{ keV}$ . Vzhledem k relativní blízkosti píků kobaltu, pak může při určování středu píků dojít k systematické chybě - zejména u píku s nižší energií.

Označíme-li  $X$  číslo kanálu (protože data jsou získána detektorem jsou takto diskretizovaná a následné grafy budou vlastně histogramy) odpovídající určitému intervalu energií, jemuž budeme chtít přiřadit vždy střední hodnotu energie, pak můžeme stanovit kalibrace odpovídající vždy lineární funkci proložené dvěma body - takto dostaneme tři různé kalibrace a můžeme porovnat jejich shodnost.

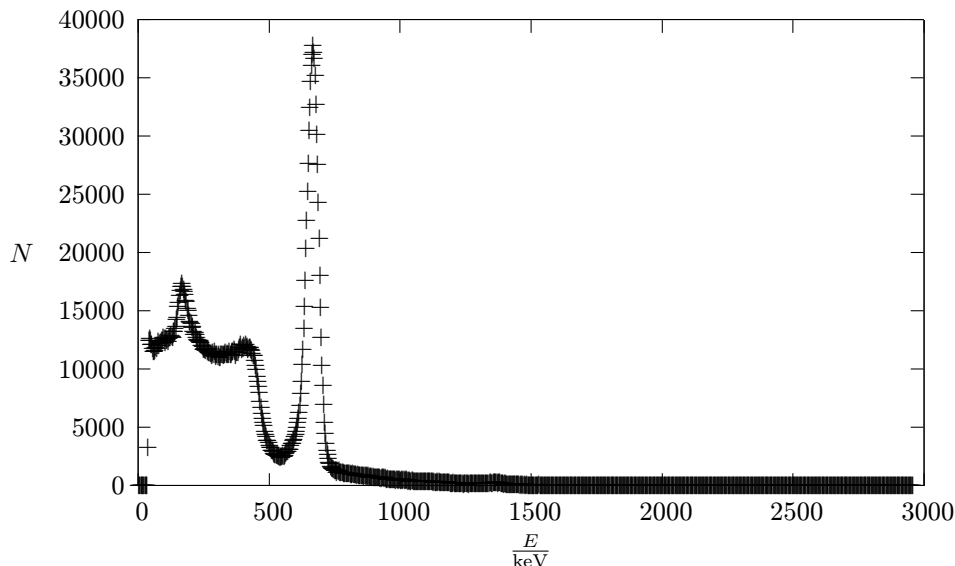
Peak report, který byl proveden v programu v praktiku pak po vybrání oblasti píků určil hodnoty odpovídající jejich středům jako  $X_{\text{Cs}} = 224,31$ ,  $X_{\text{Co}_1} = 400,17$  a  $X_{\text{Co}_2} = 453,51$ . Což, pokud vybereme vždy dvě hodnoty středů píků a lineární je proložíme, pak to odpovídá kalibracím:

$$\text{I z prvního a druhého píku} - E_{k1} = (2,91X + 9,1) \text{ keV}$$

$$\text{II z prvního a třetího píku} - E_{k2} = (2,93X + 5,1) \text{ keV}$$

$$\text{III z druhého a třetího píku} - E_{k3} = (2,99X - 21,6) \text{ keV}$$

Z toho je hned vidět, že na okrajích intervalu, kde se vzhledem k lineárnosti kalibrací budou nejspíše rozcházet, je největší rozdíl v 0 a to mezi kalibrací I a III a to 31 keV a pak v 1024. kanálu a to opět mezi kalibrací I a III a to 48 keV, ale v tomto případě je naopak dle kalibrace III vyšší hodnota energie. Z rozdílnosti kalibrací pak vyplývá, že zejména na okrajích měřeného intervalu se může určená hodnota energie lišit od tabelovaných hodnot až o desítky keVů. Při určování hodnot energií připadajících pak jednotlivým měřeným píků jsem se rozhodl používat kalibraci II s tím, že se nalézá mezi kalibrací I a III a asi nejlépe odpovídá skutečnosti, protože I a III je zatížena nepřesným určením druhého píku. a nemohl jsem přímo použít kalibraci z programu, protože ten nejspíš používá parabolické proložení, u kterého, vzhledem k nejasnému píku, bychom vytvořili ještě větší chybu určení energie.

Obrázek 1: Naměřené celkové spektrum  $\gamma$  záření –  $^{137}\text{Cs}$ 

### 3.2 Měření spektra $^{137}\text{Cs}$

Další částí bylo měření spektra jednoho ze vzorků, které byly použity pro kalibraci a to  $^{137}\text{Cs}$ .

Na svislé ose grafu (histogramu) je vždy počet detekovaných fotonů v průběhu měření a na vodorovné ose je energie odpovídající fotonu. Prvních cca 13 kanálů je zablokovaných, protože je to jednak oblast, která není příliš zajímavá z hlediska celého spektra a pak by otevření těchto kanálů znamenalo zvýšení mrtvé doby detektoru.

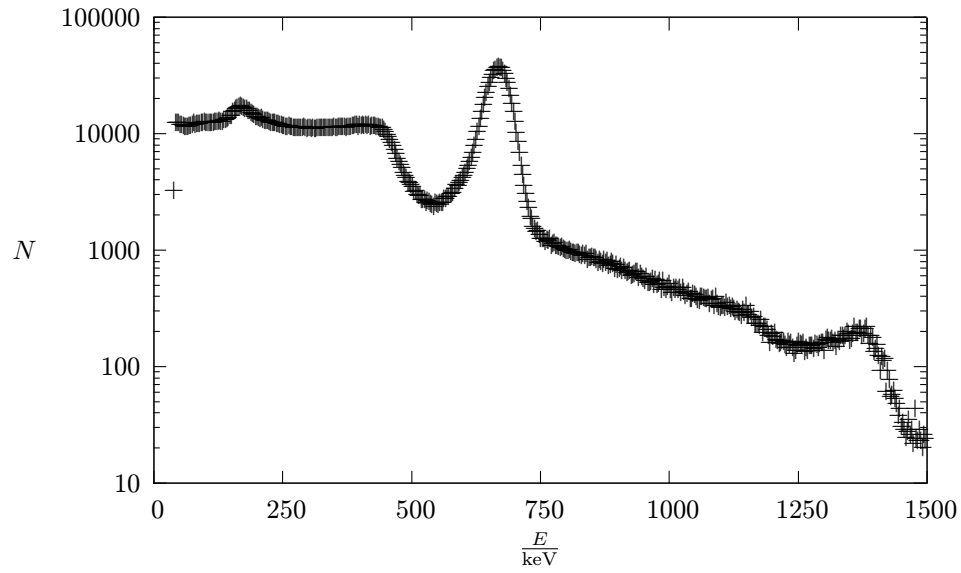
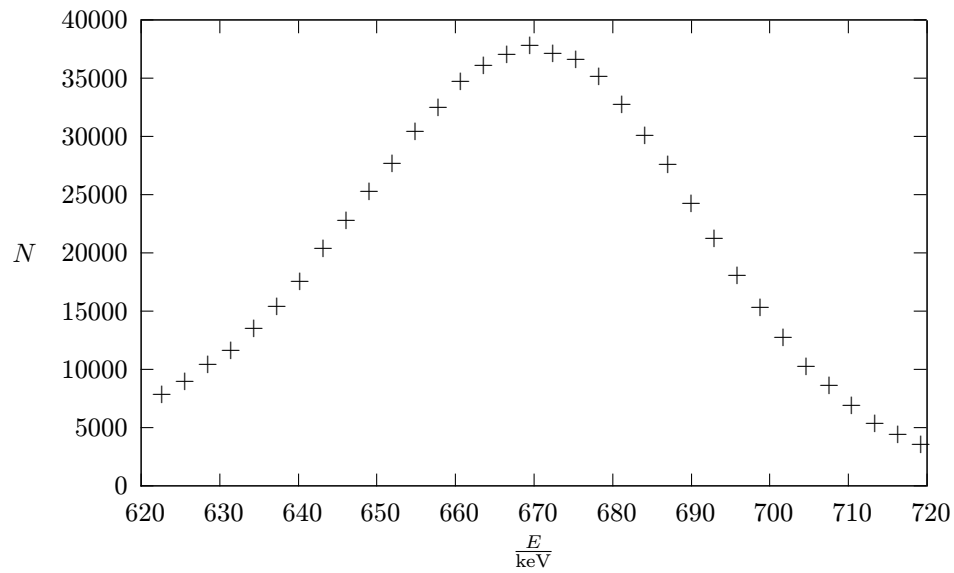
Na obr. č. 1 je celkové spektrum. Na obr. č. 2 je jeho nejzajímavější oblast. Na obr. č. 3 je FEP -  $(669 \pm 2)$  keV, což je trochu divné, že se liší od kalibrace, která byla provedena pomocí stejného zářiče. Sumační píček je zhruba na 1380 keV - v grafu 4. Comptonova hrana je zhruba  $(472 \pm 10)$  keV - viz graf. 5, což dobře odpovídá teoretické hodnotě  $E_q = 477$  keV. Hodnotu hraniční energie dvojnásobného Comptonova rozptylu, která je v rozsahu předchozího grafu, jsem odhadl jako  $(530 \pm 20)$  keV. Teoretická hodnota je ovšem  $E_q = 555$  keV. Poloha píku zpětného rozptylu je vidět na 1 i 2 a má hodnotu  $(194 \pm 2)$  keV. Jeho teoretická hodnota je 184 keV, což sice také přesně neodpovídá v rámci chyby měření, ale jedná se o relativně dobrou shodu.

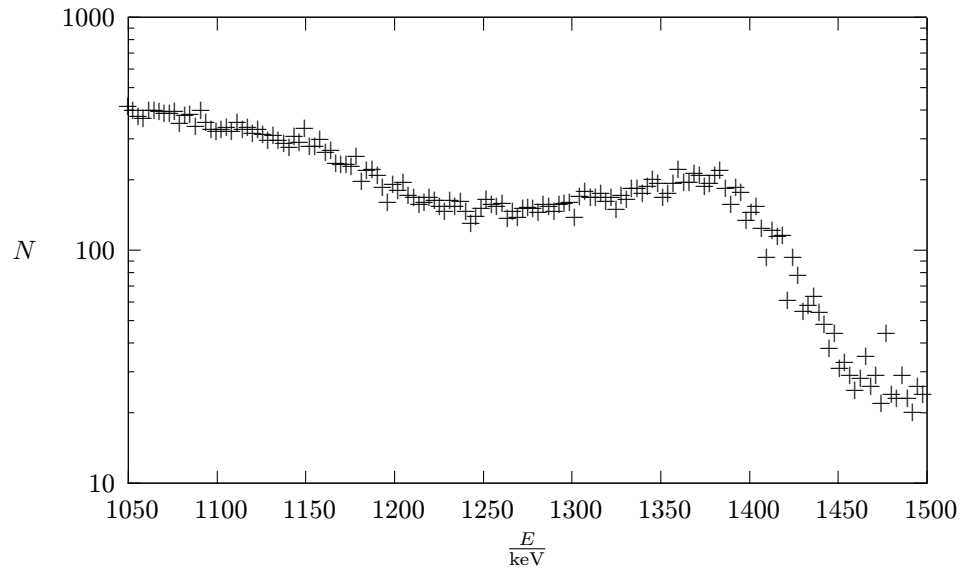
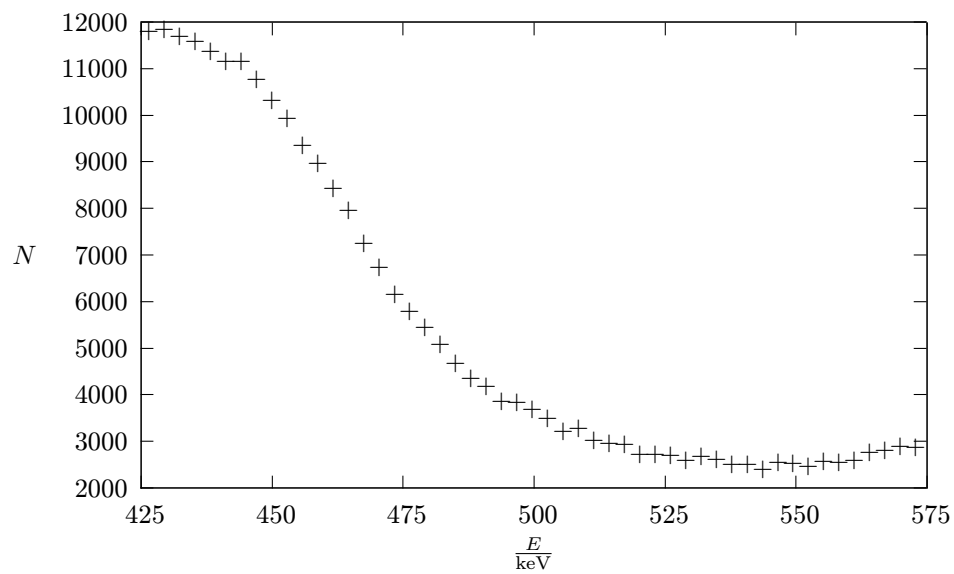
Přírodní záření se v tomto měření příliš výrazně neprojevovalo.

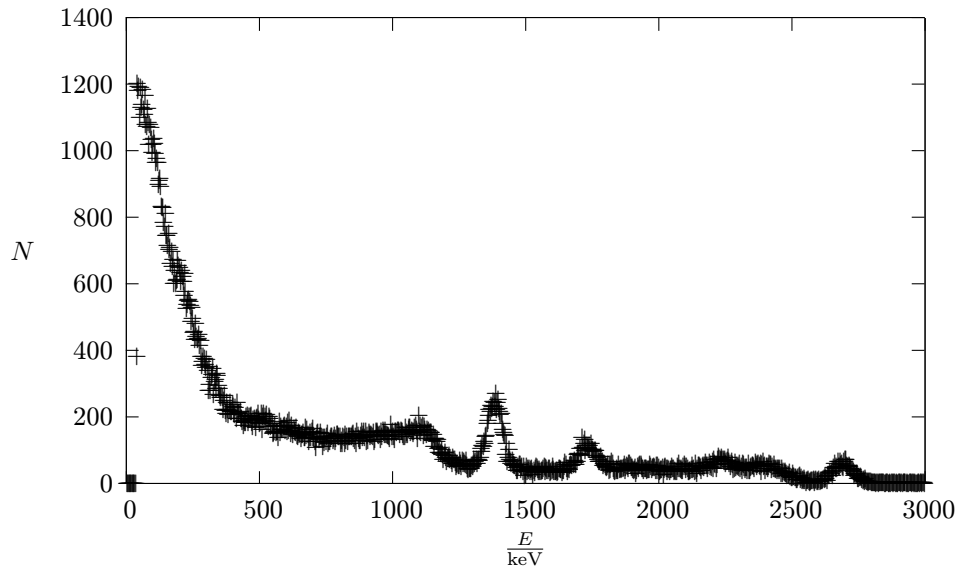
### 3.3 Měření spektra $^{24}\text{Na}$

Dalším bodem bylo proměření spektra  $^{24}\text{Na}$ . To bylo provedeno dvakrát. Jednou byl vzorek pouze položen u detektoru – graf č. 6, ale v druhé (graf 8) byla mezi vzorek a detektor olověná destička, aby byl zviditelněn anihilační píček.

- FEP1 – naměřeno  $(1386 \pm 2)$  keV – tabelovaná hodnota 1368,63 keV
- FEP2 – naměřeno  $(2693 \pm 2)$  keV – tabelovaná hodnota 2754,03 keV
- Comptonova hrana příslušná FEP1 – naměřeno  $(1170 \pm 20)$  keV – teoretická hodnota 1153 keV
- Comptonova hrana příslušná FEP2 – naměřeno  $(2480 \pm 30)$  keV – teoretická hodnota 2520 keV
- Píček zpětného rozptylu – teoretické hodnoty k FEP1 215 keV a k FEP2 234 keV – v grafu 7 jsou vidět určitě náznaky píků na 210 keV a 235 keV, ale nejsou příliš jasné

Obrázek 2: Naměřené spektrum  $\gamma$  záření – výsek  $^{137}\text{Cs}$ Obrázek 3: Naměřené spektrum  $\gamma$  záření – detail píku  $E_{\text{Cs}} = 661,66 \text{ keV}$

Obrázek 4: Naměřené kalibrační spektrum  $\gamma$  záření – detail sumačního píkuObrázek 5: Naměřené kalibrační spektrum  $\gamma$  záření – detail Comptonovy hrany a hraniční energie dvojného Comptonova rozptylu

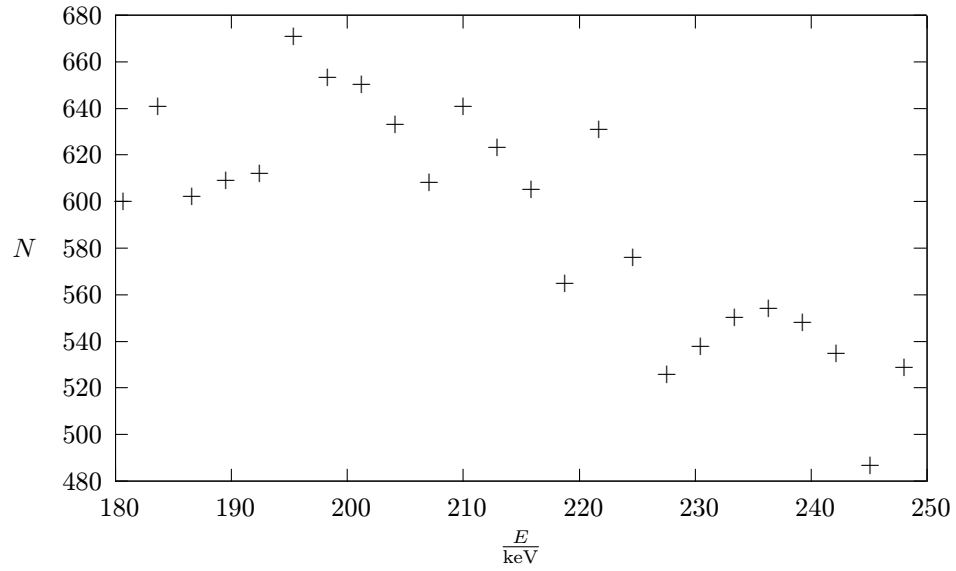
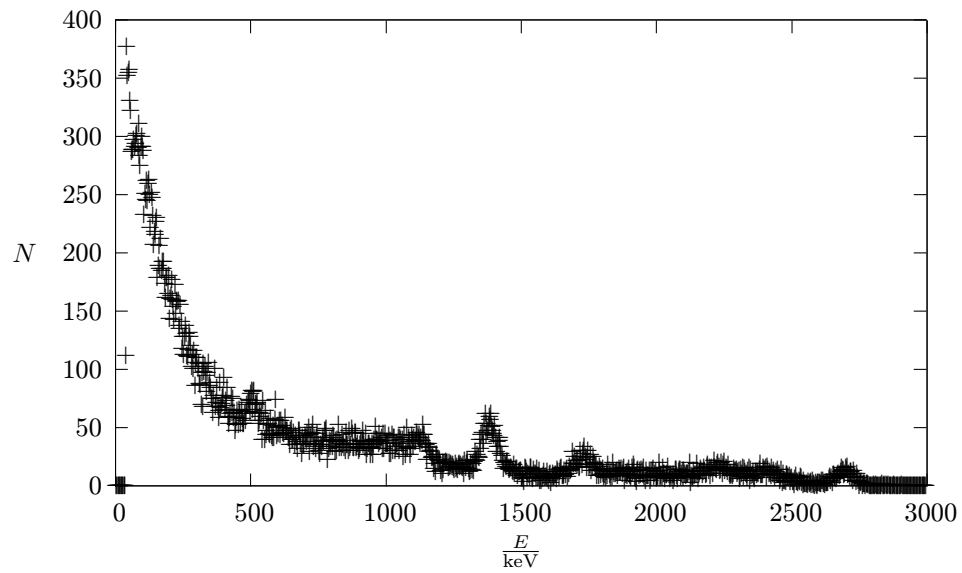
Obrázek 6: Naměřené spektrum  $\gamma$  záření –  $^{24}\text{Na}$ 

- Únikový pík SEP2 – odhad  $(2240 \pm 20)$  keV – teoretická hodnota 2243 keV
- Únikový pík DEP2 – naměřeno  $(1732 \pm 2)$  keV – teoretická hodnota 1732 keV
- Anihilační pík z grafu 8 – naměřeno  $(505 \pm 2)$  keV – teoretická hodnota 511 keV

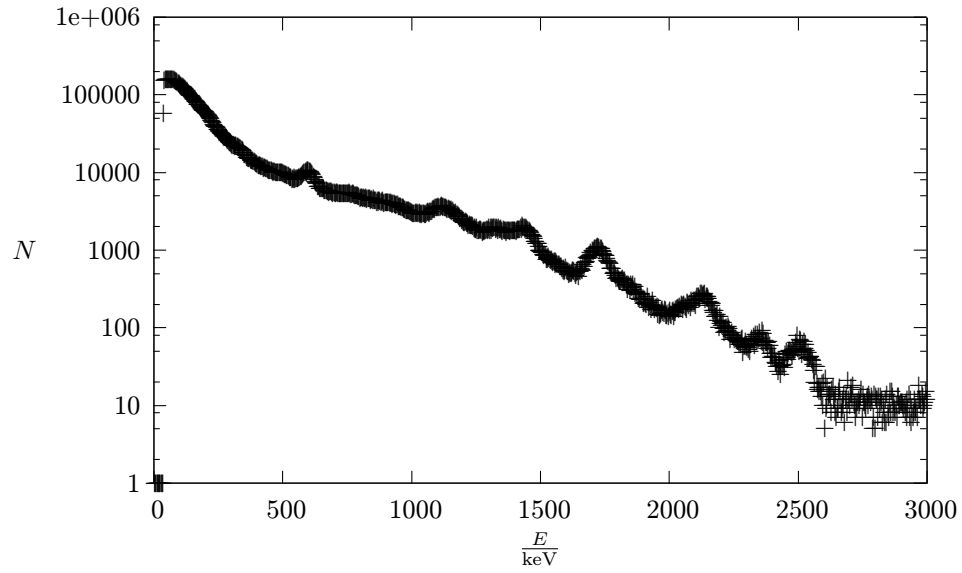
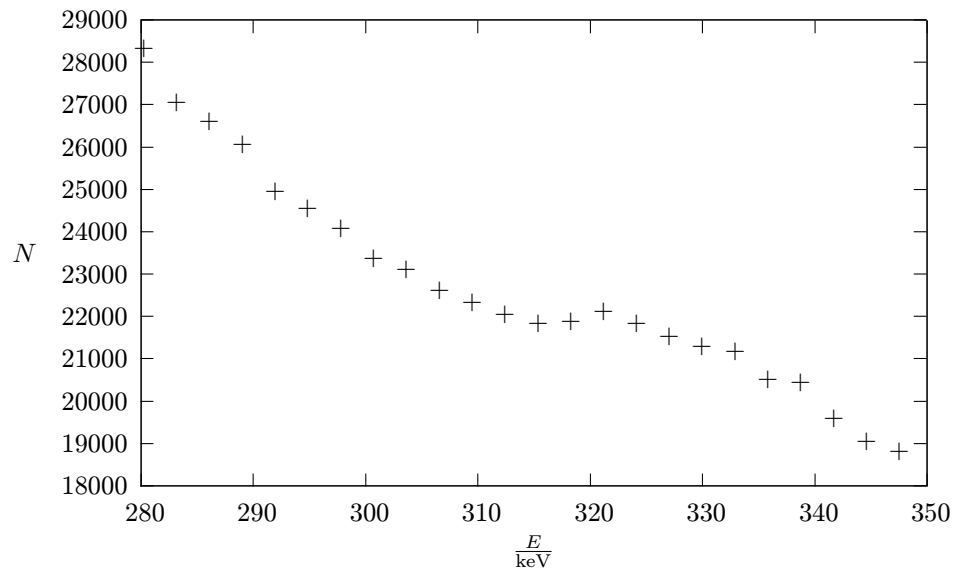
### 3.4 Měření radioaktivního pozadí místnosti

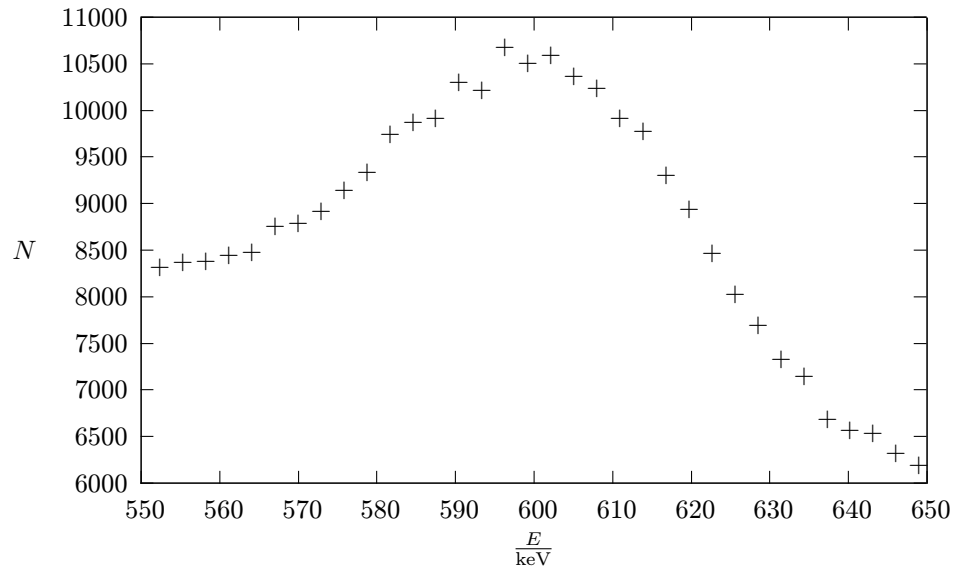
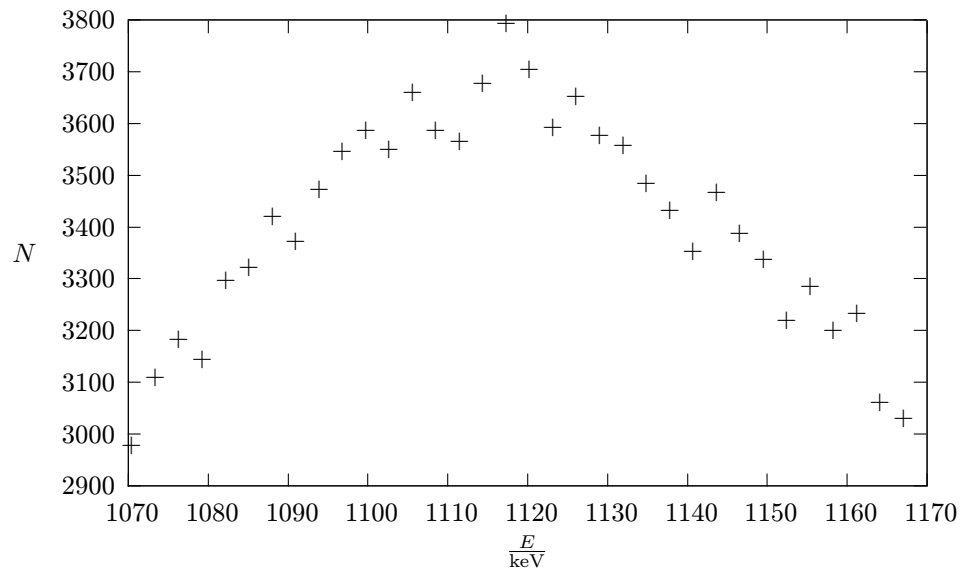
Data z měření pozadí v praktiku mi byla poskytnuta přímo při měření. Jednalo se o velice dlouhé měření (cca 46 hodin čisté měřicí doby), kde z šumu pak vystoupily píky odpovídající jednotlivým radionuklidům. Na obr. č. 9 je celkový graf měření. Pokusil jsem se identifikovat zdroje tohoto záření.

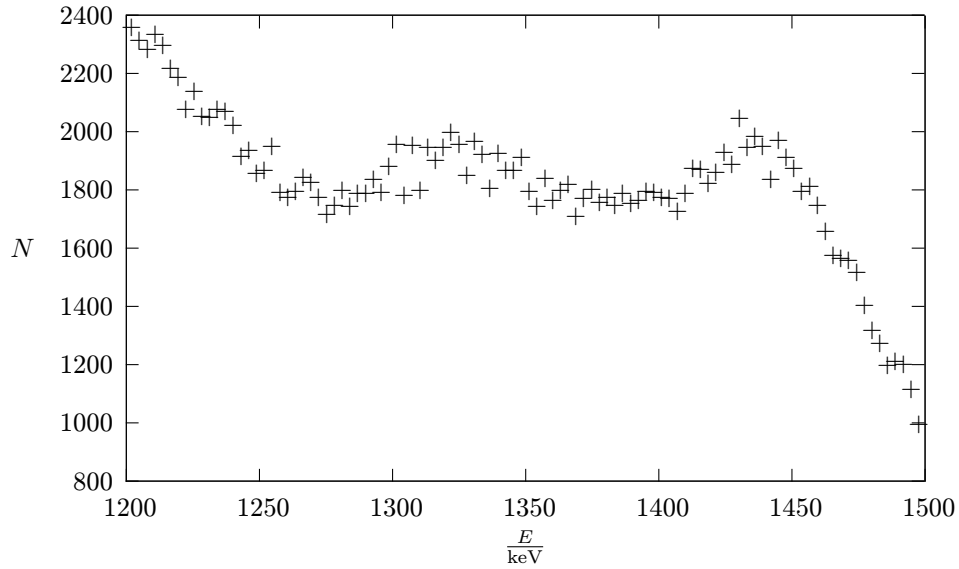
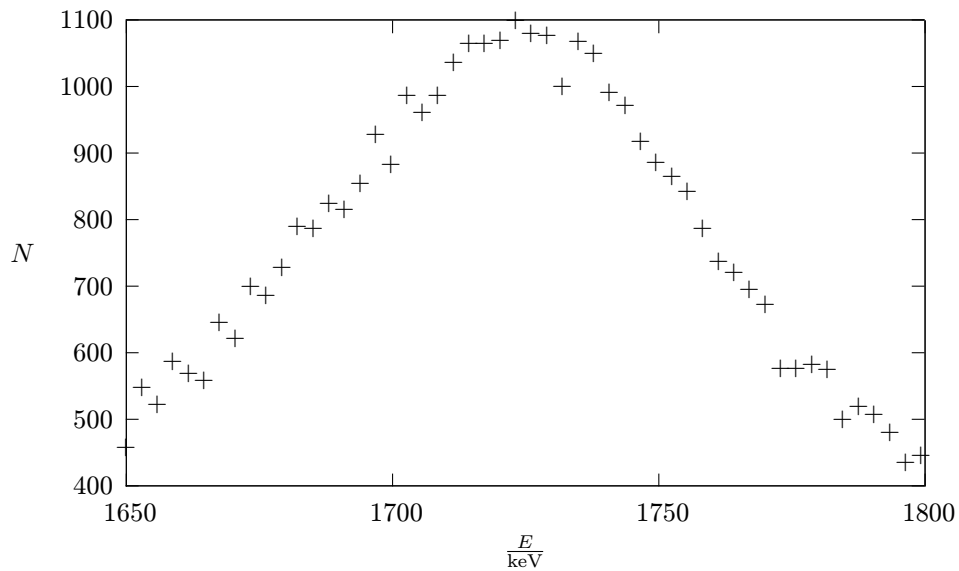
- V oblasti mezi 320 a 340 keV je málo patrný pík – viz. graf 10 – mohlo by se jednat o Ra s energií  $E = 351,92$  keV
- Pík se středem 600 keV – viz. graf 11 – odpovídá energii 609,3 keV z Ra
- Pík se středem 1120 keV – graf č. 12 – odpovídá Ra 1120,29 keV
- Dva píky - 1330 keV a 1440 keV – graf č. 13 – druhý odpovídá  $^{40}\text{K}$  na 1460,8 keV
- Střed 1730 keV – graf 14 – odpovídá Ra 1764,50 keV
- Střed 2140 keV, 2360 keV a 2520 keV – graf 15 – první odpovídá nejspíš Ra 2204,1 keV, poslední nejspíše vzhledem k rozcházející se kalibraci odpovídá Th 2614,6 keV

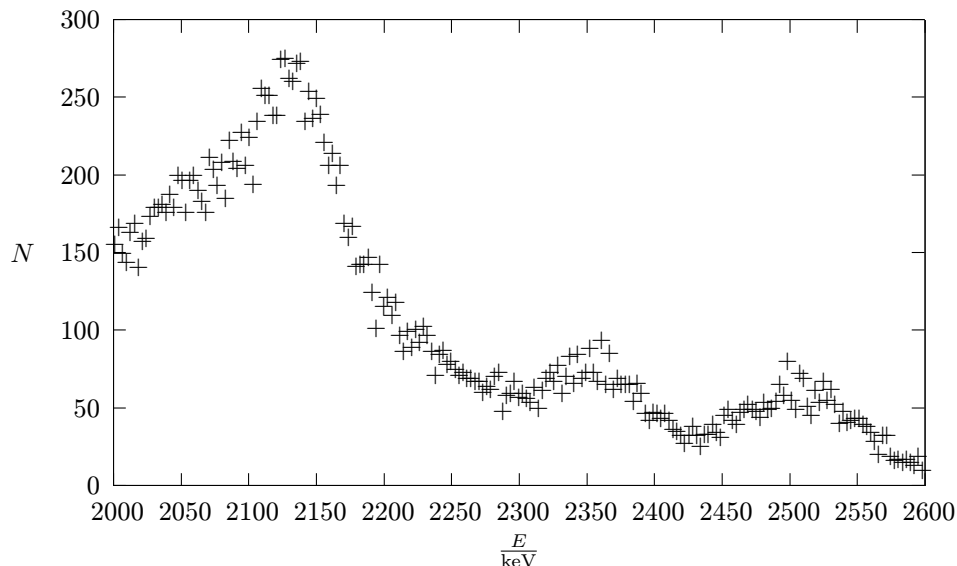
Obrázek 7: Naměřené spektrum  $\gamma$  záření –  $^{24}\text{Na}$  – zpětný rozptylObrázek 8: Naměřené spektrum  $\gamma$  záření –  $^{24}\text{Na}$  s olověnou destičkou na detektoru



Obrázek 9: Naměřené spektrum  $\gamma$  záření – celkové pozadí praktikaObrázek 10: Naměřené spektrum  $\gamma$  záření – výsek pozadí praktika - asi Ra

Obrázek 11: Naměřené spektrum  $\gamma$  záření – výsek pozadí praktika - RaObrázek 12: Naměřené spektrum  $\gamma$  záření – výsek pozadí praktika - Ra

Obrázek 13: Naměřené spektrum  $\gamma$  záření – výsek pozadí praktika - něco + KObrázek 14: Naměřené spektrum  $\gamma$  záření – výsek pozadí praktika - Ra



Obrázek 15: Naměřené spektrum  $\gamma$  záření – výsek pozadí praktika - Ra + další

## 4 Diskuse

Již v kalibraci se projevuje, že všechny možné vlivy ovlivňující měření a tvar spektra mají většinou negativní vliv na co nejpřesnější určení energie fotonu dopadlého do detektoru a kalibrace tudíž není přesná. Rozhodl jsem se použít kalibraci odpovídající pouze dvěma píkům ze 3, ale uvážil jsem i obě dvě zbývající možné lineární kalibrace odpovídající použití prostředního píku, který ovšem nebyl moc jasný a „pozadí“ (zejména od energetičtějšího píku) bylo silnější než počet naměřených fotonů odpovídající tomuto píku.

Při určování některých veličin jako poloha Comptonovy hrany jsem odhadoval chybu určení odhadem podle vzhledu grafu, protože na rozdíl od píků se nedá tak snadno prokládat.

Nejsilnějšími zdroji přírodního záření se opravdu ukazují být Ra, K a Th.

## 5 Závěr

Zkalibroval jsem detektor a následně jsem provedl měření několika spekter  $\gamma$  záření, která jsem následně analyzoval a popsal jejich jednotlivé části a jejich původ.

## 6 Literatura

- [1] **Studijní text k fyzikálnímu praktiku**  
 Studium spekter  $\gamma$ -záření  
[http://physics.mff.cuni.cz/vyuka/zfp/txt\\_400.pdf](http://physics.mff.cuni.cz/vyuka/zfp/txt_400.pdf)