

Bakalářská práce



České
vysoké
učení technické
v Praze

F4

Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská
Katedra fyziky

Charakterizace scintilačních detektorů na tokamaku GOLEM pro studium ubíhajících elektronů

Jakub Vinklárek

Vedoucí práce: Ing. Jaroslav Čěrovský
Studijní program: Fyzikální inženýrství
Specializace: Fyzika plazmatu a termojaderné fúze
Leden 2024

ZADÁNÍ BAKALÁŘSKÉ PRÁCE

Akademický rok: 2022/2023



Student: Jakub Vinklárek

Studijní program: Fyzikální inženýrství

Specializace: Fyzika plazmatu a termojaderné fúze

Název práce: Charakterizace scintilačních detektorů na tokamaku GOLEM pro
(česky) studium ubíhajících elektronů

Název práce: Characterization of scintillation detectors at GOLEM tokamak for
(anglicky) runaway electron studies

Jazyk práce: Čeština

Pokyny pro vypracování:

- 1) Seznámení se s problematikou ubíhajících elektronů na tokamacích.
- 2) Důkladné seznámení se s principy detekce tvrdého rentgenového záření pomocí scintilačních detektorů. Student bude věnovat pozornost zejména aplikacím scintilačních detektorů pro studium ubíhajících elektronů na tokamacích.
- 3) Provést charakterizaci scintilačních detektorů dostupných na tokamaku Golem. Charakterizací detektorů se rozumí jejich energetická kalibrace v co nejširším rozsahu energií pomocí dostupných zdrojů ionizujícího záření společně s určením jejich energetického rozlišení. Student tuto úlohu zautomatizuje.
- 4) Automatizace provozu scintilačních detektorů na tokamaku Golem. Vytvoření skriptu, který po úspěšném provedení výboje na tokamaku Golem zpracuje signály ze scintilačních detektorů a poskytne spektra tvrdého rentgenového záření společně s vývojem intenzity záření.
- 5) Interpretace dat ze scintilačních detektorů a pořízení energetických spekter tvrdého rentgenového záření generovaného ubíhající elektrony na tokamaku Golem.

Doporučená literatura:

- [1] Knoll, Glenn F. Radiation detection and measurement. John Wiley & Sons, 2010
- [2] L'Annunziata M. F. Handbook of Radioactivity Analysis (Amsterdam: Academic Press) 2010
- [3] Nocente, M., et al. MeV range particle physics studies in tokamak plasmas using gamma-ray spectroscopy. Plasma Physics and Controlled Fusion 62.1 (2019): 014015.
- [4] Breizman, Boris N., et al. Physics of runaway electrons in tokamaks. Nuclear Fusion 59.8 2019: 083001
- [5] Schlatter, Christian, Gamma ray spectrometry in tokamaks, CRPP internal report, INT 212/06 2026

Jméno a pracoviště vedoucího bakalářské práce:

Ing. Jaroslav Čeřovský
Katedra fyziky, Fakulta jaderná fyzikálně inženýrská ČVUT v Praze

Konzultant:

Ing. Vojtěch Svoboda, CSc.
Katedra fyziky, Fakulta jaderná fyzikálně inženýrská ČVUT v Praze

Datum zadání bakalářské práce: 20.10.2022

Termín odevzdání bakalářské práce: 02.08.2023

Doba platnosti zadání je dva roky od data zadání.

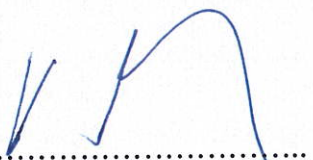


.....
garant studijního programu





.....
vedoucí katedry



.....
děkan

V Praze dne 20.10.2022



PROHLÁŠENÍ

Já, níže podepsaný

Jméno a příjmení studenta: Jakub Vinklárek

Osobní číslo: 502453

Studijní program: Fyzikální Inženýrství

Studijní obor:

Specializace: Fyzika plazmatu a termojaderné fúze

prohlašuji, že jsem bakalářskou práci s názvem:

Charakterizace scintilačních detektorů na tokamaku GOLEM pro studium ubíhajících elektronů

vypracoval samostatně a uvedl veškeré použité informační zdroje v souladu s Metodickým pokynem o dodržování etických principů při přípravě vysokoškolských závěrečných prací.

Rovněž souhlasím s porovnáním textu mé kvalifikační práce s databází kvalifikačních prací Theses.cz provozovanou Národním registrem vysokoškolských kvalifikačních prací a systémem na odhalování plagiátů.

V Praze dne 7.1. 2024

.....

podpis

Poděkování

V první řadě bych chtěl poděkovat svému vedoucímu Ing. Jaroslavu Čerovskému, za zadání, které mně pomohlo rozšířit mé obzory v rámci svého oboru, za nesčetné množství konzultací a korespondencí, při kterých se mnou práci probíral a za veškeré rady, které mi poskytl. Dále Ing. Vojtěchu Svobodovi, CSc. za umožnění experimentů na tokamaku GOLEM zvláště v termínech, které jsem nahlašoval pouze den předem. Další poděkování patří Bc. Filipu Papouškovi a Ing. Marku Tunklovi za pomoc při experimentech na tokamaku GOLEM. V neposlední řadě chci poděkovat své rodině za morální a psychickou podporu.

Prohlášení

Prohlašuji, že jsem předloženou práci vypracoval samostatně, a že jsem uvedl veškerou použitou literaturu.

V Praze, 5. ledna 2024

Abstrakt

Tato práce se zabývá problematikou charakterizace scintilačních detektorů pro studium ubíhajících elektronů. V první části jsou shrnuty principy detekce gamma záření, jeho interakce s scintilačními krystaly, fungování scintilačních detektorů a jejich využití související s ubíhajícími elektrony, mechanismy vzniku ubíhajících elektronů, druhy záření produkovaného ubíhajícími elektrony a jejich interakce se stěnou tokamaku. Druhá část se zabývá charakterizací detektorů na tokamaku GOLEM pomocí dostupných radionuklidů a jejím využitím pro určení maximální energie ubíhajících elektronů při výbojích na tokamaku GOLEM.

Klíčová slova: tokamak, ubíhající elektrony, scintilační detektor, energetická kalibrace, brzdné záření

Vedoucí práce: Ing. Jaroslav Čerovský
katedra fyziky FJFI

Abstract

This thesis addresses the problem of scintillation detector characterization for runaway electron study. The first part summarizes the principles of gamma-ray radiation detection, the gamma-ray radiation interactions with scintillation crystals, the workings of scintillation detectors and their applications concerning runaway electrons, the mechanisms of runaway electron generation, the runaway electron radiation and runaway electron tokamak wall interaction. The second part focuses on the characterization of the GOLEM tokamak scintillation detectors using available radionuclides and its use in determining the maximum runaway electron energy during GOLEM tokamak discharges.

Keywords: tokamak, runaway electrons, scintillation detector, energy calibration, bremsstrahlung

Title translation: Characterization of scintillation detectors at GOLEM tokamak for runaway electron studies

Obsah

Úvod	1
------	---

Část I Teoretická část

1 Diagnostika gamma záření	7
-----------------------------------	----------

1.1 Interakce gamma záření	7
----------------------------	---

1.1.1 Fotoelektrická absorpce	8
-------------------------------	---

1.1.2 Comptonův rozptyl	9
-------------------------	---

1.1.3 Pár pozitron elektron	9
-----------------------------	---

1.1.4 Funkce odezvy	9
---------------------	---

1.2 Diagnostika gamma záření ve fúzních zařízeních	10
--	----

1.2.1 Scintilační detektory	11
-----------------------------	----

2 Ubíhající elektrony	17
------------------------------	-----------

2.1 Vznik ubíhajících elektronů	17
---------------------------------	----

2.1.1 Primární ubíhající elektrony	18
------------------------------------	----

2.1.2 Sekundární ubíhající elektrony	19
--------------------------------------	----

2.2 Záření ubíhajících elektronů	20
----------------------------------	----

2.2.1 Synchrotronové záření	20
-----------------------------	----

2.2.2 Brzdné záření	22
---------------------	----

2.2.3 Produkce páru pozitron elektron	23
---------------------------------------	----

2.3 Interakce ubíhajících elektronů se stěnou tokamaku	23
--	----

Část II Praktická část

3 Charakterizace scintilačních detektorů	27
---	-----------

3.1 Charakterizované detektory	27
--------------------------------	----

3.1.1 NaI(Tl)	28
---------------	----

3.1.2 YAP(Ce)	28
---------------	----

3.1.3 CeBr ₃	29
-------------------------	----

3.2 Sběr dat pro energetickou kalibraci	29
---	----

3.2.1 Single-sequence měření	29
------------------------------	----

3.2.2 Histogramové měření	33
---------------------------	----

3.2.3 Srovnání metod	35
----------------------	----

3.3 Energetická kalibrace a rozlišení	35
---------------------------------------	----

3.3.1 Energetická kalibrace a rozlišení charakterizovaných detektorů ...	40	A.2 Měřené napětí dle (3.3)	83
3.3.2 Srovnání detektorů	56		
4 Měření ubíhajících detektorů na tokamaku GOLEM	59		
4.1 Měření	59		
4.2 Zpracování	59		
4.3 Automatizace	63		
Závěr	65		
Závěr	65		
Literatura	67		
Přílohy			
A Charakterizace	73		
A.1 Spektra detektorů	73		
A.1.1 CeBr ₃ -a	74		
A.1.2 CeBr ₃ -b	76		
A.1.3 YAP(Ce)	79		
A.1.4 NaI(Tl)	80		

Obrázky

- 1.1 Schéma popisující atenuaci reakcí fotonu s krystalem CeBr_3 a jeho jednotlivé příspěvky v závislosti na energii dopadajícího fotonu. Zelenou čarou je znázorněn celková atenuace, fialovou čarou je znázorněna atenuace fotoelektrické absorpce, tmavě modrou tečkovanou čarou je znázorněna atenuace Comptonova rozptylu a světle modrou čárkovanou čarou je znázorněna atenuace produkce pár pozitron. Schéma bylo vytvořeno pomocí [1]. 8
- 1.2 Spektrum ^{137}Cs naměřené na scintilačním detektoru $\text{NaI}(\text{Tl})$ z [2]. Číslo 1 označuje místo charakteristického rentgenového záření, které odpovídá hodnotě E_ν z (1.1) a pro ^{137}Cs odpovídá 32 keV, 2 označuje situaci, kdy se detekované záření Comptonovsky rozptýlilo na materiálu blízko okolo detektoru. Výsledný pík je potom okolo 200 keV. Číslo 3 označuje Comptonovu hranu, která je okrajem Comptonova kontinua vzniklého Comptonovým rozptylem a odpovídá energii 478 keV. Číslo 4 označuje pík plnné absorpce, který pro ^{137}Cs odpovídá 662 keV. 10
- 1.3 Schéma fotonásobiče propůjčené z [3] 14
- 2.1 Ilustrace tří nejdůležitějších mechanismů produkce ubíhajících elektronů. Na obrázcích jsou zobrazeny účinky na distribuční funkci. Upraveno z [4] 21
- 2.2 Účinný průřez energie fotonů vyzářených pomocí brzdného záření dopadajících elektronů s energií $E = 25$ MeV na povrch s atomovým číslem $Z = 42$ 24
- 3.1 Závislost elektronového zesílení fotonásobiče R6095 na napětí na detektoru U_d . Propůjčeno z [5] 28
- 3.2 Vlevo je výstupní signál osciloskopu při kalibraci detektoru $\text{CeBr}_3(\text{A})$ pro jeden cyklus měření při napětí na detektoru $U_d = 500\text{V}$. Zdrojem dopadajícího gamma záření bylo ^{137}Cs . Vpravo je přiblížení jednoho detekovaného pulzu. 30
- 3.3 Spektrum naměřených napětí na detektoru $\text{CeBr}_3(\text{A})$ pro jeden cyklus měření při napětí na detektoru $U_d = 500\text{V}$. Zdrojem dopadajícího gamma záření bylo ^{137}Cs 32
- 3.4 Spektrum naměřených napětí na detektoru $\text{CeBr}_3(\text{A})$ pro 4000 cyklů měření při napětí na detektoru $U_d = 550\text{V}$. Zdrojem dopadajícího gamma záření bylo ^{137}Cs 33
- 3.5 Spektrum naměřené detektorem $\text{CeBr}_3(\text{B})$ při napětí $U_d = 650$ V se zdrojem záření ^{137}Cs a ^{68}Co 36

3.6 Spektrum naměřené detektorem CeBr ₃ (B) při napětí $U_d = 650$ V se zdrojem záření ¹³⁷ Cs a ⁶⁸ Co. Pík plné absorpce ¹³⁷ Cs zeleně se středem v $U_{Cs} = 0,173$ V a $\sigma = 6,1$ mV. Píky plné absorpce ⁶⁸ Co žlutě se středy v $U_{Co1} = 0,300$ V resp. $U_{Co2} = 0,335$ V a $\sigma_1 = 5,94$ mV resp. $\sigma_2 = 6,99$ mV.	37
3.7 Spektrum naměřené detektorem CeBr ₃ (B) při napětí $U_d = 650$ V se zdrojem záření ¹³⁷ Cs a ⁶⁸ Co. Pík plné absorpce ¹³⁷ Cs zeleně se středem v $U_{Cs} = 0,173$ V a $\sigma = 6,1$ mV. Píky plné absorpce ⁶⁸ Co žlutě se středy v $U_{Co1} = 0,300$ V resp. $U_{Co2} = 0,335$ V a $\sigma_1 = 5,94$ mV resp. $\sigma_2 = 6,99$ mV. Dělenou čarou jsou vyznačeny Gaussovy křivky z využitých modelů.	38
3.8 Závislost měřeného napětí U_m na napětí na detektoru U_d a E proložené pozměněným polynomiálem (3.2), kde $a = 1593$ mV, $b = -6,19 \cdot 10^3$, $c = -0,51$ V/eV, $d = 0,0057 \cdot 10^3$ V ⁻¹ , $f = 0,0011$ (eV) ⁻¹ , pro detektor CeBr ₃ (B)	39
3.9 Spektrum naměřené detektorem CeBr ₃ (A) při napětí $U_d = 450$ V se zdrojem záření ¹³⁷ Cs a ⁶⁸ Co. Pík plné absorpce ¹³⁷ Cs zeleně se středem v $U_{Cs} = 0,0051$ V a $\sigma = 0,3$ mV. Píky plné absorpce ⁶⁸ Co žlutě se středy v $U_{Co1} = 0,0087$ V resp. $U_{Co2} = 0,0010$ V a $\sigma_1 = 0,39$ mV resp. $\sigma_2 = 0,44$ mV. Dělenou čarou jsou vyznačeny Gaussovy křivky z využitých modelů.	41
3.10 Spektrum naměřené detektorem CeBr ₃ (A) při napětí $U_d = 650$ V se zdrojem záření ¹³⁷ Cs a ⁶⁸ Co. Pík plné absorpce ¹³⁷ Cs zeleně se středem v $U_{Cs} = 0,0051$ V a $\sigma = 4,98$ mV. Píky plné absorpce ⁶⁸ Co žlutě se středy v $U_{Co1} = 0,167$ V resp. $U_{Co2} = 0,191$ V a $\sigma_1 = 7,39$ mV resp. $\sigma_2 = 7,03$ mV. Dělenou čarou jsou vyznačeny Gaussovy křivky z využitých modelů.	42
3.11 Spektrum naměřené detektorem CeBr ₃ (A) při napětí $U_d = 800$ V se zdrojem záření ¹³⁷ Cs a ⁶⁸ Co. Pík plné absorpce ¹³⁷ Cs zeleně se středem v $U_{Cs} = 0,51$ V a $\sigma = 28,7$ mV. Píky plné absorpce ⁶⁸ Co žlutě se středy v $U_{Co1} = 0,871$ V resp. $U_{Co2} = 0,994$ V a $\sigma_1 = 39,87$ mV resp. $\sigma_2 = 37,89$ mV. Dělenou čarou jsou vyznačeny Gaussovy křivky z využitých modelů.	42
3.12 Závislost měřeného napětí U_m na napětí na detektoru U_d a E proložené pozměněným polynomiálem (3.2), kde $a = 2530$ mV, $b = -10,2 \cdot 10^3$, $c = 1,25$ V/eV, $d = 0,00947 \cdot 10^3$ V ⁻¹ , $f = 0,00038$ (eV) ⁻¹ , pro detektor CeBr ₃ (A)	44
3.13 Závislost rozlišení S na napětí na detektoru U_d a E proložené pozměněným polynomiálem (3.5), kde $a = 19,64$, $b = -0,24$ V ⁻¹ , $c = 0,0030 \cdot 10^{-5}$ (keV) ⁻¹ , $d = 2,35 \cdot 10^{-5}$ V ⁻² , $e = -2,37 \cdot 10^{-6}$ (keV) ⁻² , $f = -4,95 \cdot 10^{-6}$ (keV ²) ⁻¹ , pro detektor CeBr ₃ (A)	45

- 3.14 Spektrum naměřené detektorem CeBr₃(B) při napětí $U_d = 450$ V se zdrojem záření ¹³⁷Cs a ⁶⁸Co. Pík plné absorpce ¹³⁷Cs zeleně se středem v $U_{Cs} = 0,012$ V a $\sigma = 0,446$ mV. Píky plné absorpce ⁶⁸Co žlutě se středy v $U_{Co1} = 0,0217$ V resp. $U_{Co2} = 0,0248$ V a $\sigma_1 = 0,54$ mV resp. $\sigma_2 = 0,56$ mV. Dělenou čarou jsou vyznačeny Gaussovy křivky z využitých modelů. 47
- 3.15 Spektrum naměřené detektorem CeBr₃(B) při napětí $U_d = 800$ V se zdrojem záření ¹³⁷Cs a ⁶⁸Co. Pík plné absorpce ¹³⁷Cs zeleně se středem v $U_{Cs} = 0,609$ V a $\sigma = 9,53$ mV. Píky plné absorpce ⁶⁸Co žlutě se středy v $U_{Co1} = 0,802$ V resp. $U_{Co2} = 0,840$ V a $\sigma_1 = 7,57$ mV resp. $\sigma_2 = 9,53$ mV. Dělenou čarou jsou vyznačeny Gaussovy křivky z využitých modelů. 48
- 3.16 Závislost rozlišení S na napětí na detektoru U_d a E proložené pozměněným polynomiálem (3.5), kde $a = 8,31$, $b = 0,043$ V⁻¹, $c = -0,022$ (keV)⁻¹, $d = -4,56 \cdot 10^{-5}$ V⁻², $e = 7,81 \cdot 10^{-6}$ (keV)⁻², $f = 2,91 \cdot 10^{-6}$ (keV²)⁻¹, pro detektor CeBr₃(B) 48
- 3.17 Spektrum naměřené detektorem YAP(Ce) při napětí $U_d = 500$ V se zdrojem záření ¹³⁷Cs a ⁶⁸Co. Pík plné absorpce ¹³⁷Cs zeleně se středem v $U_{Cs} = 0,00337$ V a $\sigma = 0,27$ mV. Píky plné absorpce ⁶⁸Co jsem nebyl schopen ve spektru rozeznat. 49
- 3.18 Spektrum naměřené detektorem YAP(Ce) při napětí $U_d = 650$ V se zdrojem záření ¹³⁷Cs a ⁶⁸Co. Pík plné absorpce ¹³⁷Cs zeleně se středem v $U_{Cs} = 0,027$ V a $\sigma = 1,62$ mV. Píky plné absorpce ⁶⁸Co žlutě se středy v $U_{Co1} = 0,043$ V resp. $U_{Co2} = 0,0493$ V a $\sigma_1 = 1,53$ mV resp. $\sigma_2 = 2,68$ mV. Dělenou čarou jsou vyznačeny Gaussovy křivky z využitých modelů. 50
- 3.19 Spektrum naměřené detektorem YAP(Ce) při napětí $U_d = 800$ V se zdrojem záření ¹³⁷Cs a ⁶⁸Co. Pík plné absorpce ¹³⁷Cs zeleně se středem v $U_{Cs} = 0,100$ V a $\sigma = 3,11$ mV. Píky plné absorpce ⁶⁸Co žlutě se středy v $U_{Co1} = 0,130$ V resp. $U_{Co2} = 0,138$ V a $\sigma_1 = 1,84$ mV resp. $\sigma_2 = 3,62$ mV. Dělenou čarou jsou vyznačeny Gaussovy křivky z využitých modelů. 51
- 3.20 Závislost měřeného napětí U_m na napětí na detektoru U_d a E proložené pozměněným polynomiálem s exponenciální závislostí (3.3), kde $a = -7,51 \cdot 10^3$ mV, $b = 0,09 \cdot 10^3$ mV, $c = -0,10$ V/eV, $d = 0,00829$ V⁻¹, $f = 0,00021$ (eV)⁻¹, pro detektor YAP(Ce) 52
- 3.21 Závislost rozlišení S na napětí na detektoru U_d a E proložené pozměněným polynomiálem (3.5), kde $a = 44,2$, $b = 0,052$ V⁻¹, $c = -0,080$ (keV)⁻¹, $d = -7,47 \cdot 10^{-5}$ V⁻², $e = 3,42 \cdot 10^5$ (keV)⁻², $f = 1,15 \cdot 10^{-5}$ (keV²)⁻¹, pro detektor YAP(Ce)..... 53

3.22 Spektrum naměřené detektorem NaI(Tl) při napětí $U_d = 550$ V se zdrojem záření ^{137}Cs a ^{68}Co . Pík plné absorpce ^{137}Cs zeleně se středem v $U_{Cs} = 0,00378$ V a $\sigma = 0,38$ mV. Píky plné absorpce ^{68}Co jsem nebyl schopen ve spektru rozeznat.	56	4.5 Vzhled diagnostiky tvrdého rentgenového záření na tokamaku GOLEM pro výboj #43399	63
3.23 Spektrum naměřené detektorem NaI(Tl) při napětí $U_d = 800$ V se zdrojem záření ^{137}Cs a ^{68}Co . Pík plné absorpce ^{137}Cs zeleně se středem v $U_{Cs} = 0,057$ V a $\sigma = 6,81$ mV. Píky plné absorpce ^{68}Co jsem nebyl schopen ve spektru rozeznat.	57	A.1 Spektrum naměřené detektorem CeBr ₃ (A) při napětí $U_d = 500$ V se zdrojem záření ^{137}Cs a ^{68}Co . Pík plné absorpce ^{137}Cs zeleně se středem v $U_{Cs} = 0,0119$ V a $\sigma = 0,64$ mV. Píky plné absorpce ^{68}Co žlutě se středy v $U_{Co1} = 0,0203$ V resp. $U_{Co2} = 0,0232$ V a $\sigma_1 = 0,86$ mV resp. $\sigma_2 = 1,03$ mV. Dělenou čarou jsou vyznačeny Gaussovy křivky z využitých modelů.	74
4.1 Spektrum tvrdého rentgenového záření na tokamaku GOLEM, naměřené detektorem CeBr ₃ (B) s $U_d = 600$ V, při výboji #43396. . .	60	A.2 Spektrum naměřené detektorem CeBr ₃ (A) při napětí $U_d = 550$ V se zdrojem záření ^{137}Cs a ^{68}Co . Pík plné absorpce ^{137}Cs zeleně se středem v $U_{Cs} = 0,0262$ V a $\sigma = 1,23$ mV. Píky plné absorpce ^{68}Co žlutě se středy v $U_{Co1} = 0,0439$ V resp. $U_{Co2} = 0,050$ V a $\sigma_1 = 2,01$ mV resp. $\sigma_2 = 1,78$ mV. Dělenou čarou jsou vyznačeny Gaussovy křivky z využitých modelů.	74
4.2 Spektrum změřeného tvrdého rentgenového záření na tokamaku GOLEM naměřené detektorem CeBr ₃ (B) s $U_d = 600$ při výboji #41914.	61	A.3 Spektrum naměřené detektorem CeBr ₃ (A) při napětí $U_d = 600$ V se zdrojem záření ^{137}Cs a ^{68}Co . Pík plné absorpce ^{137}Cs zeleně se středem v $U_{Cs} = 0,0527$ V a $\sigma = 2,98$ mV. Píky plné absorpce ^{68}Co žlutě se středy v $U_{Co1} = 0,167$ V resp. $U_{Co2} = 0,191$ V a $\sigma_1 = 3,83$ mV resp. $\sigma_2 = 4,21$ mV. Dělenou čarou jsou vyznačeny Gaussovy křivky z využitých modelů.	75
4.3 Vývoj intenzity detekovaného záření v závislosti na čase detektorem CeBr ₃ (B) při výboji na tokamaku GOLEM #43396.	62		
4.4 Energetické spektrum změřeného tvrdého rentgenového záření na tokamaku GOLEM naměřené detektorem CeBr ₃ (B) s $U_d = 600$ při výboji #41999. Naměřená spodní hranice energetického maxima $E_{RE} = 657,5$ keV.	62		

- A.4 Spektrum naměřené detektorem CeBr₃(A) při napětí $U_d = 700$ V se zdrojem záření ¹³⁷Cs a ⁶⁸Co. Pík plné absorpce ¹³⁷Cs zeleně se středem v $U_{Cs} = 0,177$ V a $\sigma = 9,8$ mV. Píky plné absorpce ⁶⁸Co žlutě se středy v $U_{Co1} = 0,303$ V resp. $U_{Co2} = 0,347$ V a $\sigma_1 = 13,48$ mV resp. $\sigma_2 = 14,9$ mV. Dělenou čarou jsou vyznačeny Gaussovy křivky z využitých modelů. 75
- A.5 Spektrum naměřené detektorem CeBr₃(A) při napětí $U_d = 750$ V se zdrojem záření ¹³⁷Cs a ⁶⁸Co. Pík plné absorpce ¹³⁷Cs zeleně se středem v $U_{Cs} = 0,305$ V a $\sigma = 17,8$ mV. Píky plné absorpce ⁶⁸Co žlutě se středy v $U_{Co1} = 0,526$ V resp. $U_{Co2} = 0,602$ V a $\sigma_1 = 24,12$ mV resp. $\sigma_2 = 23,56$ mV. Dělenou čarou jsou vyznačeny Gaussovy křivky z využitých modelů. 76
- A.6 Spektrum naměřené detektorem CeBr₃(B) při napětí $U_d = 500$ V se zdrojem záření ¹³⁷Cs a ⁶⁸Co. Pík plné absorpce ¹³⁷Cs zeleně se středem v $U_{Cs} = 0,026$ V a $\sigma = 0,91$ mV. Píky plné absorpce ⁶⁸Co žlutě se středy v $U_{Co1} = 0,046$ V resp. $U_{Co2} = 0,053$ V a $\sigma_1 = 1,17$ mV resp. $\sigma_2 = 1,29$ mV. Dělenou čarou jsou vyznačeny Gaussovy křivky z využitých modelů. 76
- A.7 Spektrum naměřené detektorem CeBr₃(B) při napětí $U_d = 550$ V se zdrojem záření ¹³⁷Cs a ⁶⁸Co. Pík plné absorpce ¹³⁷Cs zeleně se středem v $U_{Cs} = 0,051$ V a $\sigma = 1,74$ mV. Píky plné absorpce ⁶⁸Co žlutě se středy v $U_{Co1} = 0,0896$ V resp. $U_{Co2} = 0,102$ V a $\sigma_1 = 2,17$ mV resp. $\sigma_2 = 2,31$ mV. Dělenou čarou jsou vyznačeny Gaussovy křivky z využitých modelů. 77
- A.8 Spektrum naměřené detektorem CeBr₃(B) při napětí $U_d = 600$ V se zdrojem záření ¹³⁷Cs a ⁶⁸Co. Pík plné absorpce ¹³⁷Cs zeleně se středem v $U_{Cs} = 0,098$ V a $\sigma = 3,36$ mV. Píky plné absorpce ⁶⁸Co žlutě se středy v $U_{Co1} = 0,173$ V resp. $U_{Co2} = 0,197$ V a $\sigma_1 = 4,40$ mV resp. $\sigma_2 = 4,38$ mV. Dělenou čarou jsou vyznačeny Gaussovy křivky z využitých modelů. 77
- A.9 Spektrum naměřené detektorem CeBr₃(B) při napětí $U_d = 700$ V se zdrojem záření ¹³⁷Cs a ⁶⁸Co. Pík plné absorpce ¹³⁷Cs zeleně se středem v $U_{Cs} = 0,291$ V a $\sigma = 9,58$ mV. Píky plné absorpce ⁶⁸Co žlutě se středy v $U_{Co1} = 0,459$ V resp. $U_{Co2} = 0,499$ V a $\sigma_1 = 6,67$ mV resp. $\sigma_2 = 8,68$ mV. Dělenou čarou jsou vyznačeny Gaussovy křivky z využitých modelů. 78

- A.10 Spektrum naměřené detektorem CeBr₃(B) při napětí $U_d = 750$ V se zdrojem záření ¹³⁷Cs a ⁶⁸Co. Pík plné absorpce ¹³⁷Cs zeleně se středem v $U_{Cs} = 0,451$ V a $\sigma = 7,17$ mV. Píky plné absorpce ⁶⁸Co žlutě se středy v $U_{Co1} = 0,639$ V resp. $U_{Co2} = 0,682$ V a $\sigma_1 = 7,17$ mV resp. $\sigma_2 = 8,94$ mV. Dělenou čarou jsou vyznačeny Gaussovy křivky z využitých modelů. 78
- A.11 Spektrum naměřené detektorem YAP(Ce) při napětí $U_d = 550$ V se zdrojem záření ¹³⁷Cs a ⁶⁸Co. Pík plné absorpce ¹³⁷Cs zeleně se středem v $U_{Cs} = 0,0075$ V a $\sigma = 0,49$ mV. Píky plné absorpce ⁶⁸Co žlutě se středy v $U_{Co1} = 0,0125$ V resp. $U_{Co2} = 0,0142$ V a $\sigma_1 = 0,56$ mV resp. $\sigma_2 = 0,61$ mV. Dělenou čarou jsou vyznačeny Gaussovy křivky z využitých modelů. 79
- A.12 Spektrum naměřené detektorem YAP(Ce) při napětí $U_d = 600$ V se zdrojem záření ¹³⁷Cs a ⁶⁸Co. Pík plné absorpce ¹³⁷Cs zeleně se středem v $U_{Cs} = 0,015$ V a $\sigma = 1,62$ mV. Píky plné absorpce ⁶⁸Co žlutě se středy v $U_{Co1} = 0,0238$ V resp. $U_{Co2} = 0,028$ V a $\sigma_1 = 1,50$ mV resp. $\sigma_2 = 1,92$ mV. Dělenou čarou jsou vyznačeny Gaussovy křivky z využitých modelů. 79
- A.13 Spektrum naměřené detektorem YAP(Ce) při napětí $U_d = 700$ V se zdrojem záření ¹³⁷Cs a ⁶⁸Co. Pík plné absorpce ¹³⁷Cs zeleně se středem v $U_{Cs} = 0,0467$ V a $\sigma = 2,44$ mV. Píky plné absorpce ⁶⁸Co žlutě se středy v $U_{Co1} = 0,0716$ V resp. $U_{Co2} = 0,0781$ V a $\sigma_1 = 1,67$ mV resp. $\sigma_2 = 2,67$ mV. Dělenou čarou jsou vyznačeny Gaussovy křivky z využitých modelů. 80
- A.14 Spektrum naměřené detektorem YAP(Ce) při napětí $U_d = 750$ V se zdrojem záření ¹³⁷Cs a ⁶⁸Co. Pík plné absorpce ¹³⁷Cs zeleně se středem v $U_{Cs} = 0,0732$ V a $\sigma = 2,78$ mV. Píky plné absorpce ⁶⁸Co žlutě se středy v $U_{Co1} = 0,0994$ V resp. $U_{Co2} = 0,107$ V a $\sigma_1 = 1,93$ mV resp. $\sigma_2 = 3,27$ mV. Dělenou čarou jsou vyznačeny Gaussovy křivky z využitých modelů. 80
- A.15 Spektrum naměřené detektorem NaI(Tl) při napětí $U_d = 600$ V se zdrojem záření ¹³⁷Cs a ⁶⁸Co. Pík plné absorpce ¹³⁷Cs zeleně se středem v $U_{Cs} = 0,00736$ V a $\sigma = 0,67$ mV. Píky plné absorpce ⁶⁸Co jsem nebyl schopen ve spektru rozeznat. 81
- A.16 Spektrum naměřené detektorem NaI(Tl) při napětí $U_d = 650$ V se zdrojem záření ¹³⁷Cs a ⁶⁸Co. Pík plné absorpce ¹³⁷Cs zeleně se středem v $U_{Cs} = 0,0146$ V a $\sigma = 1,39$ mV. Píky plné absorpce ⁶⁸Co jsem nebyl schopen ve spektru rozeznat. 81

A.17 Spektrum naměřené detektorem NaI(Tl) při napětí $U_d = 700$ V se zdrojem záření ^{137}Cs a ^{68}Co . Pík plné absorpce ^{137}Cs zeleně se středem v $U_{Cs} = 0,0263$ V a $\sigma = 1,82$ mV. Píky plné absorpce ^{68}Co jsem nebyl schopen ve spektru rozeznat. 82

A.18 Spektrum naměřené detektorem NaI(Tl) při napětí $U_d = 750$ V se zdrojem záření ^{137}Cs a ^{68}Co . Pík plné absorpce ^{137}Cs zeleně se středem v $U_{Cs} = 0,0474$ V a $\sigma = 3,84$ mV. Píky plné absorpce ^{68}Co jsem nebyl schopen ve spektru rozeznat. 82

A.19 Závislost měřeného napětí U_m na napětí na detektoru U_d a E proložené pozměněným polynomiálem s exponenciální závislostí na E (3.3), kde $a = -97,07 \cdot 10^3$ mV, $b = 0,00026 \cdot 10^3$ mV, $c = -0,366$ V/eV, $d = 0,0180$ V $^{-1}$, $f = 0,00092(\text{eV})^{-1}$, pro detektor CeBr₃-a 83

Tabulky

3.1 Hodnoty středů píků plné absorpce U_m v mV a σ Gaussových křivek, kterými byly fitovány pro měření s detektorem CeBr₃(A) v závislosti na napětích na detektoru U_d 43

3.2 Hodnoty středů píků plné absorpce U_m a σ Gaussových křivek, kterými byly fitovány pro měření s detektorem CeBr₃(B) 46

3.3 Hodnoty středů píků plné absorpce U_m a σ Gaussových křivek, kterými byly fitovány pro měření s detektorem YAP(Ce) 54

3.4 Hodnoty středů píků plné absorpce U_m a σ Gaussových křivek, kterými byly fitovány pro měření s detektorem NaI(Tl). Rozlišení S bylo určeno pomocí (1.5). 56



Úvod

Od doby, kdy byla magnetická fúze poprvé představena jako potenciální zdroj energie, bylo dosaženo významného pokroku, který se většinou soustředil na dosažení nezbytných vědeckých poznatků o fúzním plazmatu a na to, jak v něm nejlépe vyvolat fúzní reakce produkující energii. S tím, jak bylo dosaženo hlubšího vědeckého poznání, začala být věnována větší pozornost technologickým otázkám spojeným s konfigurací a řízením těchto reakcí produkujících energii. [6]

Dosud se ve výzkumných zařízeních pro magnetickou fúzi nepodařilo udržet plazma s počtem a frekvencí fúzních reakcí, které by byly dostatečné k produkci většího výkonu, než kolik se spotřebuje. To se změní s očekávaným dokončením tokamaku ITER, který se v současné době staví v jižní Francii.

Energie z jaderné fúze neprodukuje žádné sloučeniny, které jsou zodpovědné za globální oteplování. Ve skutečnosti je v současné době celosvětový nedostatek jejího hlavního reakčního produktu, helia. Nebezpečí jaderné havárie prakticky nehrozí, protože na rozdíl od štěpení nemůže dojít k roztavení reaktoru, protože nekontrolovaný nárůst energie vede k samovolnému vypnutí reakce. Je však nutné dále studovat reakce, které mohou tokamaky poškodit, jako například ubíhající elektrony.

Plazma. Plazma je kvazineutrální systém pohyblivých nabitých (a případně i neutrálních) částic, který vykazuje kolektivní chování. [7]

.....

Systém je kvazineutrálním, pokud v makroskopických objemech je jeho celkový náboj mnohem menší než celkové množství kladného náboje (a absolutní hodnota celkového záporného náboje).

Pojmem kolektivní chování označujeme vzájemné působení částic pomocí makroskopických elektromagnetických polí na rozdíl od mikroskopických polí, kterými na sebe působí částice při binární srážce. V důsledku stínění je binární působení v ideálním plazmatu účinné jen do vzdálenosti Debyovy délky, k působení nabitých částic na větší vzdálenosti dochází jen v důsledku makroskopických elektromagnetických polí vytvářených makroskopickými kolektivními náboji a proudy. [8]

Debyova délka je vzdálenost charakterizující stínění v plazmatu a odpovídá hodnotě:

$$\lambda_D = \left(\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{n_e e^2} \right)^{1/2}, \quad (1)$$

kde ϵ_0 je permitivita vakua, k_B je Boltzmannova konstanta, e je elementární náboj, T_e je elektronová teplota a n_e je elektronová hustota.

Tokamak. Tokamak je zařízení využívané pro udržení plazmatu pomocí magnetického pole. Slovo tokamak pochází z ruštiny a je zkratkou pro: „toroidální komora s magnetickými cívkami“. Tokamaky jsou charakterizovány silným toroidálním magnetickým polem a indukcí elektrického proudu v plazmatu. Plazma se chová jako sekundární vinutí transformátoru a primárním je centrální sloupec tokamaku. Elektrický proud v plazmatu vytváří poloidální elektrické pole pomocí Ampérova zákona a ohřívá plazma pomocí Joulova efektu. [9]

Magnetické udržení má své využití v termojaderné fúzi, kde je potřeba dosáhnout teplot desítek milionů Kelvinů. Žádný dosud známý materiál by kontakt s tak velkými teplotami nevydržel. Magnetickým udržením dokážeme zabránit kontaktu plazmatu s materiálem. V plazmatu se objevuje velké množství nestabilit, které omezují nepřetržitý provoz tokamaku a představují pro něj nebezpečí. Kvůli nestabilitám může plazma náhle kolabovat. Tento jev nazýváme disrupcí a může být doprovázen vznikem ubíhajících elektronů. [10]

Při disrupcích dochází v tokamacích k náhlým ztrátám tepelné a magnetické energie uložené v plazmatu. Na velkých zařízeních, jako je tokamak ITER, mohou vést k extrémním tokům energie a mechanickým silám, které působí na komponenty první stěny reaktoru. Hlavním zdrojem mechanického namáhání během disrupce jsou elektrické proudy, např. halo proudy cirkulující mezi

plazmatem a první stěnou reaktoru, které v kombinaci se silným magnetickým polem v tokamaku vytvářejí obrovské síly nebo vířivé proudy, které vznikají rychlým poklesem magnetického pole a indukují se ve stěně tokamaku.[11]



Část I

Teoretická část

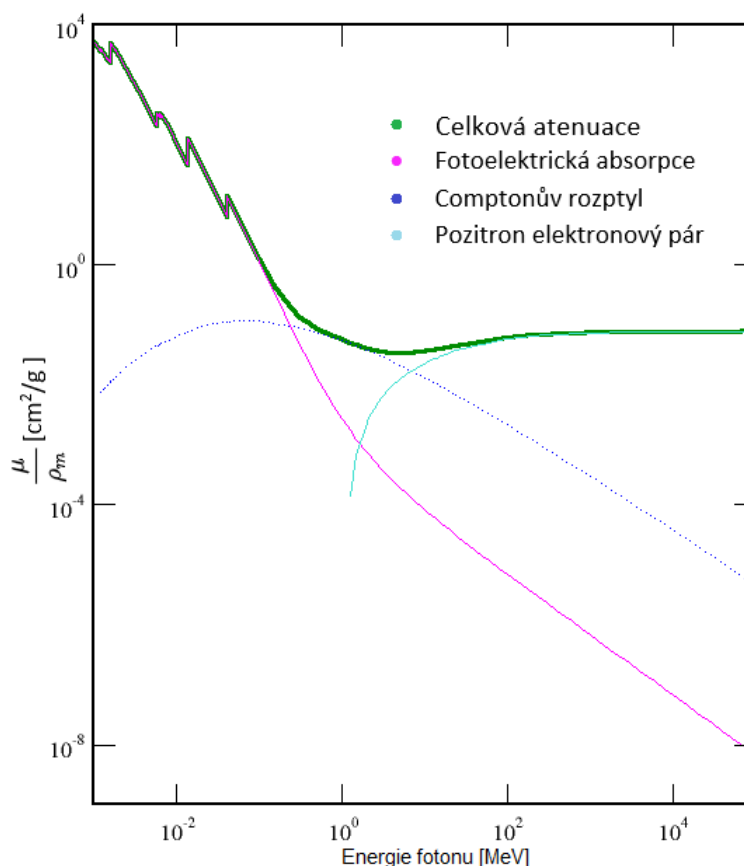
Kapitola 1

Diagnostika gamma záření

1.1 Interakce gamma záření

Nejdůležitějšími interakcemi gamma záření s hmotou jsou fotoelektrická absorpce, Comptonův rozptyl a produkce páru elektron a pozitron. Ve všech zmíněných procesech předává gamma foton kompletně nebo částečně svou energii elektronu. Nalétající gamma foton při nich zanikne nebo se rozptýlí pod úhlem θ .

Pro dopadající záření s energií v stovkách keV dominuje fotoelektrická absorpce, pro záření s vysokou energií vyšší než 5 MeV dominuje produkce elektron pozitronového páru a Comptonův rozptyl nastane nejpravděpodobněji mezi těmito extrémy. [12] Vlivy jednotlivých interakcí v krystalu CeBr₃ lze vidět na Obr.1.1.



Obrázek 1.1: Schéma popisující atenuaci reakcí fotonu s krystalem CeBr₃ a jeho jednotlivé příspěvky v závislosti na energii dopadajícího fotonu. Zelenou čarou je znázorněn celková atenuace, fialovou čarou je znázorněna atenuace fotoelektrické absorpce, tmavě modrou tečkovanou čarou je znázorněna atenuace Comptonova rozptylu a světle modrou čárkovanou čarou je znázorněna atenuace produkce pár pozitron. Schéma bylo vytvořeno pomocí [1].

1.1.1 Fotoelektrická absorpce

Foton při interakci s atomem zaniká a atom emituje fotoelektron z elektronového obalu. Při interakci vysokoenergetického gamma záření bude elektron nejpravděpodobněji pocházet z K slupky atomu. Energie takto vzniklého fotoelektronu odpovídá:

$$E_{e^-} = h\nu - E_v, \quad (1.1)$$

kde E_v je vazebná energie fotoelektronu. Tím na místě elektronu vznikne díra a při rekombinaci na jejím místě může vzniknout charakteristické rentgenové záření. Ve většině případů je však znovu fotoelektricky absorbováno vnějšími slupkami elektronového obalu.

Fotoelektrická absorpce převládá pro nízké energie dopadajících fotonů, jak je možné vidět na Obr.1.1

1.1.2 Comptonův rozptyl

Comptonův rozptyl je interakce mezi fotonem a elektronem. Pro gamma záření o energiích do jednotek MeV je toto nejčastější forma interakce. Gamma foton se rozptýlí pod úhlem θ . Energie předaná elektronu v klidu závisí na úhlu θ :

$$E_{e^-} = h\nu \left(\frac{(h\nu/m_0c^2)(1 - \cos\theta)}{1 + (h\nu/m_0c^2)(1 - \cos\theta)} \right), \quad (1.2)$$

kdy maximální předání energie proběhne při $\theta = \pi$. Při této interakci si gamma foton vždy zachová část původní energie a to i v případě $\theta = \pi$

Pravděpodobnost, že se gamma foton rozptýlí na atomu závisí na počtu elektronů a tudíž roste lineárně s Z .

1.1.3 Pár pozitron elektron

Produkce páru pozitron elektron proběhne pouze pokud energie gamma záření je větší než klidová energie dvou elektronů a pravděpodobnost tohoto procesu se zvyšuje s větší energií gamma záření ($E \geq 1,02$ MeV). Energie větší než 1,02 MeV je převedena na kinetickou energii vytvořeného elektronu a pozitronu. Pozitron se anihiluje v detektoru a vytváří dva anihilační fotony. Pro jejich kinetickou energii tedy platí:

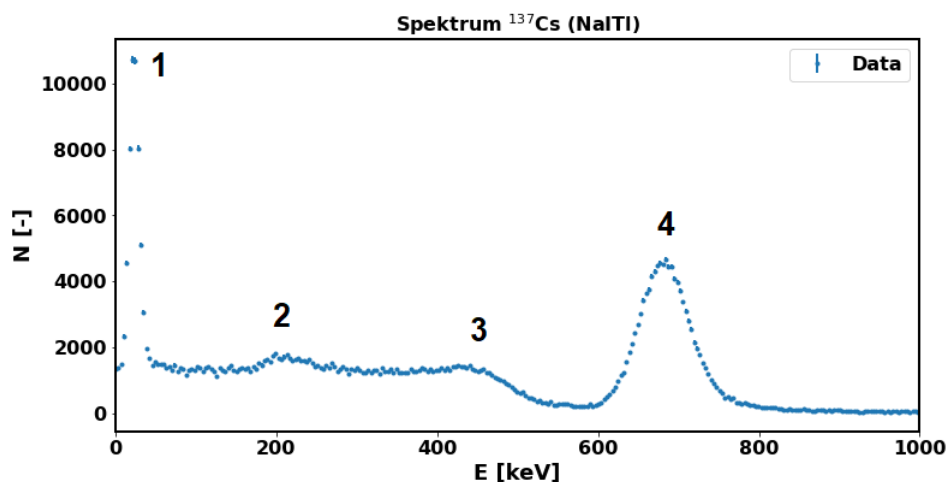
$$E_{e^-} + E_{e^+} = h\nu - 2m_0c^2 \quad (1.3)$$

Interakce vytvoření elektron pozitronového páru převládá pro vysoké energie dopadajícího gamma záření Obr.1.1.

1.1.4 Funkce odezvy

Při složení všech možných interakcí v detektoru dostaneme pro danou energii tvrdého rentgenového záření funkci odezvy, která může vypadat např. jako Obr.1.2.

Tvar funkce odezvy se bude měnit v závislosti na energii dopadajícího záření. Naštěstí se zdá, že funkce odezvy se mezi známými přirozenými zdroji chová lineárně, což lze využít ke kalibraci. Extrapolace do energií vyšších než jsou běžně dostupné zdroje jsou velice nepřesné a je potřeba dále zjišťovat jak tvar funkce odezvy v takové situaci určit. V našem měření takový problém nemáme, protože tokamak GOLEM není schopný produkovat elektrony s vyšší energií než zhruba 500 keV. [13]



Obrázek 1.2: Spektrum ^{137}Cs naměřené na scintilačním detektoru NaI(Tl) z [2]. Číslo 1 označuje místo charakteristického rentgenového záření, které odpovídá hodnotě E_ν z (1.1) a pro ^{137}Cs odpovídá 32 keV, 2 označuje situaci, kdy se detekované záření Comptonovsky rozptýlilo na materiálu blízko okolo detektoru. Výsledný pík je potom okolo 200 keV. Číslo 3 označuje Comptonovu hranu, která je okrajem Comptonova kontinua vzniklého Comptonovým rozptylem a odpovídá energii 478 keV. Číslo 4 označuje pík plnné absorpce, který pro ^{137}Cs odpovídá 662 keV.

1.2 Diagnostika gamma záření ve fúzních zařízeních

Detektory ve fúzních zařízeních musí být odolné vůči vysokoenergetickým neutronovým tokům. Musí být schopné rozeznat zdroje gamma záření a mít dobré energetické rozlišení, vysokou účinnost detekce a mít schopnost udržet vysoký počet událostí za sekundu (count rate). Tyto předpoklady splňují zatím pouze scintilační detektory. [14].

■ 1.2.1 Scintilační detektory

Energie dopadajícího gamma záření je v scintilačních krystalech předávána elektronům, které se uvolňují a jejich zpomalováním se vytváří světelný pulz, který je pomocí fotonásobiče transformován na elektrický signál.

V této práci uvažujeme scintilační detektor jako scintilační krystal párovaný s fotonásobičem.

Gamma záření v krystalu předává energii třemi hlavními procesy, které jsou popsány v 1.1. Při zpomalování tyto elektrony produkují nízkenergetické fotony o vlnových délkách viditelného spektra.

■ Vlastnosti scintilátorů

Scintilační detektory jsou charakterizované dle jejich materiálu, ve kterém scintilace probíhá. Ideální materiál by měl efektivně měnit kinetickou energii nabitých částic na detekovatelné světlo a pro něj být průhledný. Světelný výtěžek by měl být úměrný deponované energii v co největším rozsahu. Doba scintilace by měla být krátká, pro vytváření rychlých signálových impulzů. Měl by mít index lomu blízký sklu, kvůli dobrému párování s fotonásobičem. U detektorů určujeme následující parametry:

- Světelný výtěžek(light yield) - počet fotonů vyprodukovaných v závislosti na absorbované energii dopadající částice.
- Luminescence - schopnost spontánně emitovat záření excitovanými materiály nad úroveň jejich tepelného záření při dané teplotě. Lze jí dělit na fluorescenci, která probíhá v řádech nanosekund jako reakce na excitaci a produkuje viditelné světlo a fosforescenci, která je mnohem pomalejší a produkuje světlo s větší vlnovou délkou.
- Relaxační doba (decay time) - čas za který po excitaci klesne intenzita emise na $1/e$ původní hodnoty.
- Dosvit (afterglow) - doba za kterou klesne intenzita emise na $1/e$ původní hodnoty v případě dlouho trvající luminescence (fosforescence).
- Energetické rozlišení - stanovuje rozlišitelnost signálů, které detekujeme. Projeví se šířkou píku v funkci odezvy jako například píky plné absorpce

v Obr. 1.2. O signálech řekneme, že jsou v detektoru rozlišitelné, když se nepřekrývají jejich FWHM¹.

Neexistuje zatím žádný materiál, který by splňoval všechny požadované vlastnosti, a proto se pro různá měření používají jiné materiály. Organické scintilátory relativně rychlejší odezvu, ale malý světelný výtěžek. Anorganické scintilátory mají obecně nejlepší světelný výtěžek a linearitu odezvy, ale mají relativně pomalejší odezvu. Pro detekci a měření gamma záření jsou vhodnější anorganické scintilátory, jelikož mají větší atomové číslo Z . [12]

■ Anorganické scintilátory

V nevodivých a polo vodivých materiálech se mohou elektrony vyskytovat jen v diskretních energetických hladinách, které jsou od sebe oddělené zakázaným pásem. Nižší energetické hladiny jsou součástí valenčního pásu a vyšší energetické hladiny jsou součástí vodivostního pásu. Pokud elektron ve valenčním páse absorbuje dostatek energie, může přejít do vodivostního pásu a zanechá za sebou elektronovou díru. Zpětné zaplnění elektronové díry za emise fotonu je v ryzím krystalu neefektivním procesem a emitovaný foton nebude z viditelného spektra.

Do anorganických scintilátorů se z tohoto důvodu přidávají dopanty, které zvyšují pravděpodobnost emise viditelného fotonu, zvané aktivátory. Přidáním aktivátorů do krystalu vytváříme také oblasti, kde jsou energetické hladiny v zakázaném páse. Z těch může elektron de-excitovat do valenčního pásu za emise fotonu s nižší energií.

Využívají se různé kombinace materiálů pro dosažení požadovaných vlastností.

Halogenidy alkalických kovů.

- NaI(Tl) byl poprvé použit v roce 1948, kdy Robert Hofstadter ukázal, že krystalický jodid sodný se stopami jodidu thalného, má velký světelný výtěžek oproti do té doby používaným organickým materiálům. Právě světelný výtěžek má stále jeden z největších, s produkcí zhruba 38 000

¹šířka píku v polovině jeho výšky (Full width at half maximum)

fotonů na MeV absorbované energie. [12] Na svou dobu měl NaI(Tl) velice krátkou relaxační dobu, která se pohybuje okolo 230 ns. Má problémy z dosvitem, který je u něj rozšířený při velké četnosti dopadajících částic.

- CsI(Tl) neboli krystalický jodid cesný má ještě větší světelný výtěžek než předešle zmíněný NaI(Tl), ale většina emitovaných fotonů má větší energii a jeho emisní spektrum se hůře páruje s fotonásobiči. Ve výsledku má tedy při testování horší reálný světelný výtěžek. Má také nejpomalejší relaxační dobu ze všech používaných anorganických scintilačních materiálů. [12].

Krystaly s dlouhou relaxační dobou.

- $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ neboli germaničitan tetrabismutitý (dále BGO), má velkou hustotu a velké atomové číslo ($Z_{\text{Bi}}=83$). Z běžně dostupných scintilátorů má tedy největší pravděpodobnost pro nastání fotoelektrické absorpce. Má velký index lomu ($n_{\text{Bi}} = 2,15$), což snižuje účinnost sběru světla a snižuje reálný světelný výtěžek. Jako další scintilátory v této kategorii má BGO dlouhou relaxační dobu 300 ns. V BGO téměř nedochází k dosvitu, má velice dobré energetické rozlišení a špatné časové rozlišení.
- $\text{ZnS}(\text{Ag})$ neboli stříbrem aktivovaný sulfid zinečnatý má podobnou účinnost jako NaI(Tl), ale lze ho vyrobit pouze v podobě polykrystalického prachu a je nepraktický pro diagnostiku gamma záření, kvůli jeho nízké senzitivitě.

Krystaly s krátkou relaxační dobou aktivované cerem. Dopováním krystalu cerem lze dosáhnout vysokého světelného výtěžku v kombinaci s krátkou relaxační dobou. V závislosti na krystalu dosahuje cerium relaxační doby v rozmezí 20 až 80 ns. Dobrým hostitelem pro cer jsou halogenidy a oxidy vzácných zemin. Tyto krystaly mají vysoké atomové číslo a proto jsou vhodné pro detekci a měření gamma záření.

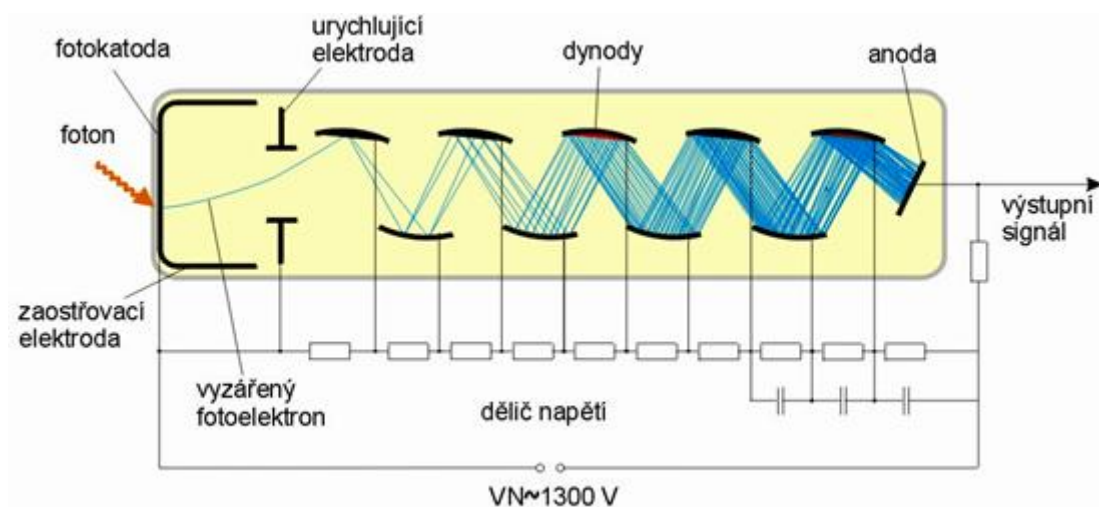
- $\text{YAlO}_3(\text{Ce})$ označovaný jako YAP má relativně velkou hustotu ($\rho = 5,37\text{g/cm}^3$), krátkou relaxační dobu, emituje fotony s kratšími vlnovými délkami a má horší světelný výtěžek. Relaxační dobu má pouhých 27 ns, ale světelný výtěžek jenom poloviční ve srovnání s NaI(Tl). [12] YAP má nejlepší scintilační vlastnosti při práci s malými krystaly. Pro spektroskopii gamma záření se někdy yttrium nahrazuje luteciem, protože má větší atomové číslo.
- $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ je moderní alternativou k NaI(Tl). Má vysoké atomové číslo, krátkou relaxační dobu a skvělé energetické rozlišení. Je využíván k

spektroskopii vysokoenergetického gamma záření, protože radioaktivní lanthan-138 zhoršuje jeho detekční vlastnosti pro záření o energiích menších než 1.5 MeV. Přítomný lanthan-138 a stopy ^{227}Ac pak produkují pozadí $2/\text{excitace}/\text{cm}^3 \cdot \text{s}$. [12] Produkuje fotony o vlnových délkách, které se dobře párují s fotonásobiči.

- CeBr_3 je alternativou k $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ pro detekci gamma záření s nižší intenzitou. Má trochu větší efektivní atomové číslo než $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$. Energetické rozlišení pro energie menší než 3 MeV má lepší než $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ a nad tyto energie má rozlišení podobné. [15] Dnes produkované CeBr_3 jsou stále kontaminované stopami aktinia-227, které vytváří slabé pozadí ($\ll 0.02 \text{ excitace}/\text{cm}^3 \cdot \text{s}$).

■ Fotonásobiče

Fotonásobiče dokážou měnit slabé světlo vytvářené scintilačními procesy na elektrický signál. Vnější konstrukcí je skleněná schránka, která udržuje vakuové podmínky uvnitř. Uvnitř trubice se nachází fotokatoda a násobič elektronů. Schéma fotonásobiče je vyobrazené na Obr. 1.3.



Obrázek 1.3: Schéma fotonásobiče propůjčené z [3]

Fotoemise. Fotokatoda mění dopadající fotony na nízko energetické elektrony, pomocí fotoemise, kdy počet produkovaných elektronů je úměrný energii dopadajícího fotonu. Fotokatody se většinou vyrábí z polovodičů kvůli nízké potenciálové bariéře bránící přechodu elektronu z kovu do vakua.

Sekundární emise. Fotonásobič zvyšuje množství elektronů pomocí procesu sekundární elektronové emise. Elektrony z fotokatody jsou urychlované a naráží na povrch dynody, kde je následně emitováno více elektronů. Typický scintilační puls produkuje $10^7 - 10^{10}$ elektronů, což už je množství, které se dá detekovat jako elektrický signál. Tento jev je popsán parametrem δ , který označuje faktor, kterým množství elektronů roste po nárazu na 1 dynodu:

$$\delta = \frac{\text{množství emitovaných elektronů}}{\text{počet dopadajících elektronů}} \quad (1.4)$$

Většina materiálů využívaná pro fotonásobiče má $\delta \approx 6$. Pro získání velkého počtu elektronů mají fotonásobiče větší počet dynod. Pro dosažení počtu elektronů v řádech $10^7 - 10^{10}$ se v dostupných fotonásobičích používá 10 dynod.

■ Charakterizace scintilačních detektorů

Charakterizace detektorů spočívá v kalibraci hlavních parametrů popisujících detektor. V mé práci jsem se soustředil na energetickou kalibraci a energetické rozlišení. V případě scintilačních detektorů je třeba určit energetickou kalibrační křivku, která nám popíše vztah mezi měřeným napětím v detektoru U_m a energií E , detekovaného gamma záření.

Pro kalibraci lze využít radioizotopy produkující gamma záření, které nám vytvoří kalibrační body. Spektrum vytvořené detekovaným gamma zářením izotopů bude odpovídat 1.1. Z naměřeného spektra identifikujeme píky fotoelektrické absorbce. Napětí ve středu píky fotoelektrické absorbce odpovídá energii detekovaného fotonu.

Z píků fotoelektrické absorbce lze zároveň určit i energetické rozlišení S detektoru. Změříme pološířku jednotlivých píků FWHM (Full Width at Half Maximum). Ze znalosti FWHM lze rozlišení S spočítat pomocí vztahu:

$$S = \frac{FWHM}{H_0}, \quad (1.5)$$

kde H_0 označuje x-ovou hodnotu středu píky. V našem případě se jedná o energii fotonu, pokud byl zcela absorbován což odpovídá $E = h\nu$ z (1.1).

Kapitola 2

Ubíhající elektrony

Pokud budeme uvažovat plazma v tokamaku, tak si většina elektronů za pomoci třecích sil udržuje nízkou hybnost. Některé elektrony však překonají kritickou hybnost mv_c a jsou nadále urychlovány. Takové elektrony nazýváme ubíhajícími elektrony (z anglického runaway electrons [RE]).

2.1 Vznik ubíhajících elektronů

Ubíhající elektrony se dále mohou dělit, pomocí jejich vzniku. V plazmatu, klesá frekvence Coulombických srážek s rostoucí energií.[16] Třecí síla působící na elektrony s rychlostí $v > v_{Te}$, kde v_{Te} je termální rychlost elektronu, klesá s jejich rychlostí. Ubíhající elektrony vzniklé za přítomnosti elektrického pole, které nejsou srážkami zpomalovány, nazveme primární. Primární elektrony mohou kolizemi vytvořit další ubíhající elektrony, které nazveme sekundární.

■ 2.1.1 Primární ubíhající elektrony

■ Dreicerův mechanismus

Pokud rychlost elektronu v plazmatu překoná rychlost $v_c = c\sqrt{E_c/E}$, tak bude bez zábran urychlován. E_c nazveme kritické elektrické pole a představuje minimální velikost elektrického pole působící na plasma, při kterém vznikají ubíhající elektrony ($E_c/E < 1$). Kritické elektrické pole lze spočítat pomocí vztahu:

$$E_c = \frac{n_e e^3 \ln(\lambda)}{4\pi \epsilon_0^2 m_e c^2} [17, 4], \quad (2.1)$$

kde n_e je elektronová hustota, $\ln(\lambda)$ je Coulombický logaritmus, m_e je hmotnost elektronu, e je elementární náboj, ϵ_0 je permitivita vakua a c je rychlost světla.

Počet ubíhajících elektronů však bude exponenciálně malý pokud elektrické pole nepřesáhne Dreicerovo pole [18]. Dreicerovo pole označuje hodnotu elektrického pole, při které se všechny elektrony mohou stát ubíhajícími [10] a je dané vztahem:

$$E_D = \frac{e^3 \ln(\lambda) n}{4\pi \epsilon_0^2 m v_{th}^2} = \frac{e^3 \ln(\lambda) n}{4\pi \epsilon_0^2 k T} [18, 4], \quad (2.2)$$

kde v_{th}^2 je termální energie elektronů daná vztahem $v_{th}^2 = kT/m$.

■ Hot-Tail mechanismus

Hot tail procesy se jmenují podle oblasti Maxwellova rozdělení, ze které ubíhající elektrony vznikají. Hot tail odkazuje na konec Maxwellova rozdělení, kde mají elektrony vysoké rychlosti.

Při disrupci plazmatu, začnou všechny elektrony zpomalovat, ale vysokoenergetické elektrony zpomalují pomaleji, protože mají menší kolizní frekvenci. Po zpomalení ostatních elektronů zůstane z rozdělení 'ocas' elektronů, které jsou náchylné k ubíhání.[16]. Proces je vyobrazen na Obr. 2.1.

Vznik ubíhajících elektronů během disrupcí závisí na průběhu disrupce. Náhlé příměsí v plazmatu spustí rychlý pokles termální energie plazmatu. Pokles teploty plazmatu vede k prudkému poklesu vodivosti plazmatu a má za následek pokles proudu procházející plazmatem, který může vyústit v situaci, kdy většina proudu je nesena ubíhajícími elektrony. [16]

Tímto způsobem může být generováno velké množství ubíhajících elektronů, které může být dále znásobeno lavinovým mechanismem. [4]

■ Comptonův rozptyl

Stěny fúzního reaktoru se stanou zářičem, protože je aktivují neutrony z DT reakce. Následné vyzářené gamma záření v řádech MeV může pomocí Comptonova rozptylu předat dostatečnou energii elektronům plazmatu.

■ Rozpad tritia

Ve fúzních reaktorech může být tritium zdrojem rychlých elektronů díky svému rozpadu, při kterém vyzařuje β -záření, o energii od 5,7 keV do 18,6 keV. To odpovídá elektronové teplotě v ITERu. Tento proces je výraznější pro vznik ubíhajících elektronů než Comptonův rozptyl.[16]

■ 2.1.2 Sekundární ubíhající elektrony

Sekundární (lavinové) ubíhající elektrony nemohou vzniknout sami, ale potřebují přítomnost primárních ubíhajících elektronů. Sekundární elektrony vznikají lavinovým mechanismem, neboli srážkami s již ubíhajícími elektrony, které jim předají dostatečnou energii, aby začali sami ubíhat. Ve velkých tokamacích, jako např. ITER bude většina ubíhajících elektronů vytvořená pomocí lavinového efektu. [19]

Při vysokém smyčkovém napětí je růst generovaných ubíhajících elektronů dN_{RE}/dt úměrný toroidálnímu elektrickému poli E :

$$\frac{1}{N_{RE}} \frac{dN_{RE}}{dt} \approx \frac{eE}{2mc \ln \Lambda} \cdot [20] \quad (2.3)$$

Přesněji tuto závislost popsali Rosenbluth a Putnitsky [19], kteří popsali ubíhající elektrony pomocí gyrokinetické relativistické Fokker-Planckovi rovnice zprůměrované přes jejich dobu odrazu (perioda pohybu po banánové trajektorii). Pomocí interpolace došli k následujícímu výsledku, který platí pro $E \geq E_C$:

$$\frac{1}{N_{RE}} \frac{dN_{RE}}{dt} = \frac{1}{\tau \ln \Lambda} \sqrt{\frac{\pi \gamma}{3(Z+5)}} \left(\frac{E}{E_c} - 1 \right) \left(1 - \frac{E_c}{E} + \frac{4\pi(Z+1)^2}{3\gamma(Z+5)(E^2/E_c^2 + 4/\gamma^2 - 1)} \right)^{-1/2}, \quad (2.4)$$

kde E je toroidální elektrické pole, E_c je kritické elektrické pole (2.1), $\ln \Lambda$ je coulombický logaritmus, $\tau = \frac{m_0 c}{e E_c}$ a γ je funkce vycházející z neoklasické rezistivity pro Lorenzovský plyn, která se dá aproximovat:

$$\gamma(\epsilon) = \left(1 + 1,46 \frac{a}{R} + 1,72 \frac{a^2}{R^2} \right)^{-1}, \quad (2.5)$$

kde a , R je malý, resp. velký poloměr tokamaku.

2.2 Záření ubíhajících elektronů

Diagnostika záření ubíhajících elektronů je velice důležitá z pohledu bezpečnosti pro budoucí tokamaky. Z jejich záření je možné zjistit jejich energii a modelovat následky srážky se strukturami tokamaku. Měření radiace poskytuje informace o ubíhajících elektronech a lze pozorovat jejich energetickou distribuci a vývoj v čase.

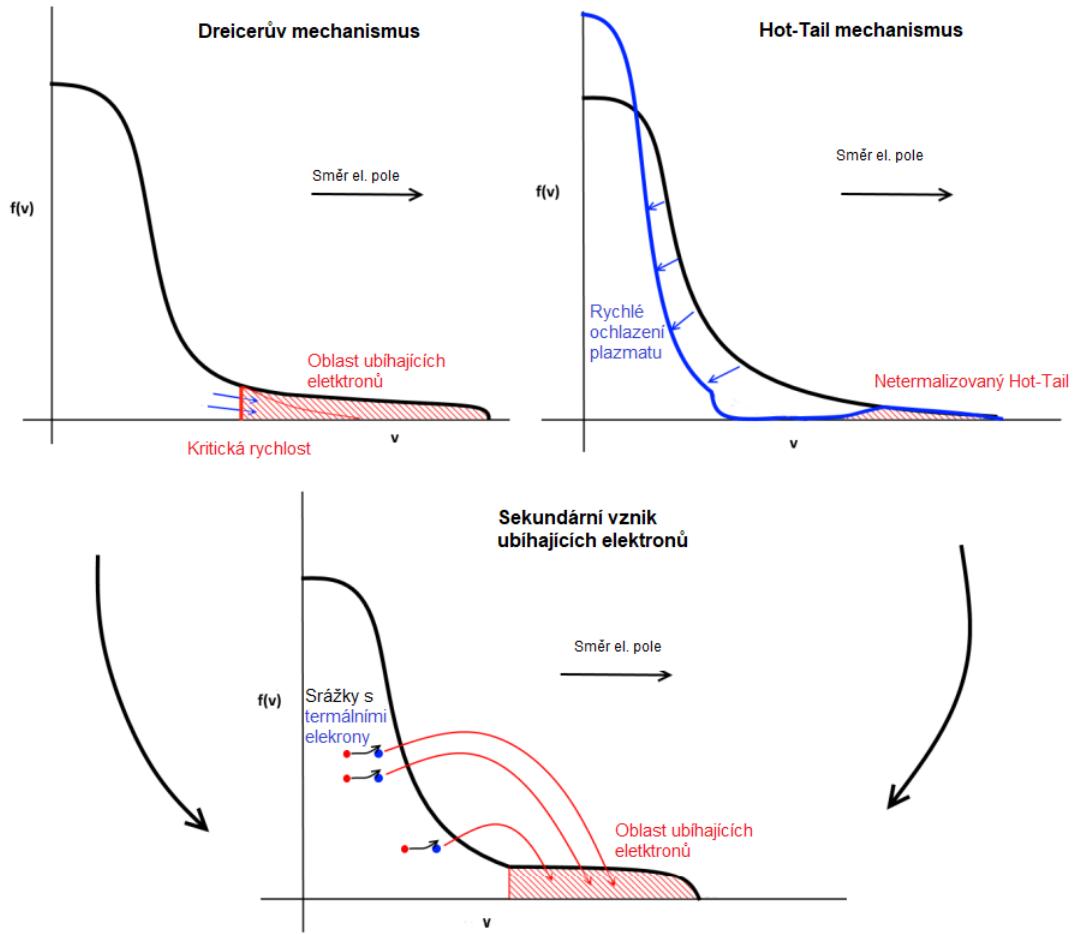
Zrychlení nabitě částice produkuje elektromagnetické záření, které pro nerelativistický elektron v klidové soustavě odpovídá:

$$P = \frac{2}{3} \frac{e^2 a^2}{4\pi \epsilon_0 c^3} [21], \quad (2.6)$$

kde a je zrychlení částice.

2.2.1 Synchrotronové záření

Nabitá relativistická částice vyzařuje synchrotronové záření, pokud se pohybuje po zakřivené dráze. Nabitě částice se po takových drahách pohybují



Obrázek 2.1: Ilustrace tří nejdůležitějších mechanismů produkce ubíhajících elektronů. Na obrázcích jsou zobrazeny účinky na distribuční funkci. Upraveno z [4]

v přítomnosti magnetického pole. Na rozdíl od nerelativistického elektronu, který září prakticky do všech směrů, relativistický elektron září do úzkého kužele ve směru pohybu. Spektrum tohoto záření závisí na rychlostní a prostorové distribuci elektronů. Lze tedy ze spektra získat energii elektronů a jejich rychlostní rozdělení.[22]

Výkon vyzařovaný elektronem s Lorentzovým faktorem $\gamma \gg 1$ je:

$$\mathcal{P}(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{ce^2}{\epsilon_0 \lambda^3 \gamma^2} \int_{\lambda_c/\lambda}^{\infty} K_{5/3}(l) dl, \quad (2.7)$$

kde e je elementární náboj, c je rychlost světla, ϵ_0 je permitivita vakua, λ je vlnová délka elektronu v poli s rovnými magnetickými siločarami a $\lambda_c = \frac{4\pi cm_e \gamma_{\parallel}}{3eB\gamma^2}$ je kritická vlnová délka, kde $\gamma_{\parallel} = \left(\sqrt{1 - v_{\parallel}^2/c^2}\right)^{-1}$, m_e je

klidová hmotnost elektronu, B je magnetické pole, \parallel značí komponenty podél magnetického pole a $K_\theta(x)$ je modifikována Besselova funkce druhého druhu.

Abychom zjistili celkové záření celého rozdělení ubíhajících elektronů musíme integrovat synchrotronové záření jednoho elektronu \mathcal{P} přes funkci rozdělení ubíhajících elektronů f_{UE} :

$$P(\lambda) = \frac{2\pi}{n_r} \int_{R_r} f_{UE}(p, \chi) \mathcal{P}_i(p, \chi, \lambda) p^2 dp d\chi, \quad (2.8)$$

kde normalizací pomocí elektronové hustoty ubíhajících elektronů zjistíme průměrné záření na jeden ubíhající elektron.

2.2.2 Brzdné záření

Brzdné záření (bremsstrahlung) je jedním z nejvýraznějších ztrátových procesů v plazmatu a jeho význam s rostoucí energií elektronů roste. Představuje radiační procesy elektronů způsobené coulombickými interakcemi s ostatními nabitými částicemi v plazmatu.

Spektrum brzdného záření jednoho termálního elektronu rozptýleného na iontu v plazmatu s Maxwellovým rozdělením lze popsat pomocí rovnice:

$$P(\lambda) = \frac{4\pi^2}{3} \frac{Z^2 e^6}{m_e^2 c^3 b^2 v^2} e^{-\frac{4\pi cb}{\lambda v}}, [4] \quad (2.9)$$

která je závislá na rychlosti nalétajícího elektronu v a vlastnostech iontu.

Při pohybu plazmatem je relativistický elektron brzděn srážkami s ionty a interakcí s elektrony. Vyzářenou energii lze určit z míry zpomalení. Sílu, která popisuje tento jev lze popsat rovnicí:

$$F_B(p) = -\frac{\alpha(1 + Z_{eff})eE_c}{\pi \ln \Lambda} (\gamma - 1)(\ln 2\gamma - 1/3), [23] \quad (2.10)$$

kde E_c je kritické elektrické pole (2.1), Z_{eff} je efektivní iontový náboj a $\ln \Lambda$ je coulombický logaritmus.

Brzdné záření na rozdíl od synchrotronového záření nezávisí na magnetickém poli. Brzdné záření bude mít větší dopad na ztráty ubíhajících elektronů v případě, že $(E/E_c)n_e[10^{20}\text{m}^{-3}] \geq B[T]^2$. [23]

2.2.3 Produkce páru pozitron elektron.

Ubíhající elektrony s energií v řádech MeV můžou vytvořit pozitron elektronový pár srážkami s jádry. Účinný průřez této reakce pro elektrony s energií přes 100 MeV je:

$$\sigma = \frac{28}{27\pi} r_e^2 Z^2 \alpha^2 \ln \gamma^3, [16] \quad (2.11)$$

kde $r_e^2 = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2}$ je klasický poloměr elektronu. Při srážce post-disrupčních ubíhajících elektronů s ionty vzniká $10^{13} - 10^{14}$ ubíhajících pozitronů. [16]. Toto množství je složitě detekovatelné, ale mnohem větší než v ostatních pozitronových experimentech.

2.3 Interakce ubíhajících elektronů se stěnou tokamaku

Ubíhající elektrony obíhají v tokamaku a jsou urychlovány, než dosáhnou vysokých energií a přijdou do kontaktu s první stěnou tokamaku. Díky jejich vysoké energii proniknou několik centimetrů pod povrch a deponují zde velké množství energie. Zasažené materiály se mohou tavit, nebo být poškozeny velkým teplotním gradientem. [24]

Elektrony ztrácí svou energii pomaleji než jiné částice a jejich dráhy skrz materiály jsou zakřivenější. Při průchodu materiálem ztrácí energii brzdným zářením (bremsstrahlung) nebo srážkovými interakcemi. Poměr vlivu těchto interakcí se dá vyjádřit následující rovnicí, která popisuje ztráty pomocí ionizace a excitace ("srážek"):

$$\frac{(dE/dx)_r}{(dE/dx)_c} \cong \frac{EZ}{700}, [12] \quad (2.12)$$

kde E je v MeV a (radiační / srážkové).

Proces brzdného záření produkuje tvrdé rentgenové záření ve formě brzdných fotonů, které se dají jednoduše změřit. Zpětné získání vlastností ubíhajících elektronů z spektra tvrdých rentgenových záření je náročné.

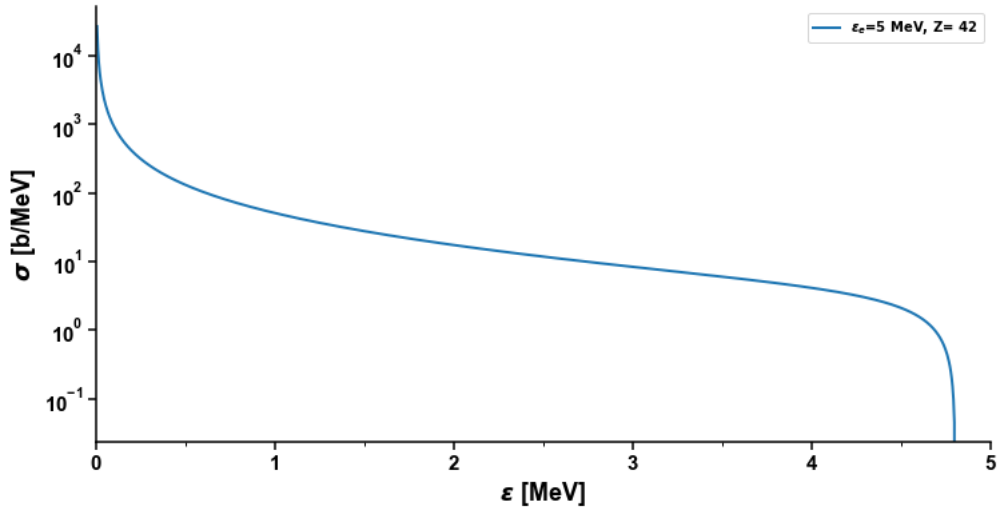
Dle [25] se účinný průřez brzdných fotonů o energii $(k, k + dk)$ dá aproximovat vztahem:

$$\sigma(\epsilon_e, k) dk = 4Z^2 \alpha r_e^2 \frac{dk}{k} F(\epsilon_e, u), \quad (2.13)$$

kde ϵ_e je energie ubíhajícího elektronu, $r_e^2 = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2}$ je klasický poloměr elektronu, k je energie fotonu, $u = \frac{k}{\epsilon_e}$ a F je modifikovaná Betheho rovnice ve tvaru:

$$F(\epsilon_e, u) = [1 + (1 - u)^2 - \frac{2}{3}(1 - u)] \left[\ln \frac{1 - u}{u} + 3.2 \right]. \quad (2.14)$$

Účinný průřez brzdných fotonů pro energii dopadajících elektronů $E = 25$ MeV je na Obr.2.2.



Obrázek 2.2: Účinný průřez energie fotonů vyzářených pomocí brzdného záření dopadajících elektronů s energií $E = 25$ MeV na povrch s atomovým číslem $Z = 42$

Pokud je energie brzdných fotonů dostatečně vysoká, tak mohou měnit jádra materiálů, které s nimi přijdou do styku. Pokud má nalétající foton větší energii než je vazebná energie jádra E_{vaz} a zreaguje s jádrem tak se přemění na jiný izotop. To primárně nastává při rezonančních energiích, kdy reakce $^{12}\text{C}(\gamma, n)^{11}\text{C}$ má $E_{vaz} = 18,7$ MeV a rezonanční energii, kdy má reakce největší účinný průřez při 22,5 MeV nebo $^{13}\text{C}(\gamma, n)^{12}\text{C}$ s rezonanční energií 4,95 MeV. Neutrony proniknou stěnou a lze je detekovat.



Část II

Praktická část

Kapitola 3

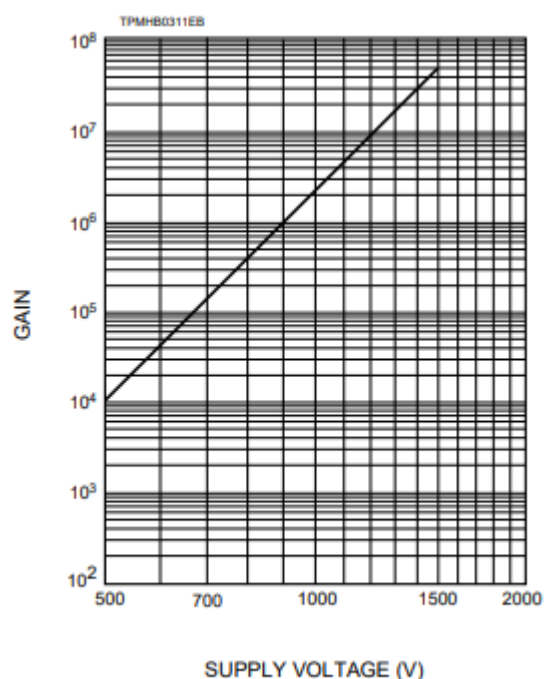
Charakterizace scintilačních detektorů

V kontextu mé práce charakterizací scintilačních detektorů rozumíme energetickou kalibraci detektorů v nejširším rozsahu energií pomocí dostupných zdrojů ionizujícího záření společně s určením jejich energetického rozlišení. V mé práci jsem využil zdroje ^{137}Cs a ^{60}Co .

3.1 Charakterizované detektory

V mé bakalářské práci jsem charakterizoval detektory:

- NaI(Tl) 2"x2" od společnosti ENVINET(NUVIA) s fotonásobičem 9266B od společnosti Electron tubes
- YAP(Ce) 1,45"x1,45" od společnosti Crytur s fotonásobičem HAMATSU R6095
- CeBr₃ 2"x2" od společnosti Scionix s fotonásobičem HAMATSU R1924A
- CeBr₃ 2"x2" od společnosti Scionix s fotonásobičem R3998



Obrázek 3.1: Závislost elektronového zesílení fotonásobiče R6095 na napětí na detektoru U_d . Propůjčeno z [5]

■ 3.1.1 NaI(Tl)

Měření jsem provedl s detektorem NaI(Tl) model SBG.D2.2.2 od společnosti Nuvia. Využívá scintilátor NaI(Tl) s rozměrem 2"x2". Je párovaný s fotonásobičem 9266B od společnosti Electron tubes s maximálním napětím 1200 V[26]. Fotonásobič 9266B je deseti stupňový (obsahuje 10 dynod). Výrobce uvedené rozlišení pro ^{137}Cs pík s energií 662 keV je $S \leq 7\%$ [27].

■ 3.1.2 YAP(Ce)

Na tokamaku GOLEM jsem využil detektor LGD od společnosti Crytur. Využívá krystal YAP dopovaný cerem. Je párovaný s fotonásobičem HAMATSU R6095. Je vhodný pro měření dopadajícího záření v energiích 100-800 keV. Fotonásobič je jedenácti stupňový a je schopný operovat při napětích 500-1500 V. Zesílení fotonásobiče se řídí dle Obr.3.1. V této kombinaci výrobce Crytur uvádí energetické rozlišení S pro ^{137}Cs pík s energií 662 keV jako $S \leq 5,5\%$

■ 3.1.3 CeBr₃

Na tokamaku GOLEM jsem měl k dispozici dva detektory s scintilačním krystalem CeBr₃ od společnosti Scionix s poloměrem 102 mm a výškou 127 mm. Každý je párovaný s jiným fotonásobičem od společnosti HAMATSU.

Detektor, který je označován jako CeBr₃(A) je párovaný s fotonásobičem HAMATSU R1924A. Fotonásobič je 10 stupňový s maximálním operačním napětím $U_d = 1250$ V. Maximální efektivity nabývá pro vlnové délky 420 nm. Pro kombinaci s YAP(Ce) krystalem je doporučované napětí $U_d = 800$ V a výrobce uvádí rozlišení pro ¹³⁷Cs pík s energií 662 keV jako $S \leq 7,5\%$. Krystaly CeBr₃ a YAP(Ce) jsou si značně podobné vlastnostmi a proto nám parametry výrobce pro YAP(Ce) dávají přibližný odhad pro CeBr₃.

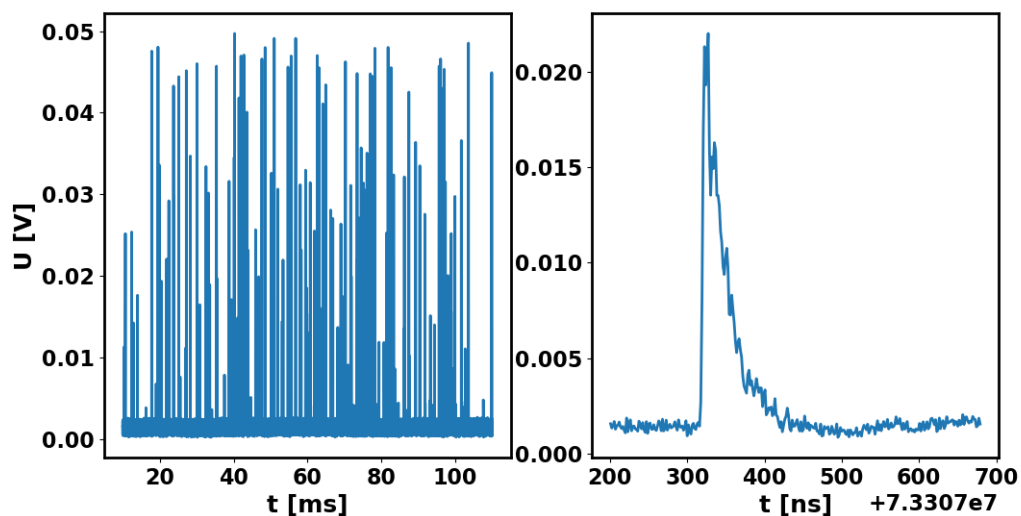
Detektor, který je označován jako CeBr₃(B) je párovaný s fotonásobičem HAMATSU R3998. Fotonásobič je 9 stupňový s maximálním operačním napětím $U_d = 1500$ V. Maximální efektivity nabývá pro vlnové délky 420 nm. Nebyl jsem schopen nalézt výrobcem uvedené párování s fotonásobičem, ale Scionix uvádí pro CeBr₃ těchto velikostí rozlišení $S \approx 4\%$. [28]

■ 3.2 Sběr dat pro energetickou kalibraci

Energetickou kalibraci jsem provedl pomocí zdrojů záření ¹³⁷Cs a ⁶⁸Co. Elektrickou odezvu z scintilačních detektorů jsem zaznamenával na osciloskopu Tektronix MSO58. Abych využil krátké relaxační doby dostupných scintilačních detektorů zaznamenával jsem spektra s vzorkovací frekvencí 650 MS/s (1 milion záznamů za sekundu). S vysokou vzorkovací frekvencí, ale naměříme velké množství dat, a tak je třeba řešit problém jak je uložit a zpracovat. Tento problém jsem řešil pomocí dvou přístupů: single-sequence měření a histogramové měření.

■ 3.2.1 Single-sequence měření

Single-sequence měření spočívá v využití single-seq módu v osciloskopu. Zaznamenal jsem opakovaně výstupní signál scintilačních detektorů naměřený po dobu 100 ms a uložil ho lokálně v síti tokamaku GOLEM. Identifikoval



Obrázek 3.2: Vlevo je výstupní signál osciloskopu při kalibraci detektoru $\text{CeBr}_3(\text{A})$ pro jeden cyklus měření při napětí na detektoru $U_d = 500\text{V}$. Zdrojem dopadajícího gamma záření bylo ^{137}Cs . Vpravo je přiblížení jednoho detekovaného pulzu.

jsem v něm pulzy vytvořené dopadajícím gamma zářením a smazal ho. Příklad naměřeného výstupního signálu osciloskopu a pulzu je na Obr. 3.2 Po ověření, že soubor byl smazán se měření opakovalo.

■ Zpracování

Osciloskop Tektronix MSO58 umožňuje ukládání dat ve formátu .csv a nativním formátu osciloskopu .wfm(waveform). Výhodou nativního formátu .wfm byla značně redukováná velikost souboru, která se pro jedno měření pohybovala okolo 120 MB. Stejná měření ve formátu .csv dosahovala velikostí přes 1 GB. Pro identifikaci pulzu byla potřeba data načíst do formátu numpy array[29]. NumPy je knihovna v programovacím jazyce Python a numpy array je datový typ, představující matice. Pro převod z .wtf do np.array jsem využil knihovnu tekwfm.

Prominence. Pro identifikaci pulzů bylo třeba využít metody, která by byla aplikovatelná pro velké rozsahy napětí. Původní myšlenkou bylo určit minimální hodnotu, nad kterou by bylo identifikována poloha pulzu a definované okolí kolem něj, kde nemůže začínat další pulz. Zmíněná metoda měla problémy při změnách napětí, kdy byl velký problém určit minimální amplitudu pulzu a také jeho maximální šířku. Při růstu napětí se totiž zvyšoval rozdíl

mezi nejmenšími a největšími hledanými hodnotami. Bylo by proto třeba při změně napětí manuálně hodnotu minimálního napětí určit, což při rozsahu měření nebylo možné.

Nejlepší metodou se tak stala funkce `signal.peak_prominences` z vědecké knihovny `scipy`[30]. Prominence pulzu zjišťuje jak moc pulz vyčnívá z jeho okolních dat a je definován jako svislá vzdálenost mezi vrcholem pulzu a nejnižší konturovou linií, která ho obepíná.

Pro využití prominence je třeba určit prominenční parametr, který určuje, jak moc musí pulz vyčnívat ze svého okolí, aby byl zaznamenán. Po testování s manuální kontrolou nalezených dat jsem určil prominenční parametr jako 1/10 nejvyšší naměřené hodnoty.

Metoda prominence je velice přesná, ale její hlavní nevýhodou je výpočetní náročnost. Oproti metodě hledání dle nejnižší amplitudy a maximální šířky výpočty trvají zhruba šestkrát déle.

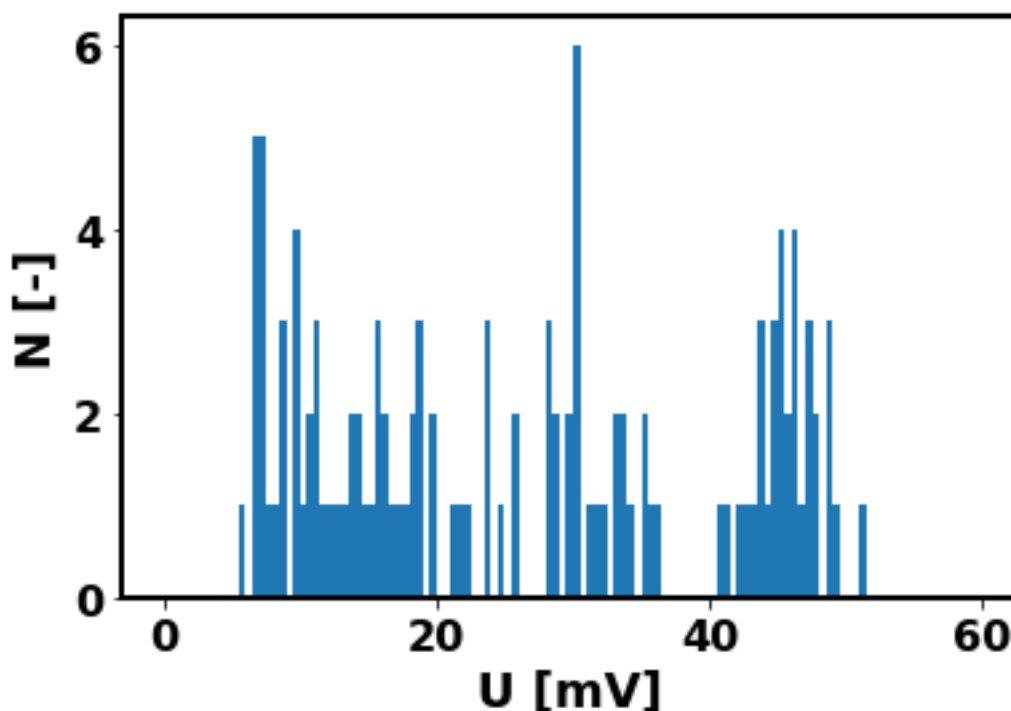
Spektrum. Po identifikaci pulzů jsem zaznamenal jejich hodnotu pulzů při daném naměřeném napětí a tvoří nám spektrum. Spektrum jednoho cyklu měření je na Obr.3.3.

■ Sběr dat

Pro vytvoření kompletního spektra bylo třeba nasbírat velké množství dat. Příklad spektra vytvořeného z jednoho cyklu měření na detektoru CeBr_3 (A) při napětí $U_d = 500\text{V}$ je možné vidět na Obr.3.3, kde za jeden cyklus bylo detekováno kolem 100 pulzů. Pro vytvoření souvislého spektra jsem měření opakoval pro různé hodnoty napětí 4000 krát. Rychlost jednoho cyklu se pohybovala kolem 10 vteřin. Příklad výsledného spektra je na Obr.3.4.

■ Provedení

Napsal jsem program v jazyce Python využívající výše zmíněné výpočetní a vědecké knihovny NumPy a SciPy. Pro komunikaci s osciloskopem Tektro-nix MSO58[31] jsem využil knihovnu pyvisa[32], která umožňuje navázat s



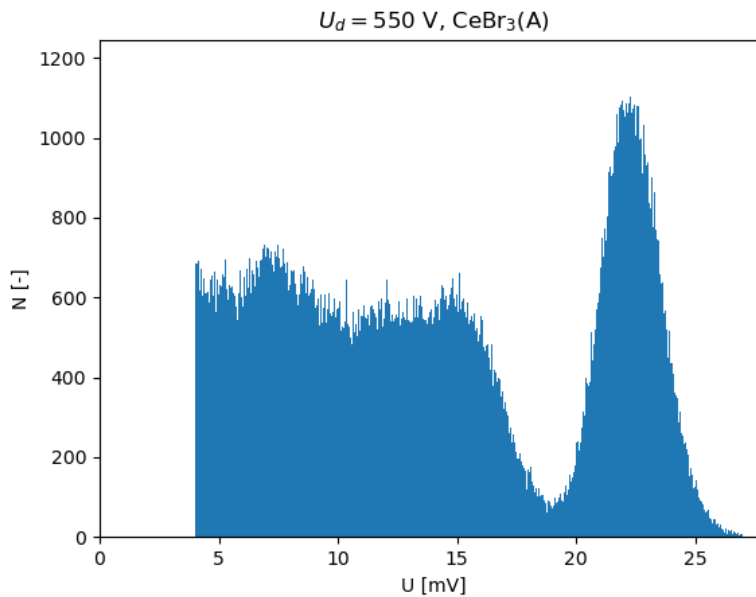
Obrázek 3.3: Spektrum naměřených napětí na detektoru $\text{CeBr}_3(\text{A})$ pro jeden cyklus měření při napětí na detektoru $U_d = 500\text{V}$. Zdrojem dopadajícího gamma záření bylo ^{137}Cs .

zařízením spojení a ovládat ho. Pomocí funkcí `write` a `read` dokáže převést ovládací, resp. čtecí příkazy z jazyku `bash`, do jazyka `python`.

Nastavení. Před začátkem měření jsem položil zářiče na právě kalibrované detektory a poznamenal je do programu.

Program zvládne nastavit parametry osciloskopu k měření. Nastaví složku, do které se budou data ukládat. Nastaví, aby se data ukládala po každém měření, ale neuložil se jejich obrázek. Nastaví množství záznamů za vteřinu, délku měření, zajistí nulové zpoždění měření a vypne veškerá automatická nastavení. Nastaví škály pro všechny kanály ve kterých se vyskytují detektory, jejich napětí a `offset`. Nastavení končí přípravou osciloskopu na `trigger`.

Měření. Program provede předem definovaný počet cyklů. Na začátku každého cyklu vyšle `trigger` osciloskopu, který spustí již v nastavení vybrané měření. Veškerá naměřená data lokálně uloží a pomocí metody `prominence` identifikuje pulzy, které uloží. Původní složka naměřených dat je po kontrole



Obrázek 3.4: Spektrum naměřených napětí na detektoru CeBr₃(A) pro 4000 cyklů měření při napětí na detektoru $U_d = 550\text{V}$. Zdrojem dopadajícího gamma záření bylo ^{137}Cs .

uložení pulzů smazána a měření je opakováno. Všechny nalezené pulzy jsou ukládány do stejné složky, která je každých 500 cyklů zálohována.

Po dokončení definovaného počtu cyklu vygeneruje histogram jako Obr. 3.4.

■ 3.2.2 Histogramové měření

V této metodě jsem využil schopnost osciloskopu Tektronix MSO58 určit nejvyšší hodnotu amplitudy zaznamenaných dat v okamžiku triggeru. V single-sequence metodě jsem využíval programem spuštěného triggeru, který jsem zde nahradil triggerem na kanálu, kde probíhalo měření. Při detekci pulzu vzroste hodnota napětí a jako trigger jsem využil okamžik, kdy napětí klesá k nulové hodnotě.

V režimu histogramového měření jsem využil vzorkovací frekvenci 625 MS/s s délkou záznamu 1,5 ms.

■ Sběr dat

Na osciloskopu Tektronix MSO58 lze nastavit měření a plot. Měření spočívá v uložení určité hodnoty v okamžiku triggeru. V našem případě se trigger spouští v okamžiku detekce pulzu. Informace, která nás o pulzu zajímá je jeho amplituda, a proto při měření ukládáme nejvyšší detekované napětí.

Plot určuje metodu, pomocí které osciloskop data ukládá. Pro naše účely je nejlepší histogram s co nejvyšším počtem binů (dělení uložených dat dle jejich amplitudy).

■ Provedení

Nastavení. Program v jazyce Python využívá stejného programu na nastavení osciloskopu jako v metodě single-sequence s jinými parametry. Program nastaví mnohem kratší dobu měření, jelikož chceme zaznamenat pouze jeden pulz na rozdíl od předchozí potřeby zaznamenat jich co nejvíce. Délka měření při histogramové metodě je 1,5 milisekund. Trigger nastaví, aby reagoval na pokles napětí.

Program na osciloskopu spustí měření nejvyšší hodnoty v okamžiku triggeru. Spustí histogramový plot dat, nastaví počet binů na 2000.

Měření. Měření po skončení nastavení probíhá automaticky do okamžiku, kdy ho uživatel ukončí. Histogram se ukládá v formátu .csv. V tomto případě nenastává problém s velikostí, jelikož soubor .csv obsahuje jen 2000 hodnot. Abychom naměřili dostatečné množství dat, je třeba měření udržet zhruba 2 hodiny.

Měření je dobré provádět delší dobu, jelikož při něm dochází k prozatím nevysvětlenému problému, kdy jsou veškerá data zaznamenaná v histogramu smazána. Osciloskop spontánně restartuje měření od začátku. Z mého pozorování tento problém nastává na začátku měření a pravděpodobnost, že nastane po zaznamenání 100 000 hodnot rapidně klesá. Z důvodu již zmíněného problému je lepší měřit přes 3 hodiny, aby měl osciloskop čas přejít nad hranici tohoto problému. Při měření o takových délkách očekáváme zaznamenaný počet pulzů v řádu milionů.

■ 3.2.3 Srovnání metod

Z pohledu vědecké práce je single-sequence metoda atraktivní zachováním a ukládáním původních dat. Při náznaku, že by data mohla být chybná, je lze zpracovat znova s jiným parametrem hledání pulzů. Pro moji práci by přechovávání všech zdrojových dat bylo příliš prostorově náročné. Kalibrace jednoho detektoru při jednom napětí vyžadovala zhruba 4000 opakování při velikosti souboru 70 MB. Pro rozsah měření, které jsem ve své práci očekával pro všechny detektory a nastavená napětí, by výsledná velikost překročila 10 TB.

Měření pro jednu hodnotu napětí na detektoru single-sequence metodou bylo zhruba 3x delší než měření metodou histogramovou. Single-sequence metoda také kladla velké výpočetní nároky na lokální počítač, aby této rychlosti dosáhla, zatímco histogramová metoda téměř kompletně běžela na osciloskopu.

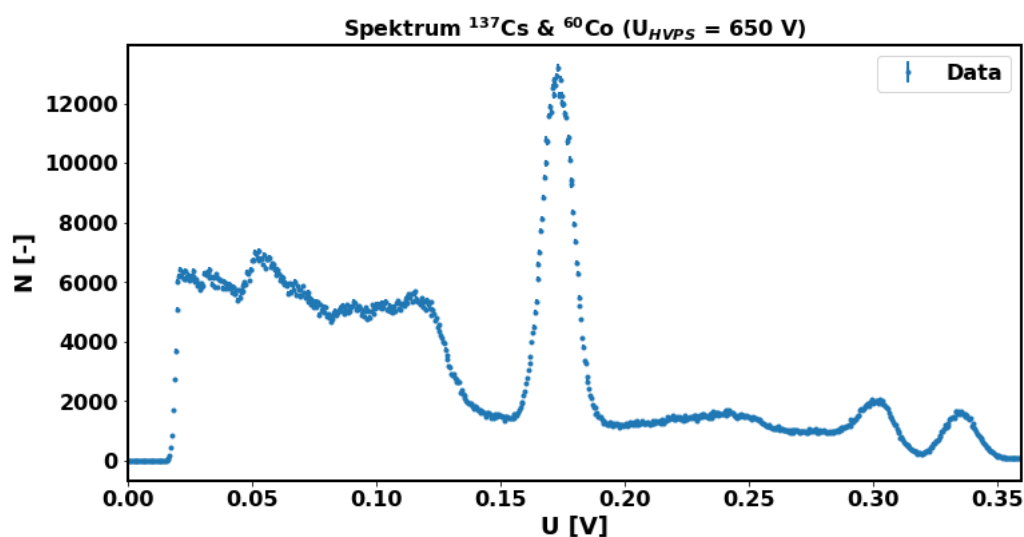
Obě metody vykazují při srovnání identické výsledky. Tím jsem potvrdil, že histogramová metoda na osciloskopu pracuje správně a lze její výsledky považovat za korektní.

Pro účely kalibrace jsem ve své práci pokračoval s histogramovou metodou.

■ 3.3 Energetická kalibrace a rozlišení

Při měření jsem chtěl pokrýt co největší množství možných energií a napětí na detektoru. Po konzultaci s vedoucím tokamaku GOLEM doktorem Vojtěchem Svobodou, jsme určili operační rozsah napětí využívaných scintilačních detektorů jako 450 - 800 V. Pro každý detektor jsem provedl měření v rozestupech 50 V. Výsledný počet kalibračních měření byl 8 pro každý detektor.

Na tokamaku GOLEM jsem měl k dispozici zářiče ^{137}Cs a ^{68}Co . Kalibrace vždy probíhala na jednom detektoru s oběma zářiči, což mi umožnilo snížit počet měření na polovinu. Naměřené spektrum pak bylo výsledkem součtu spekter obou zářičů. Bylo tak obtížnější identifikovat charakteristické body. Jak už bylo zmíněno předchozí srovnávací části, tak pro kalibraci jsem využíval histogramovou metodu. Po každém měření jsem měl k dispozici naměřené spektrum jako např. na Obr.3.5, kde je spektrum detektoru $\text{CeBr}_3(\text{B})$.



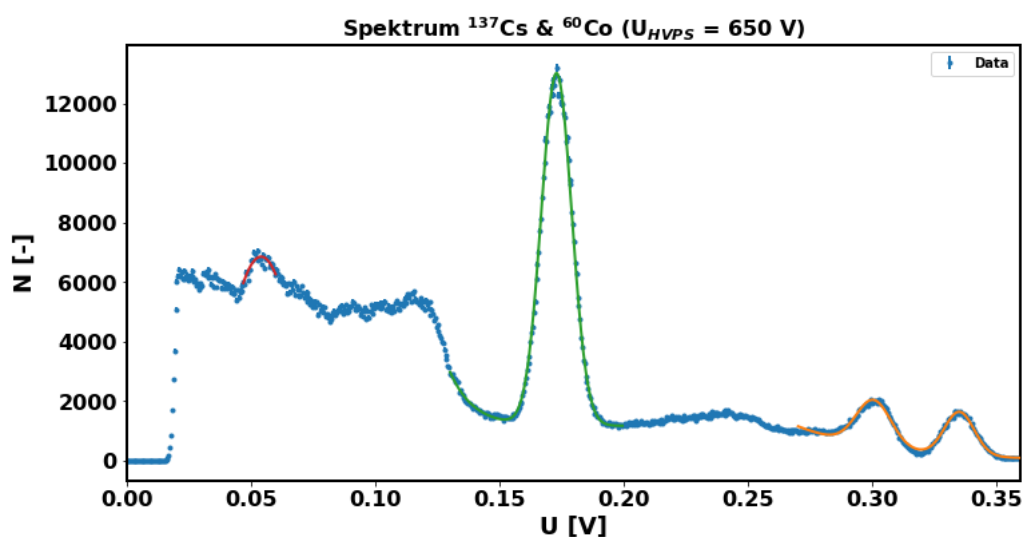
Obrázek 3.5: Spektrum naměřené detektorem $\text{CeBr}_3(\text{B})$ při napětí $U_d = 650 \text{ V}$ se zdrojem záření ^{137}Cs a ^{60}Co .

Ve spektru jsem potřeboval najít charakteristické body, pro které je známá energetická hodnota. Body, které se k tomuto účelu nabízeli, jsou zobrazené na Obr. 1.2. V našem případě, jsou součástí spektra ještě 2 píky fotoelektrické absorpce z ^{68}Co a jejich Comptonovy hrany.

Při našem měření nebylo charakteristické záření rozlišitelné od šumu. Pík zpětného odrazu (kdy detekované záření je již Comptonovsky rozptýlené od materiálu obklopující detektor) byl při některých nastaveních nerozeznatelný a při jiných málo výrazný. Jeho střed se dal najít, ale pro účely energetické kalibrace nebyl třeba. Rozeznatelná byla Comptonova hrana vytvořená zářičem ^{137}Cs , ale její přesná poloha je těžko určitelná, ale využili jsme přechod mezi Comptonovou hranou a píkem plné absorpce ^{137}Cs pro jeho přesnější určení. Pokud to situace umožnila, byly pro indentifikaci použity píky plné absorpce ^{68}Co . Comptonovy hrany ^{68}Co nebyly dostatečně výrazné v žádném spektru a nešlo určit jejich přesné polohy, ale využili jsme přechod mezi Comptonovou hranou a píkem plné absorpce pro jejich přesnější určení.

■ Energetická kalibrace

Pro provedení energetické bylo třeba zjistit středy těchto význačných píků. K tomu jsem využil knihovnu `lmfit`. [33] Z ní jsem použil modely: Gaussovský, Exponenciální a lineární. Pomocí kombinace těchto modelů jsem již výše zmíněné body fitoval.



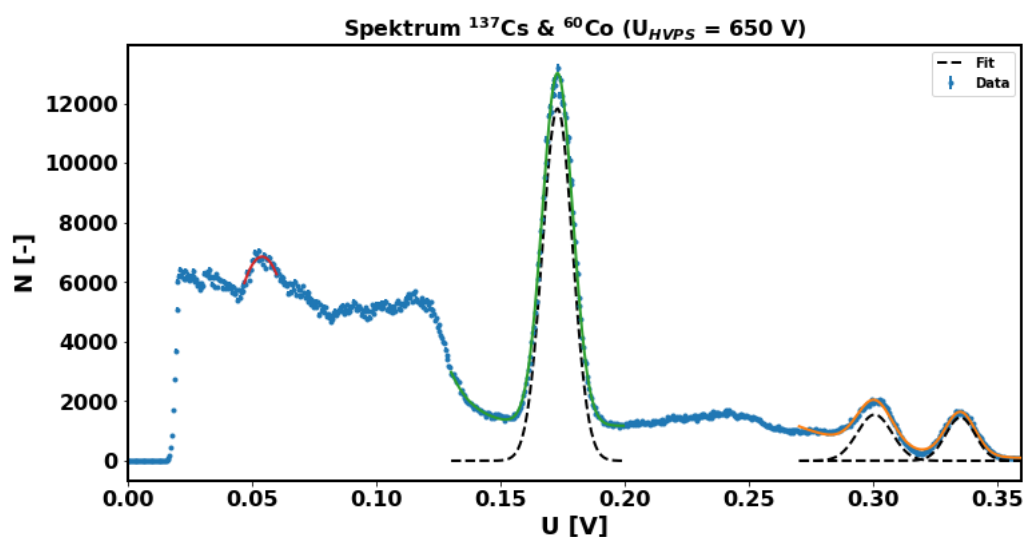
Obrázek 3.6: Spektrum naměřené detektorem $\text{CeBr}_3(\text{B})$ při napětí $U_d = 650 \text{ V}$ se zdrojem záření ^{137}Cs a ^{60}Co . Pík plné absorpce ^{137}Cs zeleně se středem v $U_{Cs} = 0,173 \text{ V}$ a $\sigma = 6,1 \text{ mV}$. Píky plné absorpce ^{60}Co žlutě se středy v $U_{Co1} = 0,300 \text{ V}$ resp. $U_{Co2} = 0,335 \text{ V}$ a $\sigma_1 = 5,94 \text{ mV}$ resp. $\sigma_2 = 6,99 \text{ mV}$.

Na Obr.3.5 se ^{137}Cs pík nachází mezi $0,13 - 0,20 \text{ V}$. ^{137}Cs pík jsem fitoval kombinací exponenciály, lineární křivky a Gaussovy křivky, fit lze vidět zelenou barvou na Obr.3.6. ^{60}Co píky jsem fitoval pomocí součtu 2 Gaussových křivek a exponenciály a fit lze vidět žlutou barvou na Obr.3.6. V uvedeném příkladu by ^{60}Co píky šli fitovat 2 různými Gaussovými křivkami, ale v jiných příkladech jako Obr.3.6 se překrývají a je třeba jejich kombinace.

Pro účely této práce byly hlavní parametry Gaussových křivek z modelů, kterými jsem píky prokládal, a proto jsem se je rozhodl ve spektrech vyznačovat dělenou čarou. Příklad takového výsledného spektra pro detektor $\text{CeBr}_3(\text{B})$ je na Obr.3.7.

Při energetické kalibraci stačí jednotlivým bodům přiřadit jejich energetickou hodnotu. V mém případě to znamená přidělit hodnotu napětí píku ^{137}Cs k energetické hodnotě $E_{Cs} = 661,7 \text{ keV}$. [34] a hodnoty napětí píků ^{60}Co k $E_{Co1} = 1173,2 \text{ keV}$, $E_{Co2} = 1332,5 \text{ keV}$ [34].

Za využití výše zmíněných bodů jsem energetickou kalibraci provedl v rozmezí energií $E = (661,7 - 1332,5) \text{ keV}$. Hodnoty jsem se pokusil popsat rovnicí v další kapitole, a tak je možné ji využít i pro energetické hodnoty mimo toto rozhraní.



Obrázek 3.7: Spektrum naměřené detektorem $\text{CeBr}_3(\text{B})$ při napětí $U_d = 650 \text{ V}$ se zdrojem záření ^{137}Cs a ^{60}Co . Pík plné absorpce ^{137}Cs zeleně se středem v $U_{Cs} = 0,173 \text{ V}$ a $\sigma = 6,1 \text{ mV}$. Píky plné absorpce ^{60}Co žlutě se středy v $U_{Co1} = 0,300 \text{ V}$ resp. $U_{Co2} = 0,335 \text{ V}$ a $\sigma_1 = 5,94 \text{ mV}$ resp. $\sigma_2 = 6,99 \text{ mV}$. Dělenou čarou jsou vyznačeny Gaussovy křivky z využitých modelů.

Energetické rozlišení

Zajímá nás také hodnota energetického rozlišení ve stejných bodech. Pro její určení využijeme rovnici (1.5). X-ovou hodnotu středu píku H_0 už jsme určili pro energetickou kalibraci a FWHM lze spočítat pro Gaussovu křivku jako $FWHM = 2 \cdot \sqrt{2 \cdot \ln 2} \cdot \sigma$.

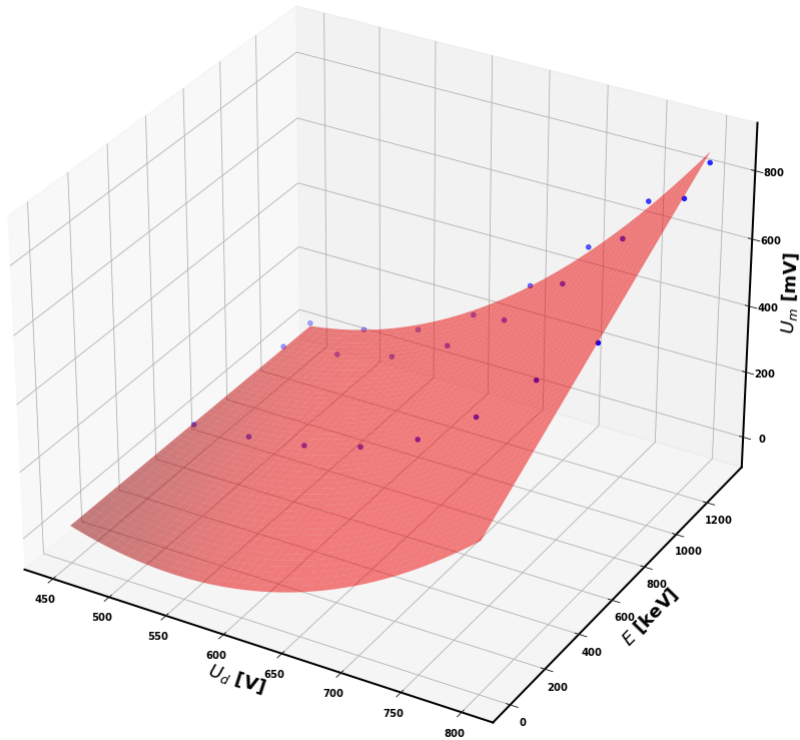
Zpracování

Jelikož jak hodnotu energetického rozlišení S , tak napětí měřené detektorem U_m jsem určoval v závislosti na napětí na detektoru U_d a energii E . Výsledky jsem zaznamenával do 2d plochy, kterou jsem prokládal polynomiálem 3. stupně ve tvaru: $z = a + b \cdot x + c \cdot y + d \cdot x^2 + e \cdot y^2 + f \cdot x \cdot y$.

Po dosazení našich proměnných pro případ napětí detekovaného detektorem U_m přechází rovnice do tvaru:

$$U_m = a + b \cdot U_d + c \cdot E + d \cdot U_d^2 + e \cdot E^2 + f \cdot U_d \cdot E. \quad (3.1)$$

Po provedení fitu jsem zjistil, že hodnota parametru e téměř nulová a s relativní odchylkou v řádu stovek. Pro provedení fitu s pozměněnou rovnicí ve



Obrázek 3.8: Závislost měřeného napětí U_m na napětí na detektoru U_d a E proložené pozměněným polynomiálem (3.2), kde $a = 1593$ mV, $b = -6,19 \cdot 10^3$, $c = -0,51$ V/eV, $d = 0,0057 \cdot 10^3$ V $^{-1}$, $f = 0,0011$ (eV) $^{-1}$, pro detektor CeBr₃(B)

tvaru:

$$U_m = a + b \cdot U_d + c \cdot E + d \cdot U_d^2 + f \cdot U_d \cdot E, \quad (3.2)$$

se hodnoty ostatních parametrů nezměnili, a proto jsem se rozhodl parametr e pro určování závislosti pro U_m zanedbat. Výsledný fit pro například pro detektor CeBr₃(B) je na Obr.3.8.

Výše zmíněná rovnice (3.2) vykazuje menší chybu, pro proměřené body, na obou CeBr₃ detektorech lépe než její exponenciální verze:

$$U_m = a + b \cdot \exp(d \cdot U_d) + c \cdot E + f \cdot U_d \cdot E, \quad (3.3)$$

která by odpovídala závislosti dané výrobcem pro detektor YAP na Obr.3.1. Kde opravdu popisuje závislost přesně.

Stejnou metodu jsem aplikoval pro popis rozlišení S , které jsem pro významné body spočítal pomocí (1.5). Rozhodl jsem ho fitovat podobnou křivkou, jako ve výše zmíněném měření napětí U_m . Nebylo možné zanedbat člen e , protože závislost rozlišení na S je složitější než lineární. Pokusil jsem se ji

popsat jako exponenciální ve tvaru:

$$S = a + b \cdot U_d + c \cdot \exp(e \cdot E) + d \cdot U_d^2 + f \cdot U_d \cdot E, \quad (3.4)$$

která relativními odchylkami odpovídá kvadratickému tvaru. Příklad rozlišení S fitovaného pomocí (3.4) pro detektor $\text{CeBr}_3(\text{B})$ je na Obr.3.16.

Jak už bylo zmíněno popsání závislosti S na E kvadraticky ve tvaru:

$$S = a + b \cdot U_d + c \cdot E + d \cdot U_d^2 + e \cdot E^2 + f \cdot U_d \cdot E \quad (3.5)$$

odchylkami odpovídá exponenciálnímu popsání a pro příklad $\text{YAP}(\text{Ce})$ je na Obr. 3.21.

Abych lépe popsal závislosti bylo třeba změřit více energetických bodů, protože pro závislost na E byly pouze 3. Zároveň se ^{68}Co píky občas překrýval a dle mého názoru snižovali hodnotu S . Pokusil jsem se dále zanedbat člen f , který popisuje závislost jak na U_d tak E . Po jeho zanedbání se relativní odchylky přesunuli do řádu tisíců %.

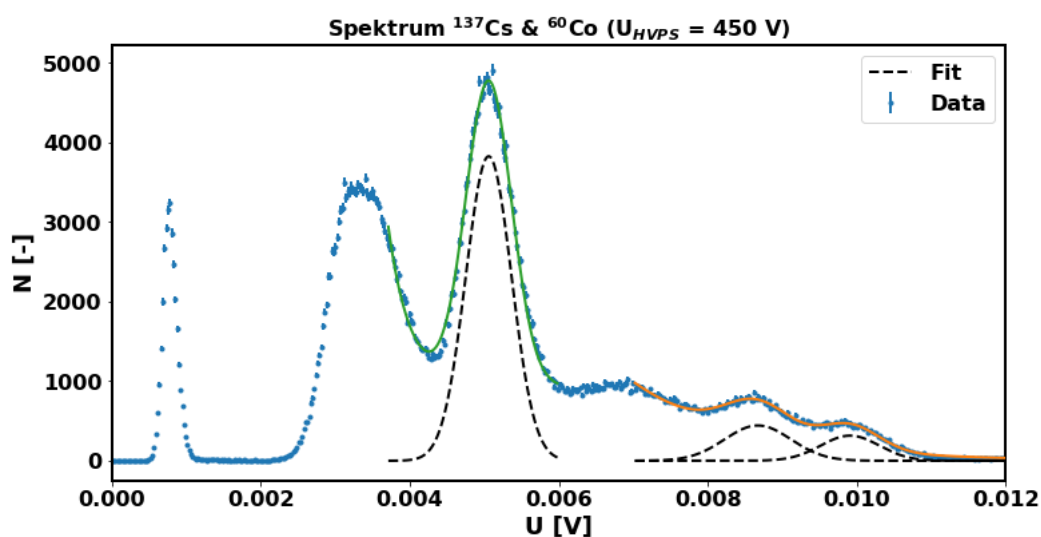
3.3.1 Energetická kalibrace a rozlišení charakterizovaných detektorů

CeBr₃(A)

Pro detektor $\text{CeBr}_3(\text{A})$ se mi podařilo určit všechny píky plné absorpce pro celý rozsah měření 450 - 800 V. Vždy jsem v spektru identifikoval píky, proložil je modely zmíněnými v předchozí části a hodnoty zaznamenal. Výsledné hodnoty jsou uvedeny v tabulce Tab. 3.1. Příklad spektra pro nízkou hodnotu napětí je na Obr.3.9. Příklad spektra pro hodnotu napětí $U_d = 650$ V je na Obr.3.10 a případ pro vysokou hodnotu napětí je na Obr.3.11.

Na Obr.3.9 je vidět spodní hranice měřitelného napětí, okolo Comptonovy hrany ^{137}Cs zdroje gamma záření. Z toho faktu lze vyvodit, že pro $U_d \leq 400$ V není detektor $\text{CeBr}_3(\text{A})$ vhodný pro detekci nižší energie než 661,7 keV. S rostoucím napětím na detektoru U_d lze pozorovat větší diskretizaci ^{68}Co píků. Další naměřená spektra využitá pro charakterizaci $\text{CeBr}_3(\text{A})$ jsou zobrazena na Obr.A.1, Obr.A.2, Obr.A.3, Obr.A.4, Obr.A.5.

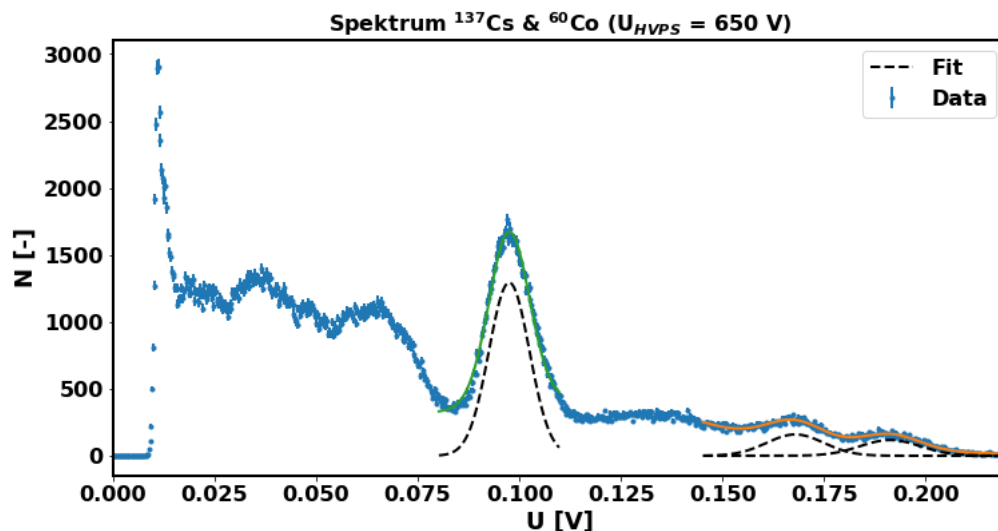
Závislost měřeného napětí U_m na energii dopadajícího záření a napětí na



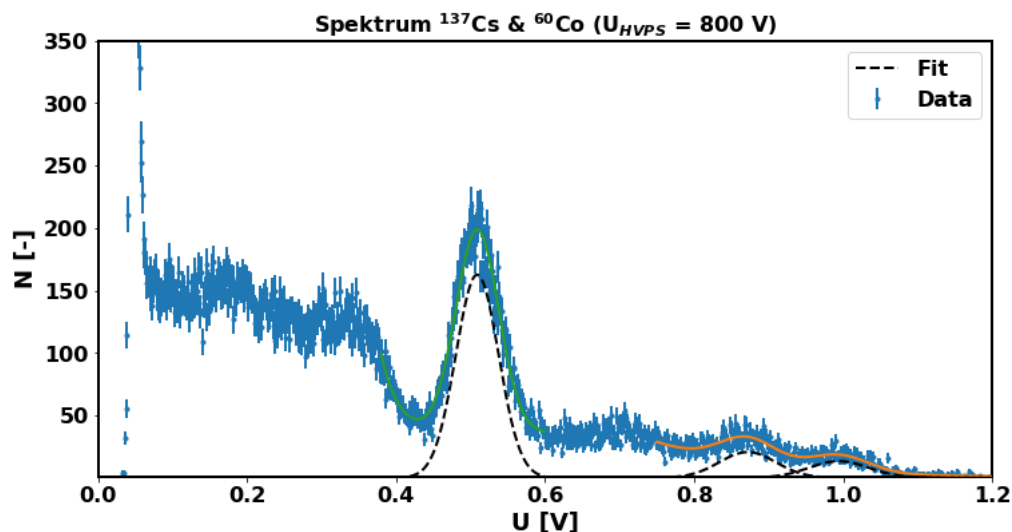
Obrázek 3.9: Spektrum naměřené detektorem $\text{CeBr}_3(\text{A})$ při napětí $U_d = 450$ V se zdrojem záření ^{137}Cs a ^{60}Co . Pík plné absorpce ^{137}Cs zeleně se středem v $U_{Cs} = 0,0051$ V a $\sigma = 0,3$ mV. Píky plné absorpce ^{60}Co žlutě se středy v $U_{Co1} = 0,0087$ V resp. $U_{Co2} = 0,0010$ V a $\sigma_1 = 0,39$ mV resp. $\sigma_2 = 0,44$ mV. Dělenou čarou jsou vyznačeny Gaussovy křivky z využitých modelů.

detektoru $\text{CeBr}_3(\text{A})$ je vyobrazena na Obr.3.12. Pro srovnání jsem vytvořil, i graf zobrazující exponenciální závislost dle (3.3) a je zobrazena na Obr.A.19.

Závislost rozlišení S detektoru $\text{CeBr}_3(\text{A})$ na energii dopadajícího záření E a napětí na detektoru U_d je na Obr.3.13. Závislost byla popsána pomocí (3.5), kde koeficienty b, d a f popisují závislost na U_d . Můžeme si všimnout, že pro detektor $\text{CeBr}_3(\text{A})$ jsou všechny malé a řádově menší než koeficienty c a e popisující závislost na E . Lze konstatovat, že při měřeních na detektoru $\text{CeBr}_3(\text{A})$ není S ovlivněno napětím na detektoru U_d .



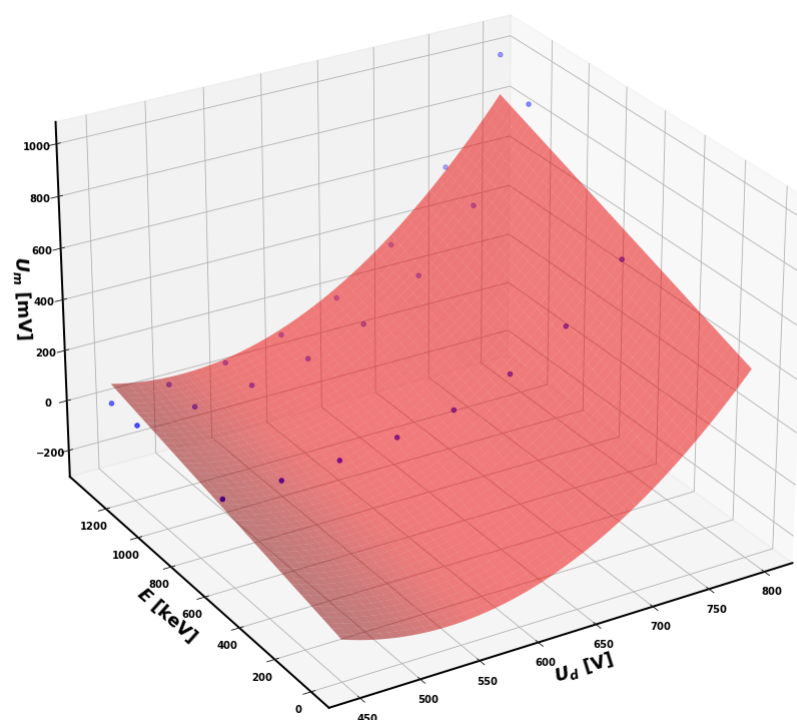
Obrázek 3.10: Spektrum naměřené detektorem $\text{CeBr}_3(\text{A})$ při napětí $U_d = 650 \text{ V}$ se zdrojem záření ^{137}Cs a ^{60}Co . Pík plné absorpce ^{137}Cs zeleně se středem v $U_{Cs} = 0,0051 \text{ V}$ a $\sigma = 4,98 \text{ mV}$. Píky plné absorpce ^{60}Co žlutě se středy v $U_{Co1} = 0,167 \text{ V}$ resp. $U_{Co2} = 0,191 \text{ V}$ a $\sigma_1 = 7,39 \text{ mV}$ resp. $\sigma_2 = 7,03 \text{ mV}$. Dělenou čarou jsou vyznačeny Gaussovy křivky z využitých modelů.



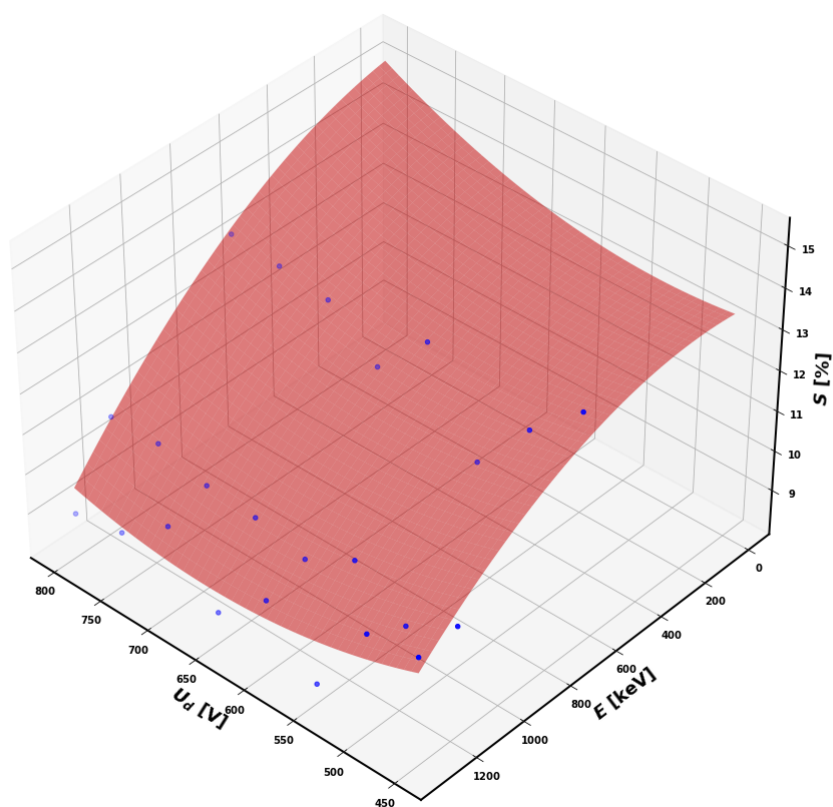
Obrázek 3.11: Spektrum naměřené detektorem $\text{CeBr}_3(\text{A})$ při napětí $U_d = 800 \text{ V}$ se zdrojem záření ^{137}Cs a ^{60}Co . Pík plné absorpce ^{137}Cs zeleně se středem v $U_{Cs} = 0,51 \text{ V}$ a $\sigma = 28,7 \text{ mV}$. Píky plné absorpce ^{60}Co žlutě se středy v $U_{Co1} = 0,871 \text{ V}$ resp. $U_{Co2} = 0,994 \text{ V}$ a $\sigma_1 = 39,87 \text{ mV}$ resp. $\sigma_2 = 37,89 \text{ mV}$. Dělenou čarou jsou vyznačeny Gaussovy křivky z využitých modelů.

U_d [V]	U_m [mV]	σ [mV]
450	5,06	0,29
450	8,67	0,39
450	9,91	0,45
500	11,98	0,64
500	20,37	0,86
500	23,28	1,03
550	26,21	1,23
550	43,94	2,01
550	50,08	1,78
600	52,71	2,98
600	89,56	3,83
600	102,08	4,21
650	97,52	4,98
650	167,89	7,39
650	191,24	7,03
700	177,59	9,80
700	303,70	13,48
700	347,60	14,90
750	305,43	17,08
750	526,24	24,12
750	602,30	23,56
800	508,97	28,76
800	871,80	39,87
800	994,32	37,89

Tabulka 3.1: Hodnoty středů píků plné absorpce U_m v mV a σ Gaussových křivek, kterými byly fitovány pro měření s detektorem $\text{CeBr}_3(\text{A})$ v závislosti na napětích na detektoru U_d



Obrázek 3.12: Závislost měřeného napětí U_m na napětí na detektoru U_d a E proložené pozměněným polynomiálem (3.2), kde $a = 2530$ mV, $b = -10,2 \cdot 10^3$, $c = 1,25$ V/eV, $d = 0,00947 \cdot 10^3$ V $^{-1}$, $f = 0,00038$ (eV) $^{-1}$, pro detektor CeBr $_3$ (A)



Obrázek 3.13: Závislost rozlišení S na napětí na detektoru U_d a E proložené pozměněným polynomiálem (3.5), kde $a = 19,64$, $b = -0,24 \text{ V}^{-1}$, $c = 0,0030 \cdot 10^{-5} (\text{keV})^{-1}$, $d = 2,35 \cdot 10^{-5} \text{ V}^{-2}$, $e = -2,37 \cdot 10^{-6} (\text{keV})^{-2}$, $f = -4,95 \cdot 10^{-6} (\text{keV}^2)^{-1}$, pro detektor $\text{CeBr}_3(\text{A})$

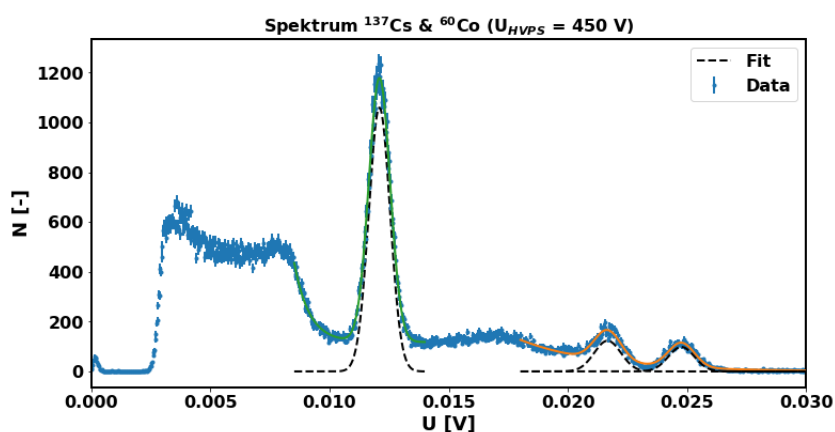
U_d [V]	U_m [mV]	σ [mV]
450	12,10	0,45
450	21,67	0,55
450	24,76	0,56
500	26,15	0,91
500	46,45	1,18
500	53,17	1,29
550	50,78	1,74
550	89,59	2,17
550	102,05	2,32
600	98,69	3,36
600	173,26	4,40
600	197,04	4,38
650	173,06	6,10
650	300,70	5,95
650	335,25	7,00
700	291,90	9,58
700	458,68	6,68
700	499,82	8,69
750	451,57	11,14
750	639,70	7,17
750	682,41	8,94
800	609,58	9,54
800	802,78	7,57
800	840,41	9,54

Tabulka 3.2: Hodnoty středů pík plné absorpce U_m a σ Gaussových křivek, kterými byly fitovány pro měření s detektorem $\text{CeBr}_3(\text{B})$

■ $\text{CeBr}_3(\text{B})$

Pro detektor $\text{CeBr}_3(\text{B})$ se mi podařilo určit všechny píky plné absorpce pro celý rozsah měření 450 - 800 V. Vždy jsem v spektru identifikoval píky, proložil je modely zmíněnými v předchozí části a hodnoty zaznamenal. Výsledné hodnoty jsou uvedeny v tabulce Tab. 3.2. Příklad spektra pro nízkou hodnotu napětí je na Obr.3.14. Příklad spektra pro hodnotu napětí $U_d = 650$ V je na Obr.3.6 a případ pro vysokou hodnotu napětí je na Obr.3.15. Pro spektra při ostatních napětích U_d jsou na Obr.A.6, Obr.A.7, Obr.A.8, Obr.A.9, Obr.A.10.

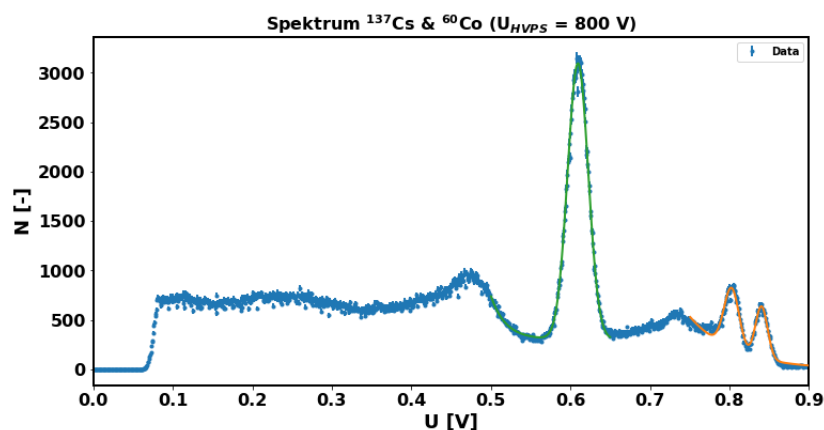
Ze spektra Obr.3.14 lze vidět, že stejně jako u detektoru $\text{CeBr}_3(\text{A})$ je minimální měřitelná hodnota dopadajícího napětí okolo $U_m \approx 2$ mV. Fotonásobič má nejspíš lepší zisk a pro stejné napětí U_d a proto je odezva s vyšším U_m .



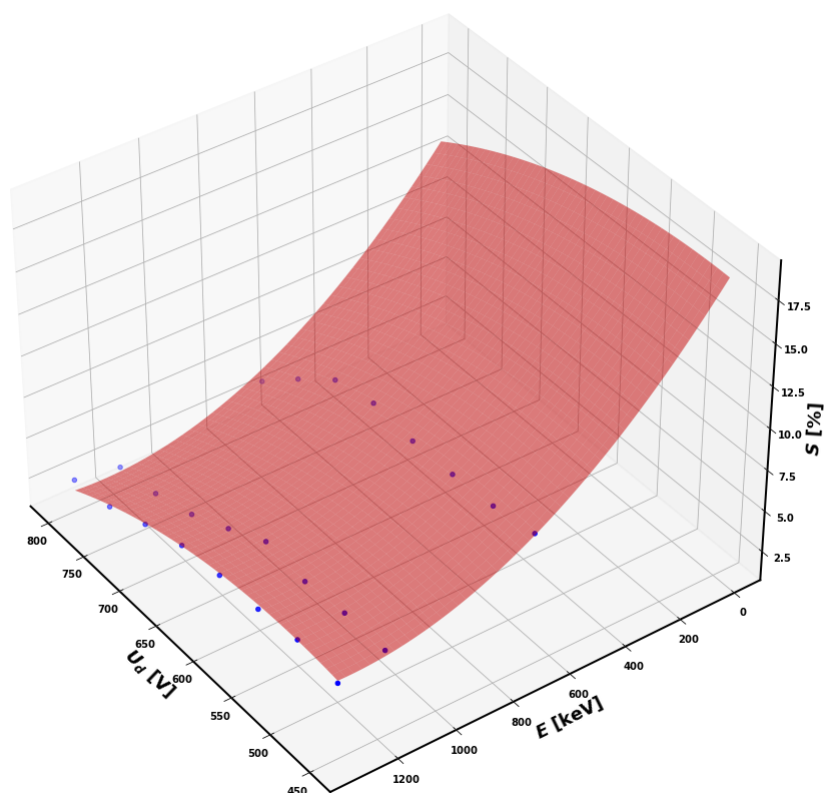
Obrázek 3.14: Spektrum naměřené detektorem $\text{CeBr}_3(\text{B})$ při napětí $U_d = 450$ V se zdrojem záření ^{137}Cs a ^{60}Co . Pík plné absorpce ^{137}Cs zeleně se středem v $U_{Cs} = 0,012$ V a $\sigma = 0,446$ mV. Píky plné absorpce ^{60}Co žlutě se středy v $U_{Co1} = 0,0217$ V resp. $U_{Co2} = 0,0248$ V a $\sigma_1 = 0,54$ mV resp. $\sigma_2 = 0,56$ mV. Dělenou čarou jsou vyznačeny Gaussovy křivky z využitých modelů.

Závislost měřeného napětí U_m na energii dopadajícího záření a napětí na detektoru $\text{CeBr}_3(\text{B})$ je vyobrazena na Obr.3.8. Při srovnání s $\text{CeBr}_3(\text{A})$ tak se zdá, že závislost je stejná, ale veškeré hodnoty jsou posunuté 50 V na detektoru.

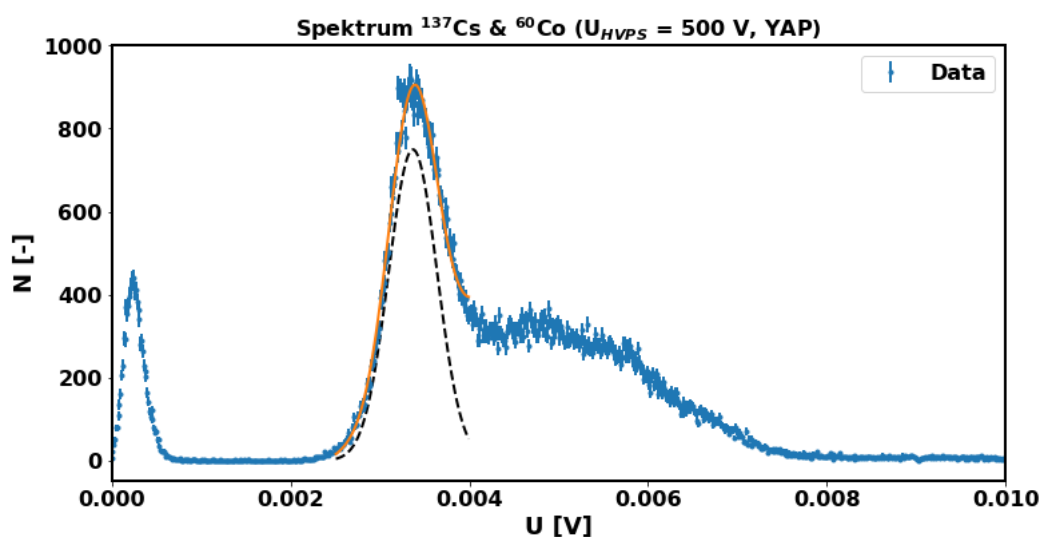
Závislost rozlišení S detektoru $\text{CeBr}_3(\text{A})$ na energii dopadajícího záření E a napětí na detektoru U_d je na Obr.3.16. Na rozdíl od $\text{CeBr}_3(\text{A})$ je značná závislost rozlišení S na napětí na detektoru U_d . Dle koeficientů b a d z (3.5) klesá kvadraticky a na rozmezí 450-800 V to vyústí v rozdíl $\Delta S \approx 4$ %.



Obrázek 3.15: Spektrum naměřené detektorem $\text{CeBr}_3(\text{B})$ při napětí $U_d = 800 \text{ V}$ se zdrojem záření ^{137}Cs a ^{60}Co . Pík plné absorpce ^{137}Cs zeleně se středem v $U_{Cs} = 0,609 \text{ V}$ a $\sigma = 9,53 \text{ mV}$. Píky plné absorpce ^{60}Co žlutě se středy v $U_{Co1} = 0,802 \text{ V}$ resp. $U_{Co2} = 0,840 \text{ V}$ a $\sigma_1 = 7,57 \text{ mV}$ resp. $\sigma_2 = 9,53 \text{ mV}$. Dělenou čarou jsou vyznačeny Gaussovy křivky z využitých modelů.



Obrázek 3.16: Závislost rozlišení S na napětí na detektoru U_d a E proložené pozměněným polynomiálem (3.5), kde $a = 8,31$, $b = 0,043 \text{ V}^{-1}$, $c = -0,022 \text{ (keV)}^{-1}$, $d = -4,56 \cdot 10^{-5} \text{ V}^{-2}$, $e = 7,81 \cdot 10^{-6} \text{ (keV)}^{-2}$, $f = 2,91 \cdot 10^{-6} \text{ (keV}^2)^{-1}$, pro detektor $\text{CeBr}_3(\text{B})$



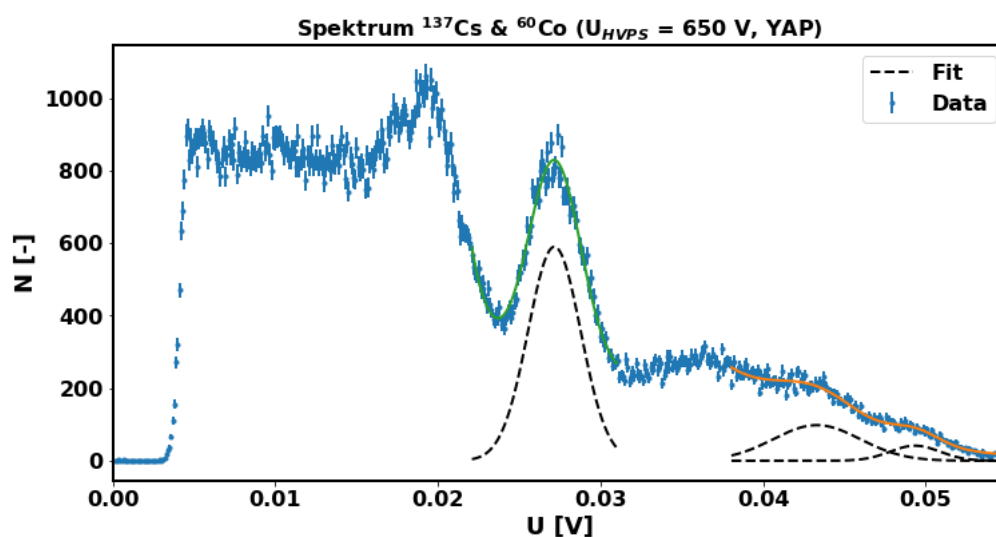
Obrázek 3.17: Spektrum naměřené detektorem YAP(Ce) při napětí $U_d = 500$ V se zdrojem záření ^{137}Cs a ^{68}Co . Píky plné absorpce ^{137}Cs zeleně se středem v $U_{Cs} = 0,00337$ V a $\sigma = 0,27$ mV. Píky plné absorpce ^{68}Co jsem nebyl schopen ve spektru rozeznat.

■ YAP(Ce)

Pro detektor YAP(Ce) se mi podařilo určit všechny píky plné absorpce v rozsahu 550 - 800 V. Měření jsem provedl pro $U_d = \{450, 500\}$ V. Při hodnotě napětí U_d jsem nebyl schopen identifikovat ani jeden píky, což souhlasí s v minulé části zmíněnými parametry výrobce. Pro hodnotu $U_d = 500$ V jsem byl schopen identifikovat pouze ^{137}Cs píky a spektrum je vyobrazeno na Obr.3.17. Vždy jsem v spektru identifikoval píky, proložil je modely zmíněnými v předchozí části a hodnoty jsem zaznamenal do Tab. 3.3. Příklad spektra pro hodnotu napětí $U_d = 650$ V je na Obr.3.18 a případ pro vysokou hodnotu napětí je na Obr.3.19. Spektra při ostatních napětích U_d jsou na Obr.A.11, Obr.A.12, Obr.A.13, Obr.A.14.

Na Obr.3.17 je vidět spodní hranice měřitelného napětí U_m kolem 2,5 mV. Zdá se, že i část ^{137}Cs píky nebyla detekována. Jak už jsem zmínil výše, 500 V je nejnižší hodnota, pro kterou má smysl s detektorem měřit a při této hodnotě je nejnižší rozeznatelná energie $E = 661,7$ keV. Při tomto napětí je také rozlišení natolik nízké, že ^{68}Co píky od sebe nelze rozlišit.

Ve všech spektrech YAP(Ce) se značně překrývají ^{68}Co píky a to má za výsledek méně přesné fitování druhého píky. S rostoucím napětím na detektoru U_d jsou rozdíly výraznější, jak jde vidět na výše uvedených obrázcích.



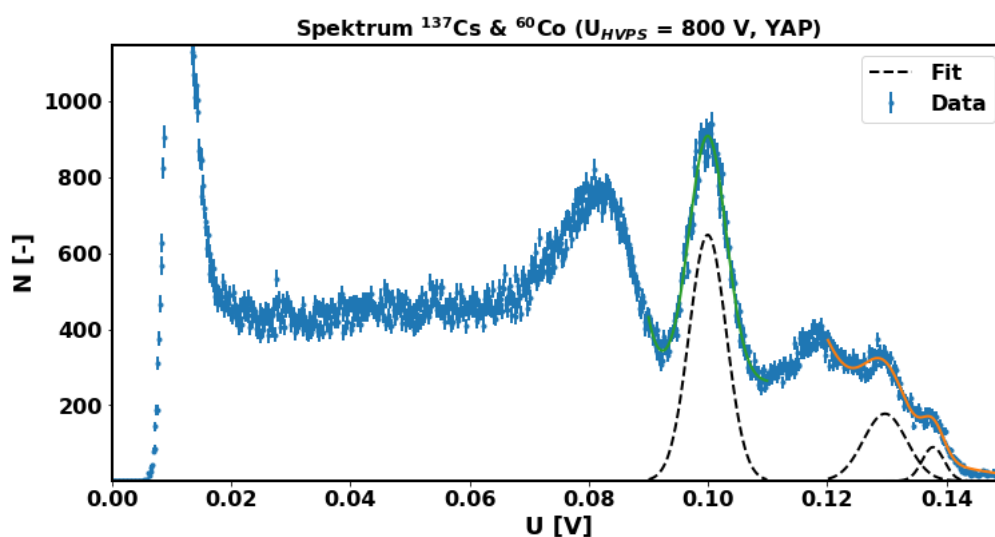
Obrázek 3.18: Spektrum naměřené detektorem YAP(Ce) při napětí $U_d = 650$ V se zdrojem záření ^{137}Cs a ^{68}Co . Pík plné absorpce ^{137}Cs zeleně se středem v $U_{Cs} = 0,027$ V a $\sigma = 1,62$ mV. Píky plné absorpce ^{68}Co žlutě se středy v $U_{Co1} = 0,043$ V resp. $U_{Co2} = 0,0493$ V a $\sigma_1 = 1,53$ mV resp. $\sigma_2 = 2,68$ mV. Dělenou čarou jsou vyznačeny Gaussovy křivky z využitých modelů.

Závislost měřeného napětí U_m na energii dopadajícího záření a napětí na detektoru YAP(Ce) je vyobrazena na Obr.3.20. Pro detektor YAP(Ce) jsem se rozhodl popsat tuto závislost pomocí (3.3), protože výrobce takovou závislost předpokládá výrobce detektoru dle Obr.3.1. Zisk nebyl výrobcem uveden rovnicí, a proto jsem využil program WebPlotDigitizer[35], abych z grafu Obr. 3.1 získal data. Závislost jsem popsal pomocí exponenciální rovnice ve tvaru: $Q = 294 \cdot \exp(0,009 \cdot U_d)$.

Stejně závislosti v Obr.3.20 odpovídají koeficienty $b = (0,09 \pm 0,01)$ a $d = (0,0082 \pm 0,0015)$.

Můžeme si všimnout, že koeficienty určující exponenciální pokles si v rámci chyby odpovídají, a proto lze konstatovat, že v rámci chyby souhlasí závislost udávaná výrobcem a mnou měřená.

Závislost rozlišení S detektoru YAP(Ce) na energii dopadajícího záření E a napětí na detektoru U_d je na Obr.3.21. Z grafu je patrné, že naměřená data neodpovídají předpokládanému výsledku, zejména pro druhý ^{68}Co píky, pro který se rozlišení S s zvyšující se energií E zhoršuje. To je v rozporu s naměřenými daty pro ostatní detektory a teorií. Tento jev má pak za následek předpověď, že pro nízké energie bude rozlišení klesat mnohem rychleji, než jsme určili u ostatních detektorů. Chyba byla nejpravděpodobněji způsobena špatně určenými ^{68}Co píky ve spektrech jako na Obr.3.18, by bylo možné

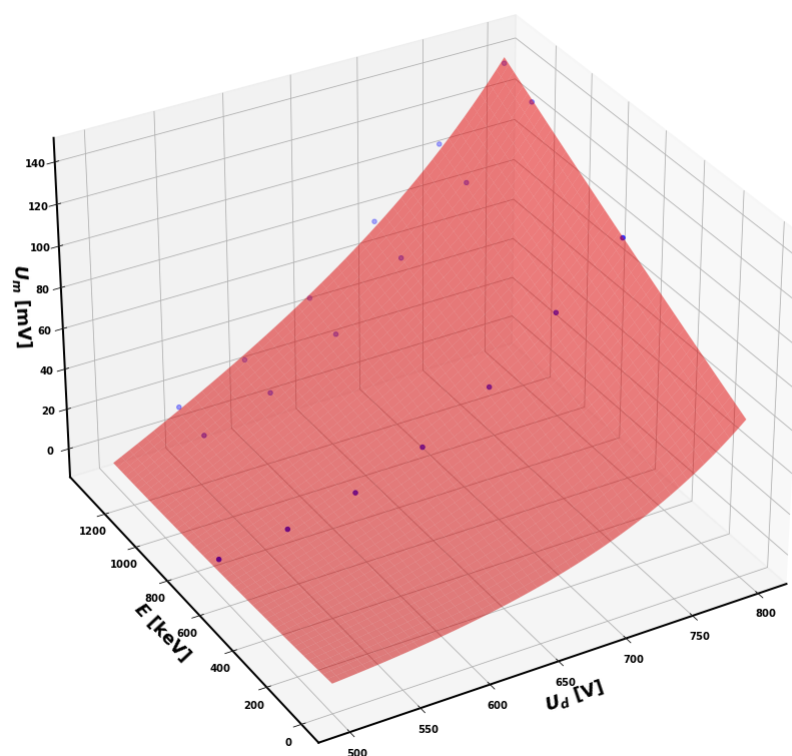


Obrázek 3.19: Spektrum naměřené detektorem YAP(Ce) při napětí $U_d = 800$ V se zdrojem záření ^{137}Cs a ^{60}Co . Pík plné absorpce ^{137}Cs zeleně se středem v $U_{Cs} = 0,100$ V a $\sigma = 3,11$ mV. Píky plné absorpce ^{60}Co žlutě se středy v $U_{Co1} = 0,130$ V resp. $U_{Co2} = 0,138$ V a $\sigma_1 = 1,84$ mV resp. $\sigma_2 = 3,62$ mV. Dělenou čarou jsou vyznačeny Gaussovy křivky z využitých modelů.

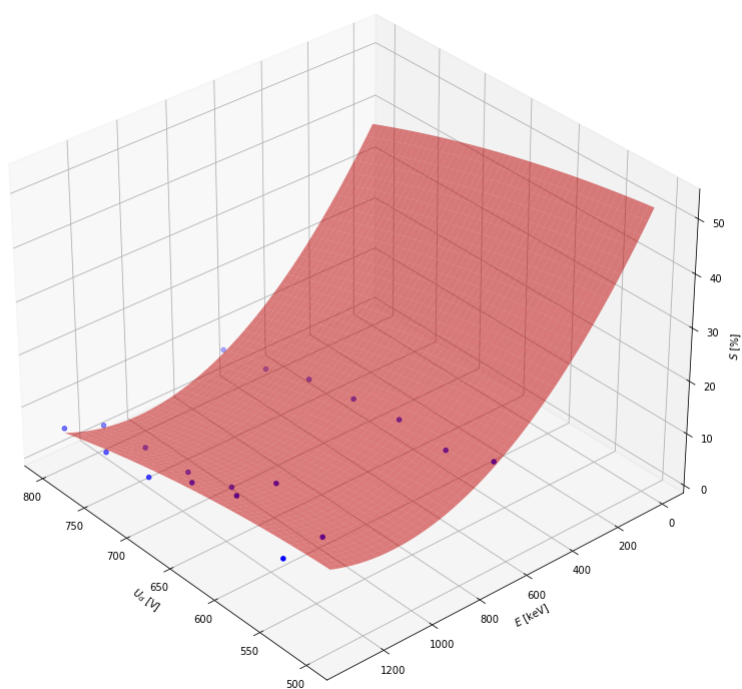
překrývající se ^{60}Co píky popsat více způsoby.

Řešením by mohlo být odstranění druhého ^{60}Co píku, ale pro závislost S na E by nám zbyly jen dva body, což je nedostatečné pro složitost závislosti.

Lepší závislost by mohla být určena v dalších měřeních, kde by bylo potřeba využít zdroje gamma záření s vzdálenějšími energiemi píků plné absorpce.



Obrázek 3.20: Závislost měřeného napětí U_m na napětí na detektoru U_d a E proložené pozměněným polynomiálem s exponenciální závislostí (3.3), kde $a = -7,51 \cdot 10^3$ mV, $b = 0,09 \cdot 10^3$ mV, $c = -0,10$ V/eV, $d = 0,00829$ V $^{-1}$, $f = 0,00021(\text{eV})^{-1}$, pro detektor YAP(Ce)



Obrázek 3.21: Závislost rozlišení S na napětí na detektoru U_d a E proložené pozměněným polynomiálem (3.5), kde $a = 44,2$, $b = 0,052 \text{ V}^{-1}$, $c = -0,080 \text{ (keV)}^{-1}$, $d = -7,47 \cdot 10^{-5} \text{ V}^{-2}$, $e = 3,42 \cdot 10^5 \text{ (keV)}^{-2}$, $f = 1,15 \cdot 10^{-5} \text{ (keV}^2)^{-1}$, pro detektor YAP(Ce).

U_d [V]	U_m [mV]	σ [mV]
500	3,37	0,27
550	7,52	0,49
550	12,54	0,56
550	14,16	0,61
600	15,00	0,99
600	23,84	1,50
600	28,05	1,92
650	27,16	1,62
650	43,30	1,53
650	49,34	2,68
700	46,66	2,44
700	71,58	1,67
700	78,06	2,67
750	73,22	2,78
750	99,36	1,93
750	107,11	3,27
800	99,96	3,11
800	129,70	1,84
800	137,76	3,62

Tabulka 3.3: Hodnoty středů píků plné absorpce U_m a σ Gaussových křivek, kterými byly fitovány pro měření s detektorem YAP(Ce)

■ NaI(Tl)

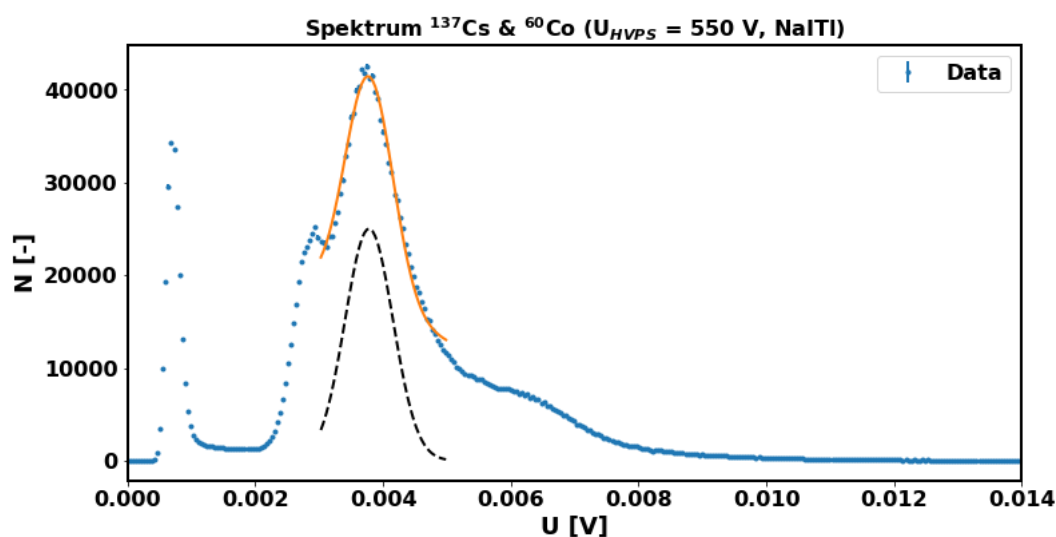
Pro detektor NaI(Tl) se mi při žádném měření nepodařilo identifikovat ani jeden ^{68}Co pík. Myslím si, že to bylo způsobeno malým rozlišením detektoru S, a proto se píky plné absorpce překrývali natolik aby nebyly rozlišitelné. Pík plné absorpce ^{137}Cs jsem byl schopen identifikovat pro měření v rozsahu 550-800 V. Data jsem zaznamenal do Tab.3.4. Spektrum s změřenou minimální hodnotou napětí U_m je na Obr.3.22. Na grafu je vidět, minimální detekovatelná hodnota energie, která je zase lehce před ^{137}Cs píkem a tedy před $E = 661,7$ keV. Příklad grafu s vysokým U_d je na Obr.3.23. Spektra při ostatních napětích U_d jsou na Obr.A.15, Obr.A.16, Obr.A.17, Obr.A.18.

Bez dalších hodnot E jsem nebyl schopen určit závislost U_p ani S na energii. Závislost měřeného napětí U_b je také velice rozdílná oproti ostatním detektorům. Jak si můžeme všimnout v Tab.3.4, tak jako u ostatních detektorů roste U_m s U_d kvadraticky, ale pro nejvyšší hodnotu naroste velice málo. Podobně zvláštní závislostí se řídí S na U_d , kdy minimum má při $U_d = 700$ V a zhoršuje se při zvyšování i snižování napětí.

Měření na detektoru NaI(Tl) proběhlo za stejných podmínek jako měření na ostatních detektorech, ale dostal jsem z něj radikálně rozdílné výsledky. Jsou také horší než výrobcem uvedené, kde námi změřené rozlišení pro ^{137}Cs pík nikdy nekleslo pod $S \leq 15\%$, přičemž výrobce uvádí $S \leq 7\%$.

Výsledky mého měření indikují nesprávné fungování detektoru a jeho možné poškození. Detektor NaI(Tl) je nejstarším scintilačním detektorem na tokamaku GOLEM. Krystaly NaI(Tl) jsou narozdíl od CeBr_3 a $\text{YAP}(\text{Ce})$ náchylné k poškození způsobeného vysokoenergetickým zářením.[36] Detektor byl používán na tokamaku COMPASS a byl vystaven zářením s vysokou energií. Již zmíněné radiační poškození krystalu NaI(Tl) jsou možným důvodem špatného fungování detektoru.

Doporučoval bych nezávislou charakterizaci detektoru s jiným zdrojem gamma záření než ^{68}Co . Jelikož jsem byl schopen určit ^{137}Cs pík, tak předpokládám, že by mělo být možné určit další píky, pokud nebudou při daném rozlišení S mít blízké energetické hodnoty.



Obrázek 3.22: Spektrum naměřené detektorem NaI(Tl) při napětí $U_d = 550$ V se zdrojem záření ^{137}Cs a ^{60}Co . Pík plné absorpce ^{137}Cs zeleně se středem v $U_{Cs} = 0,00378$ V a $\sigma = 0,38$ mV. Píky plné absorpce ^{60}Co jsem nebyl schopen ze spektru rozeznat.

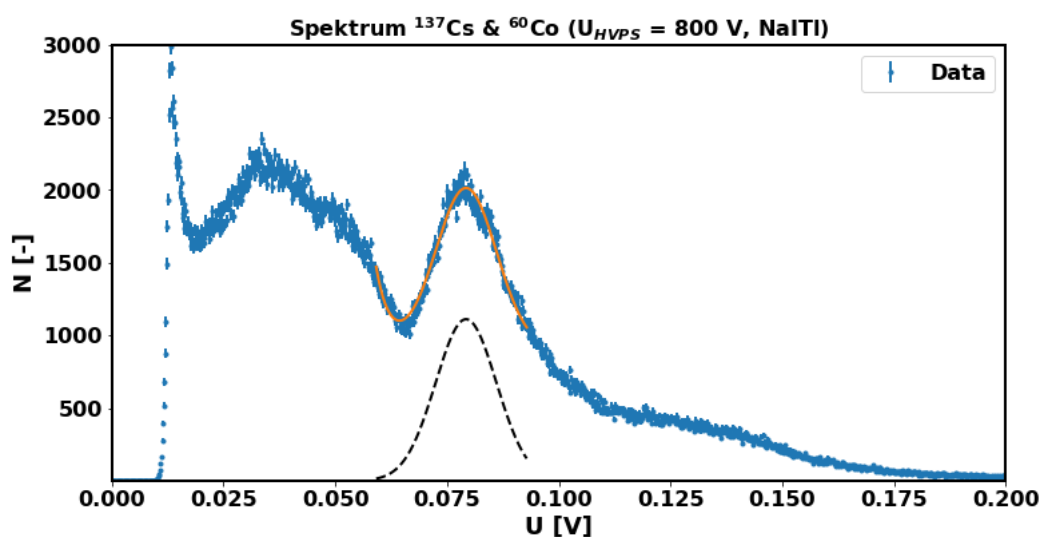
\tilde{U}_d [V]	U_m [mV]	σ [mV]	S [%]
550	3,78	0,38	23,38
600	7,36	0,67	21,46
650	14,55	1,39	22,58
700	16,20	1,07	15,49
750	47,42	3,84	19,09
800	57,43	6,81	27,93

Tabulka 3.4: Hodnoty středů píků plné absorpce U_m a σ Gaussových křivek, kterými byly fitovány pro měření s detektorem NaI(Tl). Rozlišení S bylo určeno pomocí (1.5).

3.3.2 Srovnání detektorů

Nejhorším detektorem pro měření dopadajícího gamma nebo tvrdého rentgenového záření musí, na základě naměřených dat v mé práci, být detektor NaI(Tl). Je možné, že pro vyšší hodnoty U_d by NaI(Tl) disponoval lepšími vlastnostmi, ale v rozmezí 450-800 V měl nejhorší rozlišení S , což mělo za příčinu, že píky ^{60}Co nebyly indentifikovatelné. Bez nich jsem nebyl schopen určit většinu vlastností detektoru. Nedoporučoval bych tedy NaI(Tl) v těchto rozmezích U_d pro měření tvrdého rentgenového záření.

Nevýhodou detektoru YAP(Ce) je jeho špatné rozlišení S při nízkých napětích na detektoru U_d . Při vyšších napětích má rozlišení S dobré, pro



Obrázek 3.23: Spektrum naměřené detektorem NaI(Tl) při napětí $U_d = 800 \text{ V}$ se zdrojem záření ^{137}Cs a ^{60}Co . Pík plné absorpce ^{137}Cs zeleně se středem v $U_{Cs} = 0,057 \text{ V}$ a $\sigma = 6,81 \text{ mV}$. Píky plné absorpce ^{60}Co jsem nebyl schopen ve spektru rozeznat.

^{137}Cs pík jsme nejlepší rozlišení naměřili při napětí $U_d = 800 \text{ V}$ jako $S = 7,33 \%$ a dá se předpokládat, že při vyšších napětích opravdu dosáhne výrobcem daného rozlišení $S \leq 5,5 \%$. Mé výsledky jsou zkrasleny překrývanými píky ^{60}Co . Myslím si, že tento detektor je vhodný pro měření tvrdého rentgenového záření, ale je potřeba využít další energetický zdroj, aby se závislost S na U_d popsala přesněji. Energie pík ^{60}Co odpovídá předpokládané maximální energii ubíhajících elektronů na tokamaku GOLEM, a proto bych využil zdroj s nižší energií, jako ^{241}Am abychom tuto oblast přesněji popsali.

Oba detektory s krystalem CeBr_3 měli velice srovnatelné vlastnosti, ale z výsledků plyne, že detektor $\text{CeBr}_3(\text{B})$ je pro účely detekce tvrdého rentgenového záření v rozmezích napětí 450-800 V všech ohledech lepší než $\text{CeBr}_3(\text{A})$. Jeho zisk je pro stejné U_d vyšší (vyšší měřené U_m pro stejně energetické zdroje), což umožňuje měření nižších energií při stejném U_d . Má lepší rozlišení S , které se s U_d zlepšuje, na rozdíl od $\text{CeBr}_3(\text{A})$. Pro ^{137}Cs pík dosáhl $\text{CeBr}_3(\text{B})$ rozlišení $S_b = 3,68 \%$ při $U_d = 800 \text{ V}$ a $\text{CeBr}_3(\text{A})$ rozlišení $S_a = 11,05 \%$ při $U_d = 550 \text{ V}$. Myslím si, že rozdíly jsou způsobené různými fotonásobiči. Krystaly CeBr_3 mají stejné parametry a neměli by podléhat radiačnímu poškození. Předpokládám tedy, že má mají stejné vlastnosti.

Na základě mého měření jsem určil detektor $\text{CeBr}_3(\text{B})$, jako nejlepší pro měření tvrdého rentgenového záření v rozmezích napětí na detektoru $U_d = 450 - 800 \text{ V}$ a pro energie $E = 661,7 - 1332,5 \text{ keV}$, protože v celém rozsahu dosahuje nejlepšího rozlišení a zesílení při libovolném U_d . Má taky

lepší minimální detekovatelnou hodnotu při daném napětí než jakýkoli jiný charakterizovaný detektor.

Kapitola 4

Měření ubíhajících detektorů na tokamaku GOLEM

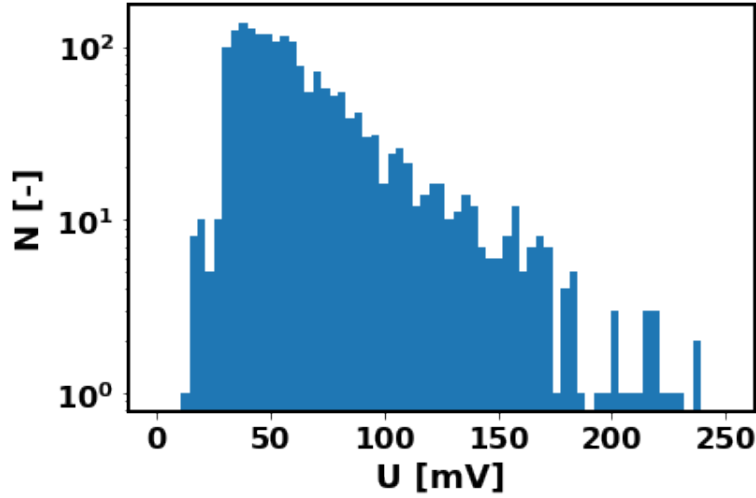
4.1 Měření

Pro měření ubíhajících elektronů jsem využil single-sequence metodu, kterou jsem popsal v sekci 3.2.1. K měření jsem využíval osciloskop MSO58. Rozdíl v aplikaci single-sequence metody byl v triggeru, který jsem v případě charakterizace spouštěl externím příkazem. V případě měření ubíhajících elektronů je využit trigger vyslaný tokamakem GOLEM, který využívají další diagnostiky na něm využívané.

Po přijetí signálu změřím 40 ms záznam s četností 650 MS/s (650 milionů záznamů za vteřinu). Záznam je uložen ve formátu .wfm, který je kompaktnější než .csv. Jak už bylo vysvětleno výsledkem single-sequence metody je spektrum naměřených hodnot dopadajícího tvrdého rentgenového záření. Příklad takového spektra pro výboj na tokamaku GOLEM je na Obr.4.1.

4.2 Zpracování

Nejprve naměřené spektrum převádím pomocí energetické kalibrace provedené v předchozí kapitole. Pro měření jsem určil detektor $\text{CeBr}_3(\text{B})$ jako nejlepší,



Obrázek 4.1: Spektrum tvrdého rentgenového záření na tokamaku GOLEM, naměřené detektorem $\text{CeBr}_3(\text{B})$ s $U_d = 600 \text{ V}$, při výboji #43396.

a proto jsem ho používal pro měření tvrdého rentgenového záření.

Závislost měřeného napětí U_m na napětí detektoru U_d a energii dopadajícího záření E jsem zjistil fitováním (3.2). Abych zjistil závislost E na U_m a U_d , tak jsem si E z rovnice (3.2) vyjádřil. Závislost E na U_m a U_d lze zapsat jako:

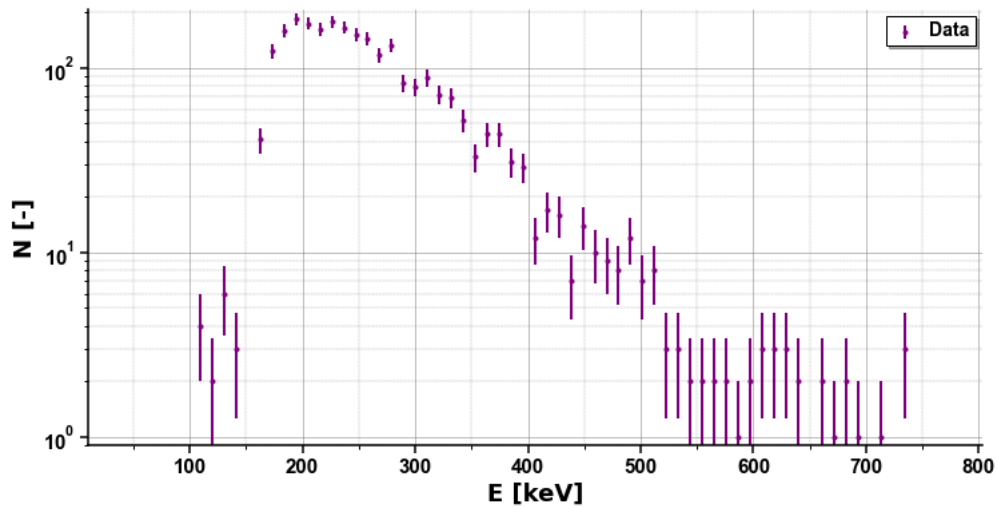
$$E = -\frac{a + b \cdot U_d + d \cdot U_d^2 - U_m}{c + f \cdot U_d}, \quad (4.1)$$

kde a , b , c , d a f jsou koeficienty, které známe z provedené energetické kalibrace.

Dosazením koeficientů z 3.8 a převedeme spektrum Obr.4.1 do tvaru Obr.4.2.

Pro časový vývoj měřeného rentgenového záření jsem využil, že funkce `find_peaks`, kterou jsem použil pro detekci píků ukládá i jejich časovou polohu. Vytvořil jsem tedy další další histogram, kde je na x-ové ose čas. Takový časový vývoj může být například Obr.4.3.

Ze spekter jsem se pokusil odhadnout maximální energii ubíhajících elektronů, které záření vyzářili. Měřené spektrum jsem fitoval exponenciální křivkou ve tvaru: $y = A \cdot \exp(B \cdot x)$. Tuto možnost jsem vybral, protože stejnou metodu využili na tokamaku COMPASS v Praze[37]. Tato závislost se dá odůvodnit několika jevy, které postupně zvyšují pravděpodobnost, že detekujeme nižší hodnotu. Prvním je, že uvažovaná distribuční

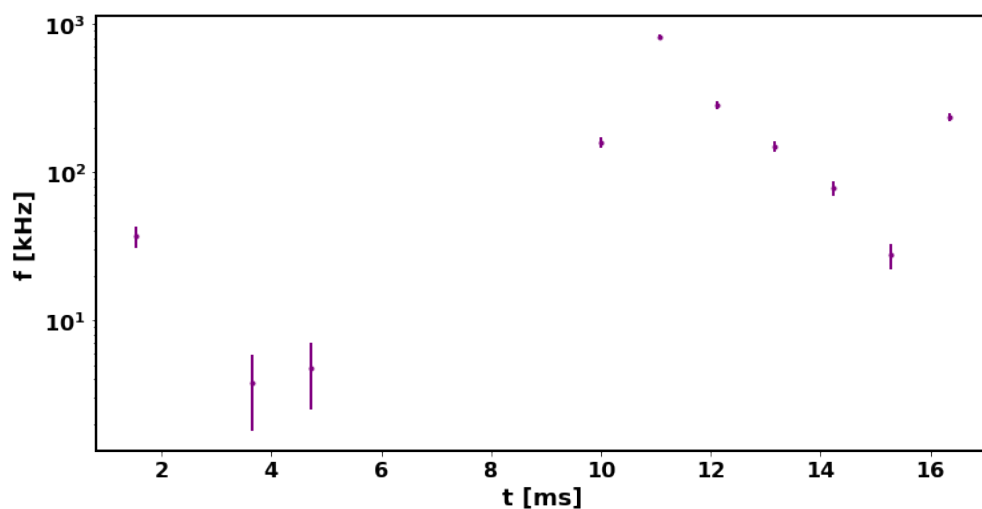


Obrázek 4.2: Spektrum změřeného tvrdého rentgenového záření na tokamaku GOLEM naměřené detektorem $\text{CeBr}_3(\text{B})$ s $U_d = 600$ při výboji #41914

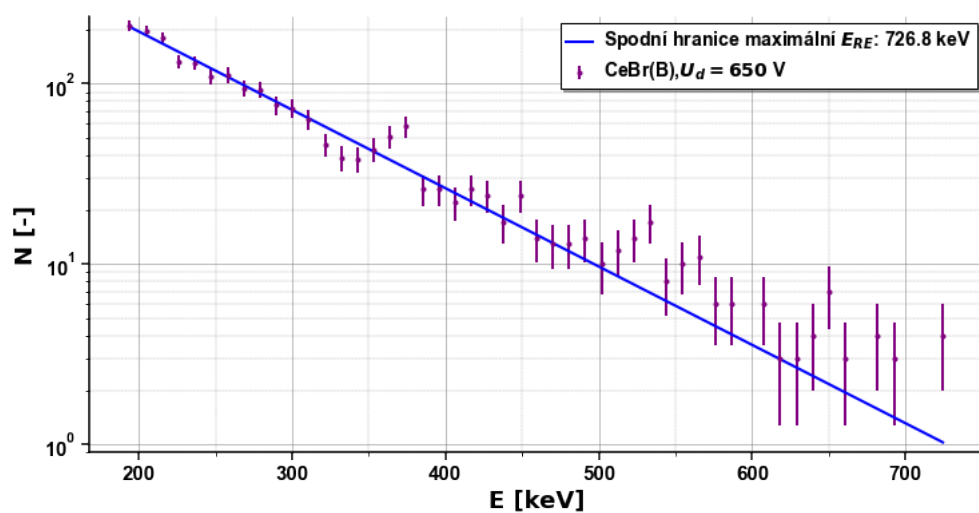
funkce ubíhajících elektronů vznikajících Dreicerovým mechanismem má tvar: $f_{RE} \sim \exp(-E)/E$. [37] Druhým je, že ubíhající elektrony vyzáří spektrum dle Obr. 2.2 a nakonec ještě vyzářené rentgenové záření interaguje několika způsoby s krystalem dle Obr.1.2. Simulace naznačují, že kombinací těchto jevů je výsledné produkované spektrum ve tvaru exponenciály. [37]

Po odstranění dat, pod minimální rozlišitelnou hranicí detektoru, kterou jsem stanovil jako energii s maximální četností, a bodů s vysokou energií s četností 1, které nejpravděpodobněji vznikly započítáním 2 hodnot v jednu chvíli dostaneme spektrum ve tvaru Obr.4.4. Energetickou hodnotu v místě, kdy se exponenciála blíží nula označíme jako E_{RE} a popisuje spodní hranici energie ubíhajících nejvíce energetických elektronů. Dá se předpokládat, že měly elektrony i vyšší energii, protože pravděpodobnost, že ji změříme je mizivá.

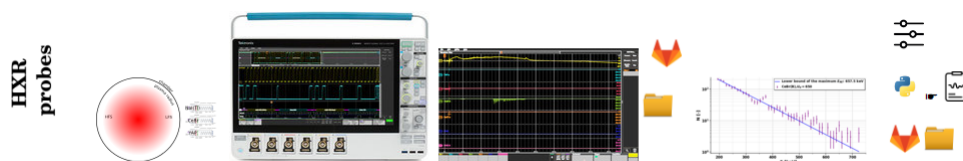
Pro její určení by bylo třeba například více měření se stejným rozdělením ubíhajících elektronů.



Obrázek 4.3: Vývoj intenzity detekovaného záření v závislosti na čase detektorem $\text{CeBr}_3(\text{B})$ při výboji na tokamaku GOLEM #43396.



Obrázek 4.4: Energetické spektrum změřeného tvrdého rentgenového záření na tokamaku GOLEM naměřené detektorem $\text{CeBr}_3(\text{B})$ s $U_d = 600$ při výboji #41999. Naměřená spodní hranice energetického maxima $E_{RE} = 657,5$ keV.



Obrázek 4.5: Vzhled diagnostiky tvrdého rentgenového záření na tokamaku GOLEM pro výboj #43399

4.3 Automatizace

Úlohu jsem zautomatizoval jako diagnostiku na tokamak GOLEM. Všechny výše zmíněné skripty jsem převedl do jednoho Jupyter Notebooku. Mezi nimi bylo: stažení dat, přesun dat do složky se s Jupyter Notebookem, identifikace píků, vytvoření spektra, jeho převod skrz energetickou kalibraci do energie a vytvoření spektra s energií, fitování spektra a určení spodní hranice maximální energetické hodnoty ubíhajících elektronů E_{RE} a vytvoření histogramu časového průběhu. Obohatil jsem také o schopnost obdržet číslo výboje a napětí na detektorech U_d od ovládacího počítače tokamaku GOLEM.

Vytvořil jsem script v jazyce bash, který po žádosti využít diagnostiku tvrdého rentgenového záření spustí můj program, který nastaví osciloskop do režimu měření. Po ukončení měření pořídí screenshot obrazovky osciloskopu a vydá žádost na analýzu, která spustí zmíněný Jupyter Notebook, který data zpracuje. Po uložení grafů poskytne spektrum s energií a spodní hranice maximální energetické hodnoty ubíhajících elektronů domovské straně. Jupyter Notebook je převeden do formátu .html a uložen, aby byl k dispozici na domovské straně výboje.

Pro každý výboj na tokamaku GOLEM je vytvořena domovská strana, kde jsou k dispozici diagnostiky, které během něj probíhaly. Výsledek příklad takové vygenerované diagnostiky pro tvrdé rentgenové záření je na Obr.4.5.

Ve složce diagnostiky jsou uloženy veškerá spektra a skripty využity k jejich vytvoření.



Závěr

V první části této práce jsem shrnul principy využívané pro detekci gamma záření. Jsou v ní popsány jednotlivé interakce gamma záření s scintilačními krystaly a jejich význam pro diagnostiku ubíhajících elektronů. Popsal jsem fungování a vlastnosti scintilačních detektorů a jejich využití související s ubíhajícími elektrony.

Popsal jsem jak ubíhající elektrony vznikají a jejich důležitost. Vysvětlil jsem jakými mechanismy mohou ubíhající elektrony zářit a jak interagují se stěnou tokamaku.

V druhé části jsem provedl charakterizaci detektorů $\text{CeBr}_3(\text{A})$, $\text{CeBr}_3(\text{B})$, $\text{YAP}(\text{Ce})$ a $\text{NaI}(\text{Tl})$ na tokamaku GOLEM. Pro detektory jsem provedl energetickou kalibraci a určil závislost jejich rozlišení S na energii dopadajícího záření E a napětí na detektoru U_d . Zjistil jsem, že detektor $\text{CeBr}_3(\text{B})$ je pro diagnostiku tvrdého rentgenového záření nejlepší a identifikoval problémy detektoru $\text{NaI}(\text{Tl})$.

Energetickou kalibraci jsem využil pro určení energie záření generovaného ubíhajícími elektrony na tokamaku GOLEM. Z energetického spektra jsem určil spodní hranici nejvyšší energie ubíhajících elektronů v daném výboji E_{RE} .

Celý proces diagnostiky tvrdého rentgenového záření na tokamaku GOLEM jsem zautomatizoval.

V charakterizaci by se mohlo pokračovat například přidáním dalšího zářiče, jako ^{241}Am pro lepší popsání oblastí s nižší energií. Již provedená charakterizace by se mohla využít při určování distribuce ubíhajících elektronů pomocí tomografie.



Literatura

- [1] M.J. Berger, J.H. Hubbell, S.M. Seltzer, J. Chang, J.S. Coursey, R. Sukumar, D.S. Zucker, and K. Olsen. XCOM: Photon cross sections database. *NIST Standard Reference Database 8 (XGAM)*, 2010. Last Update to Data Content: November 2010 | NBSIR 87-3597 | Version History | Disclaimer | DOI: <https://dx.doi.org/10.18434/T48G6X>.
- [2] J. Vinklárěk and D. Kropáčková. Fyzikální praktika: Gamma záření. <https://drive.google.com/drive/u/0/folders/1qTvZfktkLT8EeLTrP-STI64r3FvnX6cs>, 2022.
- [3] J. Reichl. Schéma fotonásobiče, 2006. Accessed on: 10.9.2023.
- [4] O. Ficker. Generation, losses and detection of runaway electrons in tokamaks. Master's thesis, Faculty of Nuclear Sciences and Physical Engineering of CTU in Prague, 2015.
- [5] Photomultiplier Hamamatsu R6095 product description. http://golem.fjfi.cvut.cz/wiki/Diagnostics/Radiation/ScintillationProbes/Probes/YAP_Crytur/Photomultiplier_R6095.pdf, 1996. Company: Hamamatsu.
- [6] M. Walker, P. De Vries, F. Felici, and E. Schuster. Introduction to tokamak plasma control. pages 2901–2918, 07 2020.
- [7] F. F. Chen. *Introduction to plasma physics*. New York: Plenum Press, 1974.
- [8] J. Limpouch. Úvod do fyziky plazmatu, 2023. Modified on: 12-Feb-2023.
- [9] J. Mlynář. Úvod, opakování. Subject: Fyzika tokamaků, 2021. Modified on: 3.3.2021.

- [10] J. Čerovský. Studies of trajectories of relativistic electrons in the magnetic field of a tokamak. Master's thesis, Czech Technical University in Prague, Prague, Czech Republic, 2018.
- [11] J. Adamek, F.J. Artola, A. Loarte, E. Matveeva, J. Cavalier, R.A. Pitts, R. Roccella, M. Lehnen, J. Havlicek, M. Hron, R. Panek, and the COM-PASS Team. Current density limitation during disruptions due to plasma-sheaths. *Nuclear Fusion*, 62(8):086034, jun 2022.
- [12] G.F. Knoll. *Radiation Detection and Measurement*. Wiley, 2010.
- [13] J. Mlynar. Hard x-ray studies on the castor tokamak. Technical report, Ceskoslovenska Akademie Ved, 1990.
- [14] Ch. Schlatter. Gamma ray spectrometry in tokamaks. Internal Report INT 212/06, CRPP, 2006.
- [15] F.G.A. Quarati, P. Dorenbos, J. van der Biezen, A. Owens, M. Selle, L. Parthier, and P. Schotanus. Scintillation and detection characteristics of high-sensitivity cebr3 gamma-ray spectrometers. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 729:596–604, 2013.
- [16] B. N. Breizman, P. Aleynikov, E. M. Hollmann, and M. Lehnen. Physics of runaway electrons in tokamaks. *Nuclear Fusion*, 59(8):083001, jun 2019.
- [17] H. Dreicer. Electron and ion runaway in a fully ionized gas. i. *Phys. Rev.*, 115:238–249, Jul 1959.
- [18] J.W. Connor and R.J. Hastie. Relativistic limitations on runaway electrons. *Nuclear Fusion*, 15(3):415, jun 1975.
- [19] M.N. Rosenbluth and S.V. Putvinski. Theory for avalanche of runaway electrons in tokamaks. *Nuclear Fusion*, 37(10):1355, oct 1997.
- [20] R. Jayakumar, H.H. Fleischmann, and S.J. Zweben. Collisional avalanche exponentiation of runaway electrons in electrified plasmas. *Physics Letters A*, 172(6):447–451, 1993.
- [21] L. D. Landau and E. M. Lifshitz. *The Classical Theory of Fields*. Butterworth-Heinemann, 4 edition, January 1980.
- [22] A. Stahl, M. Landreman, G. Papp, E. Hollmann, and T. Fülöp. Synchrotron radiation from a runaway electron distribution in tokamaks. *Physics of Plasmas*, 20(9), sep 2013.
- [23] O. Embréus, A. Stahl, S. Newton, Ge. Papp, E. Hirvijoki, and T. Fülöp. Effect of bremsstrahlung radiation emission on distributions of runaway electrons in magnetized plasmas, 2015.

- [24] H. Bartels, T. Kunugi, and A. Russo. Runaway electron effects. *Nucl. Fusion*, 34(5):225, 1994.
- [25] T. Kawamura, H. Obayashi, and A. Miyahara. On the generation of runaway electrons and their impact to plasma facing components, June 1988.
- [26] Photomultiplier of Nuvia NaI(Tl) Scintillator 9266B product description. http://golem.fjfi.cvut.cz/wiki/Diagnostics/Radiation/ScintillationProbes/Probes/NaITl_Nuvia/9266B.pdf, 2019. Company: Nuvia.
- [27] NaI(Tl) model SBG.D2.2.2 product description. http://golem.fjfi.cvut.cz/wiki/Diagnostics/Radiation/ScintillationProbes/Probes/NaITl_Nuvia/NAI_NCZ114_2019_Rev02.pdf, 2019. Company: Nuvia.
- [28] High Resolution Low Background CeBr3 Scintillator Datasheet. <https://scionix.nl/wp-content/uploads/2017/07/CeBr3-scintillation-detectors.pdf>, 2016-10-16. Company: Scionix.
- [29] C. R. Harris, K. J. Millman, S. J. van der Walt, R. Gommers, P. Virtanen, D. Cournapeau, E. Wieser, J. Taylor, S.n Berg, N. J. Smith, R. Kern, M. Picus, S. Hoyer, M. H. van Kerkwijk, M. Brett, A. Haldane, J. Fernández del Río, M. Wiebe, P. Peterson, P. Gérard-Marchant, Kevin S., T. Reddy, W. Weckesser, H. Abbasi, Ch. Gohlke, and T. E. Oliphant. Array programming with NumPy. *Nature*, 585(7825):357–362, September 2020.
- [30] P. Virtanen, R. Gommers, T. E. Oliphant, M. Haberland, T. Reddy, D. Cournapeau, E. Burovski, P. Peterson, W. Weckesser, J. Bright, S. J. van der Walt, M. Brett, J. Wilson, K. J. Millman, N. Mayorov, A. R. J. Nelson, E. Jones, R. Kern, E. Larson, C. J. Carey, Í. Polat, Y. Feng, E. W. Moore, J. VanderPlas, D. Laxalde, J. Perktold, R. Cimrman, I. Henriksen, E. A. Quintero, Ch. R. Harris, A. M. Archibald, A. H. Ribeiro, F. Pedregosa, P. van Mulbregt, and SciPy 1.0 Contributors. SciPy 1.0: Fundamental Algorithms for Scientific Computing in Python. *Nature Methods*, 17:261–272, 2020.
- [31] Tektronix. 5 series b mso mixed signal oscilloscope datasheet. <https://www.tek.com/en/datasheet/5-series-b-mso-mixed-signal-oscilloscope-datasheet>. Accessed on: 9. ledna 2024.
- [32] PyVISA Authors. PyVISA documentation, 2023.
- [33] M. Newville, R. Otten, A. Nelson, T. Stensitzki, A. Ingargiola, D. Allan, A. Fox, F. Carter, Michał, R. Osborn, D. Pustakhod, Lneuhau, S. Weigand, A. Aristov, , Glenn, Ch. Deil, Mgunyho, , Mark, A. L. R. Hansen,



Přílohy



Příloha A

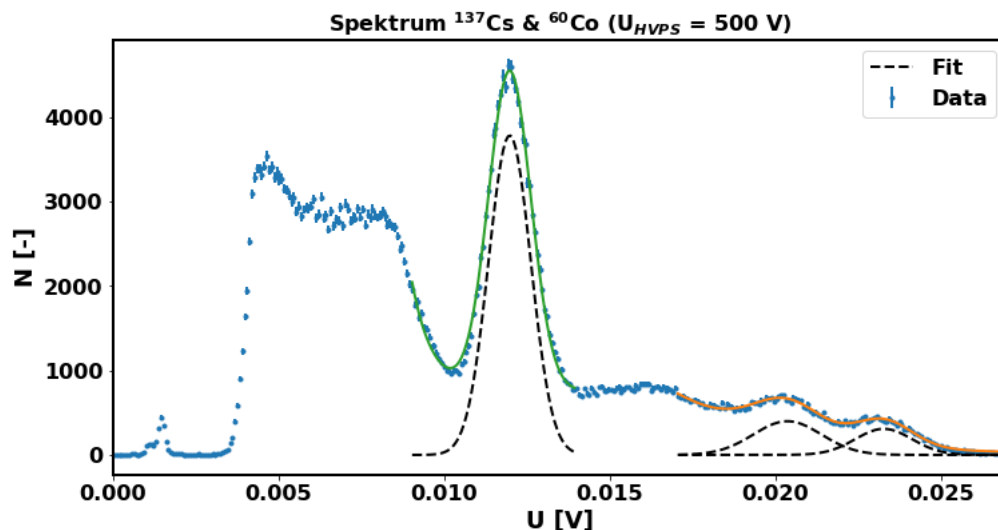
Charakterizace



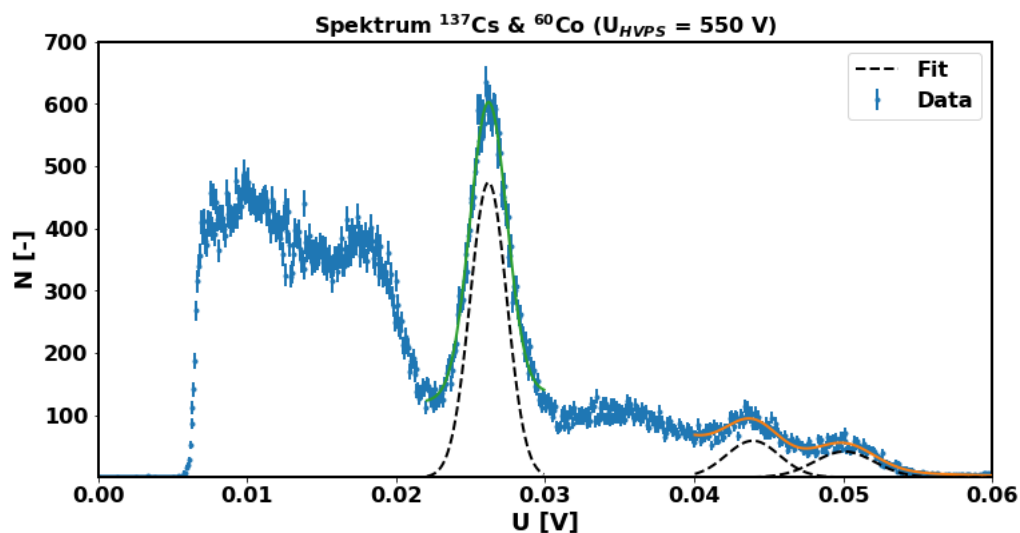
A.1 Spektra detektorů

V následující části jsou naměřená spektra detektorů, která byla v textu vynechána v zájmu plynulosti čtení. Všechna spektra byla naměřena histogramovou metodou.

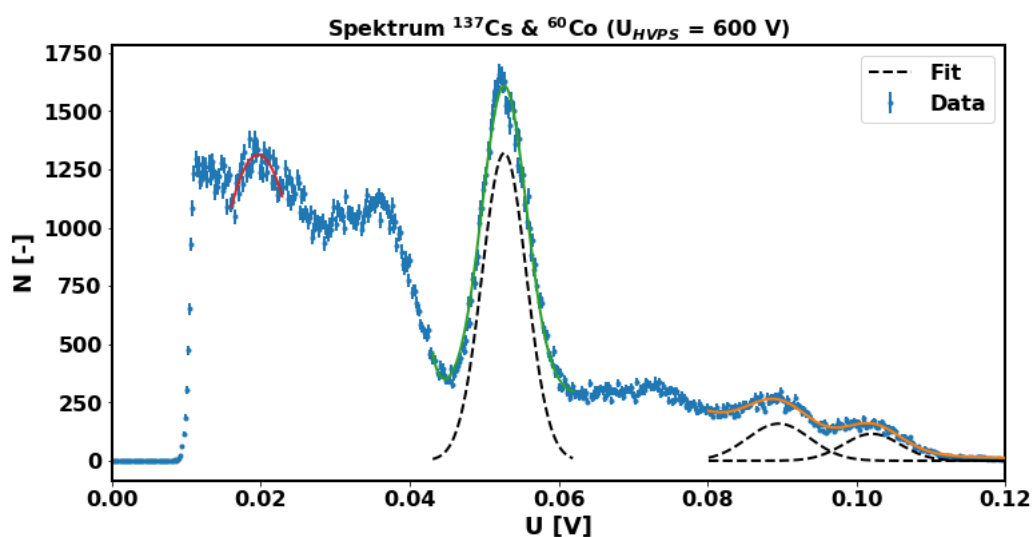
A.1.1 CeBr₃-a



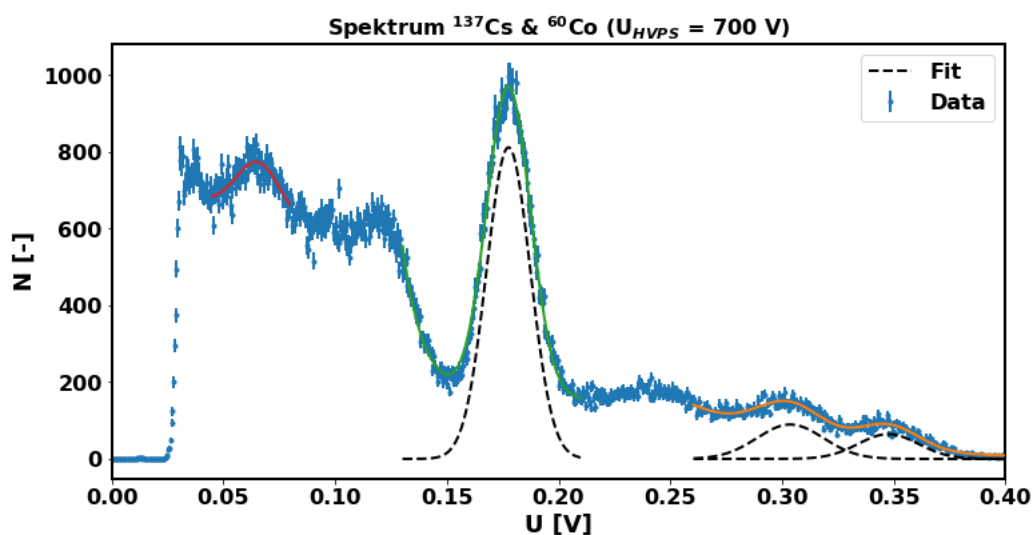
Obrázek A.1: Spektrum naměřené detektorem CeBr₃(A) při napětí $U_d = 500$ V se zdrojem záření ^{137}Cs a ^{60}Co . Pík plné absorpce ^{137}Cs zeleně se středem v $U_{Cs} = 0,0119$ V a $\sigma = 0,64$ mV. Píky plné absorpce ^{60}Co žlutě se středy v $U_{Co1} = 0,0203$ V resp. $U_{Co2} = 0,0232$ V a $\sigma_1 = 0,86$ mV resp. $\sigma_2 = 1,03$ mV. Dělenou čarou jsou vyznačeny Gaussovy křivky z využitých modelů.



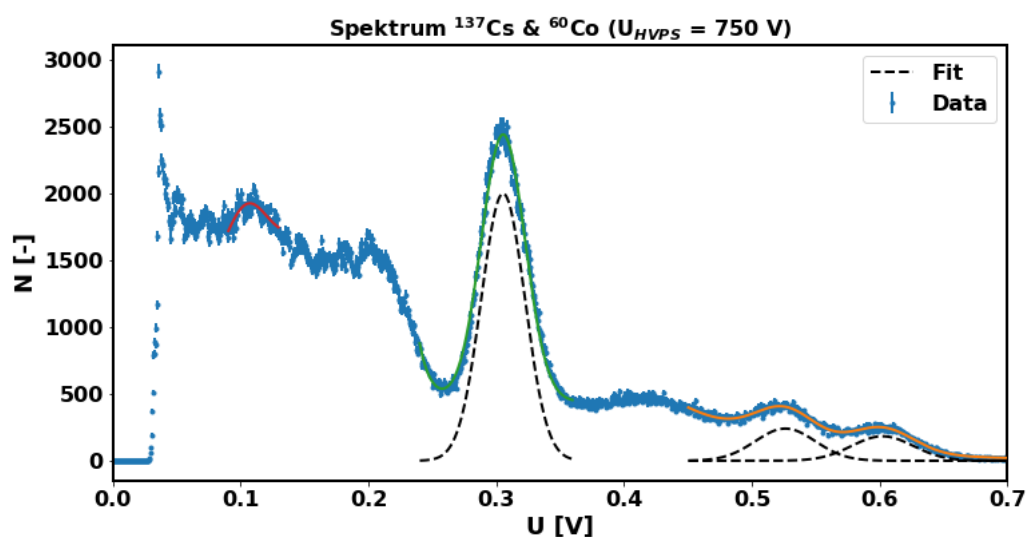
Obrázek A.2: Spektrum naměřené detektorem CeBr₃(A) při napětí $U_d = 550$ V se zdrojem záření ^{137}Cs a ^{60}Co . Pík plné absorpce ^{137}Cs zeleně se středem v $U_{Cs} = 0,0262$ V a $\sigma = 1,23$ mV. Píky plné absorpce ^{60}Co žlutě se středy v $U_{Co1} = 0,0439$ V resp. $U_{Co2} = 0,050$ V a $\sigma_1 = 2,01$ mV resp. $\sigma_2 = 1,78$ mV. Dělenou čarou jsou vyznačeny Gaussovy křivky z využitých modelů.



Obrázek A.3: Spektrum naměřené detektorem $\text{CeBr}_3(\text{A})$ při napětí $U_d = 600$ V se zdrojem záření ^{137}Cs a ^{60}Co . Pík plné absorpce ^{137}Cs zeleně se středem v $U_{Cs} = 0,0527$ V a $\sigma = 2,98$ mV. Píky plné absorpce ^{60}Co žlutě se středy v $U_{Co1} = 0,167$ V resp. $U_{Co2} = 0,191$ V a $\sigma_1 = 3,83$ mV resp. $\sigma_2 = 4,21$ mV. Dělenou čarou jsou vyznačeny Gaussovy křivky z využitých modelů.

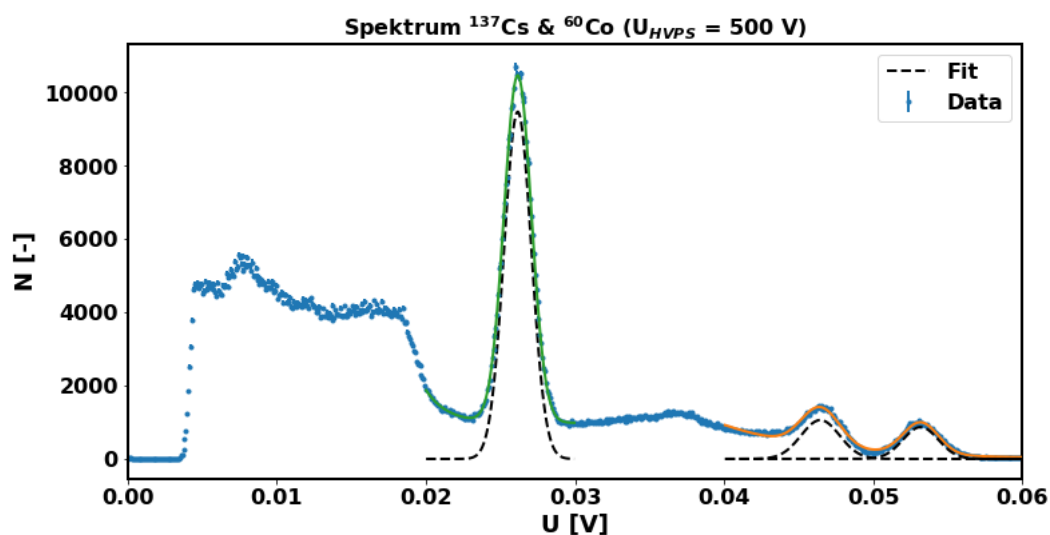


Obrázek A.4: Spektrum naměřené detektorem $\text{CeBr}_3(\text{A})$ při napětí $U_d = 700$ V se zdrojem záření ^{137}Cs a ^{60}Co . Pík plné absorpce ^{137}Cs zeleně se středem v $U_{Cs} = 0,177$ V a $\sigma = 9,8$ mV. Píky plné absorpce ^{60}Co žlutě se středy v $U_{Co1} = 0,303$ V resp. $U_{Co2} = 0,347$ V a $\sigma_1 = 13,48$ mV resp. $\sigma_2 = 14,9$ mV. Dělenou čarou jsou vyznačeny Gaussovy křivky z využitých modelů.

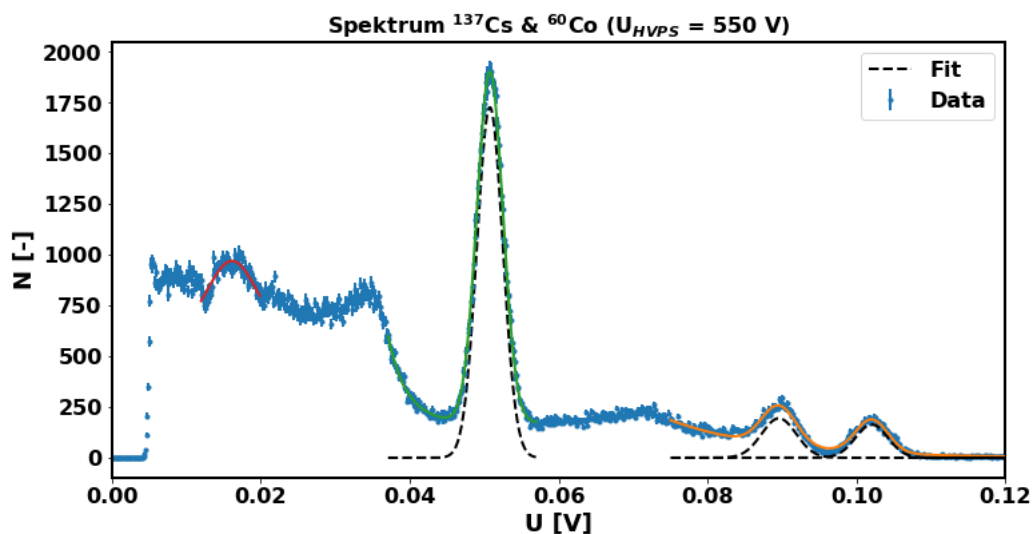


Obrázek A.5: Spektrum naměřené detektorem $\text{CeBr}_3(\text{A})$ při napětí $U_d = 750$ V se zdrojem záření ^{137}Cs a ^{60}Co . Pík plné absorpce ^{137}Cs zeleně se středem v $U_{Cs} = 0,305$ V a $\sigma = 17,8$ mV. Píky plné absorpce ^{60}Co žlutě se středy v $U_{Co1} = 0,526$ V resp. $U_{Co2} = 0,602$ V a $\sigma_1 = 24,12$ mV resp. $\sigma_2 = 23,56$ mV. Dělenou čarou jsou vyznačeny Gaussovy křivky z využitých modelů.

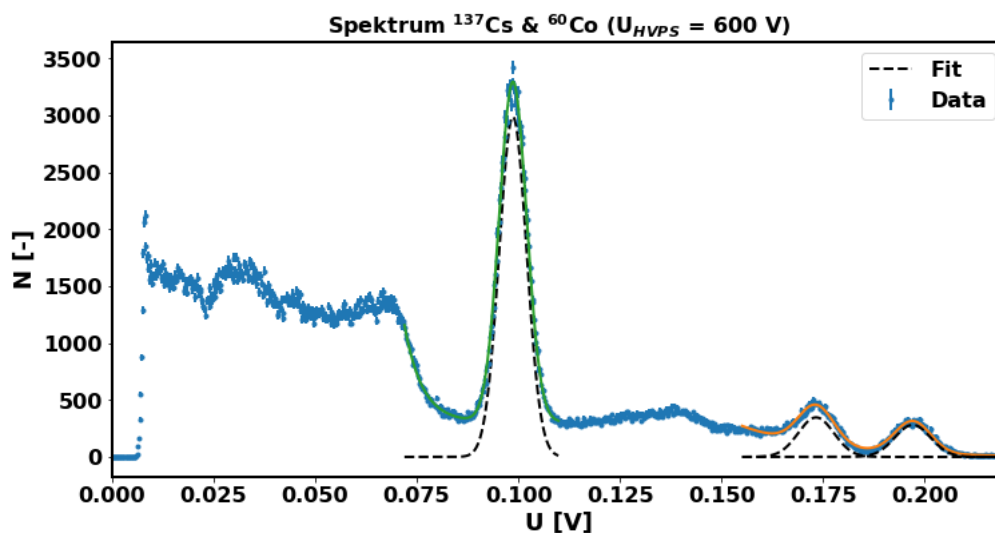
■ A.1.2 $\text{CeBr}_3\text{-b}$



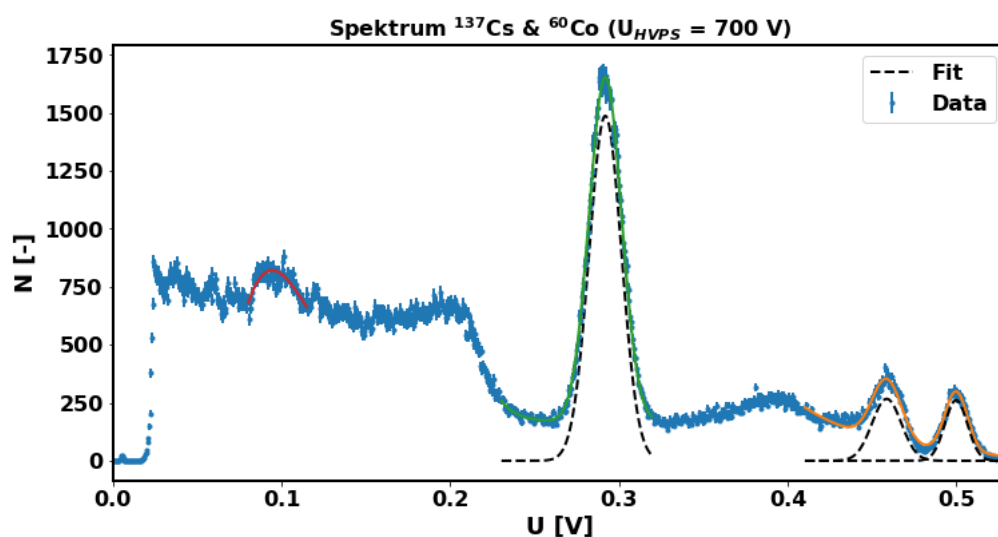
Obrázek A.6: Spektrum naměřené detektorem $\text{CeBr}_3(\text{B})$ při napětí $U_d = 500$ V se zdrojem záření ^{137}Cs a ^{60}Co . Pík plné absorpce ^{137}Cs zeleně se středem v $U_{Cs} = 0,026$ V a $\sigma = 0,91$ mV. Píky plné absorpce ^{60}Co žlutě se středy v $U_{Co1} = 0,046$ V resp. $U_{Co2} = 0,053$ V a $\sigma_1 = 1,17$ mV resp. $\sigma_2 = 1,29$ mV. Dělenou čarou jsou vyznačeny Gaussovy křivky z využitých modelů.



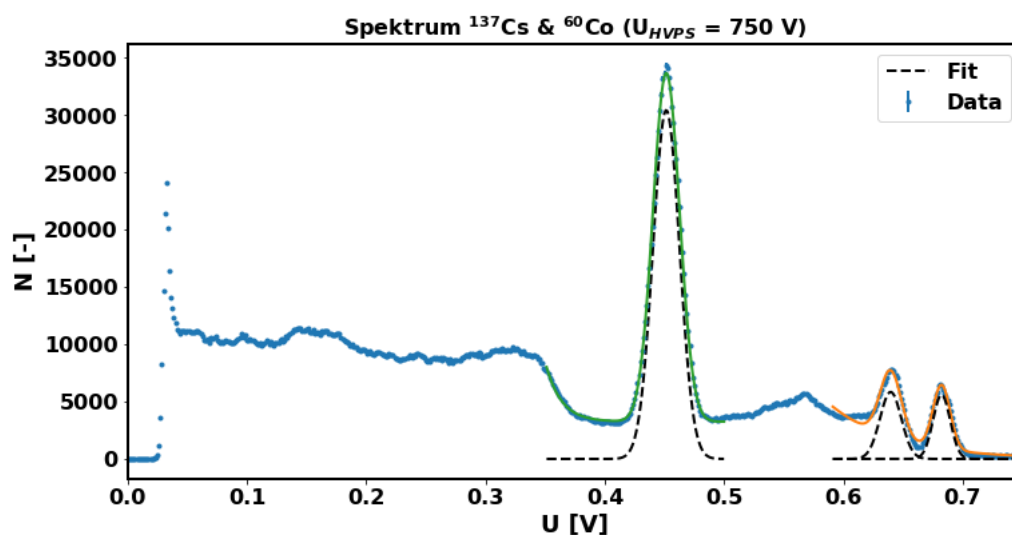
Obrázek A.7: Spektrum naměřené detektorem $\text{CeBr}_3(\text{B})$ při napětí $U_d = 550$ V se zdrojem záření ^{137}Cs a ^{60}Co . Pík plné absorpce ^{137}Cs zeleně se středem v $U_{Cs} = 0,051$ V a $\sigma = 1,74$ mV. Píky plné absorpce ^{60}Co žlutě se středy v $U_{Co1} = 0,0896$ V resp. $U_{Co2} = 0,102$ V a $\sigma_1 = 2,17$ mV resp. $\sigma_2 = 2,31$ mV. Dělenou čarou jsou vyznačeny Gaussovy křivky z využitých modelů.



Obrázek A.8: Spektrum naměřené detektorem $\text{CeBr}_3(\text{B})$ při napětí $U_d = 600$ V se zdrojem záření ^{137}Cs a ^{60}Co . Pík plné absorpce ^{137}Cs zeleně se středem v $U_{Cs} = 0,098$ V a $\sigma = 3,36$ mV. Píky plné absorpce ^{60}Co žlutě se středy v $U_{Co1} = 0,173$ V resp. $U_{Co2} = 0,197$ V a $\sigma_1 = 4,40$ mV resp. $\sigma_2 = 4,38$ mV. Dělenou čarou jsou vyznačeny Gaussovy křivky z využitých modelů.

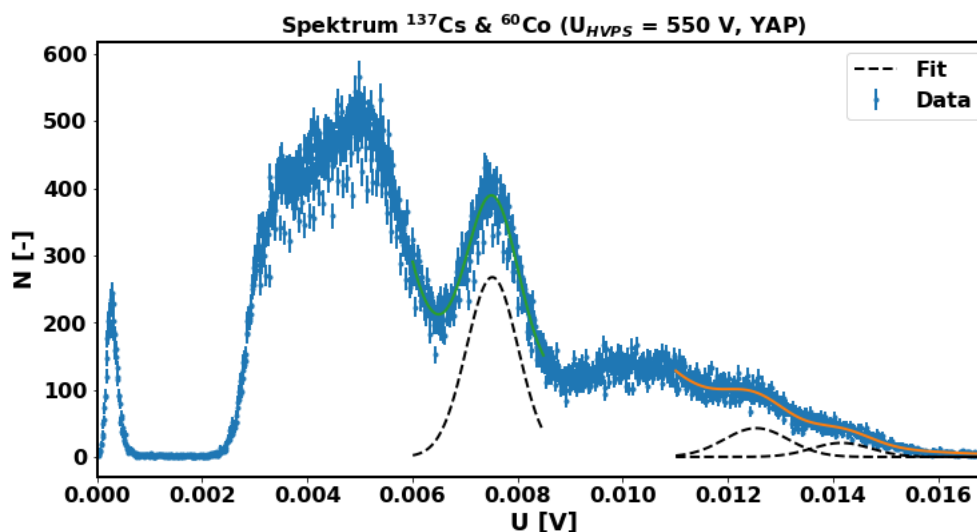


Obrázek A.9: Spektrum naměřené detektorem $\text{CeBr}_3(\text{B})$ při napětí $U_d = 700$ V se zdrojem záření ^{137}Cs a ^{60}Co . Pík plné absorpce ^{137}Cs zeleně se středem v $U_{Cs} = 0,291$ V a $\sigma = 9,58$ mV. Píky plné absorpce ^{60}Co žlutě se středy v $U_{Co1} = 0,459$ V resp. $U_{Co2} = 0,499$ V a $\sigma_1 = 6,67$ mV resp. $\sigma_2 = 8,68$ mV. Dělenou čarou jsou vyznačeny Gaussovy křivky z využitých modelů.

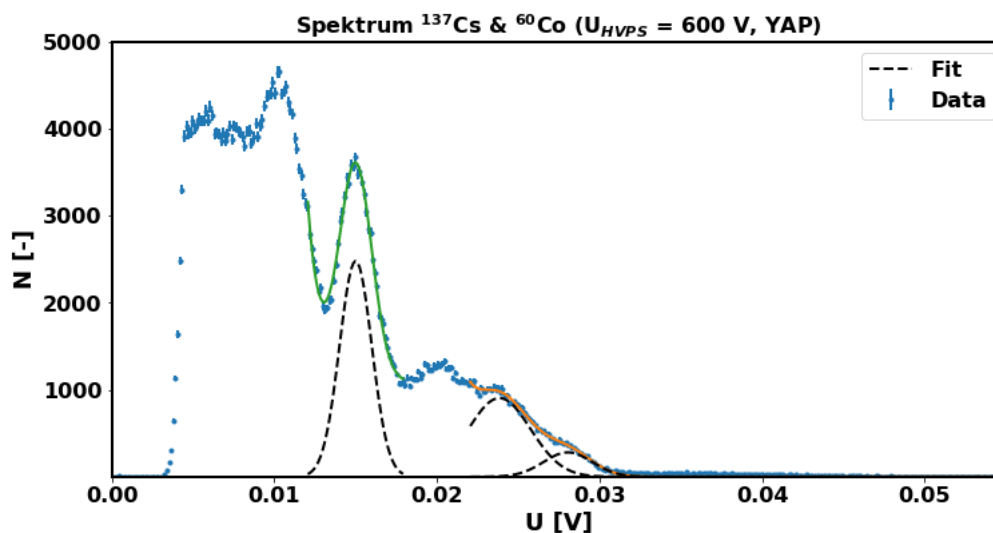


Obrázek A.10: Spektrum naměřené detektorem $\text{CeBr}_3(\text{B})$ při napětí $U_d = 750$ V se zdrojem záření ^{137}Cs a ^{60}Co . Pík plné absorpce ^{137}Cs zeleně se středem v $U_{Cs} = 0,451$ V a $\sigma = 7,17$ mV. Píky plné absorpce ^{60}Co žlutě se středy v $U_{Co1} = 0,639$ V resp. $U_{Co2} = 0,682$ V a $\sigma_1 = 7,17$ mV resp. $\sigma_2 = 8,94$ mV. Dělenou čarou jsou vyznačeny Gaussovy křivky z využitých modelů.

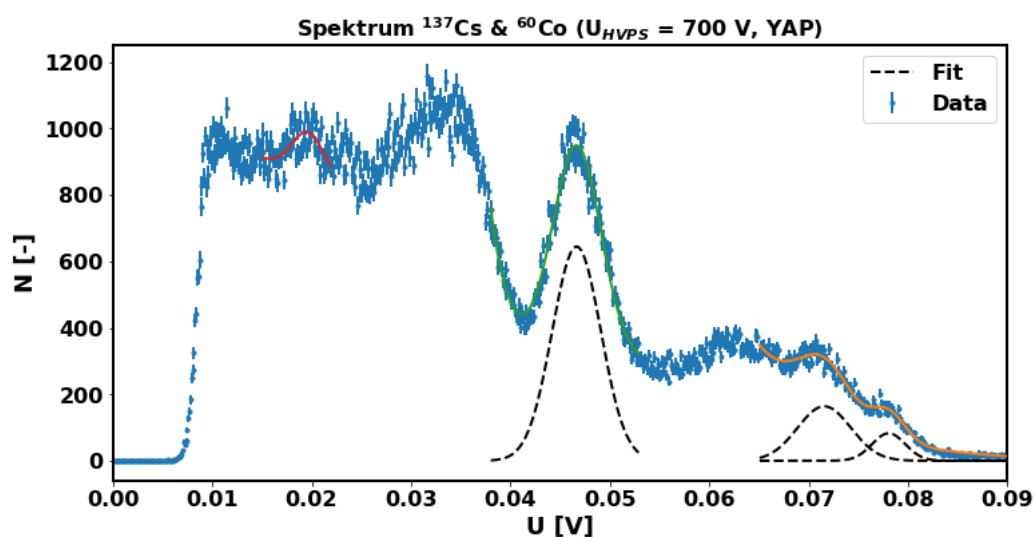
■ A.1.3 YAP(Ce)



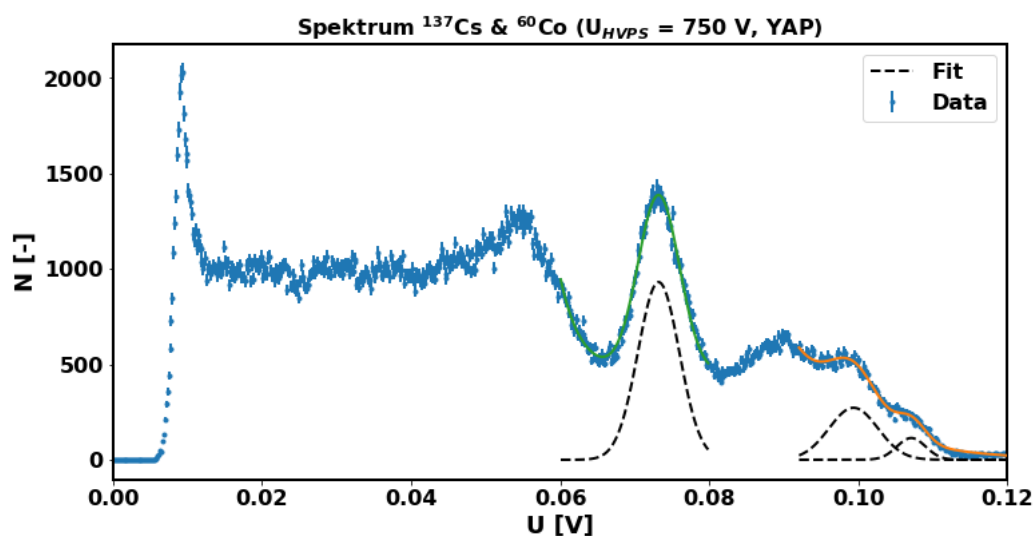
Obrázek A.11: Spektrum naměřené detektorem YAP(Ce) při napětí $U_d = 550 \text{ V}$ se zdrojem záření ^{137}Cs a ^{60}Co . Pík plné absorpce ^{137}Cs zeleně se středem v $U_{Cs} = 0,0075 \text{ V}$ a $\sigma = 0,49 \text{ mV}$. Píky plné absorpce ^{60}Co žlutě se středy v $U_{Co1} = 0,0125 \text{ V}$ resp. $U_{Co2} = 0,0142 \text{ V}$ a $\sigma_1 = 0,56 \text{ mV}$ resp. $\sigma_2 = 0,61 \text{ mV}$. Dělenou čarou jsou vyznačeny Gaussovy křivky z využitých modelů.



Obrázek A.12: Spektrum naměřené detektorem YAP(Ce) při napětí $U_d = 600 \text{ V}$ se zdrojem záření ^{137}Cs a ^{60}Co . Pík plné absorpce ^{137}Cs zeleně se středem v $U_{Cs} = 0,015 \text{ V}$ a $\sigma = 1,62 \text{ mV}$. Píky plné absorpce ^{60}Co žlutě se středy v $U_{Co1} = 0,0238 \text{ V}$ resp. $U_{Co2} = 0,028 \text{ V}$ a $\sigma_1 = 1,50 \text{ mV}$ resp. $\sigma_2 = 1,92 \text{ mV}$. Dělenou čarou jsou vyznačeny Gaussovy křivky z využitých modelů.

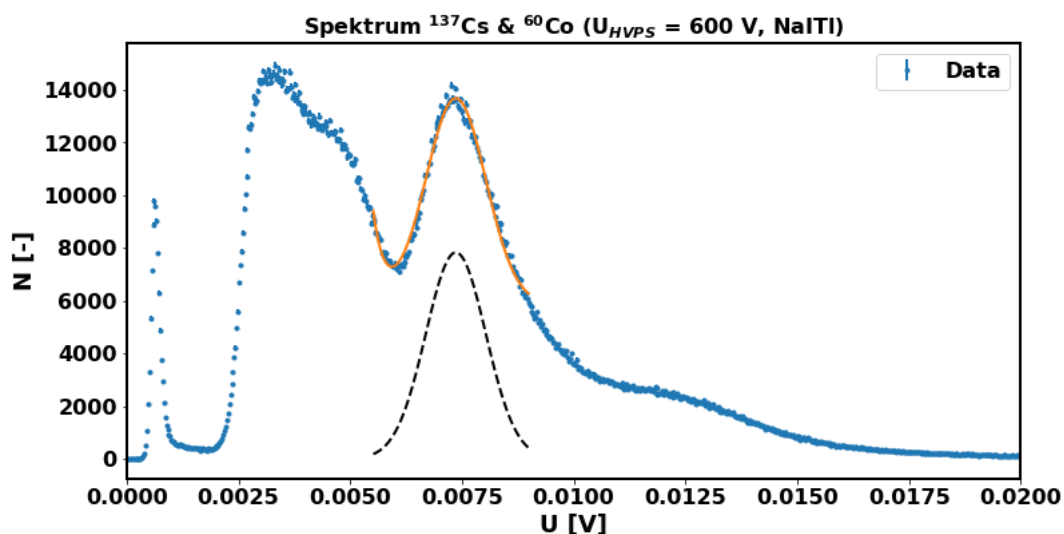


Obrázek A.13: Spektrum naměřené detektorem YAP(Ce) při napětí $U_d = 700$ V se zdrojem záření ^{137}Cs a ^{60}Co . Pík plné absorpce ^{137}Cs zeleně se středem v $U_{Cs} = 0,0467$ V a $\sigma = 2,44$ mV. Píky plné absorpce ^{60}Co žlutě se středy v $U_{Co1} = 0,0716$ V resp. $U_{Co2} = 0,0781$ V a $\sigma_1 = 1,67$ mV resp. $\sigma_2 = 2,67$ mV. Dělenou čarou jsou vyznačeny Gaussovy křivky z využitých modelů.

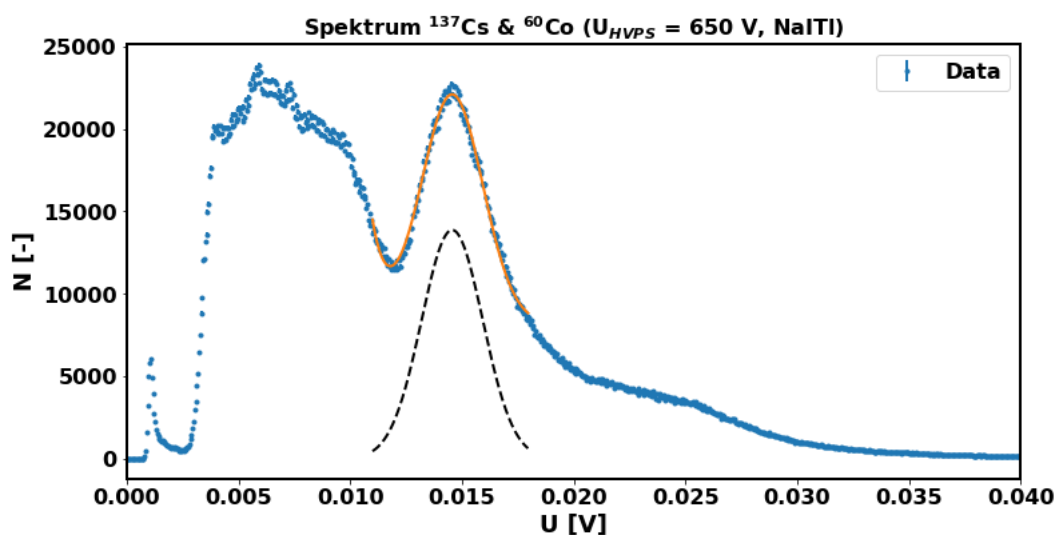


Obrázek A.14: Spektrum naměřené detektorem YAP(Ce) při napětí $U_d = 750$ V se zdrojem záření ^{137}Cs a ^{60}Co . Pík plné absorpce ^{137}Cs zeleně se středem v $U_{Cs} = 0,0732$ V a $\sigma = 2,78$ mV. Píky plné absorpce ^{60}Co žlutě se středy v $U_{Co1} = 0,0994$ V resp. $U_{Co2} = 0,107$ V a $\sigma_1 = 1,93$ mV resp. $\sigma_2 = 3,27$ mV. Dělenou čarou jsou vyznačeny Gaussovy křivky z využitých modelů.

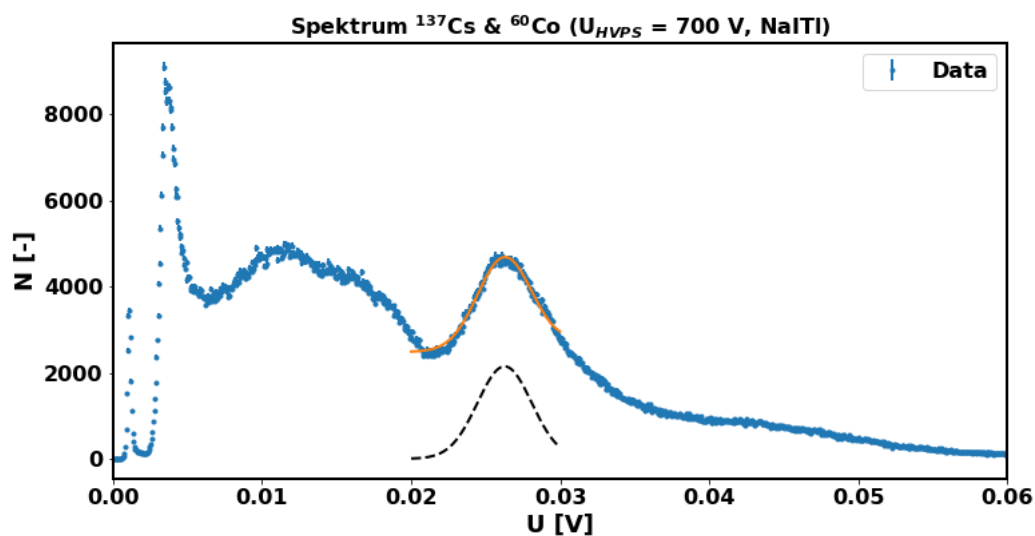
■ A.1.4 NaI(Tl)



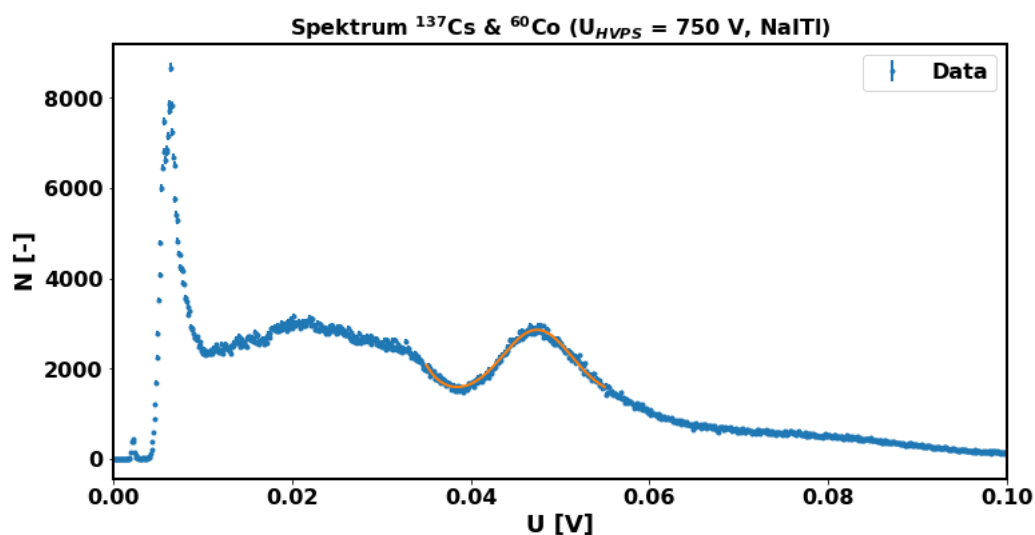
Obrázek A.15: Spektrum naměřené detektorem NaI(Tl) při napětí $U_d = 600$ V se zdrojem záření ^{137}Cs a ^{60}Co . Pík plné absorpce ^{137}Cs zeleně se středem v $U_{Cs} = 0,00736$ V a $\sigma = 0,67$ mV. Píky plné absorpce ^{60}Co jsem nebyl schopen ve spektru rozeznat.



Obrázek A.16: Spektrum naměřené detektorem NaI(Tl) při napětí $U_d = 650$ V se zdrojem záření ^{137}Cs a ^{60}Co . Pík plné absorpce ^{137}Cs zeleně se středem v $U_{Cs} = 0,0146$ V a $\sigma = 1,39$ mV. Píky plné absorpce ^{60}Co jsem nebyl schopen ve spektru rozeznat.

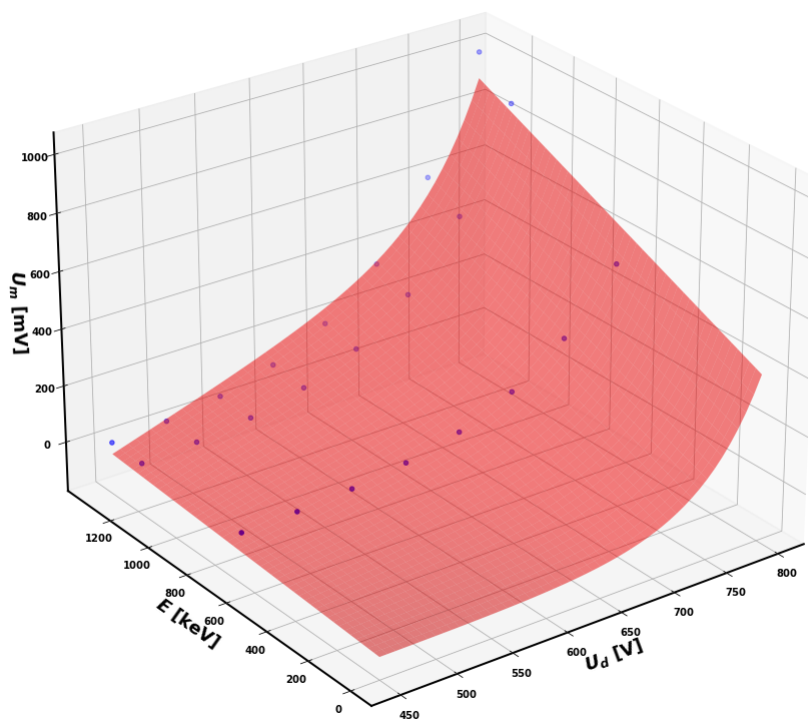


Obrázek A.17: Spektrum naměřené detektorem NaI(Tl) při napětí $U_d = 700 \text{ V}$ se zdrojem záření ^{137}Cs a ^{60}Co . Pík plné absorpce ^{137}Cs zeleně se středem v $U_{Cs} = 0,0263 \text{ V}$ a $\sigma = 1,82 \text{ mV}$. Píky plné absorpce ^{60}Co jsem nebyl schopen ve spektru rozeznat.



Obrázek A.18: Spektrum naměřené detektorem NaI(Tl) při napětí $U_d = 750 \text{ V}$ se zdrojem záření ^{137}Cs a ^{60}Co . Pík plné absorpce ^{137}Cs zeleně se středem v $U_{Cs} = 0,0474 \text{ V}$ a $\sigma = 3,84 \text{ mV}$. Píky plné absorpce ^{60}Co jsem nebyl schopen ve spektru rozeznat.

A.2 Měřené napětí dle (3.3)



Obrázek A.19: Závislost měřeného napětí U_m na napětí na detektoru U_d a E proložené pozměněným polynomiálem s exponenciální závislostí na E (3.3), kde $a = -97,07 \cdot 10^3$ mV, $b = 0,00026 \cdot 10^3$ mV, $c = -0,366$ V/eV, $d = 0,0180$ V $^{-1}$, $f = 0,00092(\text{eV})^{-1}$, pro detektor CeBr₃-a