



VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

FAKULTA ELEKTROTECHNIKY A KOMUNIKAČNÍCH TECHNOLOGIÍ

FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING AND COMMUNICATION

ÚSTAV MIKROELEKTRONIKY

DEPARTMENT OF MICROELECTRONICS

FOTONICKÉ SENZORY S OPTICKÝMI VLÁKNY PRO MĚŘENÍ IONIZUJÍCÍHO ZÁŘENÍ

PHOTONIC FIBRE OPTIC SENSORS FOR MEASURING IONISING RADIATION

DIZERTAČNÍ PRÁCE

DOCTORAL THESIS

AUTOR PRÁCE

AUTHOR

Ing. Michal Jelínek

ŠKOLITEL

SUPERVISOR

doc. Ing. František Urban, CSc.

ŠKOLITEL SPECIALISTA

CO-SUPERVISOR

Ing. Břetislav Mikel Ph.D.

BRNO 2024

Abstrakt

Disertační práce se zaměřuje na výzkum, vývoj, návrh a experimentální ověření optovláknového systému pro měření ionizujícího záření gama. Primárním cílem výzkumu bylo vyvinout systém pro měření v prostředí s vysokou intenzitou záření a silným elektromagnetickým rušením, kde tradiční elektronické dozimetry selhávají. V práci je detailně popsána charakteristika ionizujícího záření a analyzovány různé metody jeho měření. Na základě analýzy dostupných technologií byl navržen modulární optovláknový systém, který se skládá z optické linky s radiačně odolným vícevidovým optickým vláknem, senzoru s krystalovým scintilátorem a vyhodnocovací jednotky s jednofotonovým čítačem. Před návrhem systému byly provedeny simulace a experimentální měření, které se zaměřily na maximalizaci účinnosti přenosu scintilačního světla a minimalizaci vlivu rušivých faktorů. Byla vyvinuta metodika pro výrobu radiačně odolné optické linky a senzoru s optimalizovaným spojením pro maximální zachycení scintilačního světla. Funkčnost a citlivost navrženého systému byly ověřeny experimentálně na školním reaktoru VR-1 a částicovém urychlovači IBA18/9. Výsledky měření prokázaly schopnost systému detekovat gama záření o aktivitách od 10 kBq po jednotky TBq i v náročných průmyslových podmínkách s vysokou intenzitou radiace a elektromagnetickým rušením.

Klíčová slova

Optovláknový senzor, Ionizující záření, Gama záření, Optická vlákna, Scintilační krystaly, Fotonásobič, Jednofotonový čítač, Radiační odolnost

Abstract

This dissertation focuses on the research, development, design, and experimental verification of an optical fibre system for measuring ionizing gamma radiation. The primary aim of the research was to develop a system capable of measuring radiation in environments with high radiation intensity and strong electromagnetic interference, where traditional electronic dosimeters fail. The dissertation provides a detailed characterization of ionizing radiation and analyses various measurement methods. Based on an analysis of available technologies, a modular optical fibre system was designed, consisting of a radiation-resistant multimode optical fibre link, a sensor with a crystalline scintillator, and a readout unit with either a single-photon counter. To optimize the system, simulations and experimental measurements were performed, focusing on maximizing the efficiency of scintillation light transmission and minimizing the influence of interfering factors. A methodology for manufacturing a radiation-resistant optical fibre link and a sensor with an optimized connection for maximum scintillation light capture was developed. The functionality and sensitivity of the proposed system were experimentally verified on the VR-1 training reactor and the IBA18/9 particle accelerator. Measurement results demonstrated the system's ability to detect gamma radiation from activity 10 kBq to TBq even in challenging industrial environments with high radiation intensity and electromagnetic interference.

Keywords

Optical fibre sensor, Ionizing radiation, Gamma radiation, Optical fibers, Scintillation crystals, Photomultiplier tube, Single-photon counter, Radiation resistance

Bibliografická citace

JELÍNEK, Michal. *Fotonické senzory s optickými vlákny pro měření ionizujícího záření*. Brno, 2024. Dostupné také z: <https://www.vut.cz/studenti/zav-prace/detail/161788>. Dizertační práce. Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, Ústav mikroelektroniky. Vedoucí práce František Urban.

PROHLÁŠENÍ

Prohlašuji, že jsem svoji disertační práci na téma Fotonické senzory s optickými vlákny pro měření ionizujícího záření vypracoval samostatně pod vedením vedoucího disertační práce a s použitím odborné literatury a dalších informačních zdrojů, které jsou všechny citovány v práci a uvedeny v seznamu literatury na konci práce.

Jako autor uvedené disertační práce dále prohlašuji, že v souvislosti s vytvořením této disertační práce jsem neporušil autorská práva třetích osob, zejména jsem nezasáhl nedovoleným způsobem do cizích autorských práv osobnostních a/nebo majetkových a jsem si plně vědom následků porušení ustanovení § 11 a následujících zákona č. 121/2000 Sb., o právu autorském, o právech souvisejících s právem autorským a o změně některých zákonů (autorský zákon), ve znění pozdějších předpisů, včetně možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení části druhé, hlavy VI. díl 4 Trestního zákoníku č. 40/2009 Sb.

V Brně dne

podpis autora

Poděkování

Děkuji školiteli doc. Ing. Františkovi Urbanovi, CSc. za účinnou metodickou, pedagogickou a odbornou pomoc při zpracování mé disertační práce.

Chtěl bych také poděkovat školiteli specialistovi Ing. Břetislavovi Mikelovi Ph.D. za odbornou a metodickou pomoc při řešení vzniklých problémů a konzultace, které vedly k dokončení této práce.

Rád bych také poděkoval své rodině za podporu a velkou trpělivost v průběhu mého doktorského studia.

V Brně dne: 7. června 2024

podpis autora

Obsah

SEZNAM OBRÁZKŮ	9
SEZNAM TABULEK.....	12
ÚVOD	13
1 SOUČASNÝ STAV A VYMEZENÍ OBLASTI DISERTACE.....	15
1.1 IONIZUJÍCÍ ZÁŘENÍ.....	15
1.1.1 <i>Druhy Ionizujícího záření</i>	16
1.1.2 <i>Charakterizace ionizujícího záření</i>	21
1.2 MĚŘENÍ GAMA ZÁŘENÍ.....	25
1.2.1 <i>Plynové detektory</i>	25
1.2.2 <i>Polovodičové detektory</i>	28
1.2.3 <i>Scintilační detektory</i>	29
1.2.4 <i>Optovláknové detektory</i>	30
2 NÁVRH METODY MĚŘENÍ GAMA ZÁŘENÍ SE SCINTILAČNÍM MATERIÁLEM A OPTICKÝMI VLÁKNY	37
2.1 SCINTILAČNÍ MATERIÁLY	38
2.1.1 <i>Organické scintilátory</i>	40
2.1.2 <i>Anorganické scintilátory</i>	43
2.1.3 <i>Radiační odolnost scintilačních materiálů</i>	44
2.1.4 <i>Výběr vhodného scintilačního materiálu</i>	44
2.2 OPTICKÁ VLÁKNA PRO OPTICKOU LINKU	48
2.2.1 <i>Standardní optická vlákna</i>	49
2.2.2 <i>Optická vlákna s čistě křemenným jádrem</i>	49
2.2.3 <i>Hollow core optická vlákna</i>	50
2.2.4 <i>Plastová optická vlákna</i>	50
2.2.5 <i>Odolnost optických vláken proti působení ionizujícího záření</i>	51
2.2.6 <i>Výběr vhodného optického vlákna pro optickou linku</i>	54
2.3 VYHODNOCOVACÍ JEDNOTKY SCINTILAČNÍHO ZÁŘENÍ	56
2.3.1 <i>Fotonásobič</i>	57
2.3.2 <i>Jednofotonový čítač</i>	58
2.3.3 <i>Křemíkový fotonásobič</i>	59
3 KONSTRUKCE METODY MĚŘENÍ	61
3.1 OPTICKÁ LINKA	61
3.2 SENZOR IONIZUJÍCÍHO ZÁŘENÍ.....	68
3.3 VYHODNOCOVACÍ JEDNOTKA.....	77
4 MĚŘENÍ A VLASTNOSTI OPTOVLÁKNOVÉHO SENZORU IONIZUJÍCÍHO ZÁŘENÍ	82
4.1 <i>RADIAČNÍ ODOLNOST OPTICKÝCH VLÁKEN</i>	82
4.2 <i>PLÁŠŤOVÉ VIDY V OPTICKÉ LINCE</i>	93
4.3 <i>PŘENOSOVÉ CHARAKTERISTIKY OPTICKÝCH VLÁKEN A SCINTILAČNÍCH KRYSTALŮ</i>	97
4.4 <i>EXPERIMENTÁLNÍ MĚŘENÍ NA REAKTORU VR-1 (VRABEC)</i>	104
4.5 <i>EXPERIMENTÁLNÍ MĚŘENÍ NA ČÁSTICOVÉM URYCHLOVAČI IBA18/9</i>	107

ZÁVĚR	109
LITERATURA.....	112
SEZNAM SYMBOLŮ A ZKRATEK	118

SEZNAM OBRÁZKŮ

Obr. 1. Druhy ionizujícího záření a jejich průnik materiálem.	16
Obr. 2. Rozpadová řada ^{36}Cl a spektrum záření β [2].....	18
Obr. 3. Relativní význam fotoelektrického efektu, Comptonova jevu a párové produkce pro různé absorpční materiály a energie záření gama [2]......	20
Obr. 4. časový průběh radioaktivní přeměny [9].	22
Obr. 5. Rozsah měřených dávek pro různé aplikace ionizujícího záření [14]......	25
Obr. 6: Základní prvky proporcionálního čítače [2].	26
Obr. 7. Různé oblasti provozu detektorů plněných plynem [2].	26
Obr. 8. Scintilační detektor [25].	30
Obr. 9. Optovláknový dozimetr z PMMA vlákna se scintilačním práškem a) umístěným uvnitř vlákna b) umístěným na čele optického vlákna.....	35
Obr. 10. Možnosti umístění scintilačního prášku na/do optického vlákna.....	36
Obr. 11. Schéma umístění scintilačního krystalu na konec plastového optického vlákna [44]......	36
Obr. 12. Schéma metody měření gama záření s optickou linkou a scintilačním materiálem.....	37
Obr. 13. Energetické hladiny organických molekul s π -elektronovou strukturou [46]......	41
Obr. 14. Struktura energetického pásu aktivovaného anorganického scintilátoru.	44
Obr. 15. Typické uspořádání scintilačního detektoru.	57
Obr. 16. Navržená sestava optovláknového měřicího systému pro měření ionizujícího záření.	61
Obr. 17. Situace simulování přenosu výkonu ze scintilačního krystalu do optického vlákna; a) pohled ze strany; b) řez scintilačním krystalem a optickým vláknem.	62
Obr. 18. Výsledky simulace, která porovnává výkony přenesené ze scintilačního krystalu do optického vlákna pro 1–4 optická vlákna.....	63
Obr. 19. Simulace postupně se oddalujících optických vláken a vliv vzdálenosti na množství navázaného scintilačního světla.	64
Obr. 20. Broušení optického vlákna pomocí brusných a lapovacích papírů a brusného disku pro konektory SMA905.	65
Obr. 21. Postup broušení/leštění optických vláken s detailním řezem, (a) zalomené optické vlákno, (b) broušené brusným papírem 30 μ , (c) broušené brusným papírem 6 μ , (d) broušené brusným papírem 3 μ , (e) broušené brusným papírem 1 μ , (f) leštěné jemným brusným papírem.....	66
Obr. 22. Konektor optického vlákna s ochranným víčkem.	67
Obr. 23. Množství přeneseného scintilačního záření vláken FP1500URT a FP1000URT v závislosti na úrovni broušení a leštění.....	68
Obr. 24. Výsledek simulace přenosu a navázání scintilačního záření jedním optickým vláknem v integrální sféře pro vzdálenost vlákna od scintilačního krystalu 7 mm. Vlevo uspořádání simulace, vpravo výsledek simulace. Parametry simulace: scintilační krystal rozměr: 25,4 * 25,4 mm, optický výkon zářiče 1 W, vlákno o průměru 1 mm a délce 100 mm, vyhodnocovací jednotka umístěna 0,5 mm od optického vlákna.	69
Obr. 25. Zobrazení průběhu optických svazků Winstonovým kuželem.	70
Obr. 26. Simulace navázání scintilačního světla do optického vlákna v různé vzdálenosti od středu scintilačního krystalu; (a) model simulace; (b) profil intenzity navázaného scintilačního záření do optických vláken umístěných v různé vzdálenosti od středu scintilačního krystalu.....	71
Obr. 27. Příčný profil intenzit scintilačního záření navázaného do jednotlivých optických vláken v různých vzdálenostech od středu krystalu.	72
Obr. 28. Experimentální ověření vlivu polohy optického vlákna vůči středu scintilačního krystalu na množství navázaného scintilačního záření.	72
Obr. 29. Konstrukce senzoru vytisknuta na 3D tiskárně.....	73

Obr. 30. Certifikované radionuklidy v podobě plastových disků; a) radionuklid umístěn v zadní části senzoru, pro snadnou výměnu; b) konstrukce plastového disku.	73
Obr. 31. Ochranné olovené kontejnery zdrojů ionizujícího záření kobaltu a cesia.....	74
Obr. 32. Konstrukce senzoru a) scintilační materiály o hraně 2 cm b) pro scintilační materiály o průměry 2,54 cm a délce 2,54 cm.	75
Obr. 33. Návrh konstrukce senzoru skládající se z těla senzoru, scintilačního krystalu a víka s konektorem SMA905.	75
Obr. 34. Množství navázaného světla do optické linky s různým pokrytím scintilačního krystalu.	76
Obr. 35. Návrh senzoru: a) otevřená konstrukce senzoru pro krychlové scintilační krystaly; b) uzavřená konstrukce senzoru pro scintilační krystaly o tvaru válce s připojenou optickou linkou.	76
Obr. 36. konstrukce optovláknového senzoru pro měření ionizujícího záření s připojením optickým vláknem.	77
Obr. 37. Fotografie jednofotonového čítače; a) s aktivní snímací plochou čipu APD 100 μm ; b) s redukcí a nástavcem pro připojení optického konektoru SMA 905.	78
Obr. 38. Jednofotonový čítač s redukcí a konektorem SMA905 s připojenou optickou linkou.....	79
Obr. 39. Fotonásobič s ochranou konstrukcí; a) ochranná konstrukce z nerezové oceli chránící napěťové dělič a kabeláž; b) přední část ochranného krytu fotonásobiče s optickým konektorem pro připojení optické linky k vyhodnocovací jednotce.	80
Obr. 40. Přední panel programu pro ovládání a zaznamenání dat z měření optovláknového detektoru.	80
Obr. 41. Náhled programového prostředí LabView.....	81
Obr. 42. Měření vlastností optovláknového senzoru ionizujícího záření v laboratorních podmínkách.	82
Obr. 43. Sestava na měření radiační odolnosti optických vláken.	83
Obr. 44. Optická sestava pro měření odolnosti optických vláken při ozáření gama zářením.	84
Obr. 45. Laboratoř s kobaltovým zdrojem TERABALT, umístěná ve firmě VF a.s.	85
Obr. 46. Záznam napětí z detektorů měřícího a referenčního vlákna na optických detektorech měřících útlum plastových vláken PMMA při ozáření zdrojem ^{60}Co s celkovou dávkou 9 kGy a dávkovým příkonem 41,22 Gy/h.....	86
Obr. 47. Útlum plastového vlákna PMMA při ozáření ionizujícím zdrojem ^{60}Co s celkovou dávkou 9 kGy a dávkovým příkonem 41,22 Gy/h; přepočet na útlum vlákna v dB/km v závislosti na celkové dávce.	87
Obr. 48. Záznam napětí z detektorů měřícího a referenčního vlákna na optických detektorech měřících útlum vláken s čistě křemenným jádrem s vysokým obsahem hydroxylových skupin při ozáření zdrojem ^{60}Co s celkovou dávkou 9 kGy a dávkovým příkonem 46,88 Gy/h.	88
Obr. 49. Útlum optického vlákna s čistě křemenným jádrem a vysokým obsahem hydroxylových skupin v jádru vlákna při ozáření ionizujícím zdrojem ^{60}Co s celkovou dávkou 9 kGy a dávkovým příkonem 46,88 Gy/h; přepočet na útlum vlákna v dB/km.	89
Obr. 50. Záznam napětí z detektorů měřícího a referenčního vlákna na optických detektorech měřících útlum vláken s čistě křemenným jádrem s nízkým obsahem hydroxylových skupin při ozáření zdrojem ^{60}Co s celkovou dávkou 9 kGy a dávkovým příkonem 46,88 Gy/h.	90
Obr. 51. Útlum optického vlákna s čistě křemenným jádrem a nízkým obsahem hydroxylových skupin v jádru vlákna při ozáření ionizujícím zdrojem ^{60}Co s celkovou dávkou 9 kGy a dávkovým příkonem 46,88 Gy/h; přepočet na útlum vlákna v dB/km.	90
Obr. 52. Záznam napětí z detektorů měřícího a referenčního vlákna na optických detektorech měřících útlum vláken s čistě křemenným jádrem a fluorem dopovaným obalem při ozáření zdrojem ^{60}Co s celkovou dávkou 9 kGy a dávkovým příkonem 46,88 Gy/h.....	91
Obr. 53. Útlum optického vlákna s čistě křemenným jádrem a nízkým obsahem hydroxylových skupin v jádru vlákna při ozáření ionizujícím zdrojem ^{60}Co s celkovou dávkou 9 kGy a dávkovým příkonem 46,88 Gy/h; přepočet na útlum vlákna v dB/km.	92

Obr. 54. Celkové porovnání průběhu ozařování všech optických vláken.	93
Obr. 55. Blokové schéma měření plášťových vidů s přímou – rovnou optickou linkou a optickou linkou s max. doporučeným ohybem optického vlákna.	94
Obr. 56. Porovnání optického vlákna FP1000URT o délce 1 m s ohybem a bez ohybu z důvodu sledování vyvážaného světla z optického vlákna.	95
Obr. 57. Porovnání optického vlákna FP1000URT o délce 5 m s ohybem a bez ohybu z důvodu sledování vyvážaného světla z optického vlákna.	96
Obr. 58. Porovnání optického vlákna FP1500URT o délce 1 m s ohybem a bez ohybu z důvodu sledování vyvážaného světla z optického vlákna.	96
Obr. 59. Porovnání optického vlákna FP1500URT o délce 5 m s ohybem a bez ohybu z důvodu sledování vyvážaného světla z optického vlákna.	97
Obr. 60. Schéma měřicího systému pro měření ionizujícího záření. Měřicí systém obsahuje dvě měnitelné detekční jednotky – SPC a PMT, vícevidové optické vlákno a scintilační krystal ukrytý v hliníkovém pouzdře.	98
Obr. 61. Ukázka výstupních signálů nezpracovaných dat z (a) SPC a (b) detektorů PMT po dobu 600 sekund. V grafu je rovněž zobrazena průměrná pozorovaná četnost.	99
Obr. 62. Srovnání zpřůměrovaných dat z detektorů SPC a PMT v konfiguraci měřicího systému se scintilačním krystalem LYSO(Ce) a optickou linkou s optickým vláknem FP1500URT o délce 1 metr a zdrojem záření gama ^{60}Co (ID1-ID3).	99
Obr. 63. Srovnání zpřůměrovaných dat z detektorů SPC a PMT v konfiguraci měřicího systému se scintilačním krystalem LYSO(Ce) a optickou linkou s optickým vláknem FP1500URT o délce 1 metr a zdrojem záření gama ^{137}Cs (ID4-ID6).	100
Obr. 64. Srovnání citlivosti měření optovláknového měřicího systému s použitím krystalu LYSO(Ce) a různých optických linek o délce 1 m při ozařování zdroji ^{60}Co (ID1-ID3).	101
Obr. 65. Srovnání citlivosti měření optovláknového měřicího systému se scintilačním krystalem připojeným k optické lince s optickým vláknem FP1500URT o průměru jádra 1,5 mm a délce 1 m; a) Zdroje ionizujícího záření: ^{60}Co (ID1 - ID3); (b) Zdroje ionizujícího záření: ^{137}Cs (ID4-ID6). .	102
Obr. 66. Klesající citlivost optovláknového měřicího systému s různou délkou optické linky a s optickým vláknem FP1500URT během ozařování zdrojů ^{60}Co (ID1 - ID3).	103
Obr. 67. Rozdílná účinnost přeměny ionizujícího záření gama – ^{60}Co v různých senzorech se scintilačními materiály ve spojení s různými typy optických linek s optickými vlákny a jejich různou délkou. .	103
Obr. 68. Náčrt reaktoru VR-1 [78].	105
Obr. 69. Fotografie měřicího radiálního kanálu reaktoru VR-1 s umístěným optovláknovým měřicím systémem pro měření gama záření.	106
Obr. 70. Záznam průběhu náběhu a odstavení reaktoru VR -1.	106
Obr. 71. Fotografie z experimentálního měření u cyklotronu IBA 18/9 v Řeži.	107
Obr. 72. Graf ze řídicího systému cyklotronu se zobrazeným průběhem výkonu v čase.	108
Obr. 73. Naměřený průběh náběhu výkonu cyklotronu optovláknovým měřicím systémem.	108

SEZNAM TABULEK

Tab. 1. Přibližné energetické rozdělení rentgenového a gama záření	20
Tab. 2. Převodní koeficienty pro veličiny záření [8].	21
Tab. 3. Radiační váhový faktor [2].	24
Tab. 4. Váhové faktory pro orgány nebo tkáně [12].	24
Tab. 5. Scintilační materiály a jejich vlastnosti.	46
Tab. 6. Vybraná optická vlákna pro optickou linku.	56
Tab. 7. Přehled přenesených výkonů optických vláken nasimulovaných v programu Zemax.....	63
Tab. 8. Přenesené výkony dvou optických vláken s různými vzdálenostmi od sebe.	64
Tab. 9. Výsledek simulace přenosu a navázání scintilačního záření jedním optickým vláknem v integrální sféře pro různé vzdálenosti vlákna od scintilačního krystalu. Parametry simulace: scintilační krystal rozměr: 25,4 * 25,4 mm, optický výkon zářiče 1 W, vlákno o průměru 1 mm a délce 100 mm, vyhodnocovací jednotka umístěna 0,5 mm od optického vlákna.	69
Tab. 10. Seznam certifikovaných radionuklidových materiálů CRM.	74
Tab. 11: Ozařovaná optická vlákna.....	84
Tab. 12. Dosažených útlumu jednotlivých optických vláken.	93

ÚVOD

Využití ionizujícího záření hraje klíčovou roli v nejrůznějších odvětvích, včetně průmyslového, lékařského, či enviromentálního. Toto široké využívání podtrhuje rostoucí význam měření a charakterizace ionizujícího záření, které má zásadní roli při zajištění jeho bezpečného a efektivního využití [1, 2]. Komplexní měření pak zajišťují velmi dobrou kontrolu nad procesy a chrání personál před potenciálními radiačními riziky. Monitorování a analýza ionizujícího záření se tak staly nepostradatelnými součástmi moderních bezpečnostních protokolů, které posilují celkovou bezpečnost v prostředí s vysokou intenzitou záření. Vývoj v oblasti měření ionizujícího záření stále pokračuje, využívají se nové, zlepšují starší metody a neustále dochází ke zlepšování citlivosti a rozsahu měření, zvyšování odolnosti, zmenšování velikosti a samozřejmě snižování nákladů měření.

V oblasti charakterizace a dozimetrie ionizujícího záření existuje široké spektrum dostupných přístrojů a metod. Jednou z nejstarších a stále používaných metod pro měření ionizujícího záření je záznam na fotografický film [1]. Tato metoda funguje na principu interakce halogenidu stříbra na povrchu filmu s fotony ionizujícího záření, což vytváří záznamový obraz. Další běžnou metodou detekce ionizujícího záření je průchod částice materiálem, který je při tomto procesu ionizován a excitován. Tento materiál, obvykle označovaný jako pracovní látka detektorů záření, může být ve formě plynu, kapaliny nebo pevné látky. Umístěním této látky mezi elektrody pod napětím dochází ke vzniku elektrického proudu. V některých materiálech může během excitace dojít k emitaci světelných fotonů, což se nazývá scintilace. Tento jev umožňuje detekci ionizujícího záření prostřednictvím zaznamenání světelného záblesku. Tímto způsobem lze získat důležité informace o vlastnostech záření a jeho interakci s okolními materiály [3].

V současnosti je velká pozornost věnována metodám využívajícím např. optická vlákna [4-6]. Optická vlákna mají jedinečné vlastnosti, jako jsou elektromagnetická imunita, nízká hmotnost, malé rozměry, možnost vysokého multiplexování signálů, velká chemická a teplotní odolnost a vysoká odolnost vůči ionizujícímu záření. Tato vlákna lze využít jako propojovací prvek mezi scintilačním materiálem a detektorem, což umožňuje umístit citlivé elektronické součástky detektoru mimo dosah ionizujícího záření. Další významnou výhodou je možnost dálkového monitorování, kdy je senzor umístěn vzdáleně od řídicí elektroniky, a to i na vzdálenost několika set metrů. Malé rozměry a nízká hmotnost optických vláken rovněž poskytují mnoho příležitostí pro použití těchto senzorů v průmyslových, experimentálních a lékařských aplikacích. Využití optických vláken je velmi slibné zejména pro oblasti s potřebou kontinuálního měření ionizujícího záření a v oblastech s velmi vysokými intenzitami elektromagnetického rušení. V těchto prostředích tradiční dozimetrie často selhávají nebo mají omezenou životnost kvůli vysoké intenzitě ionizujícího záření.

Běžné použití fotonásobičů nebo polovodičových detektorů obvykle zahrnuje jejich připojení k vhodnému scintilačnímu materiálu pro detekci ionizujícího záření [1]. Vysoké dávky ionizujícího záření mají přímý destruktivní účinek na jakoukoli radiačně nestíněnou elektroniku. V urychlovačích částic, tokamacích, horkých komorách nebo úložištích jaderného odpadu se k těmto problémům přidává vysoká úroveň elektromagnetického rušení, vysoká teplota a nedostatek prostoru. Obvyklé měřicí systémy pro tyto aplikace neumožňují kontinuální měření na těchto místech, nebo mají v tomto prostředí velmi zkrácenou životnost.

Celá práce je zaměřena na vývoj měření gama záření s optickými vlákny/fotonickými prvky. Jedním z prvních cílů byl návrh koncepce metody s výběrem vhodných optických vláken, s ohledem na materiál, průměr, NA apod. návrh přizpůsobení jednotlivých částí přenosu detekce a měření, které vedlo k návrhu celého systému a následně k jeho charakterizaci. Celý měřicí systém byl poté experimentálně ověřen mimo laboratorní podmínky. Při návrhu systému byl využit simulační program, který ověřoval správnost přizpůsobení jednotlivých částí systému a zároveň urychloval výběr jednotlivých prvků, které byly následně použity při experimentálních měřeních.

1 SOUČASNÝ STAV A VYMEZENÍ OBLASTI DISERTACE

S rostoucími požadavky na monitorování ionizujícího záření v jaderné energetice, letectví, vojenství a lékařství je stále větší pozornost věnována senzorům, které využívají optická vlákna. Sensory ionizujícího záření s optickými vlákny lze rozdělit do dvou kategorií podle principu měření, a to na přímé a nepřímé senzory. V procesu snímání přímého vláknového senzoru slouží samotné vlákno jako citlivý prvek, který reaguje se zářením. V důsledku působení ionizujícího záření na materiály optického vlákna, senzor generuje nebo mění procházející signály, které představují indukované změny na vlákne, jako je strukturální poškození, změna útlumu anebo drift Braggovy vlnové délky. U nepřímých vláknových senzorů vlákno nereaguje na ionizující záření přímo, ale slouží jako přenosový kanál spojující senzorovou jednotku a vyhodnocovací jednotku. V současné době se mezi používanými vláknovými senzory s přímou detekcí ionizujícího záření využívá poškození optických vláken zvyšující jejich útlum, které se může projevit i změnou parametrů vláknové Braggovy mřížky (FBG) a scintilační vlastnosti dopovaných optických vláken. Vláknové senzory s nepřímou detekcí ionizujícího záření naopak přenášejí signál mezi detektorem a vyhodnocovací jednotkou a jsou předmětem této disertační práce.

Jaderný průmysl vykazuje rostoucí zájem o možnosti, které nabízí využívání optických vláken. Jedná se například o možnosti monitorování velkých jaderných infrastruktur, jako jsou budovy reaktorů, úložiště jaderného odpadu a primární okruhy reaktorů. Monitorování záření z optických vláken jsou také uvažovány pro aplikace při sledování dávky ozáření, kde technologie vláken přináší oproti konvenčním monitorům záření určité výhody. Typické aplikace zahrnující měření lokální depozice dávky a distribuované monitorování dávky tzv. hot-spotů ve skladovacích zařízeních jaderného odpadu mají řadu klíčových výhod: vlastní necitlivost na magnetické pole a elektromagnetické rušení, malá velikost a schopnost provádění měření distribuovaného záření podél jediného vlákna pomocí technik optické reflektometrie v časové doméně. K měření radiační dávky v reálném čase bývají použity metody radiačně indukovaného optického útlumu (RIA), scintilace a luminiscence (OSL). Vývoj senzorů optického záření byl také veden pro lékařské aplikace, jako je dozimetrie v reálném čase in vivo [7].

1.1 Ionizující záření

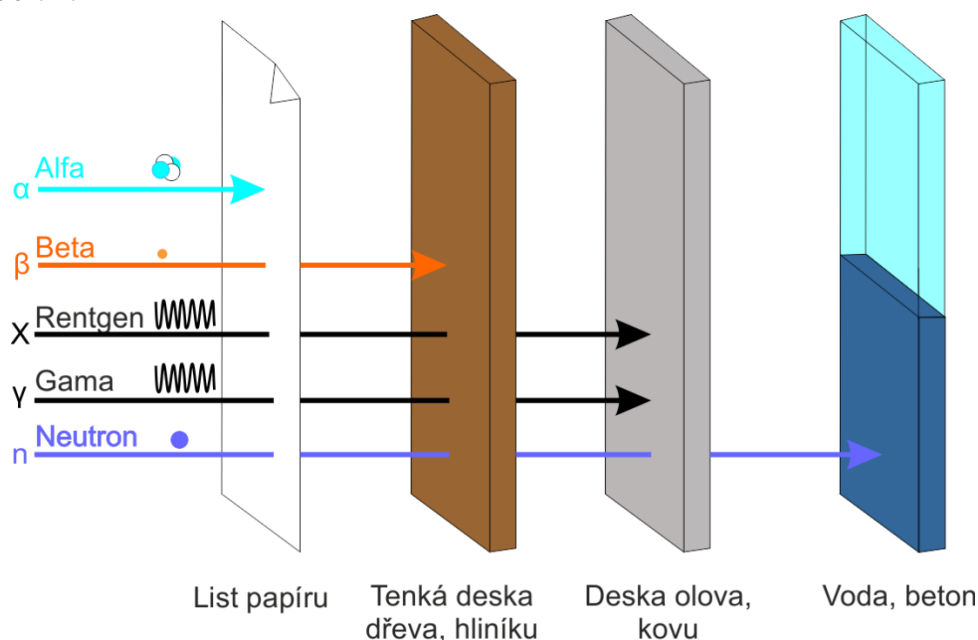
Ionizujícím zářením označujeme záření, které má při průchodu prostředím dostatečnou energii k přeměně původně neutrálních atomů na kladné nebo záporné ionty. Ionizující záření můžeme rozdělit s ohledem na charakter ionizujícího procesu na přímo a nepřímo ionizující. Přímou ionizující záření je tvořeno nabitými částicemi (elektrony, pozitrony, protony, alfa částicemi, beta částicemi), které mají dostatečnou kinetickou energii

k vyvolání ionizace. K nepřímo ionizujícímu záření řadíme nenabitě částice (fotony a neutrony), které samy prostředí neionizují, ale při interakcích s prostředím uvolňují sekundární přímo ionizující částice.

Existuje několik zdrojů ionizujícího záření, které lze rozdělit na umělé a přírodní. Přírodními zdroji ionizujícího záření jsou kosmické záření, sluneční záření a přírodní radioizotopy. Mezi umělé zdroje ionizujícího záření lze zařadit jaderné reaktory, urychlovače částic, jaderné zbraně, uměle vytvořené nestabilní prvky, terapeutická zařízení apod.

1.1.1 Druhy Ionizujícího záření

Ionizující záření se klasifikuje podle druhu emitovaného záření. Tyto druhy emitovaného záření se označují z historického důvodu písmeny řecké abecedy α , β , γ , rentgenové a neutronové. Energetický rozsah všech druhů ionizujícího záření přesahuje více než šest dekad od 20 eV do 20 MeV. Dolní hranice je dána minimální energií potřebnou k ionizaci materiálů zářením nebo sekundárními produkty jeho interakce. Horní hranice je stanovena na hodnotu, která má v jaderné vědě a technologiích největší význam [2]. Energie neutronů může však být i v řádech 100 MeV. Jedná se však o speciální případy neutronového záření, se kterým se ve velké většině případů nepracuje, a metody jejich měření jsou aktuálně ve vývoji. Penetrace různých typů ionizujícího záření je naznačena na Obr. 1.



Obr. 1. Druhy ionizujícího záření a jejich průnik materiálem.

- **Alfa záření**

Alfa záření je tvořeno částicemi jádra hélia ${}^4_2\text{He}$ a obsahuje tedy 2 protony p^+ a 2 neutrony n^0 . Proces rozpadu je popsán schematicky (1)



kde je X původní a Y konečný prvek rozpadu.

Z mateřského jádra si tedy α – částice odebírá 2 protony a 2 neutrony a posouvá se v Mendělejevově tabulce o 2 místa vlevo. Ionizující záření α – částic se nachází pouze u nejtěžších prvků např. ${}^{226}\text{Ra}$, ${}^{239}\text{Pu}$, ${}^{241}\text{Am}$. Záření α má čárové energetické spektrum tzn., že všechny částice α při přeměně daného druhu jádra mají stejnou kinetickou energii. Kvůli své velikosti a náboji nejsou schopny proniknout příliš hluboko do materiálů s hustotou vyšší, než je hustota vzduchu. Záření při vniku do látky velmi rychle ztrácí energii a zabrzdí se asi v 1 mm látky s hustotou vody nebo živé tkáně. Zdroje alfa částic musí být velmi tenké, typické tloušťky se měří v mikrometrech, aby nepodléhaly samoabsorpci. Alfa zářiče se používají v některých detekčních přístrojích – požární hlásiče, v neutronových generátorech, nebo při kalibraci křemíkových polovodičových detektorů. Částice alfa však mohou být nebezpečné, pokud jsou vdechnuty nebo pozřeny, protože mohou způsobit poškození DNA a dalších biologických molekul, což vede ke zvýšenému riziku vzniku rakoviny [2, 3].

- **Beta záření**

Záření beta je druh ionizujícího záření, které se skládá z částic beta. Částice beta jsou vysokoenergetické elektrony a pozitrony, které jsou emitovány jádrem atomu při beta rozpadu. Proces rozpadů je popsán v rovnici (2 a 3)

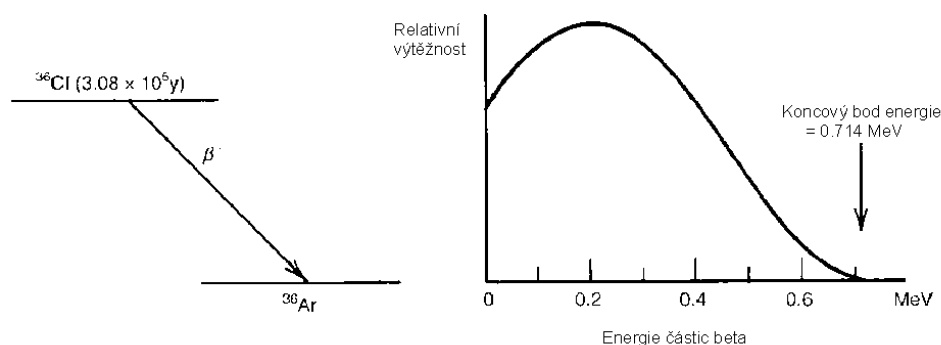


kde je X původní a Y konečný prvek rozpadu, β^- je emitovaná částice beta (elektron) $\bar{\nu}$ je antineutrino.



kde je X původní a Y konečný prvek rozpadu, β^+ je emitovaná částice beta (pozitron) ν je neutrino.

Elektrony jsou z jádra radioaktivního prvku emitovány při samovolné přeměně jaderného neutronu na proton, elektron/pozitron a neutrino/antineutrino. Spektrum záření β je spojité a má rozsah od 0 eV až do bodu nazvaného „energie koncového bodu beta“, který bývá také označován Q hodnotou. Q hodnota tak udává maximální rozpadovou energii β záření. Příklad rozpadového schéma prvku ${}^{36}\text{Cl}$ lze vidět na Obr. 2. Hodnoty maximální energie běžně používaných β zářičů jsou desítky keV až jednotky MeV.



Obr. 2. Rozpadová řada ^{36}Cl a spektrum záření β [2].

Ke ztrátě energie β záření dochází vlivem elektrických sil v elektronovém obalu a jádru atomu a ionizací prostředí, kterým β záření prochází. Vlivem elektrických sil v elektronovém obalu a jádru atomu dochází ke změně směru β záření. Tento jev se uplatňuje hlavně u nízkoenergetických elektronů. Ionizace prostředí je pak hlavní příčinou ztráty energie β záření při průchodu prostředím. Schopnost ionizace je menší než u α -částic. Další ztráta energie β částice může být způsobena průchodem elektrickým polem a vyvoláním brzděného rentgenového záření. Energie i množství rentgenového záření záleží na atomovém čísle absorbující látky. U těžších látek má rentgenové záření vyšší energii. Částice beta jsou pronikavější než částice alfa, ale přesto je může zastavit hliníkový plech nebo několik centimetrů plastu či dřeva. Částice beta však mohou také způsobit poškození biologických molekul a tkání a dlouhodobé vystavení může zvýšit riziko vzniku rakoviny [3].

• Gama záření

Jedná se o elektromagnetické záření s velmi krátkou vlnovou délkou - 10^{-11} až 10^{-13} m. Gama záření vzniká deexcitací vybuzených hladin atomového jádra nebo při jaderných reakcích. Čistých gama zářičů je velmi málo, většinou gama záření doprovází záření α a β . Energie fotonů gama záření E , je dána vztahem (4).

$$E = h \frac{c}{\lambda}, \quad (4)$$

kde h je Planckova konstanta – $6,64 \cdot 10^{-34}$ J. s, c je rychlost elektromagnetického záření ve vakuu a λ je vlnová délka záření.

Spektrum gama záření je čárové, daný radionuklid tedy emituje pouze fotony s určitými energiemi, které jsou pro něj charakteristické. Záření gama je záření nepřímo ionizující, takže při průchodu prostředím uvolňují fotony elektricky nabitě částice a předávají jim energii dostatečnou k tomu, aby byly schopné prostředí ionizovat a excitovat. Gama záření může pronikat hluboko do materiálů a projít většinou typů

stínění, včetně silných vrstev betonu a olova. Gama záření může způsobit poškození živých buněk a DNA, a pokud je člověk vystaven vysoké dávce, může zvýšit riziko vzniku rakoviny a dalších zdravotních problémů. Při průchodu gama záření prostředím, mohou nastat 3 interakce.

Fotoelektrický efekt

Foton gama záření předá veškerou svou energii elektronu v atomovém obalu. Je-li tato energie větší než výstupní práce elektronu, je tento elektron z obalu uvolněn. Je-li elektron uvolněn z některého vnitřního orbitu, zaplní se vyprázdněné místo elektronem z vyššího orbitu a přebytek energie se vyzáří ve formě fotonu. Energie fotonu je však velmi malá a většinou se pohltí v okolním materiálu. Z tohoto důvodu lze fotoelektrický efekt považovat za prakticky úplnou absorpci gama záření. Pravděpodobnost fotoelektrického efektu se zmenšuje s rostoucí energií gama záření a roste s atomovým číslem absorbujícího materiálu. Projevuje se tedy hlavně u fotonů s nižší energií (řádově jednotky keV) a absorpčních látek s vysokým atomovým číslem.

Comptonův rozptyl

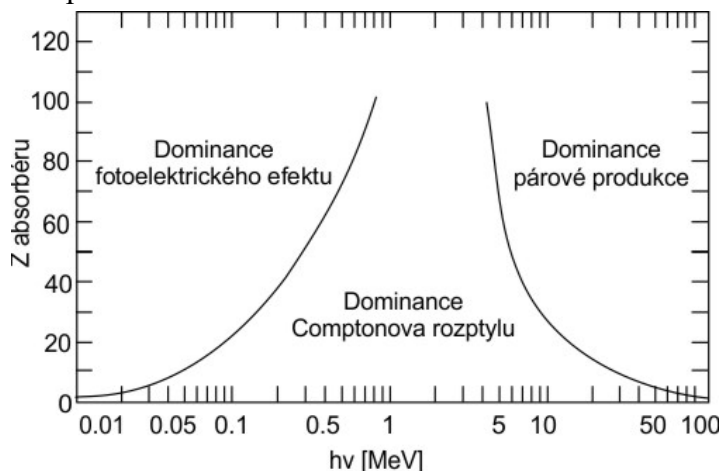
Je to interakce fotonů gama záření s volnými nebo jen velmi slabě vázanými elektrony. Foton gama záření předá část své energie volnému elektronu a posune ho. Rozptýlený foton pak s nižší energií (tj. delší vlnovou délkou) pokračuje v pohybu v odlišném směru. Comptonův rozptyl je převládajícím typem interakce gama záření středních energií s látkami s malým atomovým číslem.

Tvorba párů elektron – pozitron

Má-li foton gama záření větší energii než 1,02 MeV, může být za určitých podmínek zcela pohlčen v elektrickém poli atomového jádra a přitom vznikne dvojice elektronů s různým nábojem – elektron a pozitron. Případný přebytek energie pohlčeného fotonu se projeví ve formě kinetické energie vytvořeného elektronového páru.

Z předchozího výkladu je zřejmé, že při průchodu určitého záření hmotným prostředím může dojít k různým typům interakcí. Veličina, která charakterizuje pravděpodobnost vzniku určité interakce v daném případě, se nazývá účinný průřez. Při ozařování látek s vysokým atomovým číslem gama zářením s energií jednotek keV má vysoký účinný průřez fotoelektrický efekt a nízký účinný průřez Comptonův rozptyl a tvorba párů. Účinný průřez tak závisí na atomovém čísle ozařované látky a velmi výrazně na energii záření [3]. Relativní význam tří výše popsaných procesů pro různé absorpční materiály a energie záření gama je znázorněn na Obr. 3. Křivka vlevo znázorňuje energii jako funkci atomového čísla absorbéru, při které jsou fotoelektrická absorpce a Comptonův rozptyl stejně pravděpodobné. Křivka vpravo představuje energii, při které jsou Comptonův rozptyl a párová produkce stejně pravděpodobné. Na grafu jsou

tak vymezeny tři oblasti, v nichž převažuje fotoelektrická absorpce, Comptonův rozptyl a párová produkce.



Obr. 3. Relativní význam fotoelektrického efektu, Comptonova jevu a párové produkce pro různé absorpční materiály a energie záření gama [2].

- **Rentgenové záření**

Stejně jako gama záření je rentgenové záření vysokoenergetické elektromagnetické vlnění, viz Tab. 1. Obvykle je produkován vysokoenergetickými přístroji, například rentgenové přístroje používané při lékařském zobrazování. Podobně jako gama záření může rentgenové záření projít několika centimetry olova nebo betonu.

Tab. 1. Přibližné energetické rozdělení rentgenového a gama záření.

Pásmo	Energie [keV]	Frekvence [EHz]	Vlnová délka [nm]
Měkké RTG	0,124 ÷ 12,4	0,03 ÷ 3	0,1 ÷ 10
Tvrdé RTG	12,4 ÷ 124	3 ÷ 30	0,01 ÷ 0,1
gama	>124	>30	<0,01

- **Kosmické záření**

Jedná se o vysokoenergetické částice pocházející z vesmíru, které mohou obsahovat protony, částice alfa a další typy částic. Mohou proniknout hluboko do zemské atmosféry a mohou být zastaveny několika metry skály nebo betonu.

- **Neutronové záření**

Jedná se o částice, které nemají elektrický náboj a jsou vyzařovány některými radioaktivními materiály. Mají velkou pronikavou sílu a mohou projít několika metry betonu.

1.1.2 Charakterizace ionizujícího záření

Jednotlivé typy ionizujícího záření vznikají při radioaktivní přeměně. Jedná se o jev, při kterém dochází k vnitřní přeměně složení, nebo změně energetického stavu atomových jader za vzniku vysokoenergetického ionizujícího záření. Hranicí stabilního prvku je olovo $^{208}_{82}\text{Pb}$, které je nejtěžším stabilním nuklidem. Všechna těžší jádra jsou nestabilní a samovolně se rozpadají na jádra lehčí a stabilnější. Rozpad je definován tzv. Aktivitou radionuklidu.

Pro kvantifikaci záření se používá mnoho různých veličin a jednotek, protože existuje řada různých typů záření, stejně jako řada způsobů jeho kvantifikace. V závislosti na potřebách konkrétních aplikací lze vyjádřit jeho energii, počet rozpadových částic nebo jeho absorpci v živých tkáních.

Komplikujícím faktorem je skutečnost, že americká společnost prochází pomalou změnou jednotek používaných pro vyjádření různých fyzikálních veličin. V každodenním životě je to vnímáno jako přechod od tradičního britského systému jednotek (stopy, libry, míle) k metrickému systému (metry, kilogramy, kilometry). Přehled převodů mezi konvenčními jednotkami a SI jednotkami využívanými při popisu ionizujícího záření je v Tab. 2.

Tab. 2. Převodní koeficienty pro veličiny záření [8].

Veličina	Konvenční jednotka	SI jednotka	Konverze
Expozice	roentgen (R)	coulomb/kg vzduchu (C/kg)	1 C/kg = 3876 R
Dávka	rad (R)	gray (Gy)	1 Gy = 100 rad
Dávkový ekvivalent	rem	sievert (Sv)	1 Sv = 100 rem
Aktivita	curie (Ci)	becquerel (Bq)	1 mCi = 37 MBq

K popisu základních vlastností ionizujícího záření se nejčastěji využívá aktivita, absorbovaná dávka, dávkový příkon, ekvivalentní a efektivní dávka.

Tradiční jednotka pro energie ionizujícího záření je elektron volt [eV], který je definován kinetickou energií získanou akcelerací elektronu v potenciálu 1 V. Mnohem více využívaná jednotka ionizujícího záření je odvozená jednotka 1 keV nebo 1 MeV. SI jednotkou pro měření energie ionizujícího záření je Joule (J), Vztah mezi Joule a eV je definován vztahem (5):

$$1\text{eV} = 1,602 \times 10^{-19}\text{J} \quad (5)$$

Energie fotonu rentgenového a gama záření je spojena s frekvencí záření [2], podle vztahu (6)

$$E = h\nu, \quad (6)$$

kde h je Planckova konstanta, ν je frekvence.

Vlnová délka λ se vztahuje k energii fotonu vztahem (7):

$$\lambda = \frac{1,240 \times 10^{-6}}{E} \quad (7)$$

Aktivita radioaktivní látky

Aktivita radionuklidu vyjadřuje počet přeměn za určitý časový interval. Jednotka SI, ve které se vyjadřuje aktivita radioaktivní látky, je Becquerel. Aktivitu 1 Bq má látka, ve které dochází k jednomu rozpadu za sekundu. Původní jednotkou pro měření množství radioaktivity byl curie (Ci). Vztah mezi oběma jednotkami je následující (8):

$$1 \text{ Ci} = 3,7 \times 10^{10} \text{ Bq} \quad (8)$$

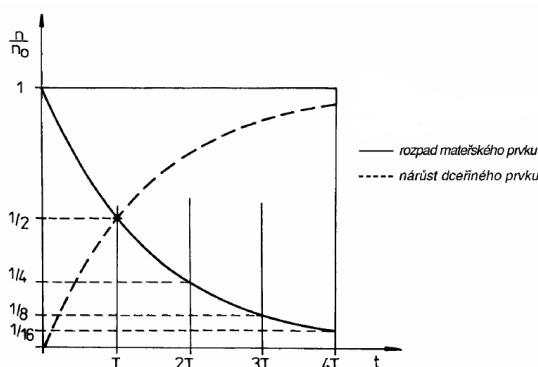
Aktivita čistého radionuklidu s časem exponenciálně klesá, viz Obr. 4. Jestliže N představuje počet atomů radionuklidu ve vzorku v daném čase, pak změna dN tohoto počtu během krátkého času dt je úměrná N a dt . Necht' λ_t je konstanta úměrnosti, píšeme (9)

$$dN = -\lambda_t N dt, \quad (9)$$

kde je N nuklidové číslo a λ_t je poločas rozpadu.

Záporné znaménko je nutné, protože s rostoucím časem t se N zmenšuje. Veličina λ_t se nazývá rozpadová nebo transformační konstanta, má rozměry inverzní hodnoty času (s^{-1}). Rychlost rozpadu neboli aktivita A je dána vztahem (10):

$$A = \frac{dN}{dt} = \lambda_t N, \quad (10)$$



Obr. 4. časový průběh radioaktivní přeměny [9].

Expozice

Expozice je veličina, která se nejčastěji používá k vyjádření množství záření dodaného do určitého bodu. Důvodem, proč je expozice tak široce používanou radiační veličinou, je to, že ji lze snadno měřit. Všechny formy měření záření jsou založeny na účinku, který vzniká při interakci záření s materiálem. Specifickým účinkem používaným k měření expozice je ionizace vzduchu způsobená zářením. Konvenční jednotkou expozice je roentgen (R) a jednotkou SI je coulomb na kilogram vzduchu (C/kg). Vztah mezi oběma jednotkami je následující (11):

$$1R = 2,58 \cdot 10^{-4} C / kg \quad (11)$$

Absorbovaná dávka D

Absorbovaná dávka D je podíl energie, kterou ionizující záření předá látce o určité hmotnosti (12).

$$D = \frac{dE}{dm} \quad (12)$$

Konvenční jednotkou pro absorbovanou dávku je rad, který odpovídá 100 ergům absorbované energie na 1 g tkáně. Jednotkou SI je gray (Gy), který odpovídá absorpci 1 J energie záření na 1 kg tkáně. Vztah mezi oběma jednotkami je následující (13):

$$1 \text{ rad} = 100 \text{ erg/g} = 0,01 \text{ J/kg} = 0,01 \text{ Gy} \quad (13)$$

Dávkový příkon

Dávkový příkon je dávka předaná látce za určitou dobu. Jednotkou je Gy/hod [10].

Ekvivalentní dávka H_T

Veličina, která vztahuje absorbovanou dávku k vlivu ozáření na živou tkáň. Její jednotkou je Sievert (Sv). Pro stanovení ekvivalentní dávky se vynásobí absorbovaná dávka váhovým faktorem záření (W_R), viz Tab. 3, který je specifický pro daný typ záření (14).

$$H_T = D \cdot W_R \quad (14)$$

Radiační váhový faktor zohledňuje skutečnost, že některé druhy záření jsou ze své podstaty pro biologickou tkáň nebezpečnější, i když jsou jejich úrovně energetické depozice stejné.

Tab. 3. Radiační váhový faktor [2].

Typ záření a rozsah energií	Radiační váhový faktor (W_R)
Rentgenové, gama zářené, všechny energie	1
Elektrony, pozitrony, miony, všechny energie	1
Neutrony: <10 keV	5
10 keV – 100 keV	10
100 keV – m MeV	20
2 MeV – 20 MeV	10
>20 MeV	5
Protony >2MeV	2-5
Alfa částice, štěpné fragmenty, těžká jádra	20

Konvenční jednotkou pro dávkový ekvivalent je *rem* a jednotkou SI je sievert (*Sv*). Hodnoty dávkového ekvivalentu lze převést z jedné soustavy jednotek do druhé pomocí (15):

$$1 Sv = 100 rem \quad (15)$$

Efektivní dávka E

Efektivní dávka (16) vychází z ekvivalentní dávky a upravuje ji podle relativní citlivosti orgánů, viz Tab. 4.

$$E = H_T \cdot w_T \quad (16)$$

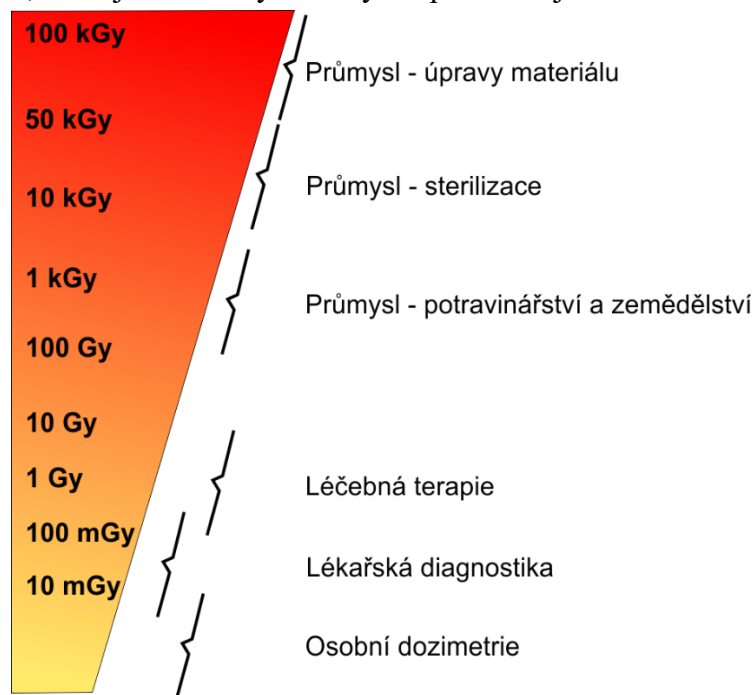
Výsledkem je ukazatel potenciálních dlouhodobých zdravotních účinků expozice. Používá se ke stanovení regulačních limitů, které chrání před dlouhodobými zdravotními účinky v populaci. Vzhledem k tomu, že tato hodnota je vypočtenou aproximací, nikoli fyzikální veličinou, nelze ji použít k předvídaní jednotlivých zdravotních účinků. Jednotkou efektivní dávky je Sievert [11].

Tab. 4. Váhové faktory pro orgány nebo tkáně [12].

Orgán nebo tkáň	Váhový faktor	Orgán nebo tkáň	Váhový faktor
Pohlavní žlázy	0,20	Játra	0,05
Červená kostní dřeň	0,12	Jícen	0,05
Tlusté střevo	0,12	Štítná žláza	0,05
Plíce	0,12	Kůže	0,01
Žaludek	0,12	Povrchy kostí	0,01
		Zbývající orgány a tkáně	0,05
Močový měchýř	0,05	souhrnně	
Prsa	0,05	Celé tělo	1,0

1.2 Měření gama záření

Pro detekci ionizujícího záření se používá řada detektorů, které využívají různé principy a technické konstrukce. Detektory ionizujícího záření nám poskytují informace kvantitativní, informace o energii, intenzitě, prostorové distribuci atd. Přístroje pro detekci ionizujícího záření lze nazvat jednotným názvem dozimetry. Podle časového průběhu detekce pak můžeme rozdělit radiometry na kontinuální – udávají informaci o aktuální intenzitě záření a kumulativní – udávají informaci o celkové hodnotě ozáření po dobu, co byly vystaveny ionizujícímu záření [13]. Přehled rozsahu dávek ionizujícího záření, které jsou měřeny v různých aplikacích je na Obr. 5.

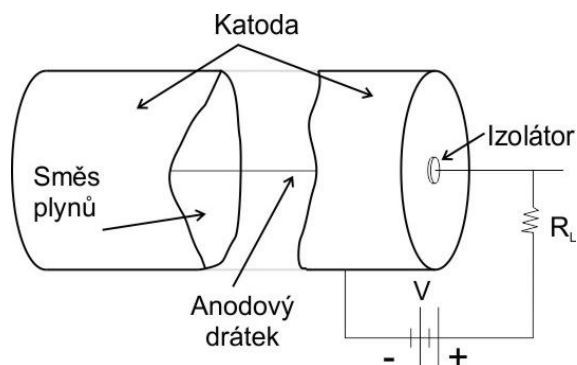


Obr. 5. Rozsah měřených dávek pro různé aplikace ionizujícího záření [14].

Existuje několik typů metod měření ionizujícího záření, které se běžně používají k detekci ionizujícího záření.

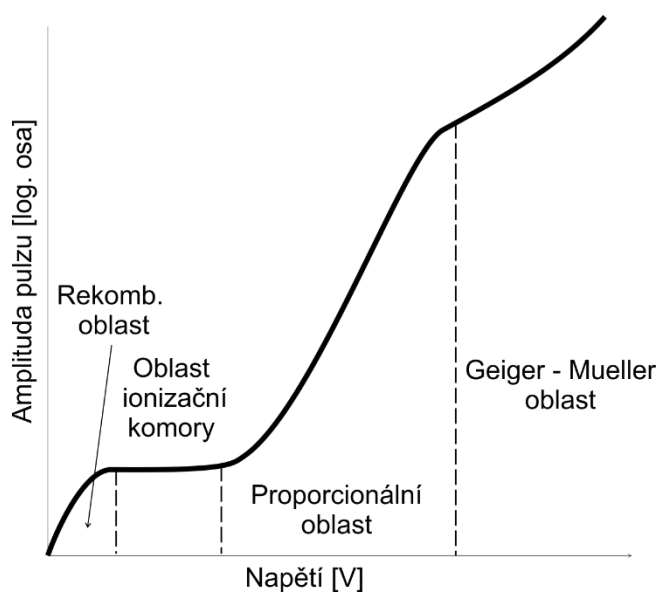
1.2.1 Plynové detektory

Některé z nejstarších a nejpoužívanějších typů detektorů záření jsou založeny na účincích, které vznikají při průchodu nabitě částice plynem. Základní způsoby interakce zahrnují ionizaci a excitaci molekul plynu podél dráhy procházející částice. Ačkoli excitované molekuly mohou být někdy využity k získání příslušného signálu, většina detektorů plněných plynem je založena na snímání přímé ionizace vzniklé průchodem záření. Největšími představiteli plynových detektorů jsou iontové komory, proporcionální čítače (Obr. 6) a Geigerovy trubice.



Obr. 6: Základní prvky proporcionálního čítače [2].

Rozdíly mezi různými typy plynových detektorů jsou znázorněny na Obr. 7. Při velmi nízkých hodnotách přiloženého napětí je elektrické pole nedostatečné k tomu, aby zabránilo rekombinaci původních iontových párů. Se zvyšujícím se napětím je rekombinace potlačena a je dosaženo oblasti nasycení iontů, v této oblasti pracují ionizační komory. Po dalším zvyšování napětí se dosáhne prahového pole, při kterém začíná násobení plynu. V určité oblasti elektrického pole bude násobení plynu lineární a shromážděný náboj bude úměrný počtu původních iontových párů vytvořených dopadajícím ionizujícím zářením. Toto je oblast, kde pracují proporcionální čítače, kdy za konstantních provozních podmínek pozorovaná amplituda pulzu udává počet iontových párů vytvořených v čítači, ačkoliv jejich náboj byl značně zesílen. Další zvyšování napětí nebo elektrického pole přináší nelineární efekty. Tyto efekty znamenají nástup oblasti omezené proporcionality, ve které amplituda pulzu stále roste s rostoucím počtem počátečních iontových párů, ale nikoli lineárně – jedná se o Geigerovu-Müllerovu oblast činnosti detektorů.



Obr. 7. Různé oblasti provozu detektorů plněných plynem [2].

- **Ionizační komory**

Ionizační komory jsou v zásadě nejjednodušší ze všech detektorů plněných plynem. Jejich běžná činnost je založena na sběru všech nábojů vzniklých přímou ionizací v plynu působením elektrického pole. Stejně jako ostatní detektory mohou ionizační komory pracovat v proudovém nebo pulzním režimu. Ve většině běžných aplikací se ionizační komory používají v proudovém režimu jako stejnosměrná zařízení.

Zvláštními případy ionizačních komor jsou pak proporcionální čítače nebo Geigerovy trubice, které se však téměř vždy používají v pulzním režimu. Termín ionizační komora se konvenčně začal používat výhradně pro typ detektoru, v němž se z plynů sbírají páry iontů. Při průchodu rychle nabitě částice plynem vznikají podél její dráhy excitované i ionizované molekuly v důsledku interakcí. Po ionizaci neutrální molekuly se vzniklý kladný iont a volný elektron nazývají iontový pár, který je základní složkou elektrického signálu vyvíjeného ionizační komorou. Iontové páry mohou vznikat buď přímou interakcí s dopadající částicí, nebo sekundárním procesem, při němž se část energie částice nejprve přenesou na energetický elektron. Bez ohledu na podrobný mechanismus je praktickou veličinou, která nás zajímá, celkový počet iontových párů vytvořených podél dráhy záření. Aby mohl proces ionizace proběhnout, musí částice předat minimálně takové množství energie, které se rovná ionizační energii molekuly plynu. Ve většině plynů, které jsou zajímavé pro detektory záření, se ionizační energie pro nejméně těsně vázané elektronové obaly pohybuje mezi 10 a 25 eV [2].

- **Proporcionální čítače**

Proporcionální čítač je typ detektoru naplněného plynem, který byl zaveden koncem 40. let 20. století. Proporcionální čítač pracuje téměř vždy v pulzním režimu a spoléhají se na jev násobení plynu při zesilování náboje reprezentovaného původními páry iontů vytvořenými v plynu. Impulsy jsou proto podstatně větší než impulsy z ionizačních komor používaných za stejných podmínek. Proporcionální čítače lze použít i v situacích, kdy je počet iontových párů generovaných zářením příliš malý na to, aby umožnil provoz v ionizačních komorách. Jednou z důležitých aplikací proporcionálních čítačů je proto detekce a spektroskopie nízkoenergetického rentgenového záření a také se široce uplatňují při detekci neutronů [2].

- **Geigerův-Müllerův čítač (G-M čítač)**

Geigerův-Müllerův čítač je jedním z nejstarších existujících typů detektorů záření, který Geiger a Müller představili v roce 1928. Jednoduchost, nízká cena a snadná obsluha těchto detektorů však vedly k jejich používání až do současnosti [15, 16]. Skládá se z tenkého drátku - "katody" zavěšené uprostřed uzavřené komory naplněné plynem, jako je helium nebo argon, pod nízkým tlakem. Katoda je obvykle vyrobena z tenkého

wolframového drátu, zatímco anoda je kovový válec, který katodu obklopuje. Když ionizující záření, jako jsou částice alfa, částice beta nebo záření gama, prochází plynem uvnitř komory, způsobuje ionizaci atomů plynu a vytváří proud iontů a elektronů. V G–M trubici se vytvářejí podstatně vyšší elektrická pole než v proporcionálních čítačích. Za vhodných podmínek vzniká situace, kdy jedna lavina může sama o sobě vyvolat druhou lavinu na jiném místě trubice. Při kritické hodnotě elektrického pole může každá lavina vytvořit v průměru nejméně jednu další lavinu a vzniká samopropagující se řetězová reakce. Při ještě větších hodnotách elektrického pole se proces stává rychle divergentním a v zásadě by mohl být během velmi krátké doby vytvořen exponenciálně rostoucí počet lavin. Jakmile však tento Geigerův výboj dosáhne určité velikosti, vstoupí do hry kolektivní účinky všech jednotlivých lavin, které nakonec řetězovou reakci ukončí. Protože tohoto mezního bodu je dosaženo vždy po vytvoření přibližně stejného počtu lavin, mají všechny impulsy z Geigerovy trubice stejnou amplitudu bez ohledu na počet původních iontových párů, které proces iniciovaly [2].

1.2.2 Polovodičové detektory

V mnoha aplikacích je k detekci ionizujícího záření použití pevného detekčního média velmi výhodné. Při měření vysokoenergetických elektronů nebo záření gama mohou být rozměry detektoru menší než u ekvivalentního detektoru plněného plynem, protože hustota pevné látky je asi 1000krát větší než hustota plynu. Základními nosiči informace jsou páry elektron-díra, které vznikají při průchodu nabitě částice (primárního záření nebo sekundární částice) detektorem. Pár elektron-díra je do jisté míry analogický páru iontů vytvářenému v detektorech plněných plynem. Jejich pohyb v přiloženém elektrickém poli generuje základní elektrický signál z detektoru. Zařízení využívající polovodiče jako základního detekčního média se začala prakticky využívat na počátku 60. let 20. století. Kromě vynikajícího energetického rozlišení mohou mít polovodičové detektory také řadu dalších žádoucích vlastností. Mezi ně patří kompaktní rozměry, rychlost odezvy a efektivní tloušťka, kterou lze měnit podle požadavků aplikace [17, 18]. Množství zachyceného náboje je přímo úměrné energii ztracené ionizující částicí v detektoru, což umožňuje přímé a okamžité odečítání bez nutnosti použití optických mezistupňů, které se vyskytují v zařízeních založených na scintilaci [1].

Mezi nevýhody může patřit omezení na malé rozměry a relativně vysoká náchylnost těchto zařízení ke zhoršení výkonu v důsledku poškození způsobeného zářením [19, 20]. Z dostupných polovodičových materiálů se používá křemík především pro spektroskopii nabitých částic a germanium při měření záření gama.

Mezi nejznámější a nejpoužívanější polovodičové detektory ionizujícího záření jsou křemíkové diody, MOSFET tranzistory [1], diamantové a ploché detektory [21], [1].

1.2.3 Scintilační detektory

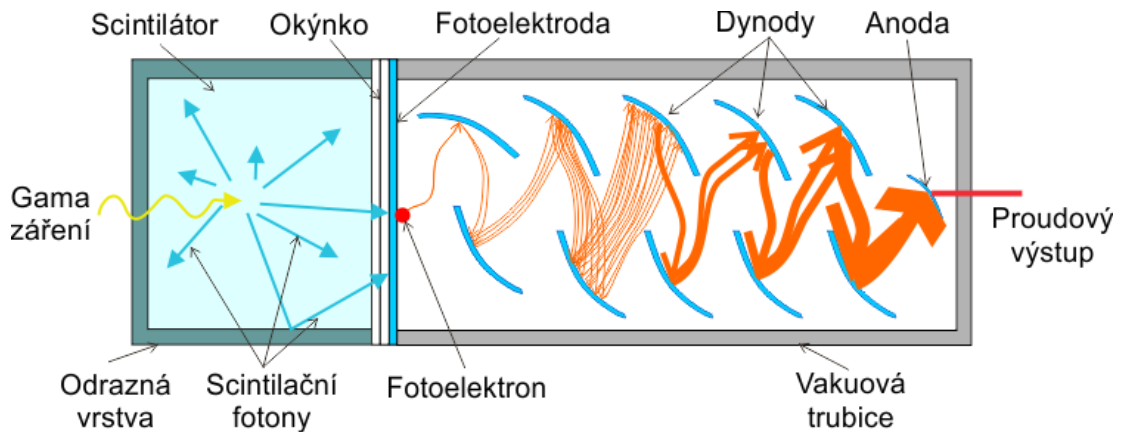
Měření ionizujícího záření pomocí scintilačního světla vznikajícího v určitých materiálech je jednou z nejstarších známých technik. Scintilační proces zůstává jednou z nejužitečnějších metod pro detekci a spektroskopii širokého sortimentu záření [22, 23]. Scintilační detektor je typ detektoru záření, který k měření ionizujícího záření využívá scintilační jev. Scintilační jev je emise světla, ke které dochází, když jsou určité materiály, nazývané scintilátory, vystaveny ionizujícímu záření. Ideální scintilační materiál by měl mít následující vlastnosti [2]:

- *Měl by přeměňovat kinetickou energii nabitých částic na detekovatelné světlo s vysokou účinností.*
- *Přeměna by měla být lineární a světelný výtěžek by měl být úměrný deponované energii v co nejširším rozsahu.*
- *Prostředí by mělo být transparentní pro vlnovou délku vlastní emise.*
- *Doba rozpadu indukované luminiscence by měla být krátká, aby bylo možné generovat rychlé signální impulsy.*
- *Materiál by měl mít dobrou optickou kvalitu a měl by se dát vyrábět ve velkých velikostech, aby byl použitelný jako praktický detektor.*
- *Jeho index lomu by měl být blízký indexu lomu skla, aby umožňoval účinnou vazbu scintilačního materiálu k fotonásobiči nebo jinému optickému senzoru.*

Žádný z dostupných materiálů nesplňuje všechna tato kritéria současně a výběr konkrétního scintilátoru je vždy kompromisem mezi těmito a dalšími faktory. Mezi nejpoužívanější scintilační materiály patří anorganické halogenidy alkalických kovů – např. jodid sodný (NaI), kapaliny a plasty na organické bázi. Anorganické látky mají obvykle lepší světelný výkon a linearitu, ale až na několik výjimek jsou relativně pomalé v době odezvy [24]. Když ionizující záření, jako jsou částice alfa, beta nebo záření gama, projde scintilačním materiálem, způsobí, že atomy scintilátoru vyzařují světlo ve viditelném nebo blízkém viditelném spektru. Toto světlo dopadá na fotokatodu fotonásobiče (PMT - Photomultiplier tube), kde způsobí emisi elektronů viz Obr. 8. Tyto elektrony jsou pak zesíleny dynodami PMT a vytvářejí elektrický impuls, který je úměrný energii záření a počtu ionizačních událostí. Jednou z klíčových vlastností scintilačních detektorů je jejich vysoké energetické rozlišení. To znamená, že dokáží rozlišit různé typy záření s podobnou energií. To je dáno tím, že scintilační světlo emitované různými typy záření má různé vlnové délky, které lze oddělit použitím různých typů scintilačních materiálů. Scintilační detektory se široce používají v lékařské diagnostice, jako je radiografie, mamografie, počítačová tomografie, gama kamery a pozitronová emisní tomografie. Další aplikace scintilačních detektorů zahrnují bezpečnostní detektory záření, detektory částic, průzkum nových energetických zdrojů.

V každém scintilačním detektoru je potřeba zachytit co největší část světla vyzařovaného izotropně z dráhy ionizující částice. V praktických případech vznikají dva

efekty, které vedou k ne zcela dokonalému sběru světla: optická samoabsorpce uvnitř scintilátoru a ztráty na povrchu scintilátoru. S výjimkou velmi velkých scintilátorů (o rozměrech mnoha centimetrů) nebo zřídka používaných scintilačních materiálů (např. ZnS) není samoabsorpce obvykle významným mechanismem ztrát. Proto rovnoměrnost sběru světla obvykle závisí především na podmínkách, které existují na rozhraní mezi scintilátorem a prostředím, ve kterém je umístěn.



Obr. 8. Scintilační detektor [25].

1.2.4 Optovláknové detektory

Zvláštním typem detektoru ionizujícího záření jsou optovláknové detektory. Optická vlákna poskytují prostředky, které umožňují monitorování dávek záření v reálném čase a nabízejí řadu výhod oproti běžným metodám, jako jsou plynné a polovodičové senzory. Významnou výhodou je vysoká odolnost optických vláken vůči elektromagnetickému rušení, chemická odolnost a jejich schopnost dálkového monitorování, kdy senzor může být umístěn několik set metrů od vyhodnocovací elektroniky. To znamená, že lze použít v náročných podmínkách, například v oblastech s vysokou úrovní radiace v blízkosti jaderného reaktoru nebo gama sterilizačního zařízení [26, 27]. Malé rozměry a nízká hmotnost optických vláken také poskytují mnoho příležitostí pro použití těchto senzorů v lékařských aplikacích. Nejvýznamnějším rysem optického vláknového dozimetru je, že informace o dávce se přenáší pomocí optických signálů, nikoliv elektrických signálů. Optická vlákna jsou proto odolná vůči elektrickým a elektromagnetickým rušivým vlivům, které mohou být pro mnoho elektronických dozimetrů problémem.

Senzory s optickými vlákny lze také multiplexovat, takže jediná vyhodnocovací jednotka může sledovat několik senzorů. Nedávný vývoj vláken se zvýšenou odolností proti ionizujícímu záření umožňuje použití optických vláken k přenosu signálu v radiačně exponovaných prostorech [14].

Elektrické dozimetrické systémy často vyžadují napájení vysokým napětím a musí mít dobrou elektrickou izolaci. Je známo, že tato izolace se v průběhu času zhoršuje v důsledku řady jevů souvisejících s radiací, jako je například elektrická vodivost

vyvolaná radiací. Tato degradace může vážně ovlivnit stabilitu systému. Dalším jevem je radiací indukovaná elektromotorická síla, která vytváří elektrický šum. Ten může rušit signál přenášející informace o dávce [1].

V současnosti se v optovláknových detektorech využívá pro měření ionizujícího záření různých změn vlastností optických vláken v ionizujícím prostředí anebo se optická vlákna využívají jako transportní médium a nosič jiných scintilačních materiálů.

- **Senzory využívající termoluminiscenci**

Termoluminiscence (TL) je emise světla z pevné látky v důsledku zahřátí po předchozím vybuzení zářením. Při vystavení záření materiál TL absorbuje energii, kterou pak uchovává, dokud se nezahřeje. Intenzita vyzařovaného světla v závislosti na teplotě je křivka záře termoluminiscence [9][28]. První práce v oblasti TL dozimetrů (TLD) na optických vláknech se zabývaly použitím TL luminoforů na hrotu optického vlákna a technikou laserového ohřevu. Na konec křemíkových vláken byla namontována řada různých luminoforů, $\text{CaSO}_4:\text{Mn}$, $\text{CaF}_2:\text{Tm}$, $\text{CaF}_2:\text{Dy}$ a $\text{CaSO}_4:\text{Dy}$, které prokázaly citlivost v rozmezí od 10 mGy do 10 Gy. Nová generace TLD se např. zaměřuje na optická vlákna dopovaná Ge s různým strukturálním uspořádáním a tvarem pro zvětšení výtěžnosti TL [29]. Výhodou senzorů využívající TL je, že poskytuje informace o kumulované dávce za definovanou dobu, které lze následně opticky změřit, aniž by bylo nutné systém vyjmout. Ačkoli TLD obvykle vykazují vynikající citlivost, významnou nevýhodou této techniky je, že vzhledem k požadavku na stimulaci materiálu k vytvoření signálu až po ozáření, nemůže poskytovat dozimetrii v reálném čase [14, 30].

- **Senzory využívající opticky stimulovanou luminiscenci**

Fotoluminiscence nebo opticky stimulovaná luminiscence (OSL) vyzařuje energii uloženou v důsledku ozáření po vystavení světlu. Uhlíkem dopovaný oxid hlinitý ($\text{Al}_2\text{O}_3:\text{C}$) je nejrozšířenějším krystalem OSL, zejména pro monitorování nízkých dávek v oblasti lékařské a osobní dozimetrie, kde vykazuje lineární odezvu na dávky do 50 Gy. Je stabilní při pokojové teplotě se zanedbatelným slábnutím po dobu 85 dnů a vykazuje vynikající odezvu při změně parametrů svazku, jako je dávkový příkon, velikost pole a směr ozařování. Vykazuje však změnu citlivosti s historií ozařování, což přináší nejistotu pro opakované dozimetrické aplikace. Optická vlákna představují jasnou výhodu při vývoji dozimetrů OSL, protože je lze použít k přenosu jak stimulačního optického zdroje, tak luminiscenčního signálu zpět do detektoru, což umožňuje vzdálenou analýzu odezvy OSL [14, 31].

- **Senzory využívající radiačně indukovaný útlum**

Ionizující záření procházející optickým vláknem je absorbováno, nebo rozptýleno atomy v materiálu. Míra absorpce nebo rozptylu závisí na atomovém čísle, hustotě a tloušťce materiálu [32]. Senzory využívající radiačně indukovaný útlum se skládají ze zdroje

světla, kterým je obvykle laserová dioda, optického vlákna a fotodiody, která měří intenzitu světla procházející optickým vláknem. Optická vlákna využívající radiací indukovaný útlum (RIA) k měření ionizujícího záření bývají často dopovaná materiály, které zvyšují nebo snižují citlivost změny útlumu na záření [33]. Intenzita světla, naměřená na konci vlákna, se porovnává s intenzitou světla, které bylo do vlákna navázáno. Radiací indukovaný útlum v optických vláknech se počítá pomocí Beer-Lambertova zákona. Rovnice je založena na použití dvou vláken o různých délkách vystavených záření gama (17). Protože optický útlum přímo souvisí s délkou vlákna, lze sledováním optického výkonu v obou vláknech určit útlum způsobený zářením gama [14].

$$RIA(dB) = -\frac{10}{L - L_0} \log \left(\frac{P_T(\lambda, t)}{P_T^0(\lambda)} \right), \quad (17)$$

kde L je délka ozářeného vlákna, L_0 je délka referenčního vlákna, $P_T(\lambda, t)$ je měřený optický výkon v ozářeném vlákně a $P_T^0(\lambda)$ je optický výkon v referenčním vlákně.

- **Vlákna využívající posun vlnové délky mřížky**

Ionizující záření vyvolává defektní body a změny v krystalové struktuře, což vede ke změnám indexu lomu materiálů. Kromě toho účinky záření vyvolávají také změny teploty na základě termooptických parametrů, což vede ke změnám hustoty materiálu a period mřížky. Tyto změny nevyvolají pouze jev RIA, ale mohou také vést k jevu posunu vlnové délky vláknové Braggovy mřížky (FBG) a dlouhé vláknové periodické mřížky (LPG) [34]. Zářením vyvolaný Braggův posun vlnové délky lze vypočítat podle vzorce (18).

$$\frac{\Delta\lambda_B}{\lambda_B} = \frac{\Delta n_{rad}}{n_{eff}} + \frac{\Delta\Lambda}{\Lambda}, \quad (18)$$

kde λ_B je vlnová délka Braggovy mřížky, Δn_{rad} je efektivní index lomu vyvolaný zářením, n_{eff} je efektivní index lomu, Λ a $\Delta\Lambda$ je perioda mřížky a změna periody mřížky.

Protože posuny vlnové délky FBG jsou citlivé na změnu záření, ale ne na intenzitu záření, jsou senzory záření FBG vhodné pro měření vysokých dávek záření i při vysokých teplotách [6].

- **Scintilační optická vlákna**

Některé scintilační materiály lze použít jako příměs při výrobě optických vláken. Typicky jádro optického vlákna je pak dopováno scintilačním materiálem, ze kterého se po vystavení ionizujícímu záření uvolní scintilační světlo a dále se z části šíří optickým vláknem.

Standardní optická vlákna dopovaná scintilačním materiálem – prvky vzácných zemin (Ce^{3+} a Tb^{3+}) mají velký potenciál v aplikacích od bezpečnosti ke zdravotnictví, nevýhodou je však jejich vyšší cena v porovnání s plastovými scintilačními vlákny.

Plastová scintilační optická vlákna mají výhodu snadnější výroby do různých tvarů vláken – kruhové, čtvercové, nebo jiných tvarů průřezu. Nejběžnější materiál pro výrobu plastového optického vlákna je polystyren s příměsí fluoru, který má index lomu $n = 1,58$. Materiály pro výrobu optického obalu plastového vlákna jsou polymethylmethakrylát s indexem lomu 1,49 a fluorovaný polymethakrylát s indexem lomu 1,42. Plastová optická vlákna se scintilačním materiálem se také vyznačují větším útlumem optického výkonu ve srovnání se standardními skleněnými vlákny. To je způsobeno přenosem energie mezi molekulami např. fluoru, jako zdroje scintilačního světla a plastové matrice tvořící optické vlákno. Emisní spektrum typické pro plastové scintilátory je v oblasti viditelné modré části světelného spektra. Pro zvětšení světelného výtěžku v plastových scintilačních vláknech malých průměrů tvořených ze dvou komponent se používá relativně vysoká koncentrace příměsí (dopantů) v řádech několika procent. U scintilačních vláken tvořených ze tří složek se může použít jako třetí složka tzv. posuvník vlnové délky. Posuvník vlnové délky absorbuje primární vlnovou délku scintilačního světla a při emisi posune tuto vlnovou délku do spektrální oblasti, kde nedochází k tak velké vlastní absorpci scintilačního světla a je také vhodnější pro vyhodnocovací jednotku.

Scintilační optická vlákna se používají například při detekci alfa částic v radioaktivních kalech, kde se pro detekci záření používají optické svazky s malým průměrem skládající se z několika tisíc optických vláken o délkách 10–12 cm. Pro zachycení alfa částice se používají průměry optického jádra o velikosti 250 μm s co nejmenším optickým obalem z důvodu zajištění penetrace alfa částice do jádra optického vlákna a vytvoření scintilace. V tomto složení jsou svazky optických scintilačních vláken schopné detekovat ^{210}Po v roztoku o aktivitě 0,42 Bq/ml [35]. Měření beta částic se scintilačními optickými vlákny může být provedeno způsobem uvedeným v literatuře [36], kde se pomocí matice scintilačních vláken pro zvětšení celkového objemu scintilátoru měří koncentrace beta částic v kapalinách.

Světlo je emitováno ve vláknech všesměrově a pouze část je zachycena úplným vnitřním odrazem. Intenzita scintilačního světla šířeného po celé délce vlákna je utlumena v důsledku několika účinků:

- *Část scintilačního světla může být reabsorbována do vlákna v důsledku překrývání emisních a absorpčních pásů fluorescenčních látek.*
- *Útlum scintilačního světla z důvodu Rayleighova rozptylu.*

Kumulativní účinek těchto útlumových účinků se často vyjadřuje jako velikost útlumu pro jednotku délky vlákna. Pokud je pravděpodobnost útlumu na jednotku délky dráhy

konstantní, lze očekávat, že intenzita světla I ve vzdálenosti x od původního scintilačního místa exponenciálně poklesne (19).

$$\frac{I}{I_0} = e^{-\frac{x}{L}}, \quad (19)$$

kde I_0 je intenzita v blízkosti místa a L je délka útlumu. Typické hodnoty L pro vlákna se pohybují od několika desítek centimetrů do několika metrů.

Skutečně pozorovaný útlum u vláken se často od tohoto jednoduchého exponenciálního chování liší. Jednou z důležitých příčin této odchylky je skutečnost, že krátké vlnové délky v emisním spektru, narozdíl od dlouhých vlnových délek, bývají snadněji reabsorbovány. Kvůli omezené energetické ztrátě nabitých částic ve vláknech s malým průměrem a relativně nízké scintilační účinnosti organických scintilátorů je scintilační světlo generované za typických podmínek ve vláknech poměrně malé. Kromě toho je jen malá část tohoto scintilačního záření zachycena a úspěšně vedena na konec optického vlákna.

Vláknové scintilátory mohou být také poškozeny vysokými dávkami záření. Poškození materiálu způsobené zářením může snížit výtěžek scintilačního světla a také ovlivnit absorpci světla po celé délce vlákna. Radiačně indukovaná absorpční centra mají sklon zeslabovat modrý konec spektra nejsilněji. Bylo pozorováno, že expozice gama záření o dávce 10^3 – 10^4 Gy nebo rychlé neutronové fluktuace 10^{12} n/cm² mohou vést k výrazné zkrácení útlumové délky plastových vláken. Existují náznaky, že kapiláry z tekutého jádra mohou tolerovat řádově vyšší dávku záření, než budou pozorovány stejné účinky [2].

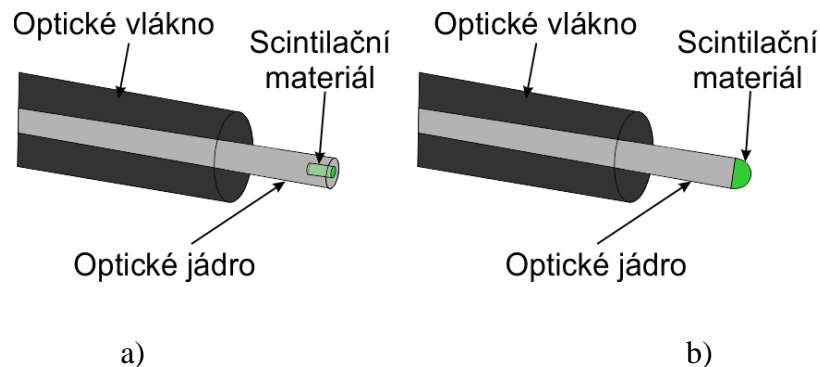
Stejně jako v případě poškození konvenčních plastových scintilátorů, velikost účinků v plastových vláknech je silně ovlivněna povahou záření, intenzitou ozařování a přítomností nebo nepřítomností kyslíku během expozice. Obvykle je pozorováno částečné zotavení scintilačního výtěžku po expozici, které může být měsíc nebo i více při pokojové teplotě [2].

• **Optická vlákna se scintilačním materiálem**

Zvláštní metodou měření gama záření se scintilačním materiálem je pak metoda s umístěním scintilačního materiálu mimo optické vlákno. Lze tak změnou optického vlákna anebo scintilačního materiálu docílit změny parametrů měřící metody.

Této metodě se věnuje značná pozornost a dostává velký prostor ve vývoji optických vláknových senzorů pro monitorování záření v klinickém prostředí, přičemž značný důraz se klade na dozimetry založené na luminiscenci. V radioterapii se používá pro monitorování dávky záření v reálném čase - in vivo [37]. Scintilační anorganický materiál se může umístit na konec nebo do čela optického vlákna. V naprosté většině případů je použito optické vlákno z materiálu PMMA. Scintilační materiál, který se umísťuje dovnitř dutiny v optickém vlákně, může být např. Gd₂O₂S:Tb, GOS v podobě prášku

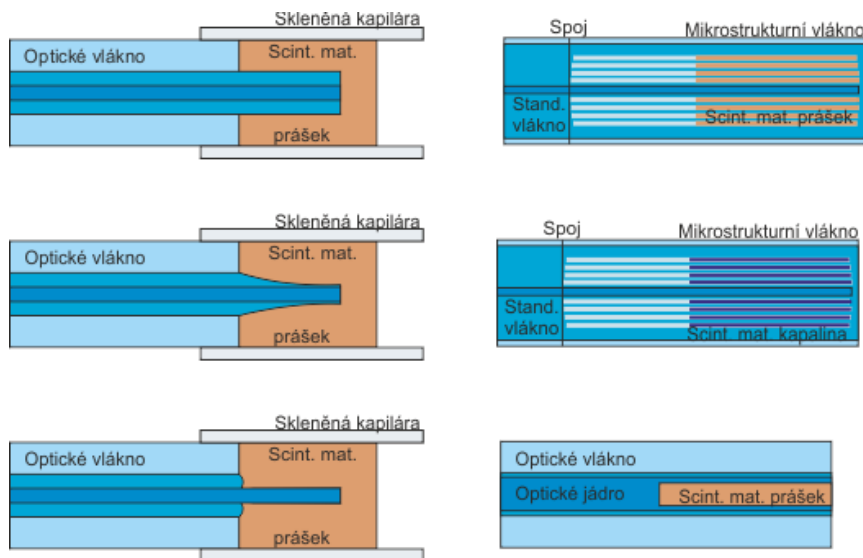
a utěsněn epoxidem, viz Obr. 9a). Průměr dutiny závisí na použitém optickém vlákne, hloubka může být až několik milimetrů [38].



Obr. 9. Optovláknový dozimetr z PMMA vlákna se scintilačním práškem a) umístěným uvnitř vlákna b) umístěným na čele optického vlákna.

Další způsob nanesení scintilačního materiálu na optické vlákno je umístění scintilačního prášku v kombinaci s transparentním lepidlem na konec vlákna v podobě polokoule Obr. 9b). Tímto způsobem lze využít optická vlákna s velkým průměrem, kdy k navázání scintilačního světla do vlákna dochází z velké plochy čela vlákna [39].

Další možností je nanést scintilační prášek na povrch optického vlákna [5, 40]. Obal tohoto vlákna se může odstranit, čímž se zvýší pravděpodobnost navázání scintilačního světla do optického vlákna nebo se ponechá s tím, že účinnost navázání bude menší. Speciální vlákna hollow core (HCF) nabízejí další možnost, jak spojit scintilační materiál s optickým vlákem. Tímto vláknem se světlo šíří vzduchem v dutém jádru a obal je tvořen strukturou z mikro kanálků. Světlo se šíří jádrem, protože systém kanálku vytvoří principem fotonického zakázaného pásu (Photonic Band Gap) obdobu rozhraní obvykle tvořeného rozdílným indexem lomu jádra a obalu vlákna. U těchto vláken lze využít části jádra a kanálků obalu pro umístění scintilačního materiálu. Různé možnosti umístění scintilačního prášku na/do optického vlákna je znázorněno na Obr. 10.

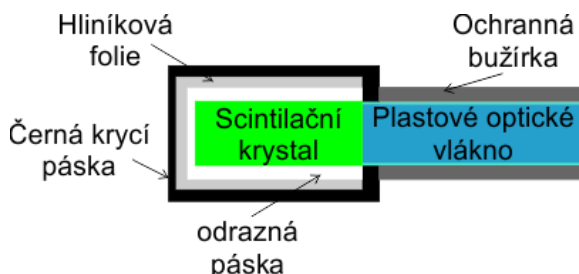


Obr. 10. Možnosti umístění scintilačního prášku na/do optického vlákna.

• **Optická vlákna s přiloženým scintilačním materiálem**

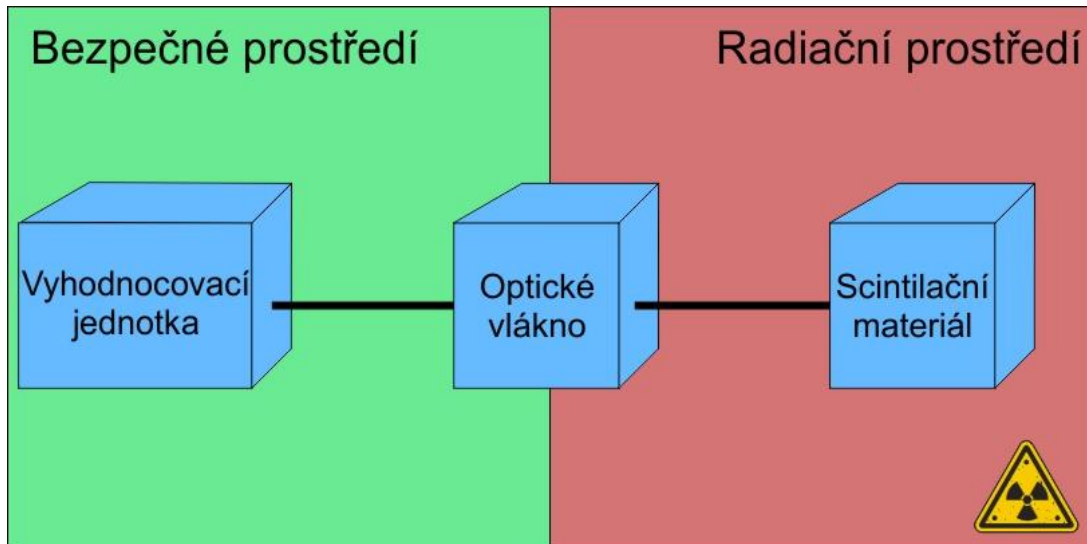
Optická vlákna s přiloženým scintilačním materiálem využívají plastové nebo krystalové scintilační materiály, viz Obr. 11. Scintilační materiály jsou k optickému vláknu přiblíženy nebo kontaktně připojeny [41]. Tento spoj klade velký důraz na dobré navázání scintilačního světla do optického vlákna, a proto má velký vliv správné navržení materiálů použitých ve spoji [42]. V naprosté většině případů se používají optická vlákna z polymethylmethakrylátu s průměrem vlákna větším než 1 mm. Tato vlákna mají velkou numerickou aperturu $NA > 0,5$ a jsou vícevidová, step-indexová. V některých aplikacích se používá i více plastových optických vláken dohromady tzv. bundle pro zvětšení účinnosti navázání a přenesení scintilačního světla do detekční jednotky [43].

Optická vlákna s přiloženým scintilačním materiálem mají možnost snadné výměny scintilačního materiálu pro potřeby měření jiných energií ionizujícího záření. K zachycení ionizujícího záření s vyšší energií je potřebná větší tloušťka scintilačního materiálu, a to klade důraz na výběr správného scintilátoru.



Obr. 11. Schéma umístění scintilačního krystalu na konec plastového optického vlákna [44].

2 NÁVRH METODY MĚŘENÍ GAMA ZÁŘENÍ SE SCINTILAČNÍM MATERIÁLEM A OPTICKÝMI VLÁKNY



Obr. 12. Schéma metody měření gama záření s optickou linkou a scintilačním materiálem.

V současnosti využívané metody měření ionizujícího záření lze využít pro velmi široké spektrum měření od rentgenového záření až po měření neutronového a kosmického záření. Hlavním problémem, který je všem metodám společný, je vystavení celé nebo významné části vyhodnocovací elektroniky měřenému záření. To pak snižuje životnost a vyžaduje další náklady spojené s údržbou měřících přístrojů. Předmětem této práce je návrh metody, která sensorovou část, které reaguje s ionizujícím zářením, oddělí od vyhodnocovací elektroniky, a tak umožní měření i vysokých dávek ionizujícího záření bez jejího dlouhodobého poškození.

Pro měření ionizujícího záření s optickými vlákny je důležité správně navrhnout spoj s optickým vláknem, ať už ze strany scintilačního materiálu nebo ze strany vyhodnocovací jednotky viz Obr. 12. Tyto spoje by měly splňovat několik kritérií, které jsou: co nejmenší útlum mezi optickými komponenty, modulárnost, opakovatelnost, dostatečné světelné krytí před okolním prostředím, mechanická odolnost apod. Tato kritéria vyvíjejí velký tlak na správný výběr komponent, materiálů a technologií na zkompletování měřící sestavy. Následující kapitola je proto věnovaná rozboru scintilačních materiálů, optických vláken a vyhodnocovacích jednotek vhodných pro sestavení měřící sestavy.

2.1 Scintilační materiály

Výzkum a vývoj v oblasti návrhu a charakterizace scintilačních materiálů (scintilátorů) se začal rozvíjet v roce 1885, kdy W. C. Röntgen objevil rentgenové záření [17]. Výzkum v této oblasti se stal velmi aktivním v 50. letech 20. století, kdy byly vyvinuty fotonásobiče [18]. Scintilátory jsou dnes využívány v mnoha vědních oborech, kde přispěly k objevu elektronů, α -částic a v poslední době také Higgsova bosonu. Dodnes zůstává scintilační proces jednou z nejužitečnějších technik ve vědeckém výzkumu mnoha odvětví. Jeho využití je však rozšířeno i v mnoha aplikačních oblastech od lékařství, průmyslovou inspekci, vnitřní bezpečnosti, průzkum jaderného odpadu až po průzkum ropných vrtů. Výzkum a vývoj nových scintilačních materiálů je proto stále velmi atraktivní oblastí a stále se objevují nové materiály s unikátními vlastnostmi [24].

Detekce ionizujícího záření prostřednictvím scintilačního světla produkovaného ve scintilátorech je jednou z nejstarších známých technik pro jeho měření. Scintilátor pracuje jako spektrální a energetický transformátor: přeměňuje vysokoenergetický foton z oblasti rentgenového nebo gama záření na fotony v UV až viditelné oblasti elektromagnetického spektra – světelný záblesk. Alternativně lze detekovat urychlené nabitě částice (elektrony, protony nebo těžší ionty) nebo dokonce neutrony díky jejich energetickému depozitu při interakci s nosičem scintilátoru, který se opět přemění na světelný záblesk. Scintilace je obecně běžnou vlastností hmoty a lze ji pozorovat v plynných, kapalných nebo pevných skupenstvích látek. Látky s pevným skupenstvím se dělí na dvě velké skupiny, v závislosti na typu materiálu. Jsou to organické a anorganické scintilátory [45]. Anorganické materiály mají obvykle větší světelný výtěžek a linearitu, organické materiály jsou pak obecně rychlejší. Pro aplikaci se spektroskopii záření gama je výhodnější použití anorganických materiálů, protože mají větší protonové číslo Z a vyšší hustotu. Organické materiály se naopak více používají pro spektroskopii beta záření a rychlých neutronů.

U organických i anorganických scintilačních materiálů dochází po absorpci ionizujícího záření v látce k excitaci. Po excitaci může dojít k několika procesům, které vedou k emisi viditelného světla. Fluorescence je okamžitá emise viditelného záření z látky, která následuje po její excitaci. Fosforescence odpovídá emisi světla delší vlnové délky než fluorescence a s časem, který je mnohem pomalejší. Opožděná fluorescence vede ke stejnému emisnímu spektru jako pohotová fluorescence, ale je charakteristická mnohem delší dobou emise po excitaci. Aby byl materiál dobrým scintilátorem, měl by přeměnit co největší část energie dopadajícího záření na pohotovou fluorescenci a zároveň minimalizovat obecně nežádoucí příspěvky pro fosforescenci a opožděnou fluorescenci [2].

Mezi hlavní parametry scintilačních materiálů pro měření ionizujícího záření patří:

Světelný výtěžek: počet fotonů vyzářených na jednotku vložené energie. Jedná se o jeden z nejdůležitějších parametrů scintilátorů, který hraje hlavní roli při určování účinnosti, citlivosti a energetického rozlišení scintilátorů. Světelný výtěžek závisí na počtu párů elektron-díra, které mohou vzniknout v ionizačních stopách v důsledku interakce dopadajícího fotonu a scintilačního materiálu. Po vzniku světla dochází k určitým ztrátám také během transportu k detektoru v závislosti na vnitřním rozptylu a zpětné absorpci, proto může být skutečný světelný výtěžek scintilátoru nižší než teoreticky očekávaná hodnota, což závisí také na geometrii scintilátoru.

Doba odezvy: doba, za kterou scintilátor po absorpci záření vyzáří foton. Rychlá doba odezvy, tedy krátká doba rozpadu, je velmi důležitá pro aplikace, kde jde o časování, jako je počítačová tomografie nebo detekce částic v urychlovačích. Nevýhodou některých scintilátorů je však dodatečný proces zachycení, který předchází luminiscenci, tj. dosvit.

Samoabsorpce světla: u scintilátoru je třeba vzít v úvahu optickou propustnost pro spektrum vyzařovaného scintilačního záření. Pokud dojde k příliš velké samoabsorpci, přeměněné fotony budou znovu pohlceny a mohou se ztratit nežádoucími procesy.

Energetické rozlišení: poměr plné šířky v polovině maxima (FWHM) píku při určité energii v reakci na budící záření dělený polohou energie píku ve spektru výšky impulsu. Tato vlastnost je důležitá především pro spektrální měření přicházejícího záření. Vlastní rozlišovací schopnost scintilátoru je dána především neproporcionální odezvou materiálu. Energetické rozlišení mohou ovlivnit i nedokonalosti, jako jsou nehomogenity ve scintilátoru, které mají za následek lokální odchylky ve světelném výkonu a nerovnoměrnou odrazivost.

Emisní vlnová délka: Spektrum emitované scintilátorem po excitaci zářením by mělo odpovídat měřitelnému spektru vyhodnocovací jednotky tak, aby se zabránilo postscintilačním ztrátám. Tomu se říká spektrální shoda a často jde spíše o technický než materiálový problém. Ten vyžaduje, aby citlivost a účinnost vyhodnocovací jednotky byla blízko svého maxima ve spektrální oblasti, kde scintilátor emituje. Může však být nutné přizpůsobit materiály scintilátorů tak, aby jejich emise odpovídala měřitelným spektrům komerčních detektorů.

Radiační tvrdost: Je to schopnost scintilačního materiálu odolat působení ionizujícího záření, aniž by došlo k výrazným změnám jeho vlastností nebo poškození jeho struktury. Vyšší radiační tvrdost umožňuje použití scintilačního materiálu v aplikacích, které vyžadují dlouhodobé vystavení vysokým úrovním ionizujícího záření.

Proporcionalita: Scintilační odezva materiálu by měla být lineární s energií dopadajícího ionizujícího záření. Neproporcionalita scintilátoru pak může ovlivňovat rozlišování intenzity. Ačkoli je v dnešní době, pomocí výpočetních metod, možné nelineární odezvu korigovat, je v mnoha případech stále výhodnější mít lineární odezvu scintilátoru alespoň v měřeném energetickém rozsahu.

Hygroskopičnost: Tento parametr označuje schopnost scintilačního materiálu absorbovat vlhkost ze vzduchu. To může časem způsobit poškození materiálu.

Teplotní citlivost: Tento parametr označuje schopnost scintilačního materiálu zachovat si svůj výkon při změnách teploty [24].

Ideální scintilační materiál by měl mít následující vlastnosti:

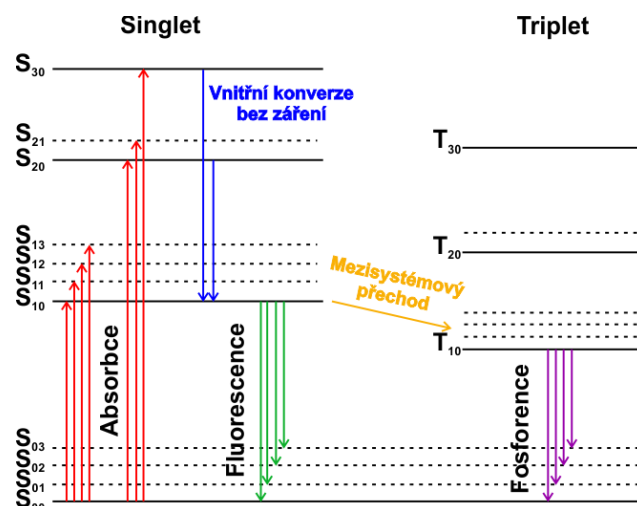
- Vysokou účinnost přeměny kinetické energie ionizujícího záření.
- Lineární konverze přeměny v co největším rozsahu energií.
- Co nejrychlejší čas rozpadu luminiscence.
- Transparentnost pro scintilační vlnovou délku materiálu.
- Index lomu scintilačního materiálu podobný indexu lomu skla.
- Výroba scintilátoru v dostatečné velikost.
- Vysokou odolnost vůči ionizujícímu záření.
- Teplotní necitlivost.
- Nepohlcovat vzdušnou vlhkost.

Žádný z dostupných materiálů nesplňuje současně všechna tato kritéria a výběr scintilačního materiálu je proto vždy kompromisem mezi určitými vlastnostmi scintilačního materiálu a aplikací [2].

2.1.1 Organické scintilátory

V organických látkách vzniká fluorescence v důsledku přechodů ve struktuře energetických hladin jednotlivých molekul, a proto ji lze pozorovat u daného molekulárního druhu nezávisle na jeho fyzikálním stavu. Například anthracen fluoreskuje buď jako pevný polykrystalický materiál, jako pára, anebo jako součást vícesložkového roztoku. Toto chování je ve výrazném kontrastu s krystalickými anorganickými scintilátory, jako je jodid sodný, který pro scintilační proces vyžaduje pravidelnou krystalickou mřížku.

Velká kategorie organických scintilátorů je založena na organických molekulách s určitými symetrickými vlastnostmi, které dávají vzniknout tzv. π -elektronové struktuře. Energetické hladiny π -elektronů jsou znázorněny na Obr. 13. energii lze absorbovat excitací elektronové konfigurace do některého z řady excitovaných stavů. Řada singletových stavů (spin 0) je označena jako S_0 , S_1 , S_2 . Podobná sada tripletových (spin 1) elektronických hladin je rovněž znázorněna jako T_1 , T_2 , T_3 . Pro molekuly jako organické scintilátory je energetický rozestup mezi S_0 a S_1 3 eV nebo 4 eV, zatímco rozestup mezi výše ležícími stavy je obvykle o něco menší. Každá z těchto elektronických konfigurací se dále dělí na řadu hladin s mnohem menšími rozestupy (S_{00} , S_{01} , S_{02} apod.), které odpovídají různým vibračním stavům molekuly. Typická vzdálenost těchto hladin je řádově 0,15 eV.



Obr. 13. Energetické hladiny organických molekul s π -elektronovou strukturou [46].

Protože vzdálenost mezi vibračními stavy je v porovnání s průměrnou tepelnou energií velká (0,025 eV), téměř všechny molekuly se při pokojové teplotě nacházejí ve stavu S_{00} . Na Obr. 13 je absorpce energie molekulou znázorněna šipkami směřujícími vzhůru. V případě scintilátoru tyto procesy představují absorpci kinetické energie z nabitě částice. Vyšší singletové energetické stavy, které jsou excitovány, jsou rychle (řádově pikosekundy) deexcitovány do energetického stavu S_{10} prostřednictvím vnitřní konverze bez záření.

Hlavní scintilační světlo (okamžitá fluorescence) je emitováno při přechodech mezi stavem S_{10} a jedním z vibračních stavů základního elektronového stavu. Tyto přechody jsou na Obr. 13 vyznačeny šipkami směrem dolů. Pokud τ představuje dobu rozpadu fluorescence pro hladinu S_{10} , pak by intenzita I okamžité fluorescence v čase t po excitaci měla být dle rovnice (20).

$$I = I_0 e^{-t/\tau} \quad (20)$$

U většiny organických scintilátorů je τ několik nanosekund, a okamžitá scintilační složka je tedy relativně rychlá. Doba života prvního tripletového stavu T_1 je charakteristicky mnohem delší než doba života singletového stavu S_1 . Prostřednictvím přechodu zvaného mezisytemový přechod mohou být některé excitované singletové stavy přeměněny na tripletové. Životnost T_1 může být až 10^{-3} s a záření emitované při deexcitaci z T_1 do S_0 je proto opožděná světelná emise charakterizovaná jako fosforence. Protože T_1 leží pod S_1 , bude vlnová délka tohoto fosforescenčního spektra delší než u fluorescenčního spektra. Během pobytu ve stavu T_1 mohou být některé molekuly tepelně excitovány zpět do stavu S_1 a následně se rozpadnout normální fluorescencí. Tento proces představuje původ zpožděné fluorescence, která je někdy pozorována u organických látek.

Scintilační účinnost jakéhokoli scintilátoru je definována jako podíl energie všech dopadajících částic, který se přemění na viditelné světlo. Vždy bychom si přáli, aby tato účinnost byla co největší, ale bohužel jsou k dispozici alternativní způsoby deexcitace excitovaných molekul, které nezahrnují emisi světla a při nichž se excitace degraduje především na teplo. Všechny tyto bezradiační deexcitační procesy jsou sdruženy pod pojmem zhášení. Při výrobě a používání organických scintilátorů je často důležité eliminovat nečistoty (např. rozpuštěný kyslík v kapalných scintilátorech), které degradují světelný výkon tím, že poskytují alternativní mechanismy zhášení excitační energie. Téměř ve všech organických materiálech, než dojde k deexcitaci, dochází k podstatnému přenosu excitační energie z molekuly na molekulu. Tento proces přenosu energie je zvláště důležitý pro rozsáhlou kategorii organických scintilátorů, která zahrnuje více než jeden druh molekul. Pokud se do objemového rozpouštědla přidá malá koncentrace účinného scintilátoru, může si energie, která je absorbována především rozpouštědlem, najít cestu k jedné z účinných scintilačních molekul a způsobit v tomto místě emisi světla. Tyto "binární" organické scintilátory jsou široce používány jak v kapalně, tak v plastové formě, která obsahuje různá rozpouštědla a rozpuštěné organické scintilátory.

Kapalinové organické scintilátory se vyrábí rozpouštěním organického scintilátoru v roztoku s vhodným rozpouštědlem. Kapalně scintilátory se mohou skládat jednoduše z těchto dvou složek, někdy se přidává třetí složka jako měnič vlnové délky, aby se přizpůsobilo emisní spektrum na míru a lépe odpovídalo spektrální odezvě běžných fotonásobičů. Kapalně scintilátory se často komerčně prodávají v uzavřených skleněných nádobách a manipuluje se s nimi stejným způsobem jako s pevnými scintilátory. Vzhledem k tomu, že kapalně scintilátory nemají pevnou strukturu, která by mohla být poškozena vystavením intenzivnímu záření, jsou odolnější vůči účinkům radiačního poškození než scintilátory krystalické nebo plastové.

Pokud se organický scintilátor rozpustí v rozpouštědle, které lze následně polymerizovat, lze získat plastový scintilátor. Běžným příkladem je rozpouštědlo sestávající z monomeru styrenu, ve kterém je rozpuštěn vhodný organický scintilátor. Styren se poté polymerizuje za vzniku pevného plastu. Jiné plastové matrice mohou sestávat z polyvinyltoluenu nebo polymethylmetakrylátu. Vzhledem k tomu, že je lze snadno tvarovat a vyrábět, staly se plasty velmi užitečnou variantou organického scintilátoru [2].

Organické scintilátory, jako je stilben a kapalně scintilátory, mají vynikající pulsní účinnost a schopnost rozlišovat záření gama a neutrony. Používají se tedy především k detekci neutronů nebo urychlených nabitých částic, jako jsou protony a částice alfa. Vzhledem k nízké hustotě a detekční účinnosti organických scintilátorů se však při měření záření gama dává přednost anorganickým scintilátorům. Navíc jsou teploty tání

anorganických scintilátorů obvykle vyšší než teploty tání organických scintilátorů a lze je tak používat i v prostředích s vysokými teplotami [23].

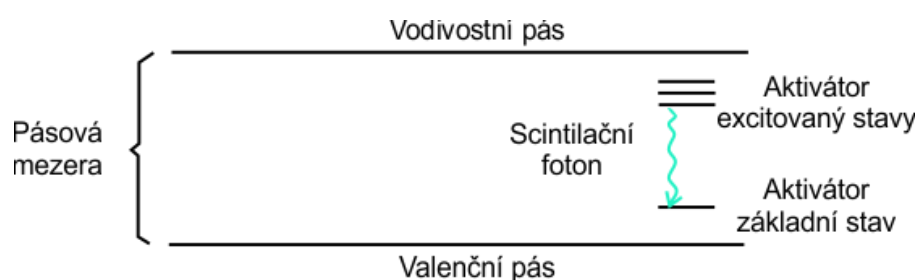
2.1.2 Anorganické scintilátory

V polovině 80. let 20. století zažil svět anorganických scintilačních materiálů velkou renesanci způsobenou objevem některých nových materiálů. Tyto nové materiály nabízejí vynikající světelné výtěžky, rychlý rozpad apod. Tato renesance nových scintilačních materiálů pokračuje dodnes [2].

Scintilační mechanismus anorganických scintilátorů lze rozdělit do tří po sobě následujících fází: konverze, transport a luminiscence. Ve fázi konverze dochází v závislosti na energii vstupujícího fotonu k jeho počáteční víceetapové interakci s mřížkou scintilátoru, převážně prostřednictvím a) fotoelektrického jevu (energie přibližně do několika set keV, b) Comptonova rozptylu (energie od několika set keV do 8 MeV) a c) párové produkce (energie nad 8 MeV). Při tomto procesu vznikají elektrony a díry, které jsou postupně termalizovány na hraně vodivostního, resp. valenčního pásu. Celý proces konverze trvá obvykle několik ps. V transportní fázi musí oddělené elektrony a díry dosáhnout emisních center, tj. migrovat hostitelským materiálem ve vodivostním, resp. valenčním pásu: mohou být opakovaně zachyceny nebo dokonce neradiačně rekombinovány na záchytných hladinách vznikajících v důsledku mřížkových defektů. V důsledku těchto záchytných procesů, které jsou zodpovědné za pomalé složky scintilačního rozpadu a dosvitu, může dojít ke značnému zpoždění v dodávce nosičů náboje do luminiscenčních center. Délka trvání těchto záchytných procesů je obvykle na mikrosekundové, resp. milisekundové časové škále. Tato fáze je nejméně předvídatelná, protože bodové defekty, vady, povrchy a rozhraní mohou vnést do energetických hladin zakázané mezery a silně změnit/zhoršit scintilační výkon. Tyto jevy jsou silně závislé na výrobní technologii. Během závěrečné fáze luminiscence dochází k zachycení a zářivé rekombinaci elektronu a díry v luminiscenčním centru, což vede ke vzniku požadovaného luminiscenčního světla [45].

Mechanismus scintilace v anorganických materiálech je založen na energetických stavech definovaných krystalovou mřížkou materiálu. V izolátorech a polovodičích mají elektrony pouze omezené energetické pásy, přičemž valenční pás představuje elektrony vázané na místa mřížky a vodivostní pás představuje volně migrující elektrony. Zakázaný pás je přechodný energetický pás, ve kterém se elektrony v čistém krystalu nikdy nevyskytují. Absorpce energie může vést k vyzdvižení elektronu z valenčního pásu do pásu vodivosti, čímž vznikne díra ve valenčním pásu. V čistém krystalu je však proces návratu elektronu do valenčního pásu a vyzáření fotonu neúčinný. Aby se zvýšila šance na emisi viditelných fotonů, přidávají se do anorganických scintilátorů malá množství nečistot, známých jako aktivátory, viz Obr. 14. Tyto aktivátory mění strukturu

energetických pásů a vytvářejí energetické stavy uvnitř zakázané mezery, což umožňuje návrat elektronů do valenčního pásu a emisi viditelného fotonu. Tato deexcitační místa se nazývají luminiscenční centra nebo rekombinační centra a jejich energetická struktura určuje emisní spektrum scintilátoru. Když nabitá částice prochází detekčním prostředím, vytváří mnoho párů elektron-díra, přičemž kladná díra se snáší k aktivačnímu místu a ionizuje ho, zatímco elektron migruje krystalem. Pokud má excitovaná konfigurace aktivátoru povolený přechod do základního stavu, rychle se deexcituje a emituje odpovídající foton, který může být ve viditelném spektru světla. Tento proces určuje časové charakteristiky emitovaného scintilačního světla. Některé anorganické scintilátory mají jednoduché exponenciální doby rozpadu, zatímco jiné mají složitější chování. Existují také procesy, které scintilaci konkurují, jako jsou zakázané přechody vyžadující další energii, pomalá tepelná excitace vedoucí k fosforescenci a přechody bez záření, které vedou ke zhášení. Alternativou k nezávislé migraci elektronu a díry je společná migrace páru jako excitonu až k aktivačnímu atomu, které vedou k vytvoření excitované konfigurace aktivátoru a vzniku scintilačního světla [2].



Obr. 14. Struktura energetického pásu aktivovaného anorganického scintilátoru.

2.1.3 Radiační odolnost scintilačních materiálů

Všechny scintilátory jsou náchylné k poškození zářením. Možné účinky poškození scintilátoru jsou a) absorpce vyvolaná zářením (vznik barevných center), b) fosforescence vyvolaná zářením. Nejzásadnějším faktorem ovlivňujícím scintilační vlastnosti po ozáření je však radiaci vyvolaná absorpce. Absorpce vyvolaná zářením se týká radiačního poškození, při němž se v důsledku dopadajícího záření v materiálu vytvářejí barevná centra. Ta pak zachycují světelné fotony a následně snižují světelný výkon scintilátoru. Proto by se v oblastech, kde jsou scintilátory vystaveny velkému množství záření, měla brát v úvahu i závislost na dávce a následné obnovení po radiačním poškození scintilátoru [23].

2.1.4 Výběr vhodného scintilačního materiálu

Výběr vhodného scintilačního materiálu pro účely měření gama záření je zásadní. Scintilačních materiálů pro absorpci ionizujícího záření je celá řada, ale jen některé

splňují požadavky na praktické použití, viz Tab. 5. Jeden ze zásadních požadavků na výběr je pravděpodobnost interakce scintilačního materiálu s vysokoenergetickými fotony, jako je gama a rentgenové záření, které je u anorganických scintilačních materiálů výrazně větší než u organických. Proto je použití organických materiálů pro detekci rentgenového a gama záření omezené. V aplikacích, kde není cílem detekce gama záření je naopak použití organických scintilátorů výhodnější, z důvodu potlačení šumu způsobeného právě gama zářením. Výtěžek scintilačního světla organických scintilátorů je výrazně nižší než u anorganických scintilátorů, což je způsobeno omezeným příspěvkem tripletových excitovaných stavů ke scintilaci, a navíc nízkou účinností přenosu energie z rozpouštědel nebo hostitelských polymerů na fluorescenční molekuly v kapalných a plastových scintilátorech. Naopak velkou výhodou použití scintilačních organických materiálů je možnost je vyrábět ve velkém měřítku. Plastové scintilační materiály lze vyrábět vstříkáním do formy a následně je možné je snadno opracovat do téměř jakéhokoliv tvaru. Kapalně scintilátory lze pak umístit do nádob s požadovaným tvarem [47].

Další zásadní vlastností scintilačního materiálu by měla být vhodná vlnová délka scintilačního záření vzhledem k použití vyhodnocovací jednotky. Množství vyvázaného a přeneseného scintilačního záření záleží také na indexu lomu scintilačního materiálu a prostředí, kam se scintilační záření navazuje.

Po zvážení všech vlastností jednotlivých druhů scintilačních materiálů bylo rozhodnuto pro výběr anorganických scintilačních krystalů, hlavně z důvodů větší výtěžnosti scintilačního světla a také pravděpodobnosti interakce s gama zářením. Níže je výběr scintilačních krystalů a jejich základní vlastnosti.

Při výběru vhodných scintilačních materiálů byl brán velký důraz na maximální světelný výtěžek. Maximální světelný výtěžek je důležitý vzhledem k omezenému množství scintilačního světla, které je možné navázat ze scintilačního materiálu do optického vlákna. Hustota scintilačního materiálu byl další parametr, na který se bral velký ohled, neboť čím větší hustota, tím větší pravděpodobnost zastavení ionizujícího záření. Další výhodou scintilačního materiálu s vysokou hustotou je možnost mít menší scintilační materiál a tím i menší senzor. S ohledem na tyto dva parametry byly vybrány scintilační materiály na základě anorganických scintilačních krystalů. Optická vlákna přenesou jen určitou část optického spektra, a proto je při výběru scintilačního materiálu důležité dbát na vlnovou délku emise, aby se shodovala s propustným spektrálním oknem optického vlákna a měla co nejmenší základní útlum v této části spektra. Anorganické scintilační materiály mají většinou vlnovou délku emise v oblasti od 380 - 450 nm, která vyhovují jak určitým optickým vláknům, tak i jednotce na vyhodnocení množství scintilačního (emisního) světla. U výběru scintilačního materiálu byl také brán v úvahu index lomu, který je důležitý při napojení scintilačního krystalu na optické vlákno. V Tab.

5 je přehled vlastností scintilačních materiálů a vyznačen výběr, který byl kompromisem mezi požadovanými vlastnostmi scintilátorů.

Tab. 5. Scintilační materiály a jejich vlastnosti.

Scintilátor	Světelná výtěžnost (fotonů/keV)	rychlost přeměny (ns)	Vlnová délka emise (nm)	Index lomu	Tloušť. k zastavení 50% 662keV fotonů (cm)	Tepl. roztažnost ($1/K$) $\times 10^{-6}$	hustota (g/cm ³)	Hygroskopičnost
BGO	10	300	480	2,15	1	7	7,13	ne
LaBr ₃ (Ce)	63	16	380	1,9	1,8	8	5,08	ano
Nal(Tl)	38	250	415	1,85	2,5	47,4	3,67	ano
CsI(Na)	41	630	420	1,84	2	54	4,51	ano
LYSO(Ce)	32	41	420	1,81	1,1		7,1	ne
CaF ₂ (Eu)	19	940	435	1,47	2,9	19,5	3,18	ne
Stilben	8,7	4,3	380	1,70			1,15	ne
Ej-200	10	2,1	425	1,58		78	1,023	ne
Ej-290	9	3	423	1,58		78	1,02	ne

- **LYSO(Ce)**

Směsný lutecium-yttrium oxyortosilikát aktivovaný cerem LYSO(Ce) patří k nejnovější generaci moderních scintilačních krystalů, zejména díky vysokému světelnému výtěžku, rychlé scintilační odezvě 40 ns a vysoké radiační tvrdosti [25]. Jedná se o vysoce účinný materiál pro scintilační detektory s detekční účinností až 85 % pro záření gama. Jednou z hlavních výhod LYSO(Ce) je jeho vysoký světelný výkon, který umožňuje velmi dobré energetické rozlišení a citlivost [48]. LYSO(Ce) má však také některé nevýhody. Je poměrně křehký a citlivý na mechanické namáhání, které může způsobit praskání nebo jiné poškození. Navíc je jeho výroba relativně nákladná a velikost krystalu je omezená. Krystal LYSO(Ce) má také větší vlastní šum, způsobený radioaktivním luteciem nacházejícím se v samotném krystalu.

Podle některých zdrojů [23, 49] má LYSO(Ce) radiační odolnost vůči záření gama až 10^8 Gy. To znamená, že může vydržet expozici velmi vysokou dávkou záření gama, aniž by došlo k výraznému snížení jeho výkonnosti jako scintilačního detektoru. Díky této

vysoké radiační odolnosti je LYSO(Ce) vhodný pro aplikace, které vyžadují dlouhodobé vystavení vysokým úrovním záření.

- **LaBr₃(Ce)**

LaBr₃(Ce) je scintilační krystal z bromidu lanthanu dopovaného cerem. Má vysokou výtěžnost scintilačního světla, rychlou dobu rozpadu (obvykle kolem 30 ns) a vysokou radiační tvrdost. Jedná se o vysoce účinný materiál pro scintilační detektory s detekční účinností až 70 % pro záření gama.

Jednou z hlavních výhod LaBr₃(Ce) je jeho vysoký světelný výkon a rychlá doba rozpadu, což umožňuje velmi dobré energetické rozlišení [25], vysoké časové rozlišení a citlivost. Kromě toho má LaBr₃(Ce) vysokou radiační tvrdost, což znamená, že vydrží vysokou úroveň radiační expozice bez výrazného zhoršení výkonu. Další výhodou LaBr₃(Ce) je, že má vysokou účinnost detekce záření gama pro energie záření mezi 30 keV a 6 MeV. Je proto vhodný pro detekci záření gama z různých zdrojů, jako je ²⁴¹Am, ⁶⁰Co a ¹³⁷Cs. Jednou z nevýhod LaBr₃(Ce) je poměrně nákladná výroba. Krystal LaBr₃(Ce) je hygroskopický, což může časem způsobit poškození krystalu.

- **NaI(Tl)**

NaI(Tl) je scintilační krystal vyrobený z jodidu sodného dopovaného thaliem. Má relativně nízký světelný výkon, pomalou dobu rozpadu (obvykle kolem 300 ns) a relativně nízkou radiační tvrdost. Jedná se o široce používaný materiál pro scintilační detektory s účinností detekce až 40 % pro záření gama.

Jednou z hlavních výhod NaI(Tl) je jeho nízká cena a široká dostupnost. Kromě toho je NaI(Tl) relativně necitlivý na změny teploty, což z něj činí dobrou volbu pro použití v přenosných nebo vzdálených detektorech. Nevýhodou NaI(Tl) je jeho relativně nízký světelný výkon a pomalá doba rozpadu, která může zhoršit energetické rozlišení a zpomalit časové rozlišení. Jeho další nevýhodou je, že je hygroskopický.

- **CaF₂(Eu)**

CaF₂(Eu) je scintilační krystal z fluoridu vápenatého dopovaného europiem. Má relativně nízký světelný výkon, pomalou dobu rozpadu (obvykle kolem 1,5-2,5 μs) a relativně nízkou radiační tvrdost. Jedná se o široce používaný materiál pro scintilační detektory s účinností detekce až 30 % pro záření gama.

Jednou z hlavních výhod CaF₂(Eu) je jeho nízká cena a široká dostupnost. Jeho výroba je relativně levná a má menší index lomu – 1,47, takže se dobře spojuje se skleněnými okny PMT [25]. Kromě toho je CaF₂(Eu) relativně necitlivý na změny teploty, což z něj činí dobrou volbu pro použití v přenosných nebo vzdálených detektorech. Jednou z nevýhod CaF₂(Eu) je jeho relativně nízký světelný výkon a pomalá doba rozpadu, která způsobuje horší energetické rozlišení.

2.2 Optická vlákna pro optickou linku

Princip přenosu světla optickými vlnovody byl demonstrován už v 19. století na univerzitě v Ženevě profesorem Colladonem na vedení světla proudem vody. Velkým milníkem bylo v 70. letech 20. století, vyvinutí prvních optických vláken s nízkými ztrátami společností Corning Glass Works. V roce 1966 Charles Kao a George Hockham, výzkumníci ze Standard Telecommunications Laboratories v anglickém Harlow, nezávisle na sobě navrhli, že by optická vlákna mohla být použita pro telekomunikace. Navrhli také, že ztráty světla v optickém vlákne lze snížit na několik decibelů na kilometr. Kao předpověděl, že moderní a rychlou optickou komunikaci lze provádět pouze s tenkými vlákny na bázi oxidu křemičitého s ultra vysokou čistotou, což vede k jejich minimálním optickým ztrátám v blízké infračervené oblasti kolem 1500 nm. Všiml si také, že nečistoty jako například Fe^{3+} , Cu^{2+} , Cr^{3+} , OH^- apod. mohou být v takovém křemičitém skle přítomny maximálně v množství jednotek ppm, jinak se optické ztráty nepříjemně zvyšují tak, že jsou vlákna nepoužitelná [50]. V současné době je technologie optických vláken používána pro širokou škálu aplikací od telekomunikací, lékařských zařízení, osvětlovací techniku až po sensorovou techniku. Optická vlákna mají ve srovnání s metalickými vodiči řadu výhod. Mají vysokou elektromagnetickou imunitu, nízkou hmotnost, malé rozměry, možnost vysokého multiplexování signálů, velkou chemickou a teplotní odolnost, širokou šířku pásma a v neposlední řadě je lze využívat ve výbušných prostředích.

V sensorové technice se optická vlákna používají ke snímání vlivů prostředí dvěma různými způsoby. Vlákna mohou být použita výhradně jako nosiče informací, které vedou k senzoru. Samotný senzor může využívat všech mechanismů, které mohou generovat nebo modulovat světlo anebo ho jiným způsobem transformovat (frekvenční, amplitudové, polarizační a jiné změny). Druhý způsob je použití vláken jako přímého vláknového senzoru. Princip měření se pak spoléhá na vlastnosti samotného optického vlákna, jejichž monitorováním lze měřit vlastnosti prostředí, kterým vlákno prochází, a které jej nějakým způsobem ovlivňují [51].

Optická vlákna mohou být v současnosti vyrobená z materiálů na bázi křemičitého skla nebo plastu s různými přidanými materiály, které zlepšují jejich vlastnosti. Optická vlákna také můžeme dělit podle různých struktur, tvarů, nebo metod šíření světla. Skleněná vlákna umožňují vysokou kvalitu přenosu signálu, a proto jsou tradiční volbou pro telekomunikace. Plastová vlákna se však stávají stále oblíbenější díky své nižší ceně a nižší hmotnosti. Pro přenos v telekomunikacích nejsou vhodná, protože stále nedosahují srovnatelných parametrů přenosu signálu v porovnání se skleněnými vlákny. Jejich snadná výroba a možnost velkého přizpůsobení (tvarového, materiálového) však umožňuje jejich využití zejména v sensorové technice a dalších speciálních aplikacích.

2.2.1 Standardní optická vlákna

V telekomunikacích se používají dva hlavní typy optických vláken: jednovidová vlákna a vícevidová vlákna. Vícevidová vlákna mají průměr optického jádra obvykle od 2 do 9 mikrometrů a přenášejí jeden vid optického záření. Mohou přenášet data na delší vzdálenosti a s větší šířkou pásma než vícevidová optická vlákna. Vícevidová optická vlákna mají průměr jádra obvykle od 10 do stovek mikrometrů. Používají se v telekomunikacích na krátké vzdálenosti (do stovek metrů), protože cena optických vysílačů a přijímačů je pro vícevidová vlákna výrazně nižší a pro uvedené vzdálenosti není nutné využívat jednovidová vlákna s obvykle nižším útlumem.

Standardní optická vlákna mohou být použita jako bodové senzory, které přenášejí parametry prostředí z jednoho místa na vlákně. Různé typy jednobodových vláknových senzorů, včetně vláknových Braggových mřížek (FBG) [52, 53], mřížek s dlouhou periodou [54] nebo in-line vláknových interferometrů [55], se vyznačují jednodušším vyhodnocováním a nižšími náklady. Tyto bodové senzory lze pak multiplexovat a použít společný zdroj a detekční systém pro pole diskrétních optovláknových senzorů. Zajímavou alternativou k bodovému měření je možnost distribuovaného měření, pomocí Rayleighova [56], Brillouinova [57] nebo Ramanova rozptylu [58]. Pomocí těchto rozptylů je možné zaznamenat lokální změny teplot a deformací podél vlákna, které lze detekovat pomocí změn amplitudy, frekvence, polarizace nebo fáze zpětně rozptýleného snímacího světla [59].

2.2.2 Optická vlákna s čistě křemenným jádrem

Vlákna s čistě křemenným jádrem byla velmi intenzivně studována v 80. letech 20. století kvůli svým specifickým vlastnostem, jako je vysoká mechanická pevnost, dobrá chemická stabilita a vysoká odolnost vůči ionizujícímu záření. Právě pro své dobré vlastnosti našla tato vlákna široké uplatnění v průmyslu i v lékařské oblasti [60]. Pro splnění podmínky vedení světla v optickém vlákně, musí být dodrženo pravidlo nižšího indexu lomu obalu vzhledem k indexu lomu jádra vlákna. Standardní optická vlákna mají dopované jádro prvky, které zvyšují index lomu a obal je z čistého křemičitého skla. Optický obal vlákna s jádrem z čistě křemičitého skla pak může být dopován fluorem, který snižuje index lomu, takže se jedná o druh vlákna s potlačeným optickým obalem. Druhým způsobem snížení indexu lomu obalu je použití speciálního plastového optického obalu (Hard Polymer). Optická vlákna s čistě křemenným jádrem mají také nízký Rayleighův rozptyl a nízký útlum ohybem. Rayleighův rozptyl je u vláken s křemenným jádrem menší než u vláken s jádrem dopovaným. Souvisí to s menším množstvím nehomogenit uvnitř nedopovaného jádra. Optická vlákna s čistě křemenným jádrem se také vyznačují nízkými úrovněmi RIA od UV až po IR část spektra. Přestože mají tato vlákna menší množství nehomogenit, je koncentrace různých bodových defektů závislá na různých

parametrech, jako je stechiometrie skla nebo obsah hydroxylových skupin (OH) a nečistot Cl, přičemž jejich množství spolu koreluje. Zejména množství nečistot Cl silně závisí na technice nanášení použité k vypracování preforem. Standardní techniky umožňují snížit koncentraci OH skupin, ale důsledkem je zvýšení defektů souvisejících s Cl.

Existují tři hlavní třídy vláken s čistě křemenným jádrem, které lze rozdělit v závislosti na výrobním procesu a pracovním rozsahu vlnových délek. Tyto tři typy optických vláken mají různé odezvy na záření:

- vlákna s vysokým obsahem OH/nízkým obsahem Cl, nazývaná také "mokrá" vlákna
- vlákna s nízkým obsahem OH/vysokým obsahem Cl, nazývaná také "suchá" vlákna.
- méně komerčně dostupná vlákna s nízkým obsahem OH/nízkým obsahem Cl.

Pro prostředí s vysokými dávkami záření je snížení koncentrace Cl účinným způsobem, jak snížit RIA v UV a viditelné části spektra. Jak "mokrá" vlákna, tak vlákna s nízkým obsahem OH/nízkým obsahem Cl tedy vykazují nižší odezvy na ionizující záření v tomto rozsahu vlnových délek, zatímco "suchá" vlákna vykazují vyšší úroveň RIA [61].

2.2.3 Hollow core optická vlákna

Pro sensorové aplikace jsou nyní k dispozici také mikrostrukturní optická vlákna nebo optická vlákna z fotonických krystalů. Na trhu jsou dva různé typy optických vláken. Prvním z nich je optické vlákno s pevným jádrem a mikrostrukturním pláštěm. Druhým typem jsou vlákna s dutým jádrem - HCF (Hollow Core Fibre). HCF se skládají z jádra se vzduchovými otvory obklopeného mikrostrukturním pláštěm. U těchto vláken jsou mechanismy vedení světla odlišné od mechanismů vláken s pevným jádrem a v současné době vedou k úzkým přenosovým oknům se středem na vlnových délkách, které závisí na parametrech struktury [62, 63]. U optických vláken s pevným jádrem se zdá, že úroveň RIA jsou srovnatelné s úrovněmi dosahovanými u celokřemíkových vláken vyrobených ze stejného skla [64]. Naopak HCF vykazují vysokou radiační tvrdost při ustáleném ozařování rentgenovým zářením, ale složitější přechodné radiační odezvy při pulzním rentgenovém záření. Jednou ze zajímavostí těchto vláken je kromě jejich jedinečných optických vlastností také to, že mohou být vyrobena pouze z jednoho typu skla, což umožňuje snížit složitost odezvy vlákna na záření [61]. Nevýhodou mikrostrukturních optických vláken je jejich vysoká cena v porovnání se standardními optickými vlákny a také problematické konektování a spojování.

2.2.4 Plastová optická vlákna

Většina v současné době používaných plastových optických vláken je z materiálu Polymethylmethakrylát (PMMA). Jeho velkou výhodou je snadná a levná výroba, dobré mechanické vlastnosti a také relativně nízký útlum na viditelných vlnových délkách [65]. Jedna z běžných technik měření záření gama zahrnuje použití barvených PMMA sklíček.

Při vystavení záření gama tato sklička mění barvu. Po expozici lze množství záření měřit pomocí spektrofotometru. Energetický rozsah záření, které lze měřit, závisí na typu použitého barviva. Jednou z nevýhod této techniky je, že neposkytuje informace v reálném čase. Stejný princip, který se používá u komerčních skliček PMMA pro měření záření, lze použít k vytvoření in-situ systému založeného na optických vláknech PMMA, který poskytuje informace o přijatých dávkách záření gama v reálném čase. Optická vlákna PMMA mají několik výhod, které umožňují vytvořit nákladově efektivní dozimetrický systém, mj. je možné je vyrobit s velkým průměrem. Díky velké ploše průřezu jejich jádra je pak připojení vláken ke zdroji světla a detektoru poměrně snadné. To znamená, že k propojení vláken se zdroji a detektory nejsou zapotřebí drahé a přesné komponenty. Navíc drobné nečistoty, jako je prach na přední straně vláken, nemají díky velkému průměru jádra za následek úplné selhání sensorového systému. PMMA se také snadno řeže, brousí a taví, takže proces přípravy senzoru je jednoduchý a vyžaduje relativně málo času, například na přípravu čelních ploch pro dosažení čistého a hladkého povrchu. V porovnání se skleněnými optickými vlákny jsou tato vlákna cenově velmi dostupná. Standardní komerční optická vlákna PMMA vykazují po vystavení gama záření značný útlum. Vzhledem k nízké ceně těchto vláken PMMA je možné považovat tyto dozimetry za senzory na jedno použití, podobně jako v současnosti používané desky PMMA [4].

2.2.5 Odolnost optických vláken proti působení ionizujícího záření

Ionizující záření má vliv na většinu materiálů, nevyjímaje optická vlákna. Dle složení optických vláken je vliv záření menší nebo větší. Pro řadu aplikací založených na optických vláknech je proto velmi důležité znát odolnost, citlivost a změny ve struktuře vláken při jejich vystavení ionizujícímu záření. Existují 3 mechanismy, které zhoršují vlastnosti optických vláken, a to: radiací indukovaný útlum (RIA), radiací indukovaná emise (RIE) a zhutnění.

Pochopení účinků záření na optická vlákna na bázi oxidu křemičitého předpokládá identifikaci a charakterizaci změn probíhajících v různých měřítkách v čistém nebo dopovaném amorfním oxidu křemičitém (α -SiO₂). Pokud je zranitelnost vlákna pro danou aplikaci spojena především s degradací jedné z jeho makroskopických vlastností, je znalost mechanismů vyvolaných zářením v atomárním měřítku i nadále nezbytná k pochopení původu těchto degradací a k tomu, aby bylo možné navrhnout techniky zpevnění. Takové pochopení vyžaduje zvážit interakce mezi neutrálními (fotony, neutrony) nebo nabitými částicemi (elektrony, protony) a α -SiO₂ a jejich důsledky v různých měřítkách, od atomární úrovně až po úroveň zařízení.

- **Standardní optická vlákna**

Ionizující záření vytváří v mikroskopickém měřítku bodové defekty v síti amorfního křemičitého skla ($\alpha\text{-SiO}_2$) prostřednictvím ionizačních nebo "knock-on" procesů. Tyto bodové defekty neboli barevná centra vyvolávají vznik nových energetických hladin umístěných uvnitř pásmové mezery dielektrika. V důsledku toho sklo obsahující defekty absorbuje významnější část přenášeného signálu, což v makroskopickém měřítku vede ke zvýšení útlumu optického vlákna. Toto zvýšení absorpce se nazývá útlum vyvolaný zářením (RIA). Některé z těchto defektů mohou být také excitovány signálem přenášeným podél vlákna a pak vyzařují parazitní světlo, které se na něj superponuje, tj. zářením indukovaná emise (RIE). Amplituda a časová kinetika těchto makroskopických změn závisí na povaze, koncentraci a stabilitě bodových defektů. V důsledku toho budou reakce vláken na záření záviset na složení křemenného skla použitého k jejich výrobě (volba dopantů v jádře a plášti, úroveň nečistot, stechiometrie) a také na fyzikálních vlastnostech skla (teplota, deformace, ...), které silně závisí na výrobních parametrech (předlisování a proces tažení). Tyto vnitřní parametry optických vláken jsou obvykle nedostupné, protože výrobci vláken je většinou považují za důvěrné. Tato obtíž vysvětluje, že kvantitativní vliv každého z těchto parametrů na radiační odezvu křemíkového skla je dosud otevřeným problémem, zatímco o jejich kvalitativních vlivech máme dobré znalosti [66].

Na dokonalou strukturu oxidu křemičitého lze pohlížet jako na souvislou náhodnou síť těchto jednotek spojených v rozích. Amorfní stav lze popsat pomocí stupně náhodnosti, nedostatku periodicity a porušení uspořádání na dlouhé vzdálenosti. Na rozdíl od krystalu křemene nejsou parametry definující sklo, jako jsou úhly Si-O-Si nebo délky vazeb Si-O, dobře definovány, ale vyznačují se spojitým rozdělením kolem střední hodnoty. Ideální amorfní oxid křemičitý se obvykle popisuje pomocí teorie spojitě náhodnosti. Tetraedrické jednotky odpovídají krátkému rozsahu. Druhý (střední) rozsah se vztahuje na propojení mezi sousedními jednotkami a třetí (dlouhý) rozsah se týká topologie sítě a statistiky kruhů.

U objemových optických vláken je povaha skla složitější vzhledem k přítomnosti vnitřních nebo vnějších bodových defektů, které vznikají při výrobě skla nebo při specifickém zpracování. Defektní struktury souvisejí s nedostatečně nebo nadměrně koordinovanými atomy, substitučními nebo intersticiálními nečistotami, jako je Cl nebo H, nebo vazbami mezi podobnými atomy (např. Si-Si nebo Si-O-O-Si). Tyto defekty jsou spojeny s absorpčními pásy uvnitř pásma oxidu křemičitého, které snižují průhlednost skla nebo vlákna. Mohou vznikat buď během výrobního procesu, přeměnou již existujících center při ozařování nebo přímo z "dokonalých" míst zářením [61].

Vznik defektů

Na vzniku defektů se podílejí dvě hlavní interakce mezi zářením a hmotou: knock-on a ionizační proces. Přímé posuny atomů, známé také jako knock-on poškození, mohou v oxidu křemičitém nastat, pokud přicházející částice předá dostatečné množství energie skelné matici. Prahová energie posunu je přibližně 10 eV pro O a 18 eV pro Si. Pokud jde o ionizační procesy a související radiolytické procesy, elektrony z valenčního pásu mohou být přeneseny do vodivostního pásu s určitou kinetickou energií, která závisí na energii přenesené přicházející částicí. Současně s tím vzniká ve valenčním pásu díra. Vzniklé páry elektron-díra mohou rekombinovat buď zářivě (luminiscence), nebo nezářivě. V druhém případě se energie rozptyluje tvorbou fononů nebo sekundárními radiolytickými procesy, které mohou vést ke vzniku bodových defektů. Pohyblivé náboje mohou být také zachyceny na již existujících nebo radiací vyvolaných místech. K uvolnění nosičů z těchto pastí je pak zapotřebí vnějších účinků, jako je fotobleaching nebo tepelné ošetření.

U skel na bázi oxidu křemičitého lze při ozařování pozorovat tři makroskopické efekty: radiací indukovaný útlum (RIA), radiací indukovaná emise (RIE) a změna indexu lomu. RIA odpovídá zvýšení útlumu skla v důsledku zvýšení absorpce způsobené vadami způsobenými radiací. Jedná se o efekt závislý na vlnové délce a čase. RIE odpovídá emisi světla uvnitř ozářených vzorků. Může se jednat o luminiscenci z již existujících nebo zářením indukovaných bodových defektů, které jsou excitovány dopadajícími částicemi (radiací indukovaná luminiscence, RIL), nebo o Čerenkovovu emisi.

Během ozařovacího impulsu spolu soupeří nejméně dva mechanismy: silný jev RIA a silný jev RIE, který u tohoto vlákna maskuje RIA (spektrální analýza ukazuje, že jev RIE je reprezentován především Čerenkovovým zářením). Po skončení ozařovacího pulzu převládá RIA a přenos ve vláknech se silně snižuje. Přenos vlákna se během ozařování a po něm částečně obnoví díky tepelnému vybělení bodových defektů vyvolaných zářením při pokojové teplotě. V delší době po ozáření přispívají k RIA pouze bodové defekty, které jsou stabilní při teplotě měření.

Změna indexu lomu (RI) může být důsledkem změn hustoty nebo RIA. Změna RIA souvisí se změnou hustoty prostřednictvím Lorentzova-Lorenzova vzorce, zatímco souvislost s indukovaným absorpčním efektem je popsána prostřednictvím Kramersova-Krönigova vztahu. Zhušťování nebo bobtnání vedoucí ke změnám hustoty skla závisí na typu oxidu křemičitého (krystalický nebo amorfni). Změny v indexu lomu ovlivňují optické vlastnosti vláken, a vytvářejí dodatečné ztráty při vedení, když je vlákno vystaveno působení velmi vysokých dávek.

Z těchto různých jevů je RIA obvykle hlavním omezujícím faktorem pro integraci optických vláken v radiačním prostředí. RIE je třeba brát v úvahu, zejména pokud se používají optická vlákna tolerantní k RIA. Amplitudy těchto makroskopických změn silně závisí na vlastnostech testovaných vláken, na radiačním prostředí a na parametrech aplikace [61].

- **Plastová optická vlákna**

Plastová vlákna podléhají při ozařování významným změnám, včetně zesíťování, degradace, změn nenasycených vazeb a vzniku volných radikálů. Tyto změny mohou ovlivnit vlastnosti polymerního materiálu. Zesíťování a degradace při ozařování mají znatelný vliv na molekulovou hmotnost a distribuci. Degradace ozářením zahrnuje rozpad primárních vazeb polymeru v důsledku vysokoenergetického záření. S rostoucí absorbovanou dávkou záření se molekulová hmotnost polymeru snižuje a některé molekuly polymeru se rozpadají na molekuly monomerů. Základními materiály používanými v plastových optických vláknech jsou PMMA, polystyren (PS) a polykarbonát (PC). U PMMA a PC dochází při vystavení záření především k radiační degradaci, zatímco u PS dochází k radiačnímu zesíťování. Poškození způsobené zářením zvyšuje přenosové ztráty plastových optických vláken (POF).

2.2.6 Výběr vhodného optického vlákna pro optickou linku

Vývoj optického spoje zahrnoval výběr vhodných optických vláken a vhodných optických konektorů a začlenění ochrany optických vláken proti mechanickému poškození a pronikání světla z vnějšího prostředí.

Optická vlákna byla vybrána na základě následujících kritérií: materiál (plastová vs. křemíková optická vlákna), citlivost na gama záření, mechanická a teplotní odolnost, průměr jádra, spektrální rozsah a numerická apertura (NA). Prvním rozhodovacím bodem byl výběr mezi plastovými a křemíkovými optickými vlákny. Plastová vlákna jsou vhodnější z hlediska lepší mechanické odolnosti, dostupnosti větších průměrů a finančně výhodnější, ale optická vlákna s křemenným jádrem jsou vhodnější z hlediska ostatních parametrů. Proto jsme náš následný výběr na základě dalších parametrů omezili na optická vlákna s křemenným jádrem s ohledem na to, že mechanickou odolnost lze zvýšit vhodnou dodatečnou ochranou optického vlákna a že nevýhoda menších dostupných průměrů je u křemenných optických vláken kompenzována nižším útlumem, předpokládanou vyšší odolností proti ionizujícímu záření a odolností proti vyšším teplotám.

Následný výběr byl optimalizován pro maximální množství scintilačního záření, které bylo spojeno, přeneseno a detekováno. Pravděpodobně nejvýznamnějším problémem při spojování scintilačního záření do optického vlákna je skutečnost, že jednotlivé fotony scintilačního záření, které vznikají ve scintilačním krystalu v důsledku dopadajícího záření gama, mají náhodný směr šíření. Proto není možné účinněji soustředit scintilační záření do optického ohniska optického vlákna pomocí přídatných optických prvků. Na základě našich experimentů je nejjednodušší a nejlevnější metodou přiložení scintilačního krystalu v senzoru v blízkosti optického vlákna. Proto by použité optické vlákno mělo mít co největší průměr, ideálně odpovídající průměru scintilačního krystalu, a co nejvyšší NA. Na základě těchto parametrů byla vybrána optická vlákna zobrazená v Tab. 6

Byla vybrána komerčně dostupná vícevidová optická vlákna se stupňovitým indexem lomu s jádry z čistého křemene o průměru 0,4 mm, 1 mm a 1,5 mm a s NA 0,22; 0,37 a 0,5. Optická vlákna s křemenným jádrem FP1500URT, FP1000URT a FP400URT mají NA 0,5 a liší se průměrem 1,5 mm oproti 1 mm a 0,4 mm. Optická vlákna s křemenným jádrem F-MBE a AFSH mají menší NA 0,37 resp. 0,22. Optická vlákna FP1500URT, FP1000URT a FP400URT mají plášť z tvrdého polymeru s rozsahem provozních teplot od -40 °C do 150 °C. Optické vlákno F-MBE má křemíkové opláštění třídy Hard a optické vlákno AFSH má křemenný obal dopovaný fluorem.

- **FP1000URT, FP1500URT**

Vícevidové step indexové optické vlákno s nedopovaným optickým jádrem a obalem z Hard Polymeru. Obal z Hard Polymeru zvyšuje pevnost vlákna a snižuje únavu ve vlhkém prostředí. Vlákno má vysoký obsah OH skupin. Optické vlákno má tepelnou odolnost <-40°C – 150 °C> a je schopné přenášet optické záření v rozsahu vlnových délek <300 nm – 1200 nm> s útlumem na vlnové délce 810 nm 12dB/km. Velkou výhodou je vysoká numerická apertura – 0,5 a relativně nízká cena 750 Kč/m (FP1000URT), 2500 Kč/m (FP1500URT).

- **FP1000ERT**

Vícevidové step indexové optické vlákno s nedopovaným optickým jádrem a obalem z Hard Polymeru. Obal z Hard Polymeru zvyšuje pevnost vlákna a snižuje únavu ve vlhkém prostředí. Vlákno má nízký obsah OH. Optické vlákno má tepelnou odolnost <-40°C – 150 °C> a je schopné přenášet optické záření v rozsahu vlnových délek <400 nm – 2200 nm> s útlumem na vlnové délce 810 nm 12dB/km. Velkou výhodou je vysoká numerická apertura – 0,5. Nevýhodou je relativně vysoká cena 850 Kč/m (FP1000ERT).

- **F-MBE**

Vícevidové optické vlákno s nedopovaným optickým jádrem a obalem z Hard Clad silica. Hard Clad Silica je silný polymer zajišťující velký nesoulad indexu lomu optického jádra a lze ho odstranit manuálně. Vlákno má nízký obsah OH. Optické vlákno má tepelnou odolnost <-65°C – 135 °C> a je schopné přenášet optické záření v rozsahu vlnových délek <500 nm – 1100 nm>. Velkou výhodou je vysoká numerická apertura – 0,37 a přijatelná cena 750 Kč/m.

- **AFSH**

Vícevidové optické vlákno s nedopovaným optickým jádrem z čistého křemene. Křemenný obal vlákna je dopován fluorem. Optické vlákno má tepelnou odolnost <-40°C – 200 °C> a je schopné přenášet optické záření v rozsahu vlnových délek <300 nm – 2400 nm>. Numerická apertura je 0,22. a relativně nízká cena 750 Kč/m.

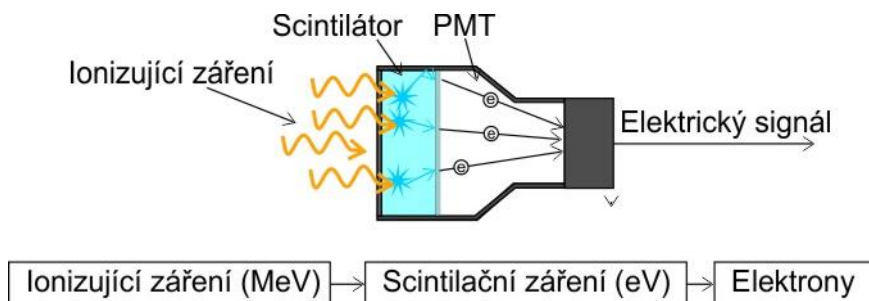
Tab. 6. Vybraná optická vlákna pro optickou linku.

Název vlákna	Typ optického vlákna - jádro/obal	Pracovní vlnová délka (nm)	Numerická apertura NA	Průměr jádra (μm)	Průměr obalu (μm)	Průměr primární ochrany (μm)	Typ ochrany	Teplotní rozsah	Test odolnosti (KPSI)	Útlum @400nm (dB/km)
AFSH910/1000/1035/1400Z	Hard Coat Silica / Silica - Anhydro guide	300 - 2400	0.22 ±0.02	910 ±30	1000 ±15	1035 ±15	Tefzel	od -40 do +200	100	
F-MBE	Pure Silica / Hard Class Silica/ETFE Buffer Coating	500 - 1100	0.37	100 ±15	1035 ±15	1400 ±50	ETFE	od -65 do +125	≥100	12@808 nm
FP1000URT	Pure Silica / Hard Polymer	300 - 1200	0,5	100 ±15	1035 ±15	1400 ±50	Tefzel	od -40 do +150	≥100	70
FP1500URT	Pure Silica / Hard Polymer	300 - 1200	0,5	150 ±30	1550 ±31	2000±100	Tefzel	od -40 do +150	≥100	70
FP1000ERT	Pure Silica / Hard Polymer	400 - 2200	0,5	100 ±15	1035 ±15	1400 ±50	Tefzel	od -40 do +150	≥100	491

2.3 Vyhodnocovací jednotky scintilačního záření

Pro měření scintilačního záření se používají vyhodnocovací jednotky, jejichž typická konstrukce je znázorněna na Obr. 15. Scintilátor je spojen s fotodetektozem, jako je fotonásobič (PMT), Si-fotodioda (Si-PD) nebo křemíkový fotonásobič, který má za úkol převádět scintilační foton na elektrony pomocí fotoelektrické přeměny. Elektronické výstupní signály z fotodetektoru se obvykle přivádějí do předzesilovače, tvarovacího zesilovače, vícekanalového analyzátoru a počítače při analýze výšky a počtu pulsů. Detekční jednotka musí mít odpovídající citlivost na vlnovou délku scintilačního záření,

kteří se většinou pohybuje v rozmezí $\lambda = <350 - 500>$ nm. Kvůli malému množství scintilačního záření je třeba, aby kvantová účinnost a zisk byla u detekčních jednotek co největší právě v oblasti vlnové délky scintilace. Detekční jednotky lze rozdělit na dvě skupiny dle výstupního signálu: analogové a digitální.



Obr. 15. Typické uspořádání scintilačního detektoru.

Počítání jednotlivých fotonů je technika používaná k detekci, měření a vizualizaci extrémně slabých světelných signálů až po jednotlivé fotony. Detekční jednotky jednotlivých fotonů se používají v řadě aplikací, jako je například LIDAR, kvantová optika a kvantová telekomunikace, fyzika vysokých energií, částicová fyzika, jaderná fyzika, fluorescenční zobrazování, astronomie, výzkum plazmatu a další [67]

2.3.1 Fotonásobič

Fotonásobiče – PMT (Photomultiplier Tube) jsou extrémně citlivé fotodetektory, které poskytují proudový výstup úměrný intenzitě světla. Používají se k měření jakéhokoli procesu, který přímo nebo nepřímo vyzařuje světlo. Velkoplošná detekce světla, vysoký zisk a schopnost detekovat jednotlivé fotony dávají fotonásobiči výrazné výhody oproti jiným detektorům světla.

Fotonásobiče, skládající se z vakuové trubice získávají světlo přes skleněné nebo křemenné okénko, které pokrývá světlocitlivý povrch, nazývaný fotokatoda. Fotokatoda fotoelektrickým jevem emituje elektrony, jež jsou násobeny elektrodami známými jako dynody. Na konci řetězce dynod je anoda. Ve velmi širokém rozsahu je proud tekoucí z anody do země přímo úměrný toku fotoelektronů generovaných fotokatodou, který je pak přímo úměrný množství dopadajících fotonů.

Spektrální odezva, kvantová účinnost, citlivost a temný proud fotonásobiče jsou určeny složením fotokatody. Nejlepší fotokatody schopné reagovat na viditelné světlo mají kvantovou účinnost nižší než 30 %, což znamená, že 70 % fotonů dopadajících na fotokatodu nevytvoří fotoelektron, a proto nejsou detekovány. Tloušťka fotokatody je důležitou proměnnou, kterou je třeba sledovat, aby byla zajištěna správná odezva absorbovaných fotonů. Pokud je fotokatoda příliš tlustá, bude absorbováno více fotonů, ale ze zadní plochy bude emitováno méně elektronů, pokud je příliš tenká, projde příliš mnoho fotonů, aniž by byly absorbovány.

Elektrony emitované fotokatodou jsou urychlovány směrem k dynodovému řetězci. Obvykle jsou přítomny fokusační elektrody, které zajišťují, že fotoelektrony emitované v blízkosti okrajů fotokatody dopadnou na první dynodu. Po dopadu na první dynodu vyvolá fotoelektron uvolnění dalších elektronů, které jsou urychleny směrem k další dynodě atd., až dosáhnou anody. Složení povrchu a geometrie dynod určuje jejich schopnost sloužit jako násobiče elektronů. Vzhledem k tomu, že zisk se mění s napětím na dynodách a celkovým počtem dynod, je při použití 12–14 dynodových stupňů možný zisk 10^6 elektronů.

Fotonásobiče produkují signál i v nepřítomnosti světla v důsledku temného proudu vznikajícího tepelnou emisí elektronů z fotokatody, svodového proudu mezi dynodami a také bludného vysokoenergetického záření. K temnému proudu přispívá také elektronický šum, který je často zahrnut do hodnoty temného proudu. Fotonásobiče neukládají náboj a reagují na změny vstupního světelného toku během několika nanosekund, lze je tedy použít k detekci a záznamu extrémně rychlých událostí [68].

Nevýhodou PMT je napájení vysokonapětovým zdrojem, citlivost vakuové trubice na vibrace, které ji mohou poškodit, a vliv změn teplot. Mohou být také ovlivněny elektromagnetickým rušením.

2.3.2 Jednofotonový čítač

Jednofotonové čítače (Single photon counter – SPC) jsou obvykle složeny z lavinové fotodiody (Avalanche Photo Diode – APD) a elektroniky, která signál z tohoto prvku zpracuje a převede na výstup. APD, které se při detekci jednotlivých fotonů používají, jsou vysoce citlivé a rychlé fotodiody, které se od fotodiody PIN liší tím, že při detekci fotonů dochází k lavině nosičů náboje. Aby k tomu došlo, je nutné, aby bylo na APD přivedeno předpětí, které rozšíří depletiční vrstvu.

Speciálně vyrobené Si APD lze také použít jako čítače fotonů v "Geigerově režimu" nad průrazným napětím. Zde může jediný fotoelektron iniciovat lavinový puls přibližně 10^8 nosičů náboje [69]. Tyto typy APD se také označují jako lavinové diody s jedním fotonem (SPAD).

Za normálních okolností APD, která je provozována nad průrazným napětím, vede velmi velký proud. Pomocí vhodného obvodu je třeba zabránit tomu, aby dioda zůstala vodivá. Nejjednodušší způsob, jak toho dosáhnout, je použít sériový rezistor. Úbytek napětí na sériovém rezistoru vede ke snížení předpětí na APD, která se v důsledku toho vrátí do pohotovostního stavu. Tento postup se označuje jako pasivní zhášení. Proces se automaticky opakuje a proudové impulsy lze počítat. Při aktivním zhášení je předpětí elektronicky aktivně sníženo během několika nanosekund po detekci průrazného proudu. Opětovné zvýšení předpětí tak, aby překročilo průrazné napětí, vede k opětovné aktivaci SPAD. Zpracování signálu elektronikou vytváří tzv. mrtvé časy přibližně 50 ns, což umožňuje dosáhnout rychlosti počítání až 10 MHz. Jednofotonové diody jsou dostupné v modulech, kde kromě chlazení obsahují kompletní elektroniku včetně stabilizovaného

vysokonapětového zdroje a řízení teploty. Na výstupním konci těchto modulů lze měřit počítačí impuls. Výhodou jednofotonového čítače je výrazně vyšší kvantová účinnost a velký spektrální rozsah. Kvantová účinnost označuje poměr vyprodukovaných elektronů k dopadajícím fotonům v procentech a závisí na vlnové délce. Při počítání jednotlivých fotonů hraje důležitou roli šum produkovaný detektorem. Protože se zpravidla počítají jednotlivé fotony, šum takových detektorů se uvádí v impulsech/sekundu), což se označuje jako temná četnost [67].

2.3.3 Křemíkový fotonásobič

Křemíkový fotonásobič (SiPM) je optický senzor s vysokým ziskem a citlivostí na jednotlivé fotony, který se skládá ze značného počtu lavinových fotodiod (SPAD) na jednom čipu. Lavina uvolňuje rovnoměrné množství náboje na každý excitovaný mikročlánek. Zisk se mění předpětím, ale je podobný zisku vakuových PMT. SPAD jsou zapojeny paralelně a vytvářejí analogový signál s integrovaným nábojem, který je úměrný počtu vybuzených mikročláneků. Paralelně spojené mikročláanky pracují v Geigerově režimu, který pracuje za hranicí průrazného napětí a integruje v sobě rezistor pro pasivní zhášení. Mikročláanky jsou integrovány standardním procesem na bázi oxidu kovu (MOS) do jediného integrovaného obvodu. SiPM může dosahovat zisků v řádu 10^6 při použití provozního napětí na úrovni pouhých desítek voltů. Na rozdíl od PMT, který potřebuje pro podobný zisk napětí 1,5 kV. Při spojení SiPM se scintilačními krystaly napodobuje výstupní signál SiPM v čase charakteristický profil světelné emise samotného krystalu (za předpokladu, že doba rozpadu krystalu je mnohem delší než doba zotavení SiPM a že SiPM pracuje bez nasycení). Výpočtem integrálu signálu lze určit množství náboje produkovaného SiPM, tedy množství světla emitovaného krystalem a případně celkovou energii deponovanou v krystalu, a získat tak spektroskopii záření [70].

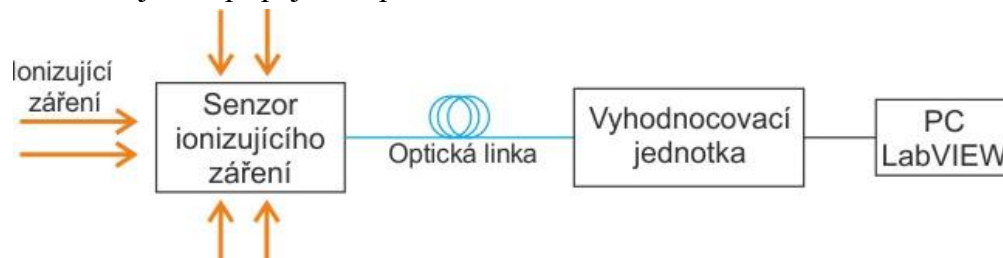
Pro různé aplikace, které vyžadují mobilitu, jsou SiPM ve srovnání s klasickými PMT lepším řešením, protože jsou malé, robustní a necitlivé na magnetická pole. Mají nízkou spotřebu energie (pod 15 mA při 28 V) a při správné implementaci mohou detekovat jednotlivé fotony [71]. Plocha fotokatody je menší v porovnání PMT, ale v zásadě větší než u jednofotonového čítače. Tato plocha se dá navíc škálovat. V porovnání s jednofotonovým čítačem má SiPM větší celkový šum a menší kvantovou účinnost.

Při návrhu metody měření gama záření se scintilačními materiály a optickými vlákny jsme určili přednosti jednotlivých částí konstrukce a jejich možnosti zapojení do celkové konstrukce. Po zvážení všech vlastností jednotlivých druhů scintilačních materiálů jsme se rozhodli pro výběr anorganických scintilačních krystalů, hlavně z důvodů větší výtěžnosti scintilačního světla, velké hustoty materiálu a s tím související pravděpodobností interakce s gama zářením. U optické linky jsme se rozhodli pro výběr

optických vláken s čistě křemenným jádrem, které mají kombinaci dobré odolnosti vůči ionizujícímu záření, teplotě a mechanickému namáhání, větší průměr jádra, nízkého základního útlumu a příznivé ceny. U vyhodnocovací jednotky jsme se rozhodli pro použití jednofotonového čítače jako primární jednotku, vzhledem ke své jednoduchosti použití, kompaktních rozměrů, nízkého provozního napětí a výstupu v podobě TTL signálu. Jako referenční vyhodnocovací jednotku jsme zvolili fotonásobič.

3 KONSTRUKCE METODY MĚŘENÍ

Navržené uspořádání optovláknové sestavy pro měření ionizujícího záření je na Obr. 16. Skládá se ze tří hlavních částí: optické linky, senzoru ionizujícího záření a vyhodnocovací jednotky. Hlavním přínosem sestavy pro měření ionizujícího záření je použití optických vláken s čistě křemenným jádrem. Ionizující gama záření se ve scintilačním krystalu v senzoru transformuje na scintilační záření s vlnovou délkou ve viditelné části optického spektra. Přesná vlnová délka je závislá na typu použitého scintilačního krystalu viz Tab. 5. Scintilační záření je navázáno do optického vlákna a přivedeno k jedné z vyhodnocovacích jednotek: jednofotonovému čítači (SPC), nebo k fotonásobiči (PMT), který záření převádí na elektrické impulsy. Tyto impulsy se pak zaznamenávají frekvenčním čítačem, nebo se vzorkují analogově-digitálním převodníkem a zaznamenávají se v připojeném počítači.



Obr. 16. Navržená sestava optovláknového měřicího systému pro měření ionizujícího záření.

Nejdůležitější částí návrhu sestavy pro měření ionizujícího záření je správné přizpůsobení a návrh optické linky s ohledem na vstup scintilačního záření ze senzoru se scintilačním materiálem, nízko ztrátový přenos scintilačního záření a přizpůsobení výstupu vyhodnocovací jednotce. Optická linka, která zajišťuje toto optické propojení mezi senzorem se scintilačním krystalem a vyhodnocovací jednotkou musí být navíc velmi odolná vůči působení ionizujícího záření. Celkově musí být možné do optické linky navázat co nejvyšší procento scintilačního záření ze senzoru, optická linka musí mít co nejmenší útlum spolu se snadnou instalací a přenositelností a v neposlední řadě musí mít vysokou chemickou, fyzickou a radiační odolnost.

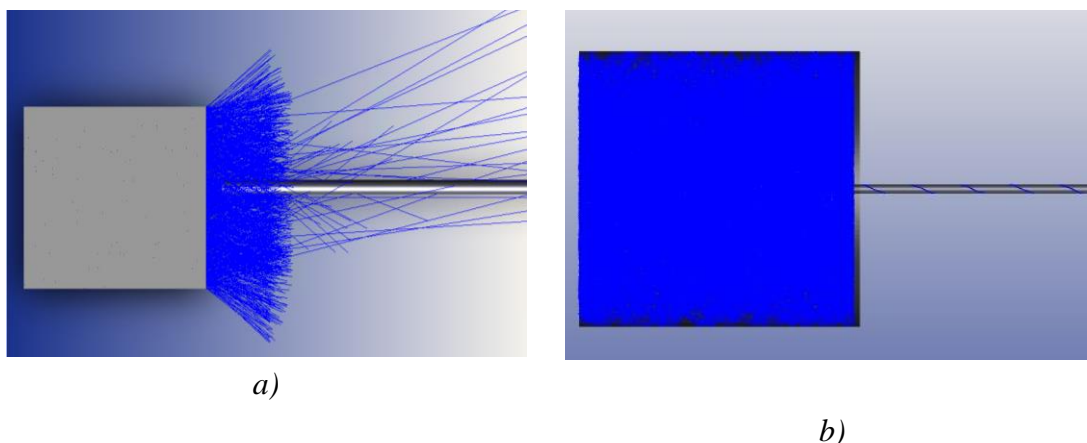
3.1 Optická linka

Návrh optické linky vychází z provedených simulací. Ty byly zaměřeny zejména na oblast navázání scintilačního záření z krystalu do optického vlákna (Obr. 17). Účelem byla optimalizace návrhu uspořádání optické linky. Zejména pak jejího vstupu z pohledu maximálního množství navázaného a přeneseného scintilačního záření, které by

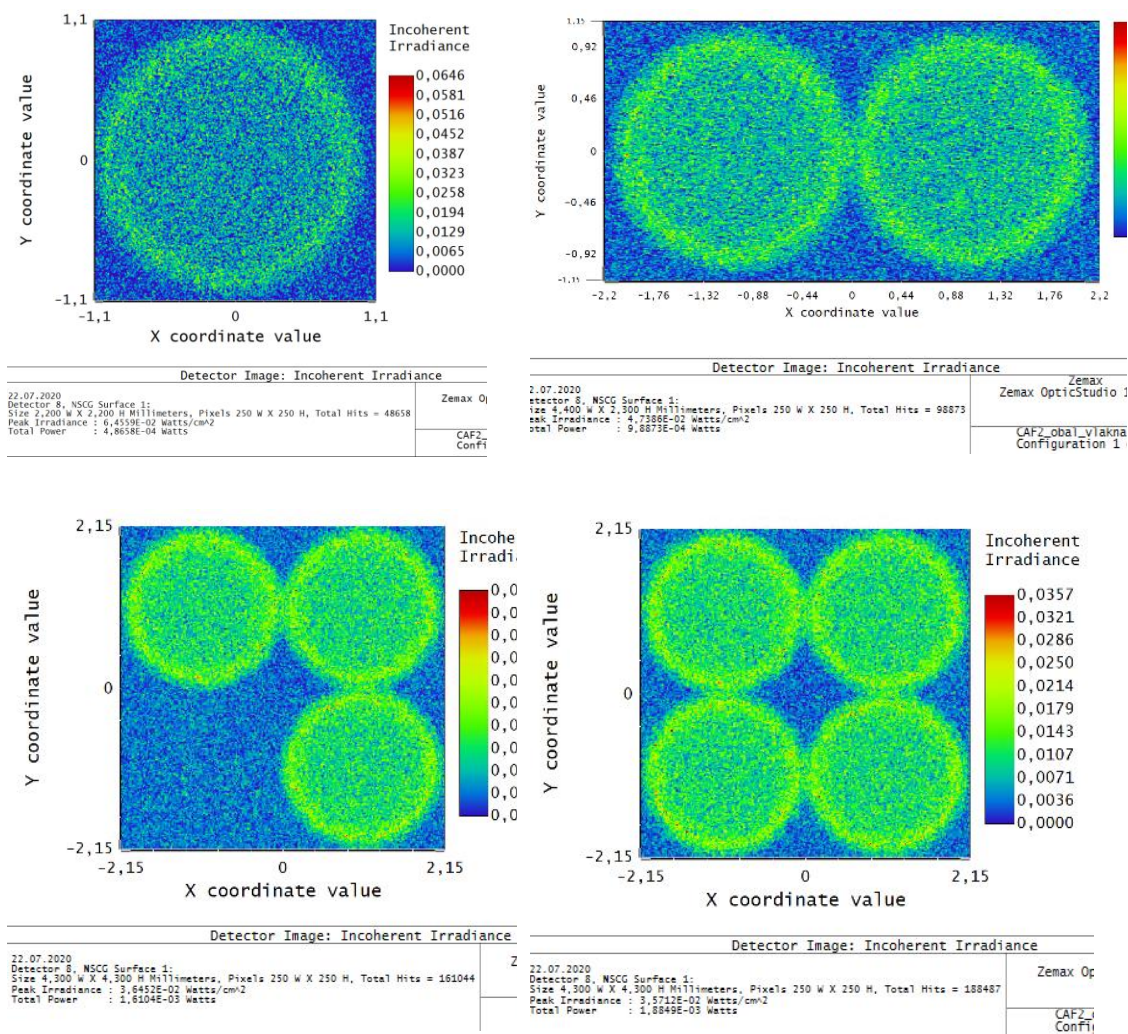
neúměrně nezvyšovalo cenu linky a její složitost. Tím by se zvýšila samozřejmě i náchylnost na vnější vlivy kolimační části a přenosové části optické linky.

Návrh optické linky však spočíval v optimalizaci počtu optických vláken, které by mohly být využity pro přenos scintilačního záření. Každé další optické vlákno zvyšuje cenu linky a současně, vzhledem k průměrům využitelných optických vláken výrazně zhoršuje jeho instalační možnosti; zvyšuje se jeho hmotnost, snižuje poloměr ohybu, zvyšuje jeho průměr. Bylo nutné určit, zda přínos ve využití více optických vláken v oblasti množství navázaného a přeneseného záření převáží nad nevýhodami.

Pro všechny simulace se zvyšováním počtu optických vláken v optické lince byla použita optická křemenná vlákna s průměrem jádra 1 mm, která jsou v současnosti nejdostupnější a cenově i prostorově nejvýhodnější. Silnější optické vlákno, které bylo také testováno, umožní navázat více scintilačního záření dovnitř optického vlákna a tím ho i více přenést na vyhodnocovací jednotku, ale daleko obtížněji již probíhá jeho příprava a instalace. Proto je lepší realizovat simulace i kontrolní měření s tenčím vláknem a pouze výjimečně ověřovat, zda i v nejvýhodnějších konfiguracích se chová silnější optické vlákno podle předpokladů. Simulace se zvýšením počtu přenosových optických vláken je na Obr. 18.



Obr. 17. Situace simulování přenosu výkonu ze scintilačního krystalu do optického vlákna; a) pohled ze strany; b) řez scintilačním krystalem a optickým vláknem.



Obr. 18. Výsledky simulace, která porovnává výkony přenesené ze scintilačního krystalu do optického vlákna pro 1–4 optická vlákna.

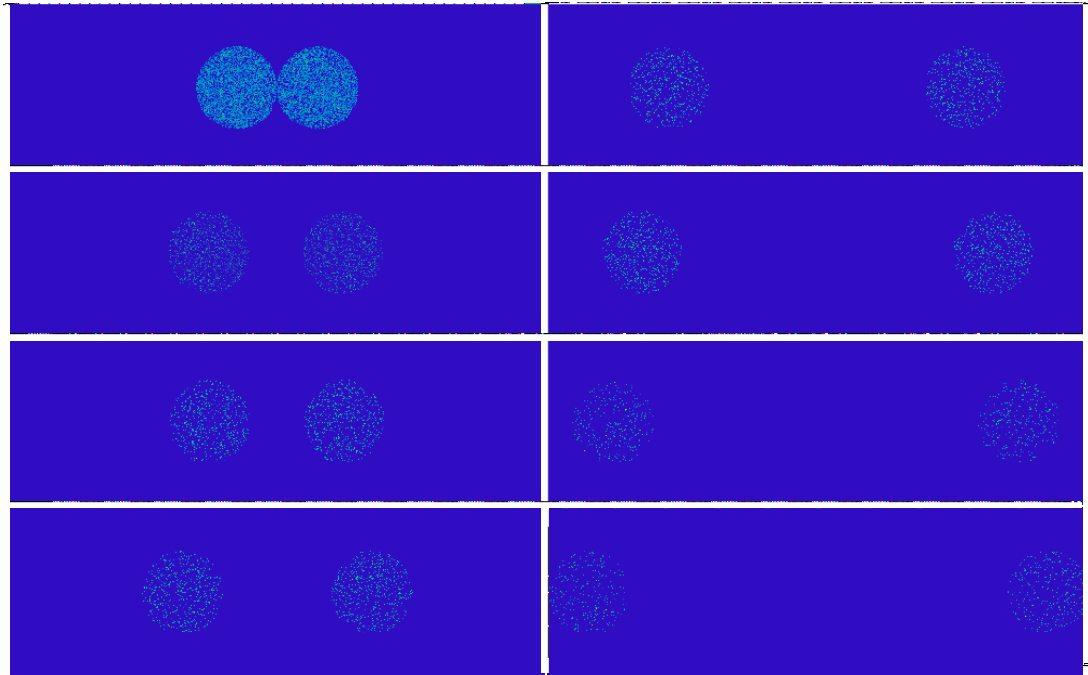
V Tab. 7. se nachází porovnání výsledků těchto simulací, kde je zřejmé, že přenesený a navázaný výkon lze zvýšit, nikoli však násobkem počtu použitých vláken. To je způsobeno překrývajícím se prostorem jednotlivých numerických apertur použitých optických vláken.

Tab. 7. Přehled přenesených výkonů optických vláken nasimulovaných v programu Zemax.

Počet vláken	1 vlákno	2 vlákna	3 vlákna	4 vlákna
Celkový přenesený výkon [W]	1,177E-3	1,538E-3	1,905E-3	2,266E-3

Proto byly provedeny simulace, které postupně oddalují vlákna od sebe, aby docházelo k menšímu překrytí jejich numerických apertur, viz Obr. 19. Na základě

výsledků však ani při maximálním oddálení optických vláken, které umožňuje konstrukce konektoru a velikost krystalu nedochází k významnému zvýšení množství navázaného záření, viz Tab. 8. Hodnoty uvedené v Tab. 7 a Tab. 8 jsou vztaženy vždy k počátečnímu výkonu použitému v dané simulaci a absolutní hodnotu nelze mezi sebou vzájemně srovnávat.



Obr. 19. Simulace postupně se oddalujících optických vláken a vliv vzdálenosti na množství navázaného scintilačního světla.

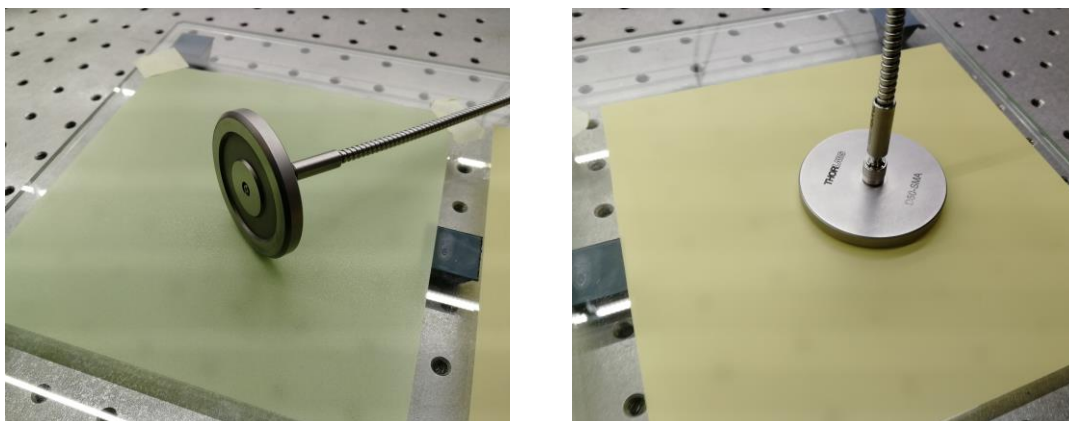
Tab. 8. Přenesené výkony dvou optických vláken s různými vzdálenostmi od sebe.

Vzdálenost		0	1	2	3	4	5	6	7
vláken	od								
	sebe [mm]								
Celkový									
přenesený		1,1032E-	1,1204E-	1,1319E-	1,1332E-	1,1900E-	1,2016E-	1,2252E-	1,2313E-
výkon [W]		2	2	2	2	2	2	2	2

Na základě provedených simulací byla optická linka vytvořena z jednoho optického vlákna. Je složena ze samotného optického vlákna s čistě křemenným jádrem, optickými konektory, ochranami proti vniku okolního záření a ochranami zvyšujícími fyzickou a chemickou odolnost. Všechny části optické linky musí mít zvýšenou odolnost proti působení ionizujícího záření. Jedním z prvních a z nejdůležitějších úkolů byl výběr

vhodného zakončení optického spoje. Od výběru zakončení optické linky se následně odvíjel návrh celé konstrukce optické linky a také návrh senzorů a přizpůsobení vyhodnocovacích jednotek.

U optických vláken se k zakončení spoje obecně používají různé optické konektory, které mají odlišné vlastnosti, a jejich výběr se přizpůsobuje aplikaci použití. Optické konektory pro sestavu na měření ionizujícího záření by měly být odolné mechanicky i vůči ionizujícímu záření. Musí umožňovat pevné spojení a vždy zajistit konstantní vzdálenost mezi optickým vláknem, scintilačním krystalem a čipem detektoru. V neposlední řadě musí být možné vyrobit senzor tak, aby tam bylo možné vybraný konektor připojit. Konektor by měl dále umožňovat propojení dvou a případně více optických linek a tím měnit vzdálenost vyhodnocovací jednotky od senzoru v závislosti na podmínkách měření. Konektory by měly být také dostupné pro různé, zejména větší, průměry optických vláken. Na základě těchto kritérií jsme vybrali optické konektory SMA905, které mají komerčně dostupné metalické ferule s průměry, které odpovídají jednotlivým vybraným optickým vláknům. Konektory SMA905 současně zajišťují dostatečně pevné spojení mezi sensorovou částí vyhodnocovací jednotkou a tím zajišťují dostatečnou reprodukovatelnost jednotlivých měření.



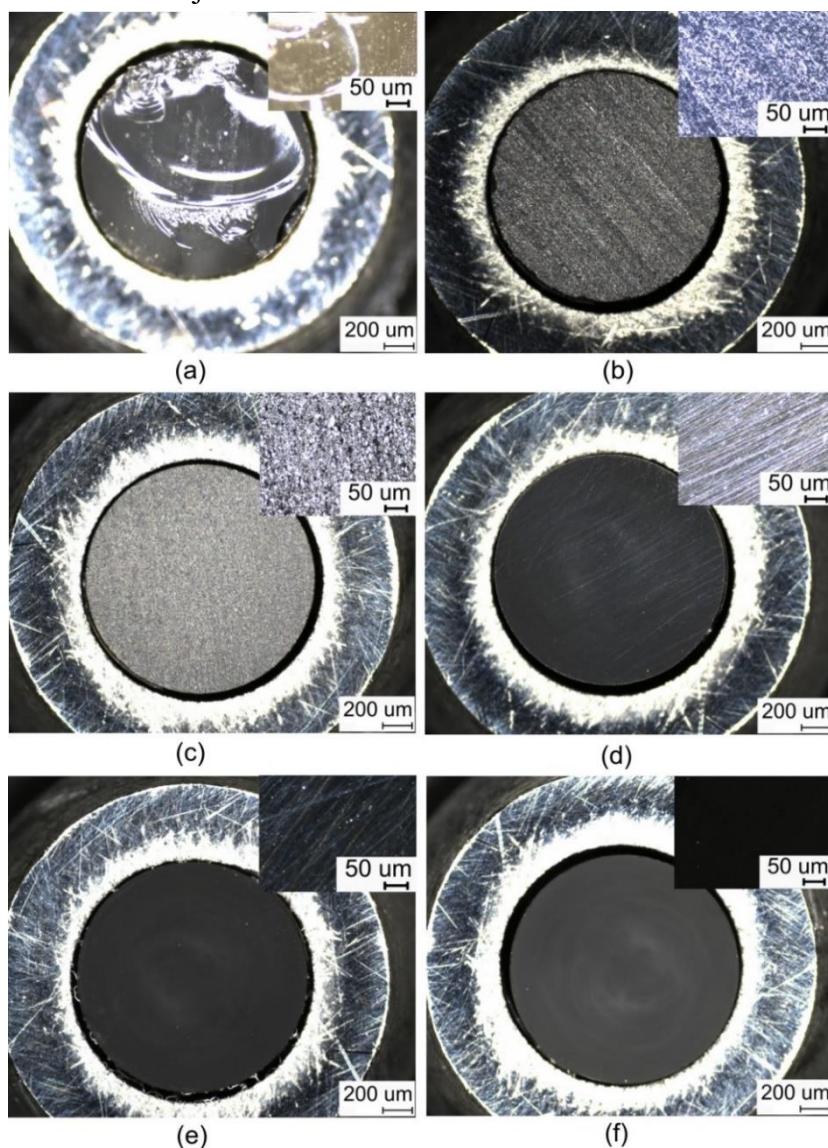
Obr. 20. Broušení optického vlákna pomocí brusných a lapovacích papírů a brusného disku pro konektory SMA905.

Vlákna s primární ochranou jsou nejprve vložena do smršťovací bužírky z příčného polyolefinu, která chrání povrch vlákna a zabraňuje pronikání a náhodné navázání okolního světla do vlákna. Následně je celé vlákno uzavřeno v ochraně z nerezové oceli, která chrání optické vlákno zejména před mechanickým namáháním. Obě tato ochranná opatření přispívají k celkové odolnosti optické vláknové linky, která je nezbytná v průmyslových zařízeních.

Nakonec se z konců optických vláken odstraní primární ochrana a vloží se do konektorů SMA905 s kompatibilní velikostí ferule tak, aby holé optické vlákno přesahovalo přes feruli optického konektoru přibližně o 5 mm. Následně se optické

vlákno společně s ochranami vlepí do optických konektorů pomocí epoxidového lepidla EPO-TEK 353ND. EPO-TEK 353ND je dvousložkový vysokoteplotní průmyslové epoxidové lepidlo s maximální trvalou teplotou 250°C, je kompatibilní s vakuem a splňuje normu NASA ASTM E595 pro nízkou tvorbu plynů [72].

Po zalepení optického vlákna s ochranami se konec holého vlákna zalomí přibližně 1 mm od ferule SMA905 konektoru. Pro leštění se zalomené optické vlákno v konektoru vloží do lešticího kotouče a brousí se na brusném papíru s drsností postupně od 30 μm až do 0,02 μm , viz Obr. 20. Nakonec se optické vlákno v konektoru vyleští na lešticím papíru. Postupně se zlepšující kvalita povrchu na koncích optického vlákna během procesu broušení a leštění je znázorněna na Obr. 21.



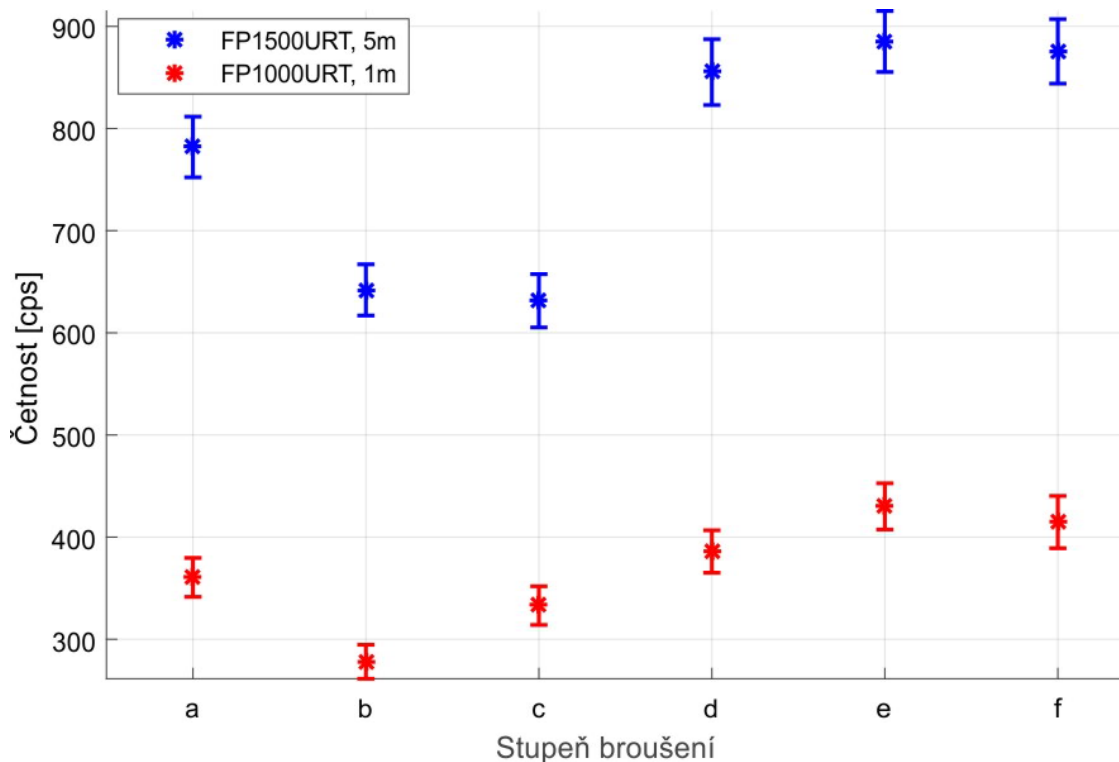
Obr. 21. Postup broušení/leštění optických vláken s detailním řezem, (a) zalomené optické vlákno, (b) broušené brusným papírem 30 μm , (c) broušené brusným papírem 6 μm , (d) broušené brusným papírem 3 μm , (e) broušené brusným papírem 1 μm , (f) leštěné jemným brusným papírem.

Jakákoli nerovnost nebo rýha na konci optického vlákna významně snižuje množství navázaného scintilačního záření a následně i množství scintilačního záření vyvázaného do vyhodnocovací jednotky. Po vyleštění optického vlákna se optický konektor chrání před případným poškrábáním a znečištěním konektorovým víčkem, viz Obr. 22.



Obr. 22. Konektor optického vlákna s ochranným víčkem.

Při konečné přípravě optické linky docházelo k broušení a leštění čelních ploch konektoru (optického vlákna), aby se zvýšilo množství navázaného scintilačního záření. Pro ověření vlivu leštění a broušení na množství přeneseného scintilačního záření se provedlo po každém kroku postupné měření navázaného scintilačního záření pro optická vlákna FP1500URT a FP1000URT, viz Obr. 21. Pro měření byl použit jednofotonový čítač, který je vzhledem k velikosti čipu citlivější na směr a profil vstupního záření, scintilační krystal LYSO(Ce), který má vysokou světelnou výtěžnost a zdroj ionizujícího záření ^{60}Co , který má nejvyšší energii z dostupných zdrojů. Závislost množství scintilačního záření přeneseného optickou linkou na drsnosti čel optických vláken byla měřena a je na Obr. 23. V jednotlivých krocích se postupně zlepšovaly přenosové vlastnosti optické linky. Při prvotním zalomení optického vlákna je povrch lomu relativně lesklý, ale s velkým množstvím nerovností a zbytků po lomu, jak lze vidět na Obr. 21a. Tyto nečistoty a nerovnosti by při spojení optické linky k senzoru ionizujícího záření či vyhodnocovací jednotce mohly poškrábat dotykovou vrstvu protější strany a plochy by k sobě úplně nedolehly. Po prvotním broušení brusným papírem o zrnitosti 30 μm dochází ke zhoršení množství přeneseného scintilačního záření, to je dáno zmatněním čela vlákna. Po následném postupném broušení brusnými papíry o zrnitosti 6 μm , 3 μm 1 μm dochází k vyleštění čela vlákna a zvětšení množství přeneseného záření optickou linkou. Celý proces broušení se pak zakončí na lešticím papíru o zrnitosti 0,02 μm , při kterém se z čela vlákna odstraní poslední nerovnosti a vrypy, které by zhoršovaly množství přeneseného záření.



Obr. 23. Množství přeneseného scintilačního záření vláken FP1500URT a FP1000URT v závislosti na úrovni broušení a leštění.

3.2 Senzor ionizujícího záření

Návrh senzoru ionizujícího záření vychází z provedených simulací. Aby bylo možné navrhnout celkové uspořádání senzoru, bylo nutné provést řadu simulací zejména v oblasti analýzy možností navázání scintilačního záření z krystalu do optického vlákna.

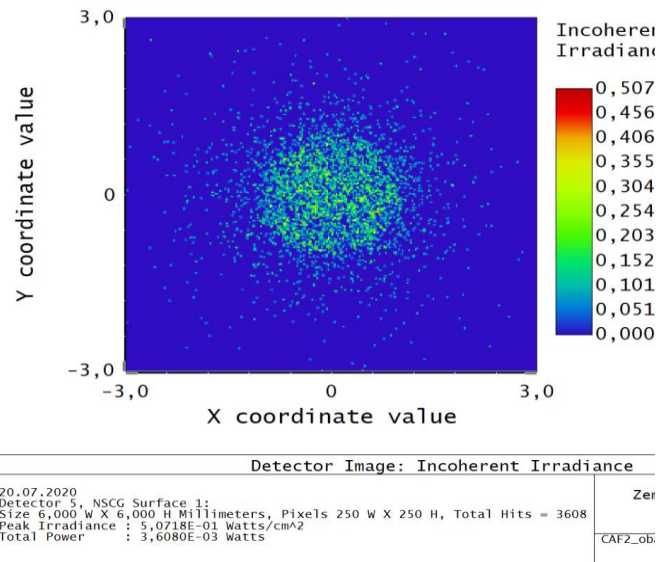
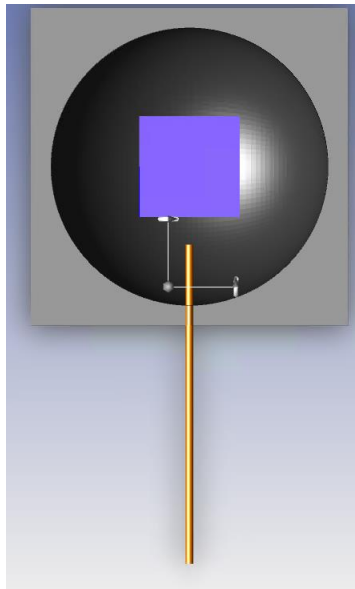
Jedním z možných způsobů maximalizace úrovně navázání scintilačního záření ze scintilačního krystalu je využití tzv. integrační koule. Integrační koule (kulový integrátor, fotometrický integrátor) je fotometrický laboratorní měřicí přístroj, který slouží k měření světelného toku světelných zdrojů a svítidel. Kulový integrátor má tvar koule. Ta je dutá a její vnitřní nátěr je bílý, rozptylný, trvanlivý, s velkou odrazností a barevně neselektivní. Ke zvýšení množství záření na výstupu dochází díky mnohonásobným odrazům, ke kterým dochází uvnitř koule.

Krystal se umístil do středu integrační koule, kde bývá umístěván zdroj světla, a optické vlákno bylo umístěno do různých vzdáleností od čela krystalu. Výsledky simulace jsou uvedeny v Tab. 9. Ve srovnání s množstvím navázaného záření do jednoho optického vlákna bez integrační koule dochází k trojnásobnému zvýšení množství navázaného scintilačního záření, viz Tab. 9. Je to však za cenu extrémního zvýšení složitosti celého senzoru. Použití integrační koule pak také způsobuje výrazné snížení výhod celého systému, které spočívají v možnosti měření v nepřístupných a v malých

prostorách. Jedná se však o variantu, která by v určitých speciálních aplikacích měla své opodstatnění. Příklad výsledku simulace je na Obr. 24.

Tab. 9. Výsledek simulace přenosu a navázání scintilačního záření jedním optickým vláknem v integrální sféře pro různé vzdálenosti vlákna od scintilačního krystalu. Parametry simulace: scintilační krystal rozměr: 25,4 * 25,4 mm, optický výkon zářiče 1 W, vlákno o průměru 1 mm a délce 100 mm, vyhodnocovací jednotka umístěna 0,5 mm od optického vlákna.

Vzdálenost vlákna od zdroje [mm]	0	7	17,3	20,3
Celkový přenesený optický výkon [W]	3,38E-3	3,61E-3	3,8E-3	3,56E-3



Obr. 24. Výsledek simulace přenosu a navázání scintilačního záření jedním optickým vláknem v integrální sféře pro vzdálenost vlákna od scintilačního krystalu 7 mm. Vlevo uspořádání simulace, vpravo výsledek simulace. Parametry simulace: scintilační krystal rozměr: 25,4 * 25,4 mm, optický výkon zářiče 1 W, vlákno o průměru 1 mm a délce 100 mm, vyhodnocovací jednotka umístěna 0,5 mm od optického vlákna.

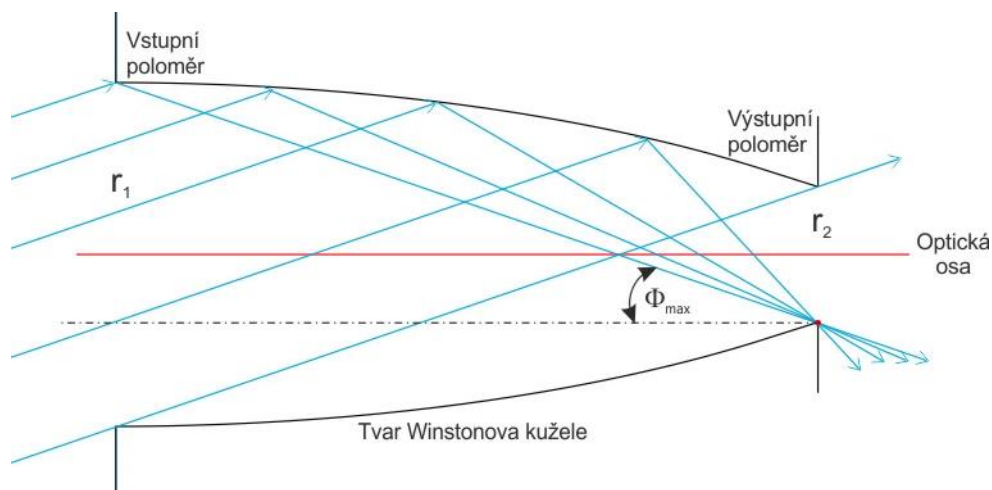
Mezi další metody, které by za určitých teoretických předpokladů mohly pomoci zvýšit úroveň navázání scintilačního záření ze scintilačního krystalu do jednoho nebo více optických vláken se řadí použití Winstonova kužele. Ten by sloužil ke sběru scintilačního záření z větší plochy scintilačního krystalu.

Winstonův kužel je mimoosová parabola navržená k maximalizaci shromažďování přicházejících paprsků v určitém zorném poli. Winstonovy kužely jsou světelné

koncentrátory, které se využívají především pro dalekohledy, protože nabízejí velmi vysokou účinnost přenosu do omezeného zorného pole. Winstonovy kužely se dále mohou používat ke koncentraci světla z velké oblasti na menší fotodetektor nebo fotonásobič. Maximalizují shromažďování přichozích paprsků tím, že umožňují mimosově se šířícím paprskům provést několik odrazů, než projdou výstupním otvorem. Navíc mohou být navrženy jako plné i jako duté, čímž lze minimalizovat materiál v dráze světla. Proto se minimalizuje možná absorpce, zejména v UV spektru fluorescenčního světla.

Winstonovy kužely jsou navrženy definováním dvou ze tří parametrů, viz Obr. 25: výstupní otvor r_2 , vstupní otvor r_1 a maximální úhel vstupu θ_{max} . Vzhledem k vstupní a výstupní cloně můžeme sledovat světelný paprsek, začínající ve vzdálenosti r_1 , tj. na vstupu Winstonova kužele, který vstupuje do kužele v úhlu θ_{max} . Parabola kužele je navržena takovým způsobem, že světlo je zaostřováno do bodu na konci kužele ve vzdálenosti r_2 .

Silnou stránkou Winstonových kuželů je jejich přenos. Světlo se ztrácí pouze díky odrazivosti materiálu použitého pro stěnu kužele nebo na základě rozdílu indexů lomu uvnitř a vně kužele.

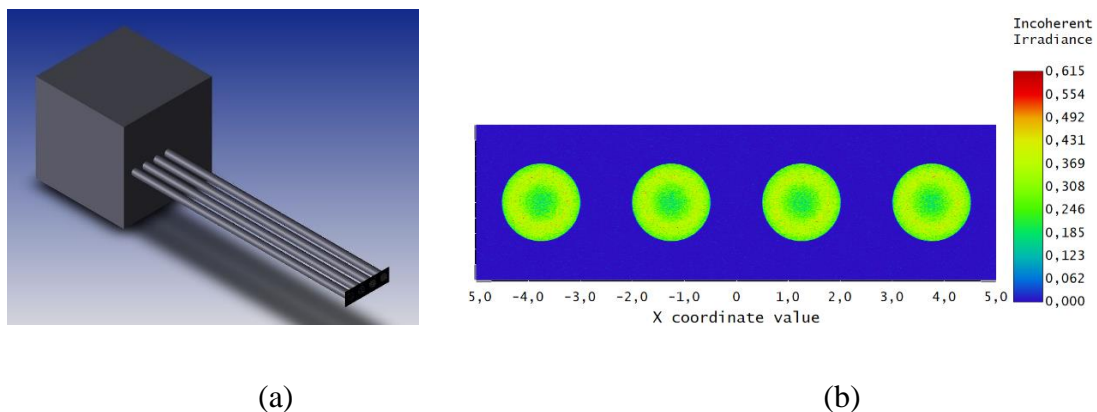


Obr. 25. Zobrazení průběhu optických svazků Winstonovým kuželem.

Při návrhu Winstonova kužele se musí dělat kompromisy mezi velikostí vstupního poloměru, výstupního poloměru a max. akceptovaného úhlu vstupujícího paprsku světla. Při zvětšování poměru vstupního a výstupního poloměru se zmenšuje max. úhel vstupu paprsku světla do Winstonova kužele. Při malém úhlu vstupního paprsku do Winstonova kužele dochází ke snižování množství fotonů splňujících tuto podmínku ve scintilačním krystalu. Tzn. malý zlomek fotonů ve scintilačním krystalu je přenesen na výstupní stranu Winstonova kužele. Simulace navíc ukázaly, že vycházející fotony z výstupní strany Winstonova kužele mají velký úhel. Právě úhel výstupních paprsků (scintilačních fotonů) je důležitý pro navázání fotonů do optického vlákna. Pro optické vlákno s numerickou aperturou 0,5 je mezní úhel navázání 30° . Z provedených simulací nám vychází, že větší

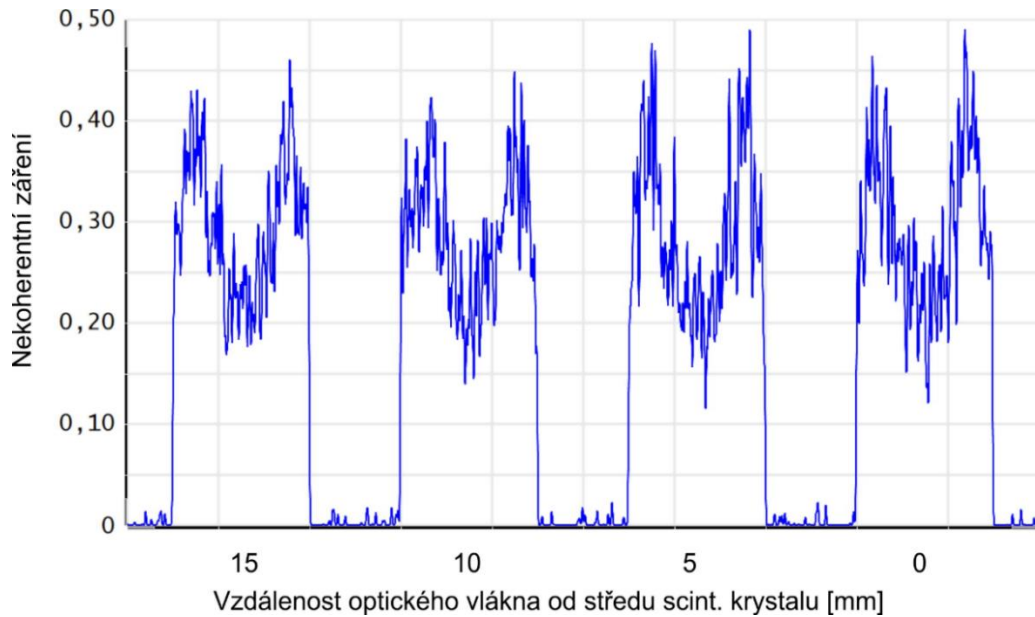
část fotonů vystupující z Winstonova kužele má výstupní úhel větší než 30° , a proto nedochází k úspěšnému navázání světla do optického vlákna. Z porovnání těchto simulací jsme došli k závěru, že pro navázání světla ze scintilačního krystalu do optického vlákna pomocí Winstonova kužele nedochází k výraznému navýšení počtu navázání fotonů do optického vlákna. Výroba Winstonova kužele je velmi náročná jak z hlediska přesnosti, tak i z hlediska ceny, a proto bylo upuštěno od jeho zakomponování do sestavy.

Před návrhem sensorové části byly provedeny simulace za účelem optimalizace umístění optického vlákna pro navázání co nejvíce scintilačního světla. Byl použit scintilační krystal ve tvaru krychle s hranou 20 mm a optická vlákna s průměrem 1,5 mm. Vlákna byla rozmístěna od středu scintilačního krystalu po hranu scintilačního krystalu. Na Obr. 26(a) je zobrazen model simulace, který se skládá ze scintilačního krystalu, vláken umístěných na přední stěně scintilačního krystalu v různé vzdálenosti od středu a detektoru. Výsledky simulace jsou zobrazeny na Obr. 26(b), kde je vidět profil intenzity scintilačního záření navázaného do jednotlivých optických vláken.



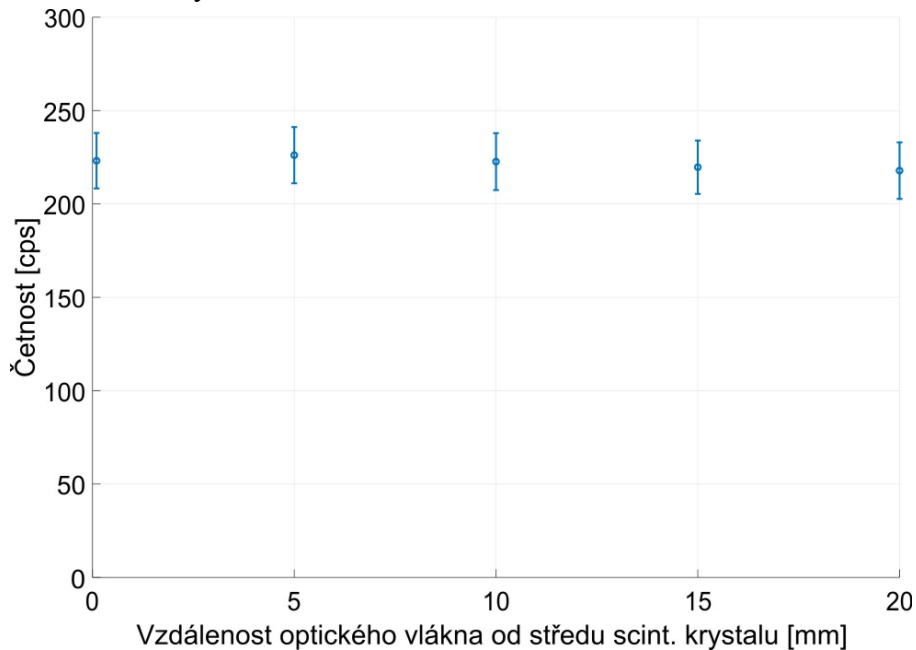
Obr. 26. Simulace navázání scintilačního světla do optického vlákna v různé vzdálenosti od středu scintilačního krystalu; (a) model simulace; (b) profil intenzity navázaného scintilačního záření do optických vláken umístěných v různé vzdálenosti od středu scintilačního krystalu.

Příčný profil intenzity navázaného scintilačního záření do optických vláken v závislosti na vzdálenosti od středu scintilačního krystalu jsou zobrazeny na Obr. 27. Z výsledků simulace lze tedy dle Obr. 26(b) a Obr. 27 usoudit, že vliv polohy optického vlákna na množství navázaného scintilačního záření ze scintilačního krystalu o tvaru krychle s hranou 20 mm do optického vlákna nemá žádný vliv a lze tedy přiložit optické vlákno v libovolném místě přední strany scintilačního krystalu.



Obr. 27. Příčný profil intenzit scintilačního záření navázaného do jednotlivých optických vláken v různých vzdálenostech od středu krystalu.

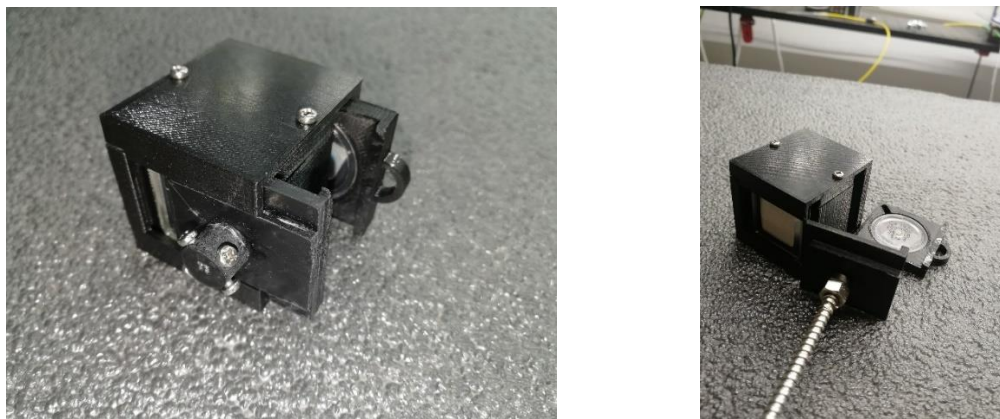
Pro ověření pravdivosti simulace bylo provedeno experimentální měření v laboratorních podmínkách. V experimentu byl použit scintilační krystal NaI(Tl) a optické vlákno FP1500URT o délce 1 m. Z výsledku měření, které je zobrazeno na Obr. 28 lze konstatovat, že na množství navázaného scintilačního záření nemá vliv poloha umístění optického vlákna na přední straně scintilačního krystalu. Pro návrh konstrukce senzoru bylo rozhodnuto konektor s optickým vláknem umístit vždy do středu scintilačního krystalu.



Obr. 28. Experimentální ověření vlivu polohy optického vlákna vůči středu scintilačního krystalu na množství navázaného scintilačního záření.

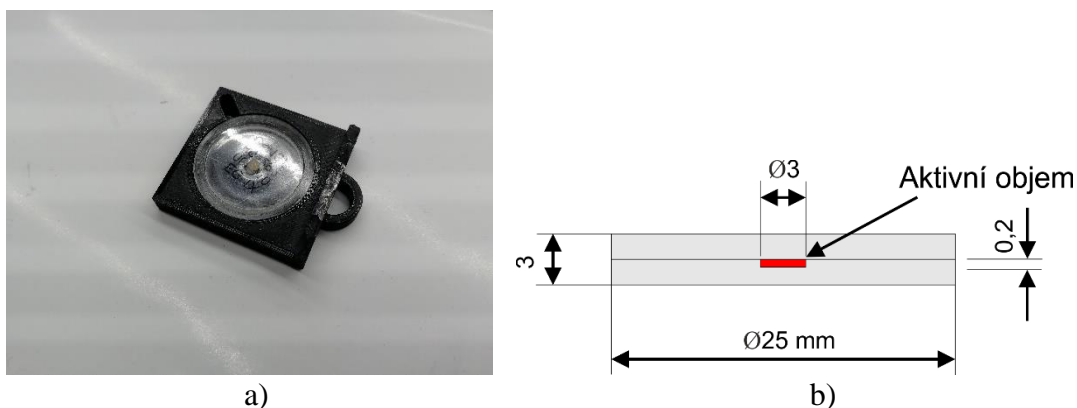
Dle výsledků simulací byl návrh senzoru ionizujícího záření proveden pro konkrétní scintilační krystaly, jejichž výběr je popsán v kap. 2.1. Připojení optického vlákna k senzoru je realizováno prostřednictvím optického konektoru SMA905. Konstrukce senzorů se skládá ze scintilačního krystalu, pouzdra a optického připojení.

Pro první experimentální měření byla navržena plastová konstrukce senzoru s vyměnitelnými čely a vytisknuta na 3D tiskárně. Tato plastová konstrukce umožňuje provádět rychlé změny v uspořádání měření. Senzor znázorněný na Obr. 29 se skládá ze samostatného těla senzoru, do kterého se umísťuje scintilační krystal, přední konektorová sekce a zadní část pro zdroj ionizujícího záření. Přední sekce umožňuje rychlou změnu v napojení optické linky – přímé napojení jednoho, nebo více libovolných optických vláken nebo použití optického konektoru. Je možné také polohovat umístění vláken nebo konektoru mimo střed scintilačního krystalu. Zadní část senzoru dovoluje jednoduchou výměnu zdrojů ionizujícího záření tak, aby byla stále ve stejné vzdálenosti a ve stejné pozici vůči scintilačnímu krystalu.



Obr. 29. Konstrukce senzoru vytisknuta na 3D tiskárně.

Pro měření během návrhu a následné charakterizaci optického vláknového dozimetru jsme používali etalony zdrojů záření gama ^{60}Co a ^{137}Cs (Eurostandard-cz). Jedná se o odvážené množství standardního roztoku, který je nakapán na disk filtračního papíru v polymethylmetakrylátové kapsli, viz Obr. 30.



Obr. 30. Certifikované radionuklidy v podobě plastových disků; a) radionuklid umístěn v zadní části senzoru, pro snadnou výměnu; b) konstrukce plastového disku.

Pro skladování zdrojů ionizujícího záření používáme olověné kontejnery, viz Obr. 31, které zabraňují jak nechtěnému ozáření a ovlivnění měřených dat, tak i chrání osoby během měření. Zdroje jsou při skladování uloženy v trezoru. Zdroj ionizujícího záření byl umístěn na zadní část senzoru, viz Obr. 29. Konstrukce výměnné zadní části senzoru s ionizujícím zdrojem také zamezuje vniknutí okolního světla do senzoru během měření a výrazně omezuje vniknutí vnějšího záření do krystalu během výměny zdroje ionizujícího záření. Seznam použitých nuklidů s různými aktivitami je uveden v Tab. 10.

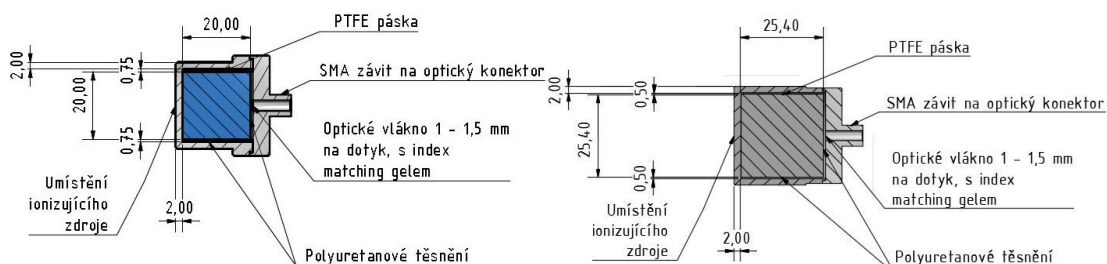


Obr. 31. Ochranné olověné kontejnery zdrojů ionizujícího záření kobaltu a cesia.

Tab. 10. Seznam certifikovaných radionuklidových materiálů CRM.

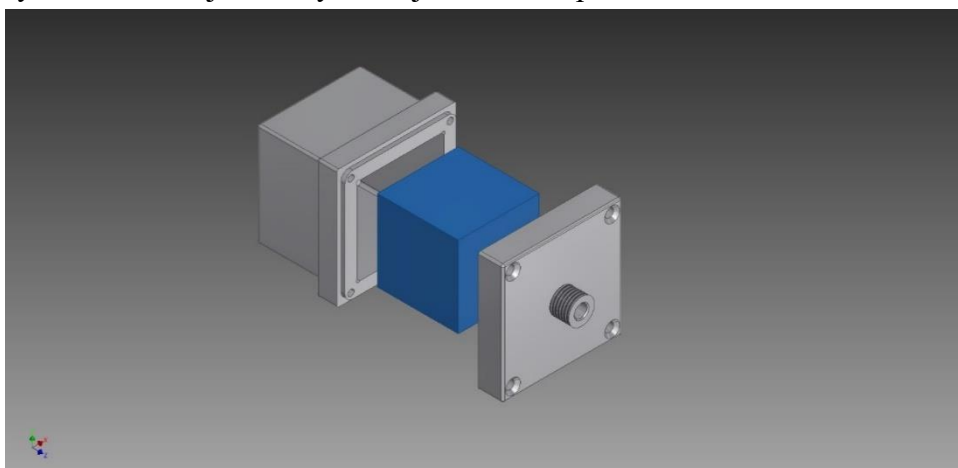
ID	Radionuklid	Typ	Referenční datum (DD.MM.RRRR)	Referenční aktivita (kBq)	Nejistota aktivity (kBq)
1	^{60}Co	EG 3X	08. 07. 2019	318.0	1.6
2	^{60}Co	EG 3	08. 07. 2019	248.1	1.7
3	^{60}Co	EG 3	08. 07. 2019	148.8	0.7
4	^{137}Cs	EG 3	08. 07. 2019	344.2	2.8
5	^{137}Cs	EG 3X	08. 07. 2019	249.8	2.0
6	^{137}Cs	EG 1X	08. 07. 2019	128.3	1.0

Plastová konstrukce senzoru umožnila experimentálně ověřit umístění optických vláken, vliv množství optických vláken na přenos signálu, citlivost různých krystalů na různé nuklidy a jejich aktivity a umožnila provést návrh průmyslové verze senzoru. Pro průmyslové využití byl navrhnout senzor ionizujícího záření z hliníku, viz Obr. 32. Hliníkové pouzdro těsně obklopuje scintilační krystal a zabraňuje mechanickému poškození a ozáření vnějším světlem.



Obr. 32. Konstrukce senzoru a) scintilační materiály o hraně 2 cm b) pro scintilační materiály o průměry 2,54 cm a délce 2,54 cm.

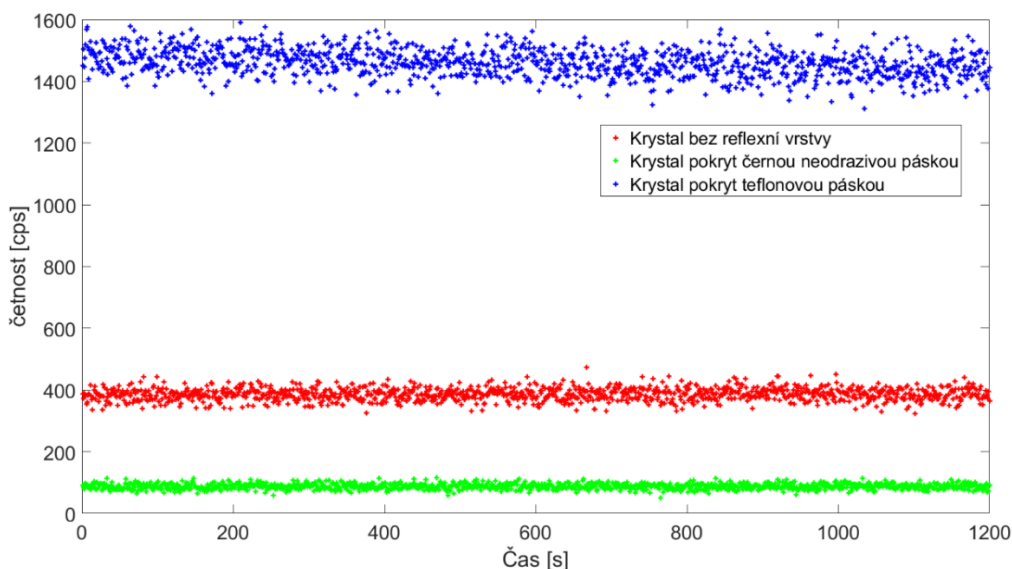
Pouzdro je navrženo tak, aby mezi zdrojem ionizujícího záření a scintilačním materiálem bylo ve všech směrech, mimo výstupní strany, stejné množství konstrukčního materiálu. Celý senzor Obr. 33 se skládá z těla senzoru se scintilačním krystalem a víka s konektorem SMA905 pro připojení optické linky. Optická linka se na víko senzoru připojí až po jeho uzavření. Tím je zajištěno, že konec optické linky a přední strana krystalu senzoru jsou vždy ve stejné relativní poloze.



Obr. 33. Návrh konstrukce senzoru skládající se z těla senzoru, scintilačního krystalu a víka s konektorem SMA905.

Do hliníkového senzoru lze umístit scintilační materiály z anorganických krystalů nebo scintilátory plastové. Při použití optického vlákna mezi scintilačním materiálem a detektorem lze nevyhnutelně do optického vlákna přenést pouze část generovaného scintilačního záření z celého objemu scintilačního materiálu. Tato část závisí na průměru a NA optického vlákna. Proto byly vybrány krystalové materiály s vysokou hustotou, které mohou absorbovat významnější část dopadajícího ionizujícího záření v malém objemu. Pro zvýšení množství navázaného světla do optického vlákna lze obalit scintilační materiál z 5–ti stran teflonovou páskou, která umožní scintilačnímu světlu znásobit vnitřní odrazy a zvětšit pravděpodobnost navázání scintilačního světla do optického vlákna. Teflonová páska, odráží více než 95 % světla ve světelném spektru kolem 400 nm. Alternativou pro teflonovou pásku je napaření reflexní vrstvy na 5 stran scintilačního hranolu a na zbývající stranu, kde se nachází konektor optické linky, napařit

antireflexní vrstvu. Napařování vrstev má oproti teflonové pásce výhodu, že se téměř nezmění vnější rozměry krystalu a lze nastavit proces napařování přímo na vlnovou délku scintilačního záření. Tím lze zvětšit účinnost odrazu scintilačního záření uvnitř krystalu a naopak snížit vnitřní odraz na straně konektoru optické linky použitím antireflexivní vrstvy. Nevýhodou je trvalá změna povrchu krystalu a velká finanční náročnost oproti použití teflonové pásky. Porovnání různých vrstev scintilačního krystalu je na Obr. 34.



Obr. 34. Množství navázaného světla do optické linky s různým pokrytím scintilačního krystalu.

Pouzdro bylo proto navrženo tak, aby scintilační krystal mohl být vždy obalen vrstvou teflonové pásky, která navíc také chrání krystal před potenciálním poškozením v případě mechanických nárazů do senzoru při manipulaci. Senzor z hliníku byl vytvořen ve dvou verzích. První verze je pro scintilační krystaly tvaru krychle o hraně 20 mm (Obr. 35a). Druhá verze je pro scintilační krystaly o tvaru válce s průměrem 25,4 mm a délce 25,4 mm (Obr. 35b).



a)



b)

Obr. 35. Návrh senzoru: a) otevřená konstrukce senzoru pro krychlové scintilační krystaly; b) zavřená konstrukce senzoru pro scintilační krystaly o tvaru válce s připojenou optickou linkou.

Konstrukce pouzdra senzoru umožňuje i potenciální použití scintilačních materiálů, které jsou již z důvodu hygroskopičnosti vloženy ve vlastním hliníkovém krytu s výstupním okénkem. Tyto scintilační materiály jsou již z výroby na vnitřní části krytu natřeny bílou odrazivou vrstvou, která je variantou obalení teflonovou páskou. Stejná barva bývá použita i v pouzdrech kapalných a práškových scintilačních materiálů. Konstrukce senzoru tak umožňuje využití i těchto scintilačních materiálů. Jediným omezením jsou vnější velikosti krytu scintilátoru a okénko pro výstup scintilačního světla, které musí být umístěno ve středu jedné ze stran krytu. Konstrukce senzoru s připojenou optickou linkou je na Obr. 36.



Obr. 36. konstrukce optovláknového senzoru pro měření ionizujícího záření s připojením optickým vláknem.

Případné použití kapalných scintilačních materiálů nabízí širší, ale technologicky náročnější možnosti budoucího využití optického vlákna. Tato oblast je předmětem dalšího zkoumání.

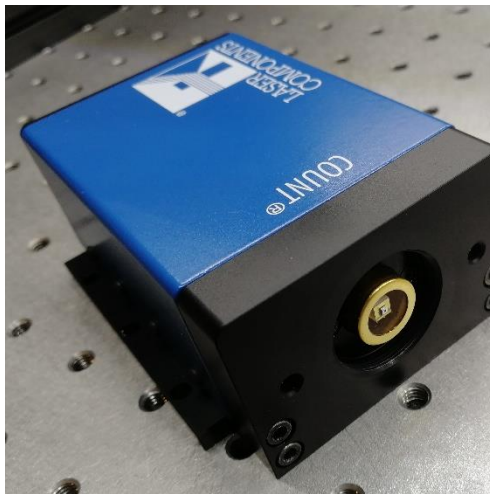
3.3 Vyhodnocovací jednotka

K vývoji a charakterizaci optického dozimetru byly použity dvě vyhodnocovací jednotky, jednofotonový čítač (Laser Components) a fotonásobič (Et-Enterprises). Primární vyhodnocovací jednotkou během vývoje byl jednofotonový čítač, jehož hlavní předností jsou malé rozměry, jednoduché nastavení a nízkonapěťové napájení. Tyto vlastnosti umožňují snadnou přenositelnost a instalaci měřicího systému.

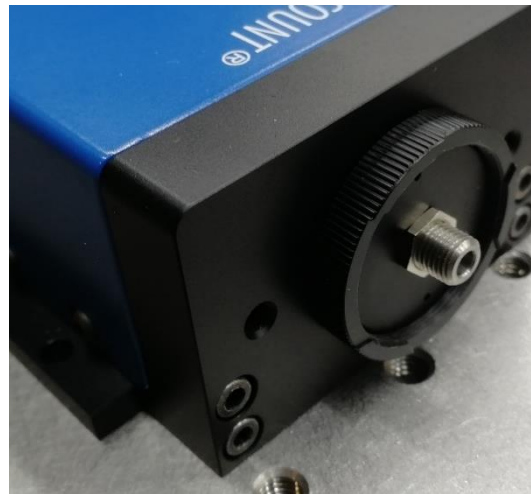
V naprosté většině dozimetrů využívajících scintilační materiály je využíván fotonásobič. To je však vakuová trubice, která vyžaduje vysokonapěťové napájení a její manipulovatelnost je tak obtížnější. Vzhledem k jeho široké využívanosti je velmi dobře popsán a jeho citlivost a odezva na měřené signály je velmi dobře známa. Proto jsme při vývoji optovláknového dozimetru používali fotonásobič zejména jako referenční

a kontrolní vyhodnocovací jednotku. Všechna měření tak byla provedena jednofotonovým čítačem a ověřená fotonásobičem.

Jednofotonový čítač (SPC) série Count Blue (Obr. 37a) používá k detekci fotonů APD a následně vyhodnocovací elektronikou převádí signál na výstup. Rozsah detekčních vlnových délek použitého jednofotonového čítače je od 380 nm do 500 nm s kvantovou účinností 55 % na vlnové délce 405 nm. Výstupem SPC je předzpracovaný tranzistorový logický signál (TTL) s šumem temných pulsů 10 pulsů/s. SPC má průměr aktivní plochy APD 100 μm s typickou mrtvou dobou 45 ns. Výhodou SPC jsou malé rozměry a napájení 24 V. To vede k jednoduššímu elektrickému zapojení, kdy není nutný dělič vysokého napětí a další elektronika. Nevýhodou je menší průměr aktivní plochy a s tím související složitost soustředění scintilačního světla z optického vlákna na aktivní čip. Při použití optické linky s optickým vláknem o větším průměru je jen malá část scintilačního světla detekovaná vyhodnocovací jednotkou bez využití dalších optických prvků. Tato malá část světla ale stačí k vyhodnocení ionizujícího záření. Pro připojení optického vlákna je k vyhodnocovací jednotce připojena redukce s konektorem SMA905 (Obr. 37b), který zaručuje pevné připojení optické linky k jednotce a zároveň zaručuje pro každé měření stejnou pozici optické linky vůči vyhodnocovací jednotce. Tímto je spojení také zabezpečeno vůči vniknutí okolního světla do optické linky nebo vyhodnocovací jednotky viz Obr. 38.

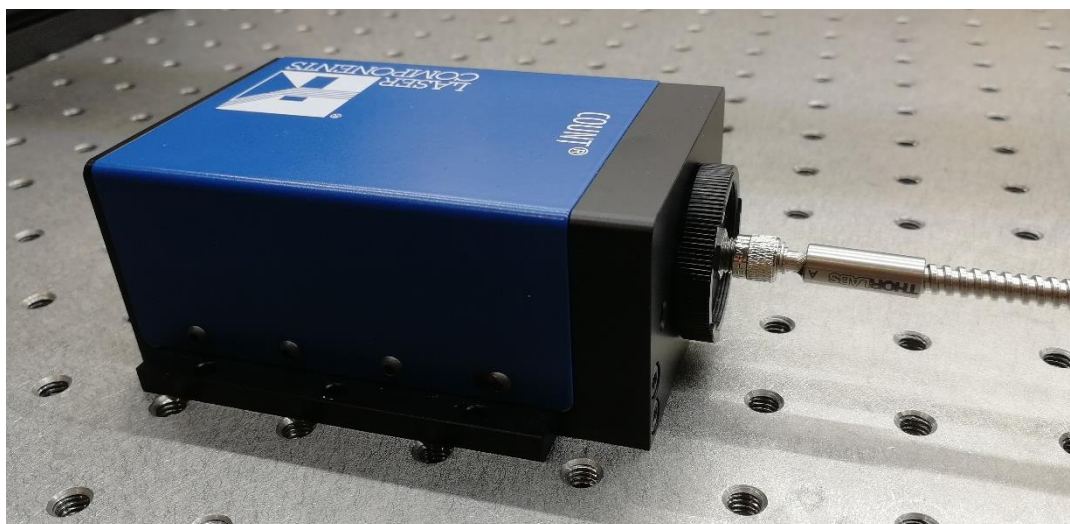


a)



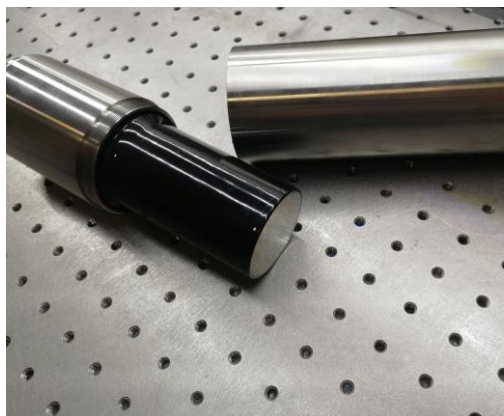
b)

Obr. 37. Fotografie jednofotonového čítače; a) s aktivní snímací plochou čipu APD 100 μm ; b) s redukcí a nástavcem pro připojení optického konektoru SMA 905.

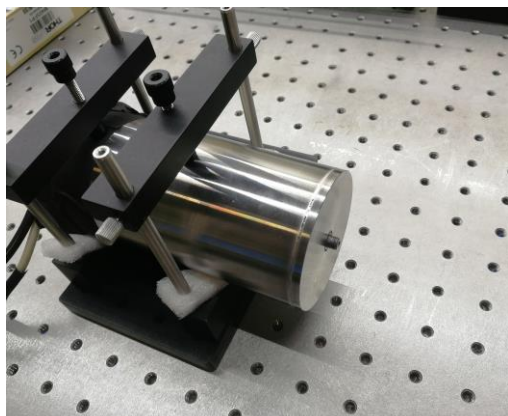


Obr. 38. Jednofotonový čítač s redukcí a konektorem SMA905 s pripojenou optickou linkou.

Pro referenční a kontrolní měření byl použit fotonásobič (9266B, Et-Enterprises, Texas, USA) s detekovatelným rozsahem vlnových délek od 290 nm do 630 nm s kvantovou účinností 30%. Ve srovnání s SPC má větší aktivní plochu s průměrem vstupního okna 51 mm. Výstupní signál není předem zpracován, takže potenciálně umožňuje provést spektrální rozlišení měřeného scintilačního záření. Na rozdíl od SPC fotonásobič však vyžaduje vysokonapěťový zdroj a související elektronické subsystemy. Fotonásobič je chráněn na zadní straně nerezovou trubicí zaručující mechanickou ochranu napěťového děliče a přívodních kabelů pro vysokonapěťové napájení a signálový kabel. Na zadní ochranu je našroubovaná přední část konstrukce, která má na čele optický konektor SMA905, viz Obr. 39. Konektor je umístěn ve středu konstrukce a z vnitřní strany je vybaven distanční vložkou z nerezové oceli zaručující konstantní vzdálenost konce optického vlákna od aktivního povrchu fotonásobiče – katody. Po uzavření trubkovité konstrukce je fotonásobič dobře odstíněný od elektromagnetického rušení okolí a zároveň je zabráněno vniknutí světla na fotonásobič.



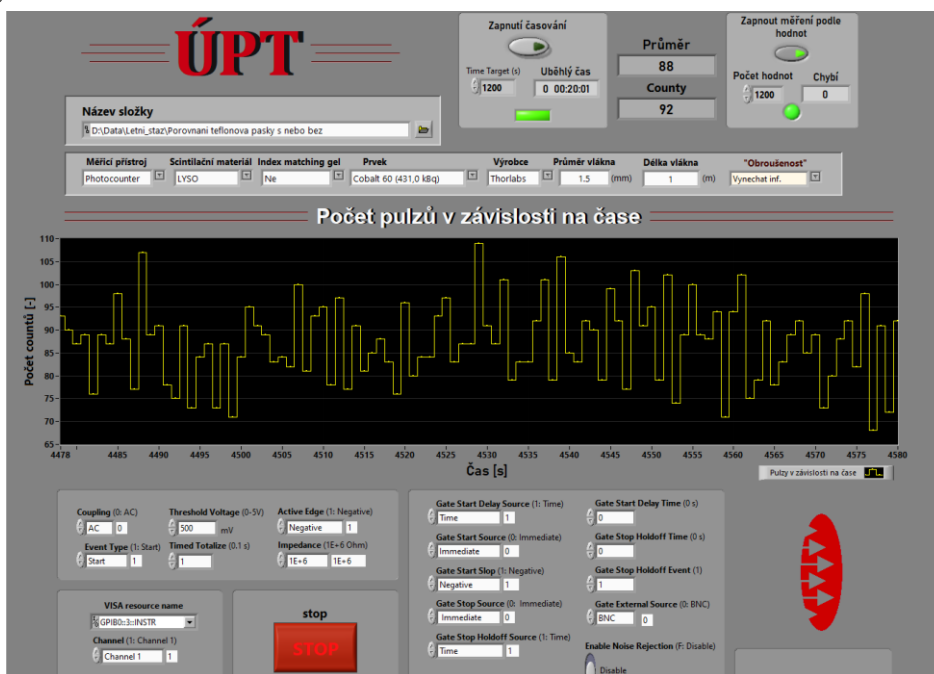
a)



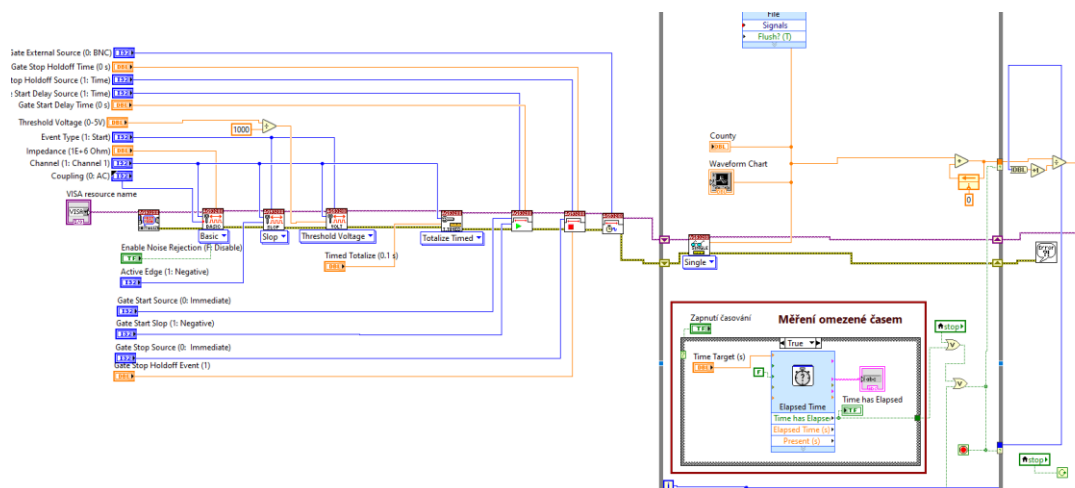
b)

Obr. 39. Fotonásobič s ochranou konstrukcí; a) ochranná konstrukce z nerezové oceli chránící napěťový dělič a kabeláž; b) přední část ochranného krytu fotonásobiče s optickým konektorem pro připojení optické linky k vyhodnocovací jednotce.

Experimentální optovláknové měření ionizujícího záření je ovládáno z programu vytvořeném v programu LabView (Obr. 40 a Obr. 41). Řídicím programem lze snadno nastavovat a ovládat jednotlivé vyhodnocovací jednotky. Komunikace mezi čítači a určení parametrů měření se provádí před startem měření přímo v řídicím programu. Měření samotné potom již probíhá plně automaticky bez potřeby zásahu obsluhy. Veškerá data z průběhu měření se zaznamenávají do textových souborů pro pozdější detailnější vyhodnocení. Náhled části výsledků je k dispozici v reálném čase na předním panelu programu.



Obr. 40. Přední panel programu pro ovládání a zaznamenání dat z měření optovláknového detektoru.

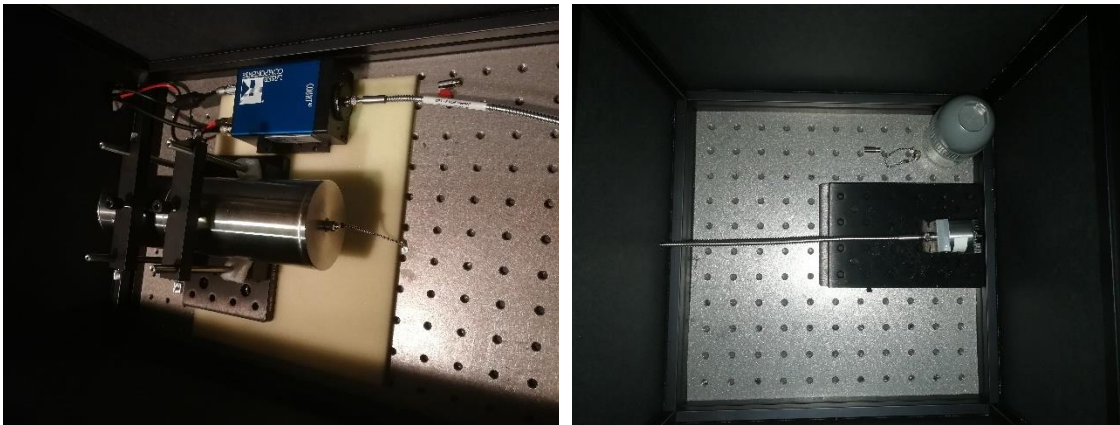


Obr. 41. Náhled programového prostředí LabView.

Na základě uvedených simulací, experimentálních měření a vyvinutých technikách, jsme provedli sestavení celého systému pro měření ionizujícího záření. Konstrukce optické linky byla vybrána z jednoho optického vlákna, zakončena SMA 905 konektory. Senzorová část je vyrobená z hliníku s rozměry danými jednotlivými scintilačními krystaly. Hlavní vyhodnocovací jednotka byla vybrána SPC s referenční a kontrolní jednotkou PMT.

4 MĚŘENÍ A VLASTNOSTI OPTOVLÁKNOVÉHO SENZORU IONIZUJÍCÍHO ZÁŘENÍ

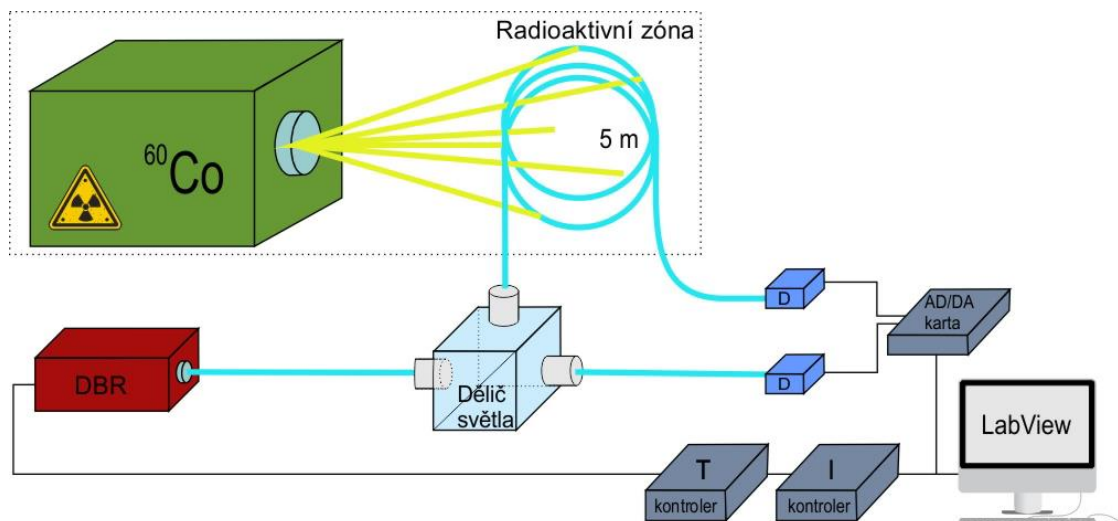
Kompatibilita jednotlivých částí optovláknového senzoru ionizujícího záření se scintilačním krystalem byla proměřena a ověřena v laboratorních podmínkách, viz Obr. 42. Bylo potřeba ověřit odolnost optické linky, zejména samotných optických vláken na vliv ionizujícího záření. Také byl měřen vliv šíření obalových vidů vzniklých při navazování scintilačního záření do optického vlákna a potenciálním spojením více optických linek do jednoho vlákna. Optický vláknový dozimetr byl charakterizován s co nejvíce vhodnými a dostupnými scintilačními krystaly, vláknovými linkami a vyhodnocovacími jednotkami. Hlavním cílem bylo nalezení nejoptimálnější kombinace optovláknového měřicího systému a jeho charakterizace.



Obr. 42. Měření vlastností optovláknového senzoru ionizujícího záření v laboratorních podmínkách.

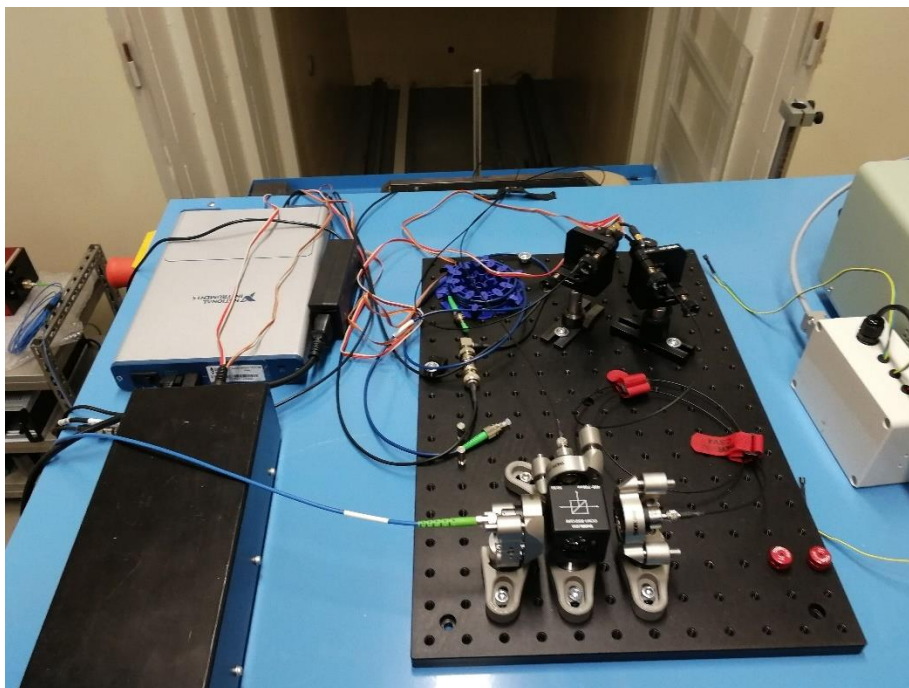
4.1 Radiční odolnost optických vláken

Jedna z velkých výhod optických vláken je jejich velká odolnost vůči okolnímu prostředí. Optická vlákna jsou imunní vůči většině chemických prostředků a elektromagnetickému záření a mohou být použita v prostředí s nebezpečnými a výbušnými látkami. Jejich odolnost ale samozřejmě ovlivňuje materiálové složení, ze kterých je optické vlákno vyrobeno. Protože optická vlákna jsou používána v systému pro přenesení scintilačního záření ze scintilačního krystalu, očekává se, že část vlákna bude vždy potenciálně vystavena působení ionizujícího záření. Výrobci optických vláken nezveřejňují přesné složení a množství příměsí optických vláken, proto nelze aplikovat matematické modely pro určení odolnosti optických vláken vůči ionizujícímu záření. Proto bylo potřeba jejich odolnost experimentálně ověřit. Pro toto měření byla navržena sestava, viz Obr. 43.



Obr. 43. Sestava na měření radiační odolnosti optických vláken.

Metoda umožňuje kontinuálně sledovat útlum optického vlákna v reálném čase po celou dobu měření. Měřicí systém se skládá ze zdroje záření – laser DBR, který je stabilizován na vlnové délce 632,8 nm pomocí optické absorpční kvety a byl vyvinut na UPT [73]. Výstup laseru je přiveden optickým vláknem přes optický kolimátor do optického děliče světla. Dělič světla rozděluje laserový paprsek na dvě ramena: referenční a měřicí. Na výstupu děliče referenčního ramena je světlo s využitím kolimátoru navázáno do optického vlákna o délce 1 m. Referenční vlákno je umístěno mimo zdroj ionizujícího záření a slouží ke kompenzaci teplotních vlivů na vlákno a nestability výkonu laseru. Optická vlákna jsou umístěna co nejbližší u sebe, aby vliv okolního prostředí působil na obě vlákna stejně. Z druhého výstupu děliče světla je světlo navázáno do měřicího ramena s délkou 7 m opět s využitím kolimátoru. Část optického vlákna s délkou 5 m je vystavena působení ionizujícího záření. Zbylé 2 m vlákna jsou použita k přivedení optického vlákna do ozařované části. Výstupy obou vláken jsou připojeny na identické křemíkové detektory, které mají nastavený stejný zisk a jsou napájeny z jednoho zdroje. Detektory jsou umístěny co nejbližší u sebe, aby se minimalizovaly případné teplotní vlivy, jak lze vidět na Obr. 44. Signály z detektorů jsou čítány pomocí karty NI USB-6315 AD/DA a ukládány/zobrazeny v programu LabView.



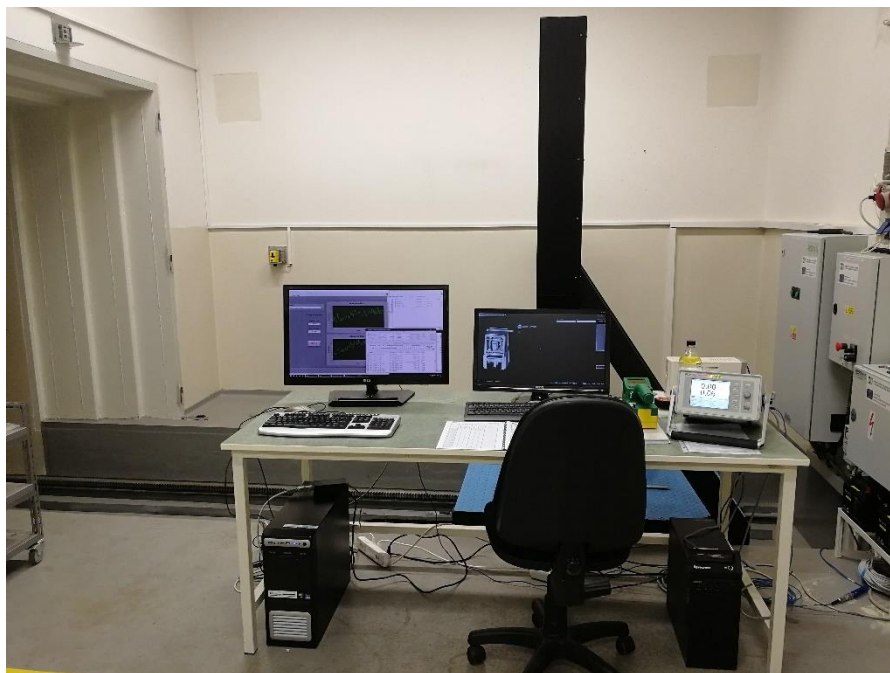
Obr. 44. Optická sestava pro měření odolnosti optických vláken při ozařování gama zářením.

Tab. 11: Ozařovaná optická vlákna.

Označení vlákna	Materiál jádra	Materiál obalu	Průměr jádra [μm]	Průměr obalu [μm]	Vložný útlum @810 nm [dB/m]	NA	Teplotní rozsah použití [°C]
Mitsubishi ESKA	PMMA	fluorovaný polyethylen	980	1500	0,25 (650 nm)	0,58	<-55; 105>
FP1000URT	čistý SiO ₂	Hard Polymer	1000	1035	0,012	0,5	<-40; 85>
FP1000ERT	čistý SiO ₂	Hard Polymer	1000	1035	0,012	0,5	<-40; 85>
AFSH	čistý SiO ₂	SiO ₂ – F	910	1000	cca 0,006	0,22	<-40; 200>

Pro porovnání vlivů ionizujícího záření na optická vlákna byla vybrána optická vlákna s různými parametry a složením optického jádra a obalu viz Tab. 11. Všechna tato optická vlákna mají průměr optického jádra blízký se 1 mm. Jako zástupce plastových optických vláken bylo vybráno vlákno od společnosti Mitsubishi ESKA™ Hi-Temp 1.0 x 1.5 mm Simplex Cable. Vlákno má jádro z PMMA a optický obal z fluorovaného polyethylenu.

Optické vlákno má velkou numerickou aperturu $NA = 0,58$ a velký teplotní rozsah použití v rozmezí od -55 °C do 105 °C . Toto plastové optické vlákno bylo vybráno jako obecný zástupce plastových optických vláken, protože je v literatuře často využíváno pro měření nízkoenergetického ionizujícího záření [74-76]. Další vlákna pro srovnání byla vybrána s jádrem z čistého SiO_2 , u kterých je předpoklad větší radiační odolnosti. Vlákno FP1000URT s jádrem z čistého oxidu křemičitého a obalu z materiálu označeného Hard Polymer bylo vybráno pro vysoký obsah hydroxylových skupin v jádře vlákna, který snižuje vložný útlum optického vlákna na vlnových délkách v blízkosti 400 nm. U většiny běžně používaných scintilačních krystalů pro detekci gama záření vzniká při detekci ionizujícího záření scintilační záření právě v blízkosti vlnové délky 400 nm. FP1000URT má velmi nízký základní vložný útlum 0,012 dB/m na vlnové délce 810 nm a spektrální rozsah $\lambda = \langle 300; 1200 \rangle$ nm s numerickou aperturu 0,5. Vlákno FP1000ERT je velmi podobné vláknu FP1000URT s rozdílem obsahu hydroxylových skupin, vlákno PF1000ERT jich obsahuje malé množství. Spektrální rozsah tohoto vlákna je $\lambda = \langle 400; 2400 \rangle$ nm. Vlákno AFSH má jádro z čistého SiO_2 a obal je zde tvořen z SiO_2 , které je dopováno fluorem z důvodu snížení indexu lomu optického obalu vůči optickému jádru. Toto optické vlákno má numerickou aperturu $NA = 0,22$ a spektrální rozsah $\lambda = \langle 300; 2400 \rangle$ nm. AFSH má nízký základní vložný útlum 0,2 dB/m na vlnové délce 400 nm.



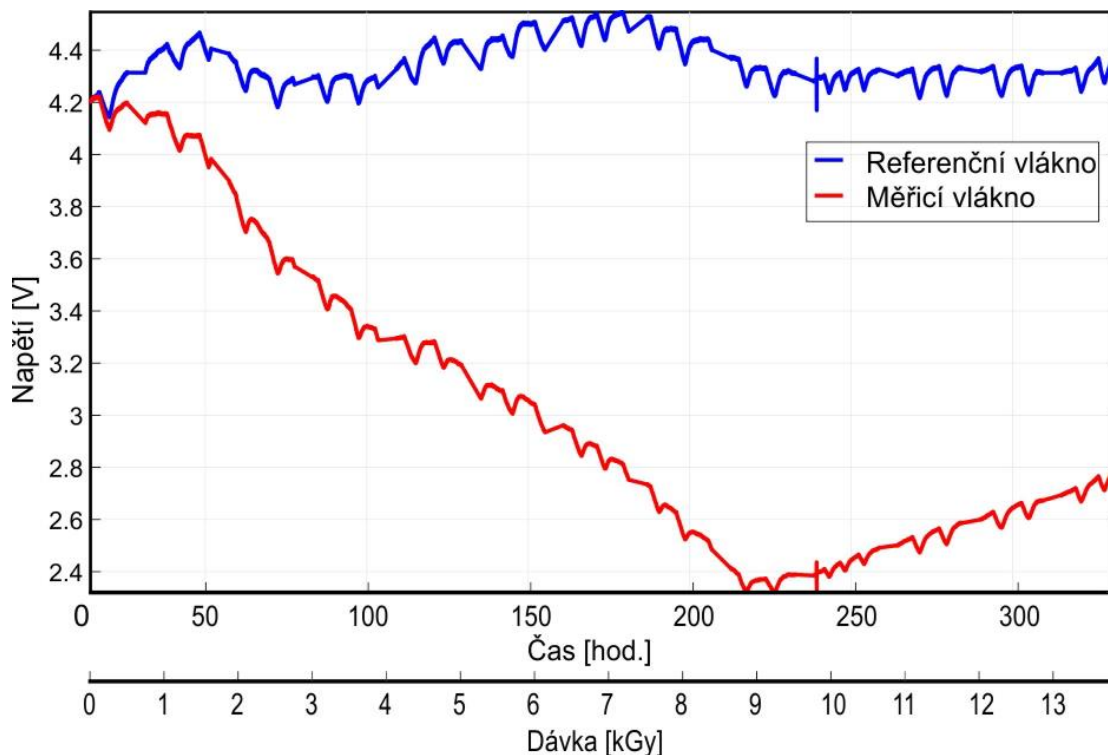
Obr. 45. Laboratoř s kobaltovým zdrojem TERABALT, umístěná ve firmě VF a.s.

Optická vlákna jsou zakončena konektory SMA pro snadné připojení a možnost výměny. Čelní strany vláken jsou po nalepení konektoru SMA vybroušeny a vyleštěny. Celé optické vlákno je chráněno smršťovací bužírkou, aby se zabránilo nechtěnému navázání okolního světla do optického vlákna, a nedošlo tak k ovlivnění množství světla zaznamenaného na detektoru. Kromě toho smršťovací bužírka dodává optickému vláknu větší mechanickou odolnost.

Zdrojem ozařování byl kobaltový zdroj TERABALT umístěný ve firmě VF a.s., viz Obr. 45. Zdroj ionizujícího záření je ve stíněné laboratoři na kolejové platformě, která zaručuje široké možnosti použití a experimentů. Zdrojem ionizujícího záření je izotop kobaltu 60, jehož dávkový příkon lze ovládat účinností kolimace a také vzdáleností umístění ozařovaného předmětu. Celková dávka ozáření D je pak dávka vynásobená časovým úsekem ozařování (20).

$$D = \frac{dD}{dt}, [Gy \cdot s^{-1}] \quad (20)$$

kde D je dávkový příkon; dD je přírůstek dávky; dt je časový interval.

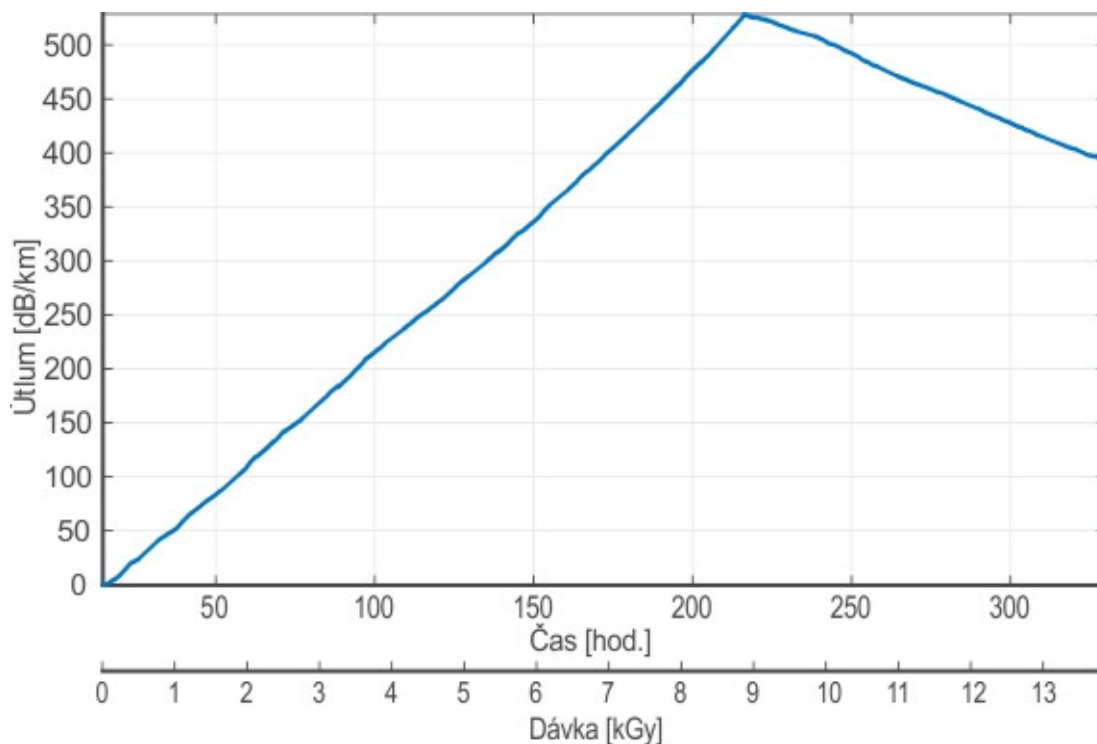


Obr. 46. Záznam napětí z detektorů měřicího a referenčního vlákna na optických detektorech měřících útlum plastových vláken PMMA při ozáření zdrojem ^{60}Co s celkovou dávkou 9 kGy a dávkovým příkonem 41,22 Gy/h.

Všechna měřená optická vlákna byla ozařována celkovou dávkou $D = 9$ kGy s dávkovým příkonem $DP = 41$ Gy/h. DP se u jednotlivých optických vláken mírně lišil z důvodu rozdílného maximálního možného svinutí optického vlákna. Průměr svinutí

optického vlákna pak omezovalo vzdálenost od ionizujícího zdroje a mírné odchylky vzniklé nastavováním fixačního mechanismu do správné pozice.

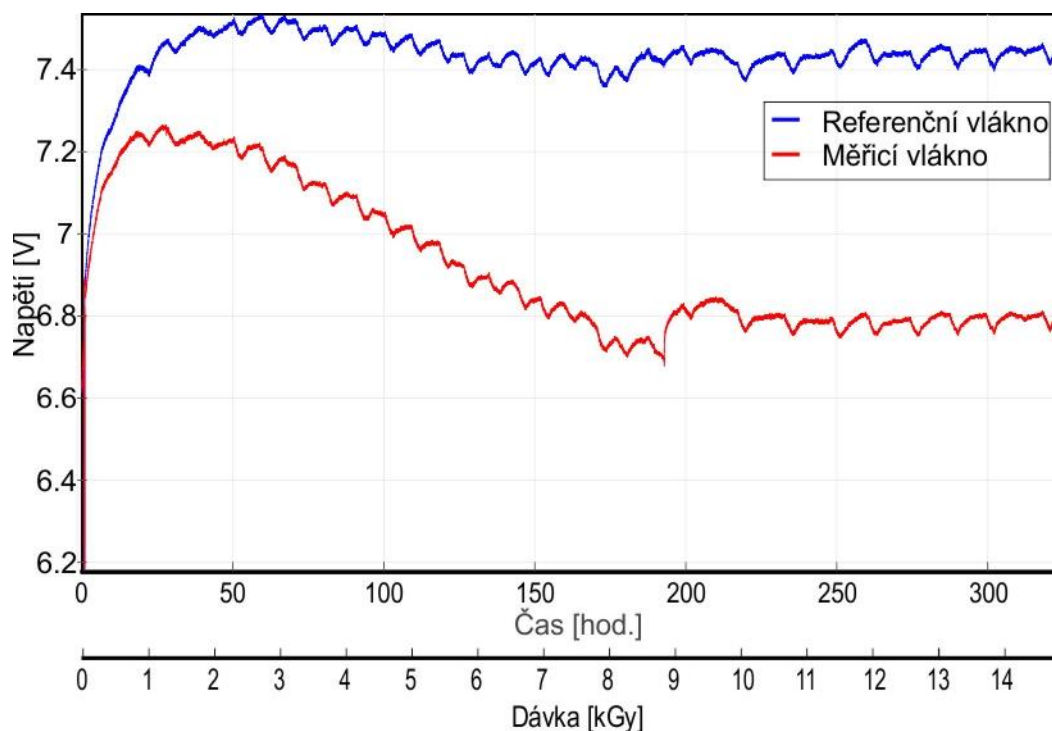
Na Obr. 46 lze vidět narůstající napěťový rozdíl detektorů měřícího a referenčního plastového optického vlákna v průběhu ozařování zdrojem ^{60}Co . Z obrázku lze také vidět nestabilitu výkonu laserového zdroje vytvářející na průběhu obou křivek mírné kolísání napětí. Toto napěťové kolísání nemá na výsledný průběh útlumu vliv, neboť dochází díky referenčnímu vláknu k jeho odečtení, jak je vidět na Obr. 47. Po přepočtu z napětí detektorů na útlum PMMA vlákna (dB/km) dochází k lineárnímu růstu útlumu optického vlákna s maximálním útlumem 533 dB/km při celkové dávce 9 kGy. Po ukončení ozařování začíná okamžitá relaxace optického vlákna, která je také lineární. Při ukončení měření (z časového důvodu) došlo po 100 hodinách relaxace vlákna ke snížení útlumu na hodnotu 388 dB/km. Lze se domnívat, že to není konečná hodnota obnovení útlumu PMMA vlákna. V budoucnu bude probíhat měření, které stanoví dobu, při které dojde k úplné nebo maximální relaxaci vložného útlumu optického vlákna. To je však závislé na časových možnostech ozařovny.



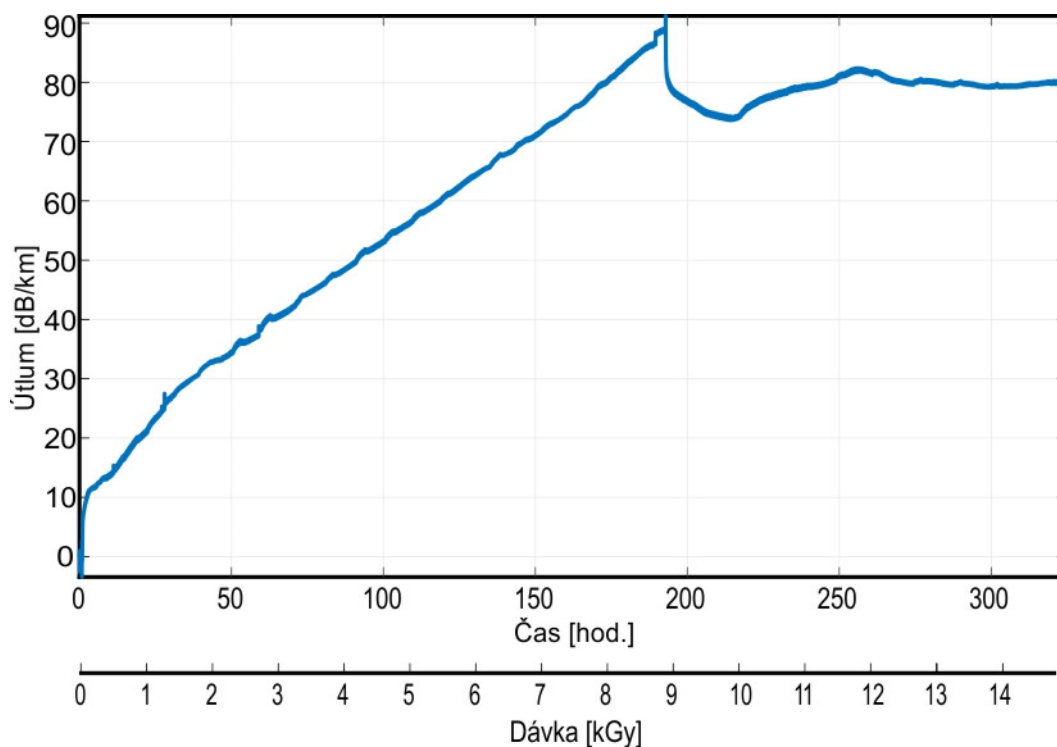
Obr. 47. Útlum plastového vlákna PMMA při ozáření ionizujícím zdrojem ^{60}Co s celkovou dávkou 9 kGy a dávkovým příkonem 41,22 Gy/h; přepočet na útlum vlákna v dB/km v závislosti na celkové dávce.

Na Obr. 48 se nachází záznam napětí z detektorů optických vláken s čistě křemenným jádrem s vysokým obsahem hydroxylových skupin. Na rozdíl od PMMA optických

vláken není napěťový rozdíl tak velký a při přepočtu na útlum v dB/km (Obr. 49), lze vidět maximální útlum 90 dB/km. Průběh nárstu útlumu není lineární jako tomu je u PMMA vláken, ale v počátku ozařování dochází k exponenciálnímu nárstu útlumu. K tomuto exponenciálnímu nárstu útlumu dochází při prvních 50 Gy ozáření, kdy se útlum optického vlákna zvýší o 10 dB/km. Po exponenciálnímu nárstu útlumu je další nárst útlumu již opět téměř lineární až do hodnoty 90 dB/km. Po ukončení ozařování dochází k velmi rychlé relaxaci optického vlákna a exponenciálnímu snížení útlumu o 10 dB/km. K dalšímu snižování útlumu vlivem relaxace nedochází a optické vlákno má po 100 hodinách od ozařování útlum 80 dB/km.

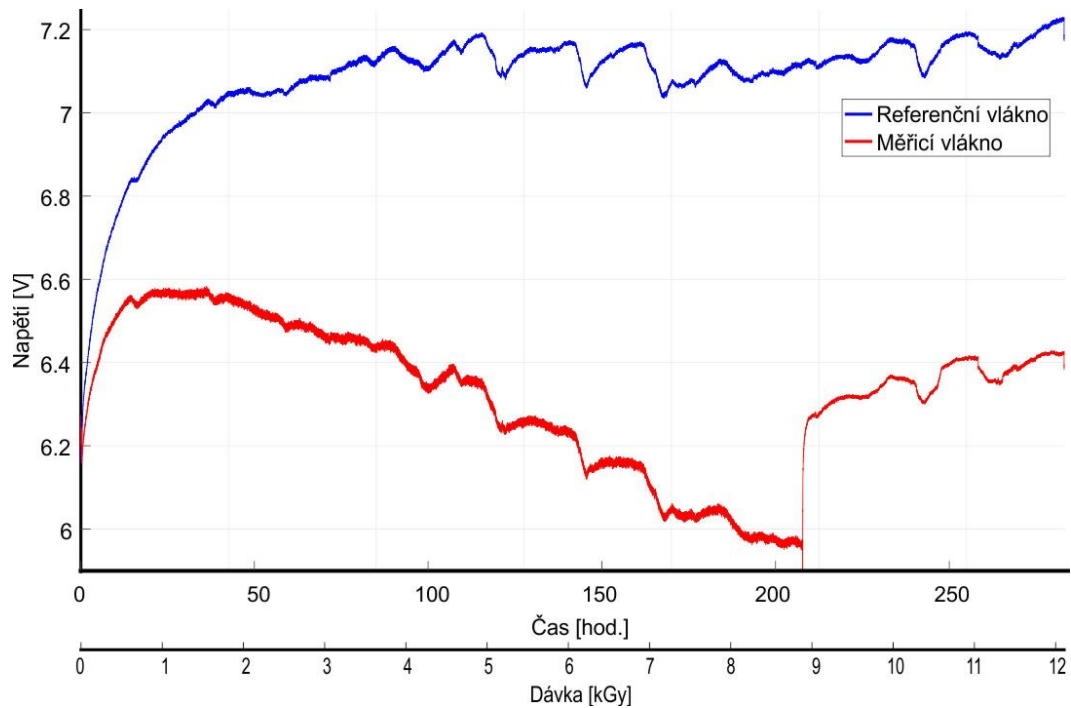


Obr. 48. Záznam napětí z detektorů měřicího a referenčního vlákna na optických detektorech měřících útlum vláken s čistě křemenným jádrem s vysokým obsahem hydroxylových skupin při ozáření zdrojem ^{60}Co s celkovou dávkou 9 kGy a dávkovým příkonem 46,88 Gy/h.

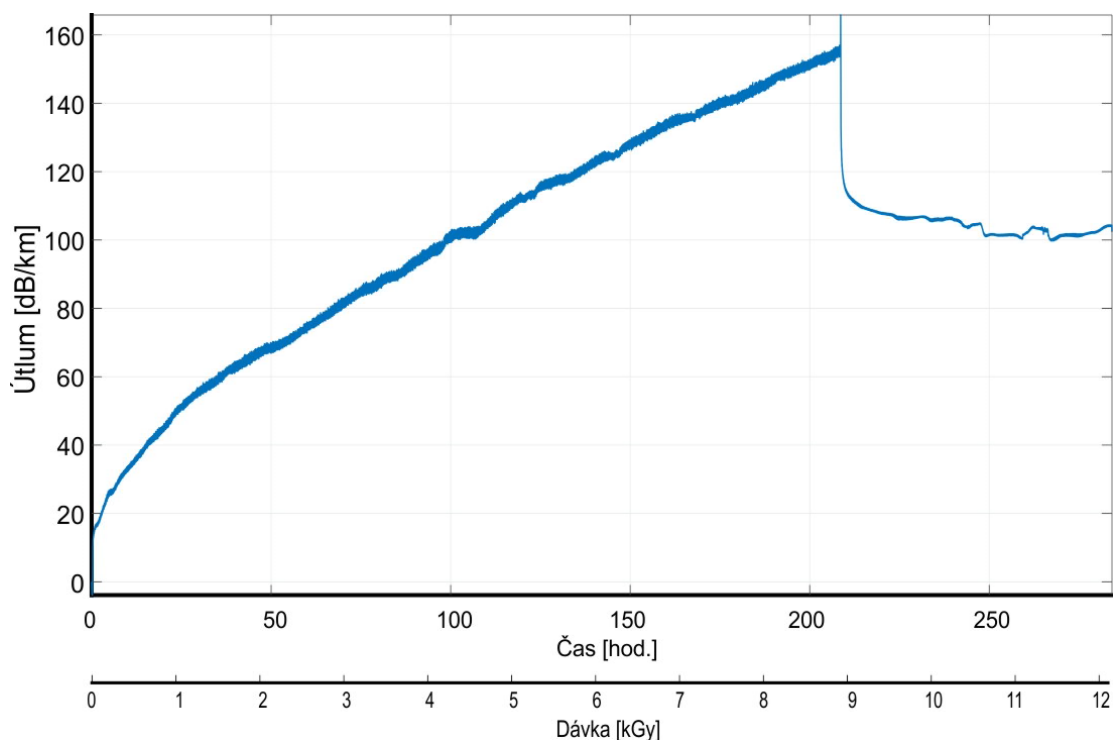


Obr. 49. Útlum optického vlákna s čistě křemenným jádrem a vysokým obsahem hydroxylových skupin v jádru vlákna při ozáření ionizujícím zdrojem ^{60}Co s celkovou dávkou 9 kGy a dávkovým příkonem 46,88 Gy/h; přepočet na útlum vlákna v dB/km.

Na Obr. 50 se nachází záznam napětí z detektorů optických vláken s křemenným jádrem a nízkým obsahem hydroxylových skupin. Záznam napětí má velmi podobný tvar jako záznam vláken s vysokým obsahem hydroxylových skupin. Po přepočtu na útlum lze vidět na Obr. 51 opět velmi rychlý exponenciální nárůst optického útlumu a po dávce 30 Gy tento nárůst pokračuje téměř lineárně až do celkové dávky ozařování (9 kGy) a maximálního útlumu 150 dB/km. Po ukončení ozařování dochází k rychlé relaxaci a snížení celkového útlumu o 40 dB. Po 50 hodinách od ukončení ozařování se stabilizuje útlum na 100,5 dB/km.

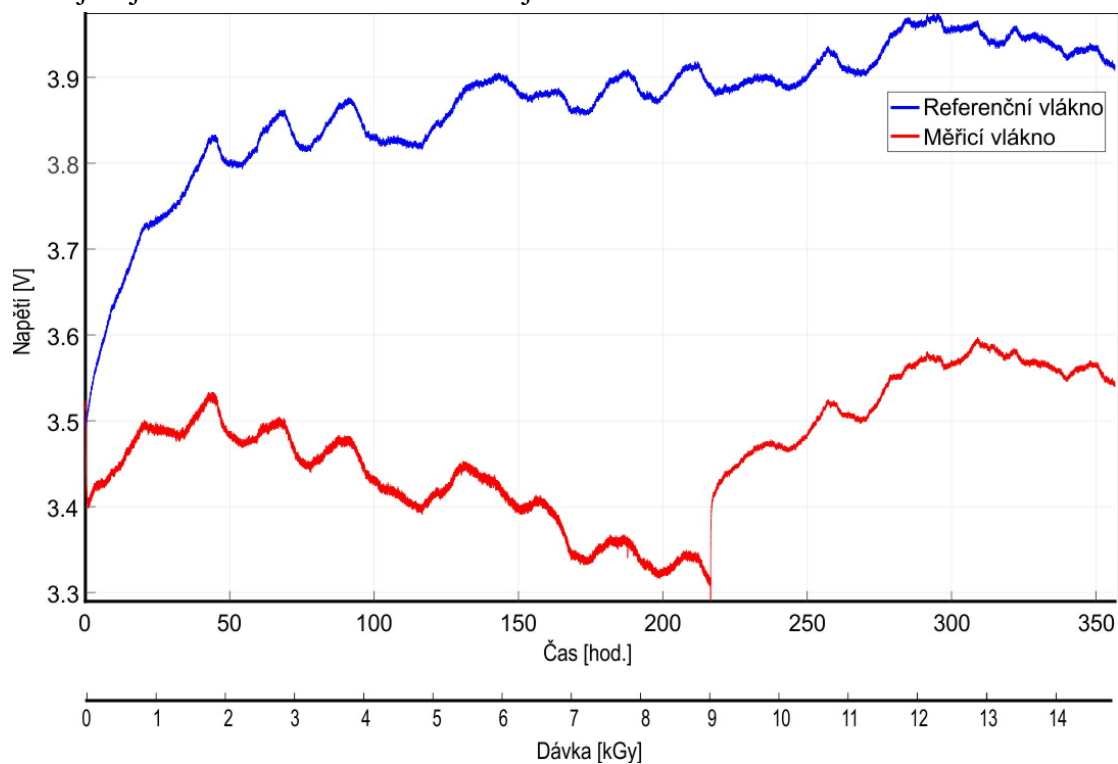


Obr. 50. Záznam napětí z detektorů měřicího a referenčního vlákna na optických detektorech měřících útlum vláken s čistě křemenným jádrem s nízkým obsahem hydroxylových skupin při ozáření zdrojem ^{60}Co s celkovou dávkou 9 kGy a dávkovým příkonem 46,88 Gy/h.

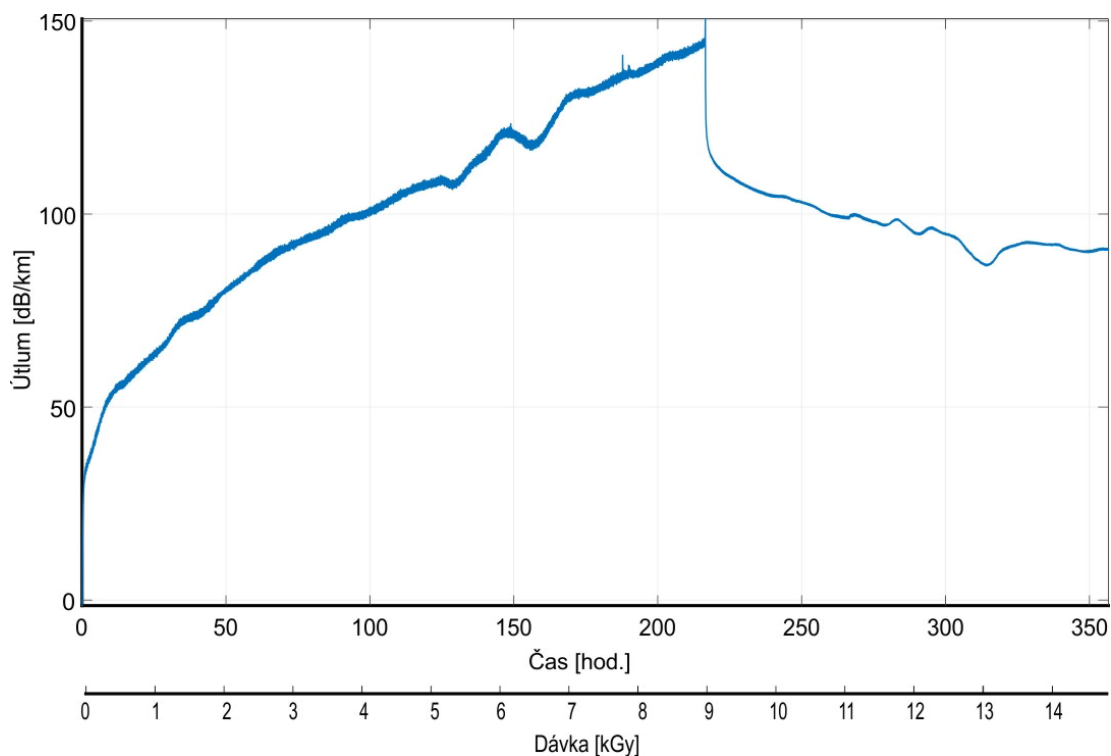


Obr. 51. Útlum optického vlákna s čistě křemenným jádrem a nízkým obsahem hydroxylových skupin v jádru vlákna při ozáření ionizujícím zdrojem ^{60}Co s celkovou dávkou 9 kGy a dávkovým příkonem 46,88 Gy/h; přepočteno na útlum vlákna v dB/km.

Poslední optické vlákno s velkým průměrem, které bylo ozařováno, bylo vlákno s čistě křemenným jádrem a obalem dopovaným fluorem. Toto vlákno má nejmenší základní útlum ze všech optických vláken, která byla ozařována a je navrženo do radiačně exponovaných míst díky optickému obalu, které je vyrobeno z křemenného skla a pro snížení indexu lomu dopované fluorem. Ze záznamu napětí z detektorů na Obr. 52 a poté z přepočítaného optického útlumu (Obr. 53) lze vidět podobný průběh jako u čistě křemenných vláken. Exponenciální nárůst útlumu do dávky 40 Gy je však větší (40 dB/km oproti 16 dB/km u křemenného vlákna s nízkým obsahem hydroxylových skupin). Po dosažení celkové dávky ozáření 9 kGy je dosaženo optického útlumu 145 dB/km. Následná rychlá relaxace sníží tento útlum vlákna na hodnotu 110 dB a po 100 hodinách relaxace se útlum snížil na hodnotu 87 dB/km. Na rozdíl od křemenných vláken s vysokým a nízkým obsahem OH skupin, vlákno s fluorovaným obalem dál relaxuje a jeho útlum se dále mírně snižuje.



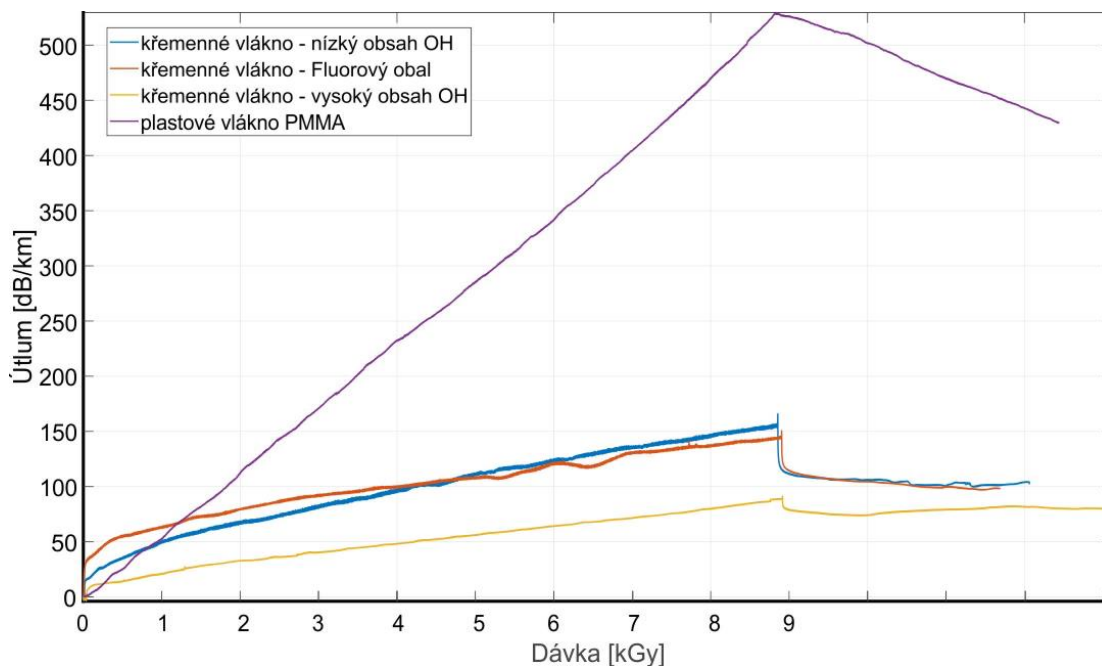
Obr. 52. Záznam napětí z detektorů měřicího a referenčního vlákna na optických detektorech měřících útlum vláken s čistě křemenným jádrem a fluorem dopovaným obalem při ozáření zdrojem ^{60}Co s celkovou dávkou 9 kGy a dávkovým příkonem 46,88 Gy/h.



Obr. 53. Útlum optického vlákna s čistě křemenným jádrem a nízkým obsahem hydroxylových skupin v jádru vlákna při ozáření ionizujícím zdrojem ^{60}Co s celkovou dávkou 9 kGy a dávkovým příkonem 46,88 Gy/h; přepočet na útlum vlákna v dB/km.

Při porovnání všech 4 optických vláken, jak je vidět na Obr. 54, lze konstatovat, že nejvyšší útlum po ozáření ionizujícím zářením o celkové dávce 9 kGy má plastové optické vlákno vyrobené z materiálu PMMA. A je tedy nejméně vhodným optickým vláknem pro použití v optické lince pro měření vyšších dávek ionizujícího záření. Avšak po ukončení ozařování probíhá v plastovém optickém vlákně relaxace, která na základě našeho měření je lineární a ani po 100 hod. od ukončení ozařování není v průběhu měření náznak její ukončení/zpomalení. Všechna tři optická vlákna s čistě křemenným optickým jádrem mají velmi podobný průběh útlumu při ozařování a liší se maximálním útlumem po maximální dávce ozařování 9 kGy a velikostí relaxace po ozařování. Nejmenší útlum po ozařování má vlákno s vysokým obsahem hydroxylových skupin, které má i nejmenší exponenciální nárůst útlumu na začátku ozařování. V

Tab. 12 je porovnání všech optických vláken po ozáření gama zářením o celkové dávce 9 kGy. Na základě vyhodnocení radiační odolnosti optických vláken jsme se rozhodli pro optickou linku použít optické vlákno s čistě křemenným jádrem a s vysokým obsahem hydroxylových skupin.



Obr. 54. Celkové porovnání průběhu ozařování všech optických vláken.

Tab. 12. Dosažených útlumu jednotlivých optických vláken.

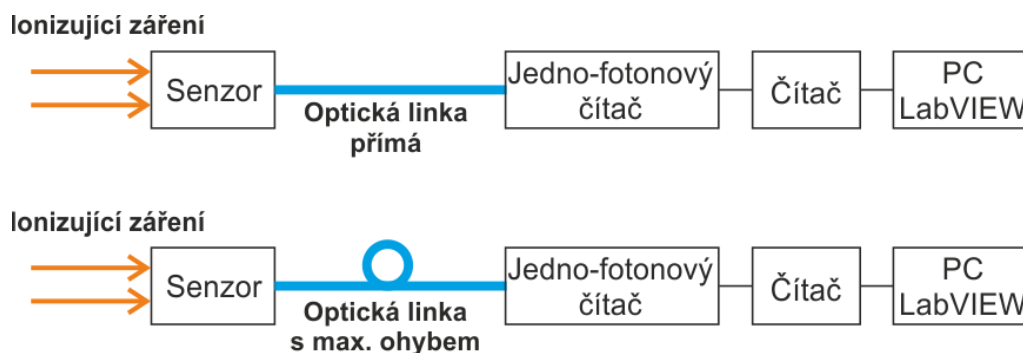
Označení vlákna	Max. útlum po 9 kGy [dB/km]	Relaxace vlákna po 50 hod. [dB/km]
PMMA	529	470
LOH	155	100,5
HOH	89	79
RAD	145	99,5

4.2 Plášťové vidy v optické lince

Optická vlákna jsou navržena tak, aby vedla záření jádrem, zatímco plášť zajišťuje úplný vnitřní odraz záření na hranici s jádrem. K tomu dochází proto, že index lomu (RI) jádra je o několik procent vyšší než index lomu pláště. Samotné opláštění je však také optickým vlnovodem a může podporovat optické vidy, které mohou být na rozdíl od vidů jádra snadno rozptýleny nebo konvertovány i při relativně malých deformacích a pnutích vlákna a mohou opláštěním unikát. Ohyb optického vlákna může způsobit, že úhel dopadu záření na hranici jádro – plášť je menší než kritický. Podmínka pro úplný vnitřní odraz je pak porušena a energie vidu opouští jádro a šíří se pláštěm.

Záření může být přiváděno do jádra přímo, přes konektor optického vlákna, přes optické mřížky, anebo je navázáno/vyvázáno prostřednictvím tunelování přes kontakt s jiným vláknem nebo rovinným vlnovodem. Část vidů pláště proniká přes vnější hranici pláště, proto jsou vidy pláště poměrně citlivé na parametry prostředí obklopujícího plášť.

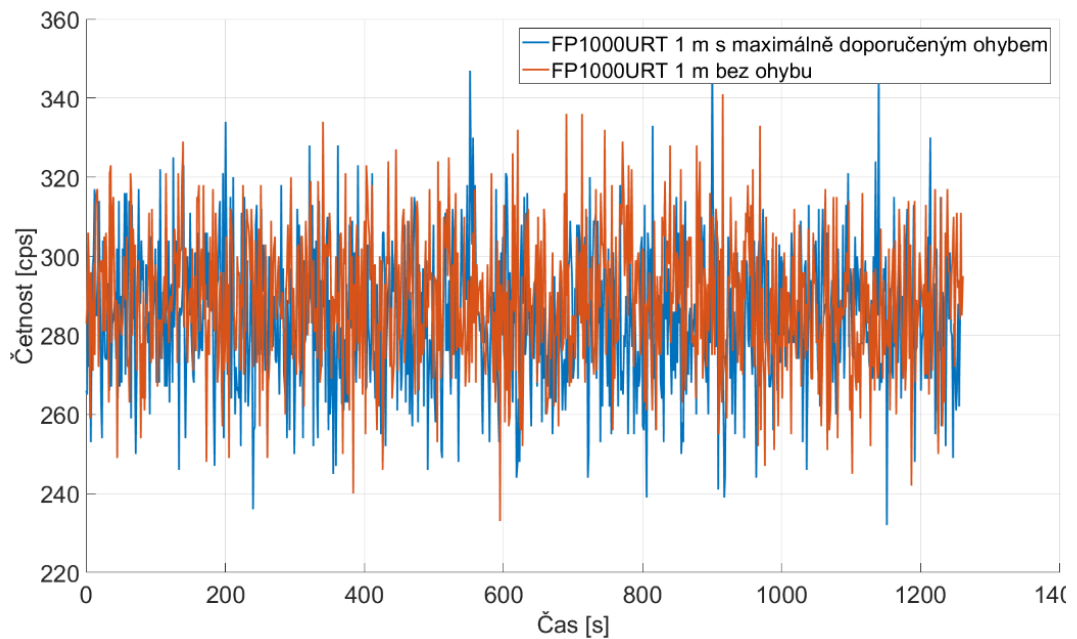
RI polymerního povlaku chránícího plášť je zpravidla vyšší než RI pláště, a proto pokud není polymerní povlak odstraněn, jsou plášťové vidy netěsné, protože nedochází k úplnému vnějšímu odrazu na hranici plášť - polymer [77].



Obr. 55. Blokové schéma měření plášťových vidů s přímou – rovnou optickou linkou a optickou linkou s max. doporučeným ohybem optického vlákna.

Plášťové vidy se z optické linky zpravidla vyzáří po několika metrech z důvodu neúplného odrazu na hranicích optického vlákna a optické ochrany. Při menších délkách optické linky však mohou hrát zásadní roli při přenosu množství scintilačního světla ze senzoru do vyhodnocovací jednotky a tím ovlivnit přesné hodnoty měření. Pro ověření o jak velké ovlivnění měření může docházet, byla navržena experimentální sestava s blokovým schématem měření, které je vidět na Obr. 55. Sestava se skládá ze senzoru ionizujícího záření, optické linky, jednofotonového čítače, frekvenčního čítače a PC s ovládacím program vytvořeném v LabView. Optická linka je do sestavy v prvním případě vložena rovná, simulující běžný stav, ve druhém případě je optická linka do sestavy vložena s maximálním ohybem povoleným od výrobce optického vlákna. Optická linka s max. ohybem pak navozuje stav vlákna, kdy plášťové vidy z vlákna unikají a nešíří se dál.

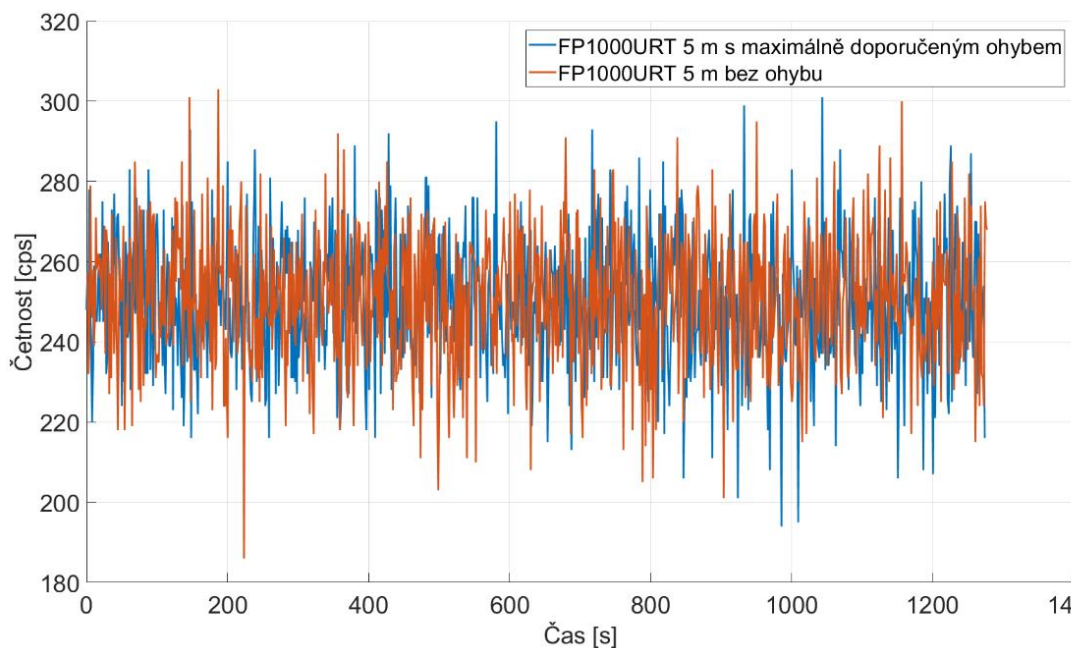
Na Obr. 56 jsou vidět záznamy z průběhu měření optické linky s vláknem FP1000URT o délce 1 m s max. ohybem a bez ohybu optické linky. Při porovnání obou průběhů měření lze dojít k závěru, že ohyb vlákna FP1000URT o délce 1 m nemá žádný vliv na vyvázání plášťových vidů, nebo že se žádné plášťové vidy do optické linky nenavazují anebo se vyzáří z optického obalu dříve než dosáhnou vyhodnocovací jednotky.



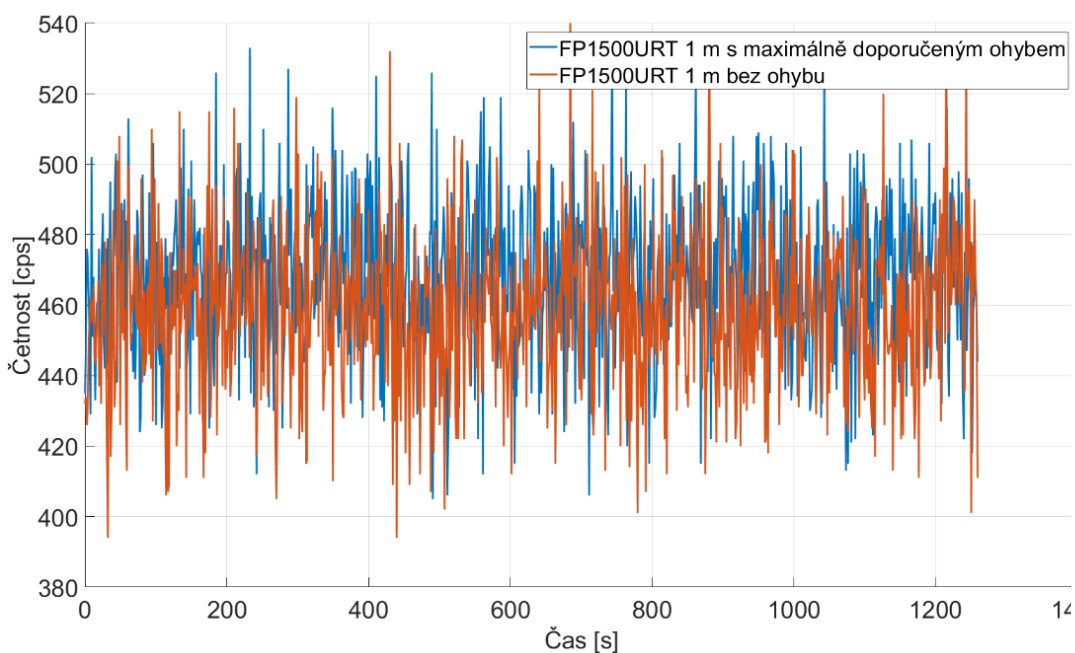
Obr. 56. Porovnání optického vlákna FP1000URT o délce 1 m s ohybem a bez ohybu z důvodu sledování vyvázaného světla z optického vlákna.

Při měření se stejným optickým vláknem – FP1000URT o délce 5 m (Obr. 57) lze dojít k podobnému výsledku jako u měření s optickou linkou o délce 1 m. Množství scintilačního záření detekovaného vyhodnocovací jednotkou je velmi podobné a lze tedy dojít k závěru, že se plášťové vidy optickým vláknem FP1000URT nešíří déle než 1 m a tedy neovlivňují množství scintilačního záření detekovaného vyhodnocovací jednotkou.

Na Obr. 58 jsou vidět záznamy z průběhu měření optické linky s vláknem FP1500URT o délce 1 m s max. ohybem a bez ohybu optické linky. Při porovnání obou průběhů měření můžeme dojít k závěru, že ohyb vlákna FP1500URT o délce 1 m nemá žádný vliv na vyvázaní plášťových vidů, nebo že se žádné plášťové vidy do optické linky nenavazují, anebo se vyváží z optického obalu dříve, než dosáhnou vyhodnocovací jednotky.



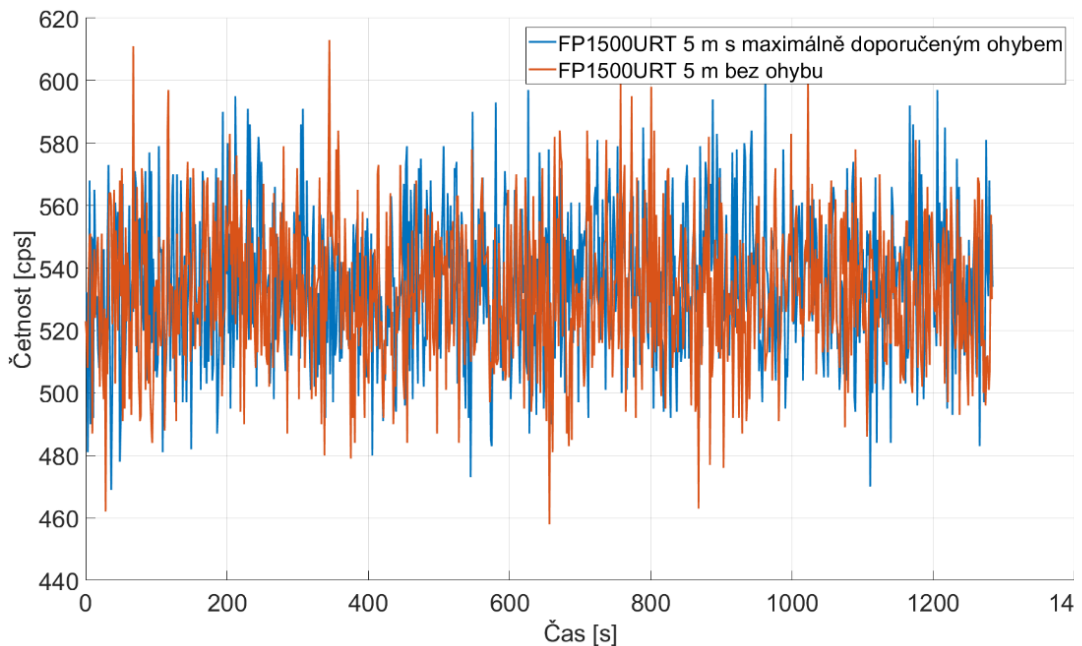
Obr. 57. Porovnání optického vlákna FP1000URT o délce 5 m s ohybem a bez ohybu z důvodu sledování vyvázaného světla z optického vlákna.



Obr. 58. Porovnání optického vlákna FP1500URT o délce 1 m s ohybem a bez ohybu z důvodu sledování vyvázaného světla z optického vlákna.

Při měření s optickým vláknem – FP1500URT o délce 5 m (Obr. 59), lze dojít k podobnému výsledku jako u měření se stejnou optickou linkou o délce 1 m. Množství scintilačního záření detekovaného vyhodnocovací jednotkou je velmi podobné a lze tedy

dojít k závěru, že se plášťové vidy optickým vláknem FP1500URT nešíří déle než 1 m a tedy neovlivňují množství scintilačního záření detekovaného vyhodnocovací jednotkou.



Obr. 59. Porovnání optického vlákna FP1500URT o délce 5 m s ohybem a bez ohybu z důvodu sledování vyvázaného světla z optického vlákna.

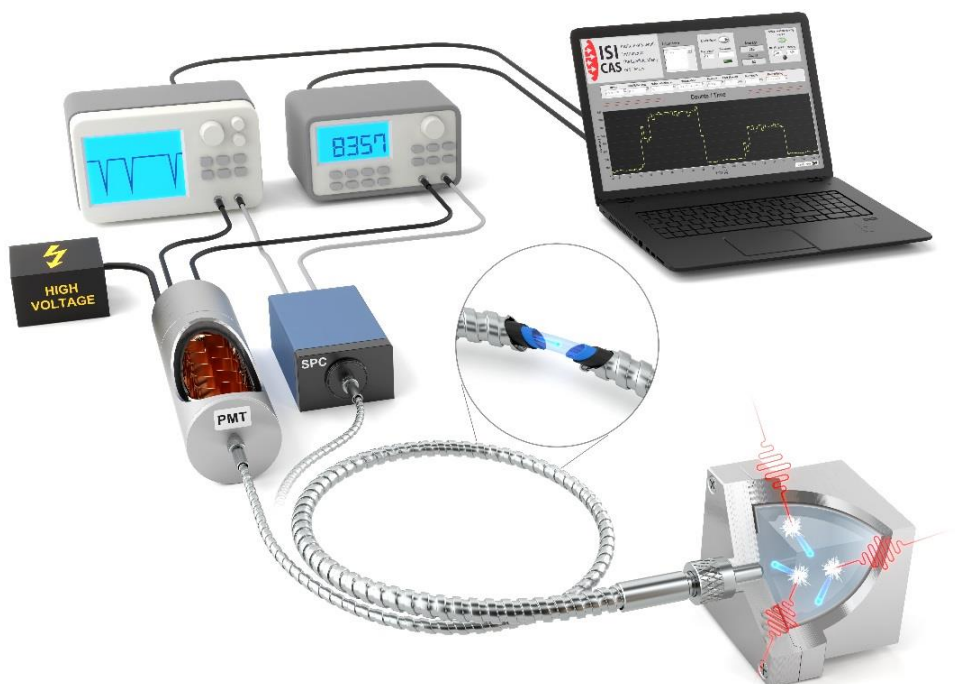
Z výsledků měření šíření plášťových vidů v optických linkách s optickými vlákny FP1000URT a FP1500URT o délkách 1 m a 5 m lze dojít k závěru, že se plášťové vidy v těchto vláknech nešíří, nebo se šíří v zanedbatelném množství a nemají vliv na množství scintilačního záření šířící se v optickém jádře vlákna. Na základě těchto výsledků jsme šíření plášťových vidů v následujících měřeních zanedbávali.

4.3 Přenosové charakteristiky optických vláken a scintilačních krystalů

Z výběru scintilačních materiálů, optických vláken a vyhodnocovacích jednotek provedených v kap. 2 a z konstrukce metody měření navržené v kap. 3 bylo navrženo celkové srovnání a proměření přenosových charakteristik navrženého systému pro měření ionizujícího záření. Charakteristiky byly provedeny pro kombinaci všech scintilačních materiálů, optických linek a vyhodnocovacích jednotek.

Schéma navrženého systému je na Obr. 60. Nastavení vyhodnocovacích jednotek je následující: prahová úroveň detekce jednofotonového čítače byla nastavena na 0,5 V a doba závěrky na 1 s. Napájecí napětí pro fotonásobič bylo nastaveno na 1750 V a prahová úroveň detekce na 20 mV. Pro každé měření byla zvolena doba

ozařování a detekce na 600 s. Při použití kratší doby by případné chyby při převodu světla na elektrické impulsy nebo náhlé změny úrovně výkonu mohly měření výrazně ovlivnit. Na druhou stranu dlouhá doba nezvyšuje stabilitu měření. Proto bylo při následujících měřeních počítáno s aritmetickým průměrem pro detekované scintilační záření za dobu měření 600 s, aby se získala odezva systému (citlivost) na ozaření s konkrétním senzorem, optickou linkou a vyhodnocovací jednotkou. Citlivost se vyjadřuje jako počet impulzů zdroje za 1 sekundu (četnost).

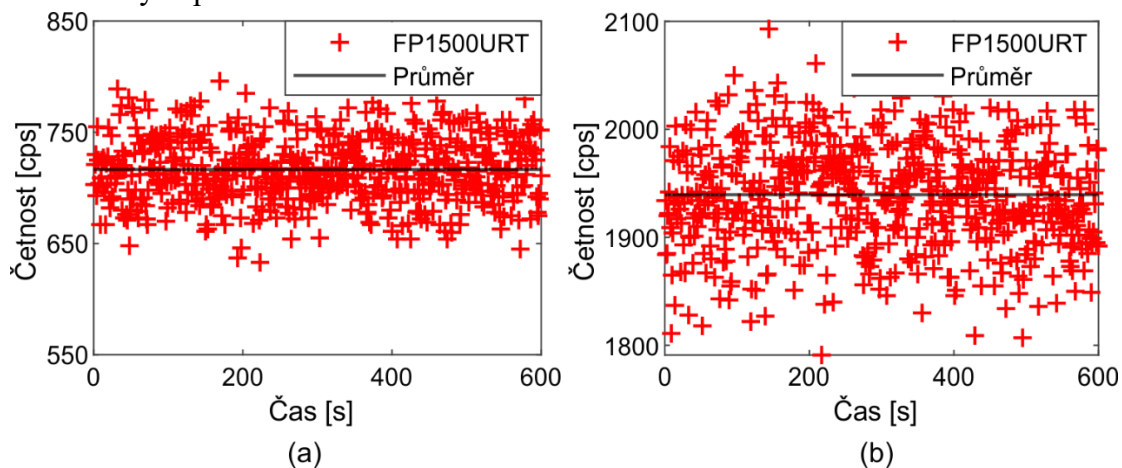


Obr. 60. Schéma měřicího systému pro měření ionizujícího záření. Měřicí systém obsahuje dvě měnitelné detekční jednotky – SPC a PMT, vícevidové optické vlákno a scintilační krystal ukrytý v hliníkovém pouzdře.

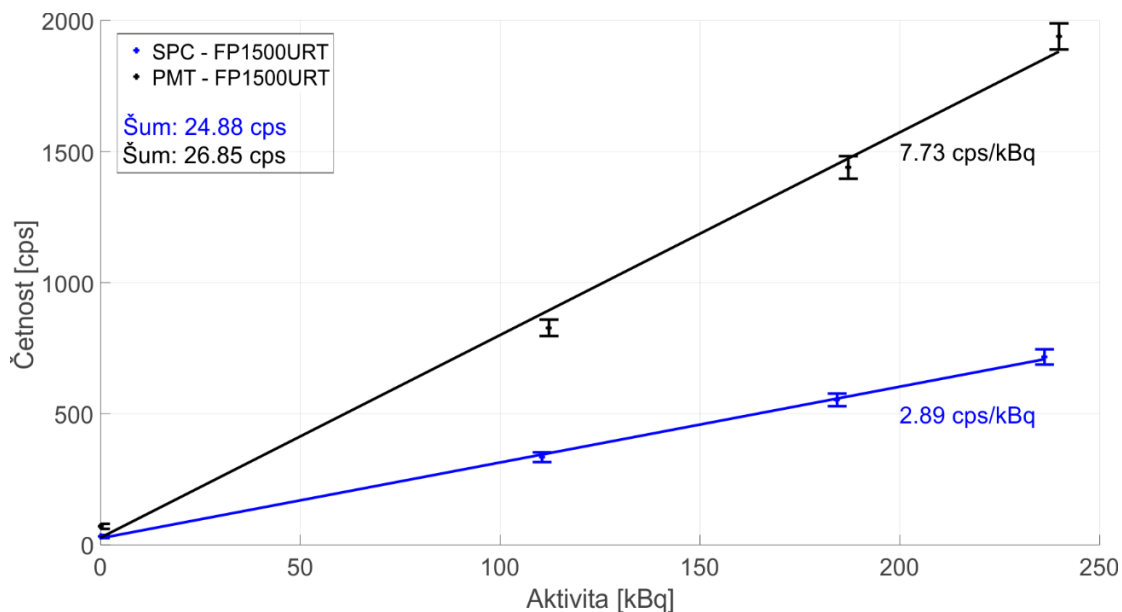
Nezpracované údaje výstupních signálů obou vyhodnocovacích jednotek jsou zobrazeny na Obr. 61. Zdroj ionizujícího záření byl ^{60}Co (ID1), uvedený v Tab. 10. Naměřené hodnoty ukázaly stabilní četnost jednofotonového čítače s průměrem 716,5 cps se standardní odchylkou 29,02 cps; fotonásobič ukázal stabilní četnost s průměrem 1939,5 cps se standardní odchylkou 49,68 cps.

Pomocí výše uvedeného experimentálního postupu byla dále vyhodnocena citlivost s využitím obou vyhodnocovacích jednotek a zdrojů záření gama ^{60}Co (ID1–ID3). Optická linka s optickým vláknem FP1500URT byla použita o délce 1 m. Výsledky na Obr. 62 ukazují, že citlivost obou detektorů je srovnatelná. Účinnosti PMT a SPC jsou 7,73 cps/kBq a 2,89 cps/kBq. Stejného postupu jsme využili i při měření citlivosti s ionizujícími zdroji ID4 – ID6, kde se dosáhlo účinnosti PMT a SPC 1,86 cps/kBq

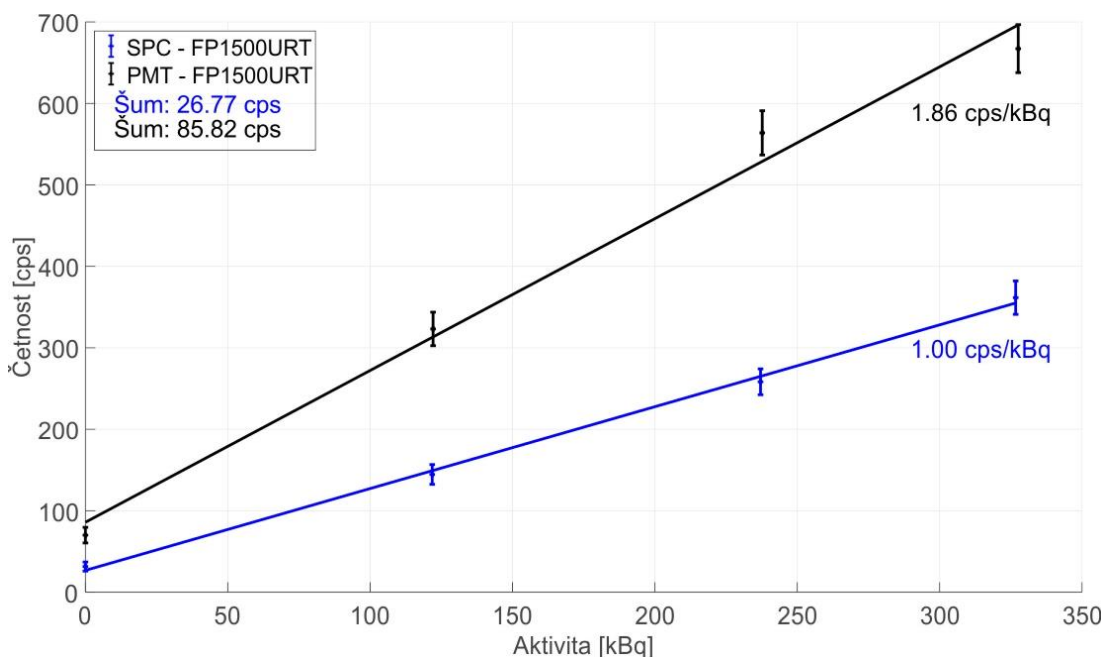
a 1,00 cps/kBq. Vzhledem k většímu průměru aktivní plochy detektoru je počet fotonů z PMT 2,5krát vyšší, i když kvantová účinnost PMT je 30 % a oproti kvantové účinnosti SPC 55 % na vlnové délce 405 nm. PMT je tedy citlivější vyhodnocovací jednotkou a umožňuje podrobnější analýzu detekovaných fotonů díky přímému výstupu bez dalších elektronických prvků.



Obr. 61. Ukázka výstupních signálů nezpracovaných dat z (a) SPC a (b) detektorů PMT po dobu 600 sekund. V grafu je rovněž zobrazena průměrná pozorovaná četnost.



Obr. 62. Srovnání zprůměrovaných dat z detektorů SPC a PMT v konfiguraci měřicího systému se scintilačním krystalem LYSO(Ce) a optickou linkou s optickým vláknem FP1500URT o délce 1 metr a zdrojem záření gama ^{60}Co (ID1-ID3).



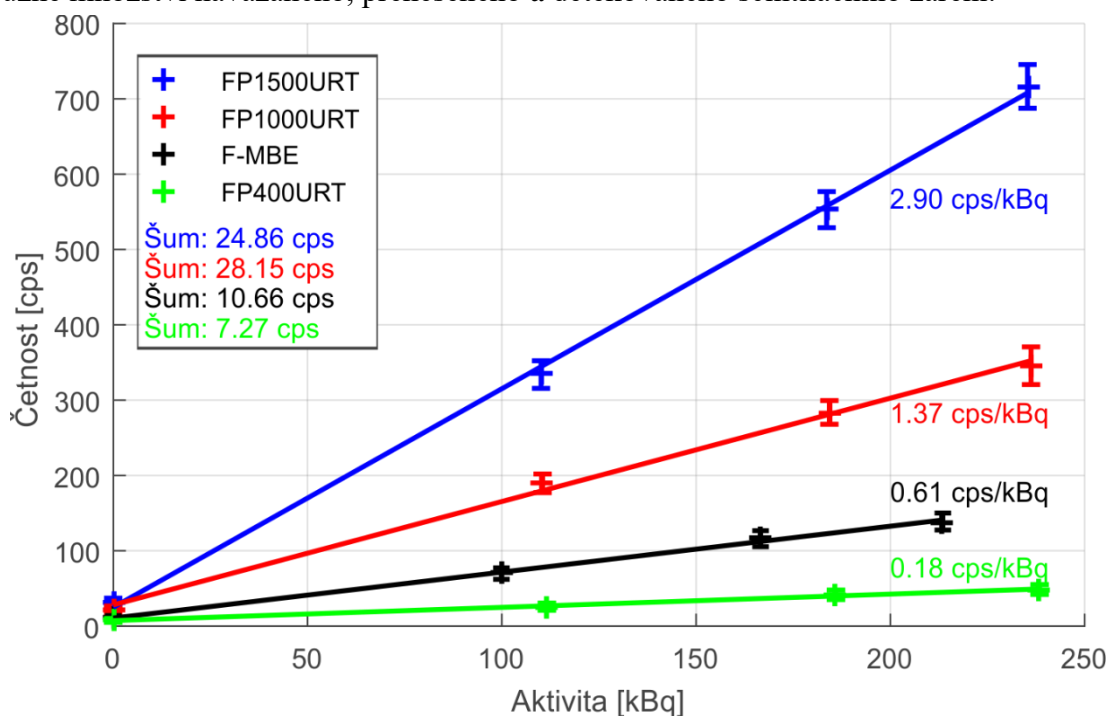
Obr. 63. Srovnání zprůměrovaných dat z detektorů SPC a PMT v konfiguraci měřicího systému se scintilačním krystalem LYSO(Ce) a optickou linkou s optickým vláknem FP1500URT o délce 1 metr a zdrojem záření gama ^{137}Cs (ID4-ID6).

Bylo ověřeno několik kombinací senzorů a různých optických linek, viz Obr. 64 s detektorem SPC. Nižší citlivost tohoto detektoru umožňuje zjistit meze citlivosti měření optovláknového měřicího systému, které lze následně extrapolovat pomocí detektoru PMT. Stejně jako v předchozím měření je sledovaná citlivost aritmetickým průměrem scintilačních fotonů detekovaných za 600 s, přičemž práh detekce byl nastaven na 0,5 V a doba závěrky na 1 s.

Optovláknový měřicí systém byl trvale zapojen podle principu na Obr. 60. Jako zdroje ionizujícího záření gama byly použity ^{60}Co (ID1-ID3) a ^{137}Cs (ID4-ID6) s aktivitami podle Tab. 10, které byly přepočítány na aktuální aktivitu v den měření. Pro senzory byly využity scintilační materiály LYSO(Ce), LaBr₃(Ce), NaI(Tl) a CaF₂(Eu). Scintilační záření ze senzorů bylo přiváděno optickou linkou s křemennými optickými vlákny FP1500URT, FP1000URT, FP400URT a F-MBE s různými průměry, délkami a NA.

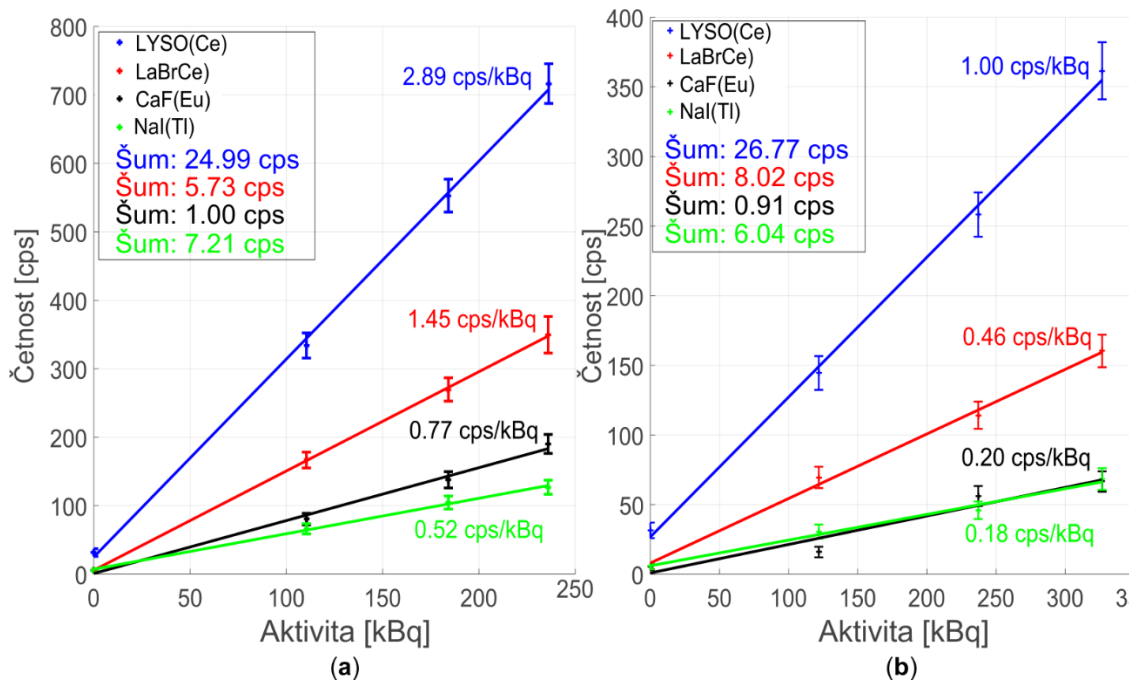
Rozdíl v citlivosti různých optických vláken (všechna o délce 1 m) s krystalovým senzorem LYSO a zdroji ionizujícího záření ^{60}Co (ID1 – ID3) je znázorněn na Obr. 64. Optická linka s optickým vláknem FP1500URT je mezi porovnávanými optickými vlákny nejúčinnější v navázání, přenesení a v detekování scintilačního záření ze senzoru. Účinnost detekce je 2,89 cps/kBq ve srovnání s ostatními vlákny s účinnostmi 1,37, 0,61 a 0,18 cps/kBq. To je způsobeno jeho největší NA a největším průměrem jádra. Tato výhoda je částečně kompenzována nevýhodou menšího poloměru ohybu, což může omezit jeho použití v některých průmyslových aplikacích. Jiná vlákna s menším průměrem mohou vázat a přenášet menší část scintilačního záření, ale lze je ohýbat do

menších průměrů. Tyto výhody a omezení je třeba zvážit při každé aplikaci. Optická vlákna se stejným průměrem jádra, F-MBE a FP1000URT, mají v důsledku rozdílné NA různé množství navázaného, přeneseného a detekovaného scintilačního záření.



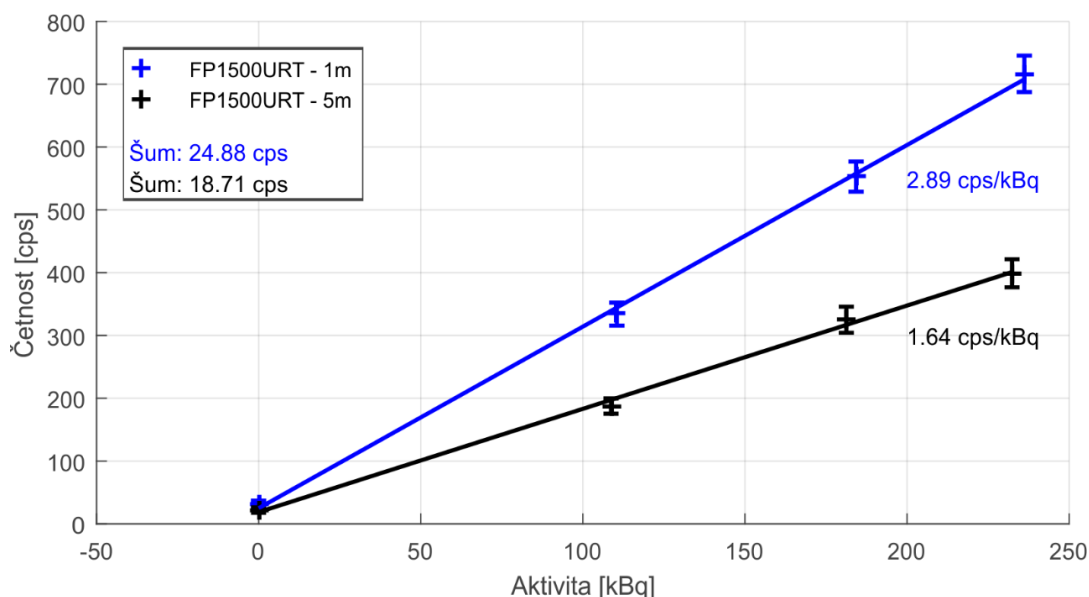
Obr. 64. Srovnání citlivosti měření optovláknového měřicího systému s použitím krystalu LYSO(Ce) a různých optických linek o délce 1 m při ozařování zdroji ^{60}Co (ID1-ID3).

Obr. 65 porovnává citlivost pro různé senzory se scintilační krystaly: LYSO(Ce), $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$, $\text{NaI}(\text{Tl})$ a $\text{CaF}_2(\text{Eu})$ ozářených referenčními zdroji ^{60}Co (ID1 - ID3) a ^{137}Cs (ID4 - ID6). Byla použita optická linka o délce 1 m s optickým vláknem FP1500URT, z důvodu největší citlivosti. Z výsledků vyplývá, že LYSO(Ce) je nejvhodnějším scintilačním materiálem z hlediska účinnosti přeměny záření gama pro detekci ionizujícího záření ^{60}Co a ^{137}Cs díky kombinaci světelného výtěžku a hustoty materiálu. Rozdíl v účinnosti mezi nejlepším a nejhorším scintilačním krystalem, tj. mezi LYSO a $\text{NaI}(\text{Tl})$, je 2,89 vs 0,52 cps/kBq pro ^{60}Co a 1,00 vs 0,18 cps/kBq pro ^{137}Cs .



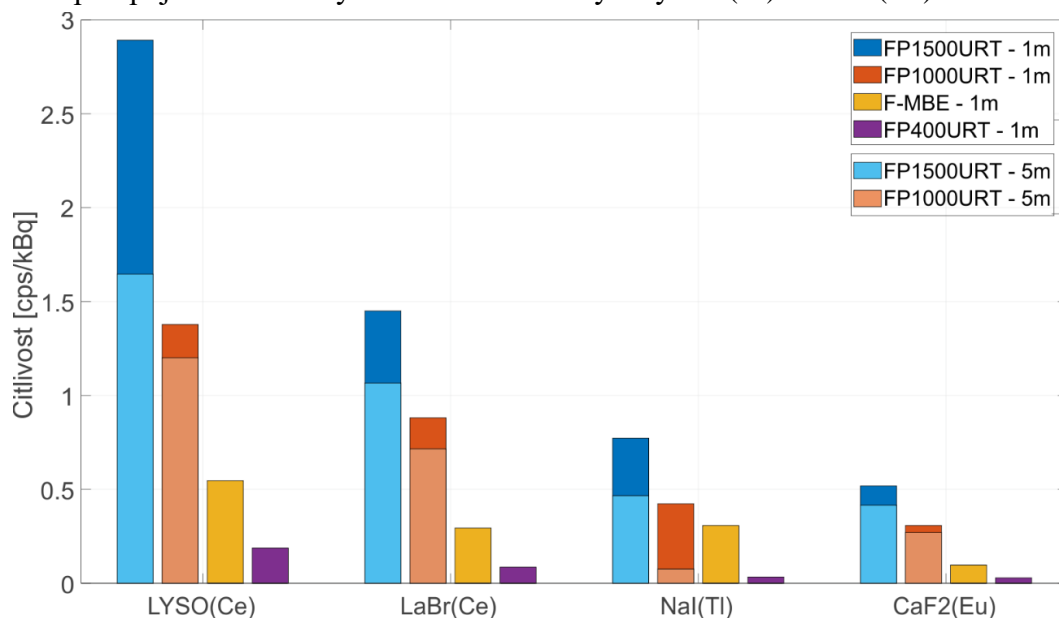
Obr. 65. Srovnání citlivosti měření optovláknového měřicího systému se scintilačním krystalem připojeným k optické lince s optickým vláknem FP1500URT o průměru jádra 1,5 mm a délce 1 m; a) Zdroje ionizujícího záření: ^{60}Co (ID1 - ID3); (b) Zdroje ionizujícího záření: ^{137}Cs (ID4-ID6).

Obr. 66 pak porovnává měření optických linek o délce 1 a 5 metrů s vláknem FP1500URT. Pro měření byly použity zdroje ionizujícího záření ^{60}Co (ID1-ID3) a senzor se scintilačním krystalem LYSO(Ce). Délka optického vlákna 5 metrů byla zvolena proto, že ve většině potenciálních aplikací již postačuje k bezpečnému oddělení senzorů a elektroniky. Ze srovnání vyplývá, že optické vlákno s délkou 5 m má díky vyššímu útlumu citlivost 1,64 cps/kBq, zatímco optické vlákno s délkou 1 m má citlivost 2,89 cps/kBq. Rozdíl v citlivosti optické linky je dán útlumem optického vlákna.



Obr. 66. Klesající citlivost optovláknového měřicího systému s různou délkou optické linky a s optickým vláknem FP1500URT během ozařování zdrojů ^{60}Co (ID1 - ID3).

Porovnání všech měření je uvedeno na Obr. 67, který ukazuje rozdílnou účinnost konverze ionizujícího záření gama v různých scintilačních materiálech ve spojení s různými typy optických linek a s jejich různou délkou. Je zřejmé, že z hlediska citlivosti optovláknového měřicího systému je nejcitlivější kombinace optické linky s optickým vláknem FP1500URT a senzoru se scintilačním krystalem LYSO(Ce). Naopak nejméně citlivé je měření v konfiguraci s optickou linkou s vláknem FP400URT, která má menší průměr při spojení se senzory se scintilačními krystaly NaI(Tl) a CaF2(Eu).



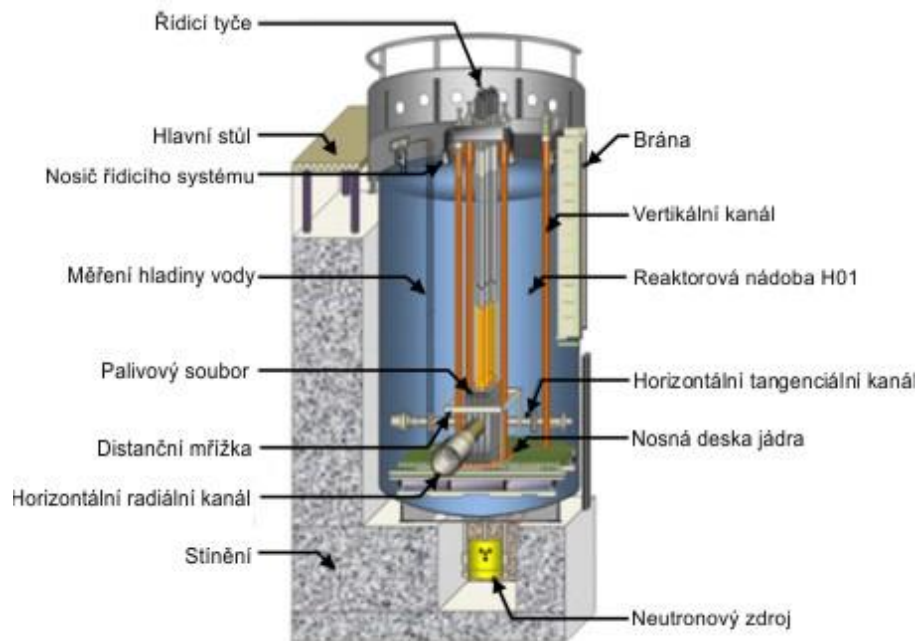
Obr. 67. Rozdílná účinnost přeměny ionizujícího záření gama – ^{60}Co v různých senzorech se scintilačními materiály ve spojení s různými typy optických linek s optickými vlákny a jejich různou délkou.

Byla ověřena citlivost optovláknového měřicího systému pomocí různých kombinací komponent pro čtyři různé optické linky s vícevidovými optickými vlákny s křemenným jádrem o průměru od 0,4 mm do 1,5 mm s NA 0,37 a 0,5; čtyři senzory záření gama se scintilačními krystaly (LYSO(Ce), LaBr₃(Ce), CaF₂(Eu) a NaI(Tl)) a dvě různé vyhodnocovací jednotky scintilačního záření: jednofotonový čítač a fotonásobič.

Prokázalo se, že je možnost použití optovláknového měřicího systému se všemi připravenými optickými linkami, senzory a vyhodnocovacími jednotkami. Nejlepší citlivosti měření bylo dosaženo při použití optické linky s vláknem o průměru 1,5 mm s NA 0,5, senzoru s krystalem LYSO(Ce) a fotonásobiče. Výhodou fotonásobiče je zejména citlivější scintilační detekce, ale čítač jednotlivých fotonů je jen nepatrně horší a pro většinu aplikací jednodušší. Měření také ukázala, že optická vlákna s menším průměrem křemenného jádra a NA lze použít k měření vyšších aktivit ionizujícího záření. Prokázala se také dobrá kompatibilita různých optických vláken s křemenným jádrem se všemi měřenými scintilačními krystaly.

4.4 Experimentální měření na reaktoru VR-1 (Vrabec)

Pro ověření funkčnosti celého sensorového systému bylo provedeno měření na experimentálním lehkovodním reaktoru bazénového typu s nulovým výkonem. Reaktor VR-1 byl navržen pro akademické účely ČVUT v Praze. Konstrukce reaktoru odpovídá požadavkům na snadnou dostupnost aktivní zóny s ohledem na výuku studentů a výchovu kvalifikovaných pracovníků pro jadernou energetiku. Bazénové uspořádání reaktoru umožňuje jednoduchý a rychlý přístup k aktivní zóně, snadné zakládání a vyjímání různých experimentálních vzorků a detektorů, jednoduchou a bezpečnou manipulaci s palivovými články. Lehká voda, která slouží jako moderátor, reflektor a chladivo, navíc plní funkci biologického stínění, což umožňuje přístup k reaktoru i během provozu. Reaktor má aktivní zónu tvořenou obdélníkovými palivovými články IRT-4M, které mohou být obklopeny grafitovými nebo beryliovými reflektorovými bloky a dalšími vodními a vzduchovými distančními vložkami. Palivové proutky jsou obohaceny pod 20 hm. % ²³⁵U. Reaktor je vybaven horizontálním kanálem poskytujícím neutronové svazky pro další aplikace, jako jsou experimenty s rozptylem neutronů, analýza okamžité aktivace gama nebo neutronová radiografie v malém měřítku. Maximální výkon, kterého lze dosáhnout je 2 W při experimentech se svazky [78]. Měření bylo realizováno v radiálním kanále, viz Obr. 68 ve vzdálenosti 140 cm od hranice aktivní zóny, viz Obr. 69. Byly použity senzory ionizujícího záření se scintilačními krystaly: LYSO(Ce) o velikosti 2 x 2 x 2 cm, NaI(Tl) o velikosti válce s průměrem 2,54 cm a délkou 2,54 cm, CaF₂(Eu) o velikosti 2 x 2 x 2 cm. Vláknem do optické linky bylo použito FP1500URT o délce 2 m a průměru 1,5 mm. Jako vyhodnocovací jednotka byl použit jednofotonový čítač, který byl umístěn mimo radiální kanál a odstíněn betonovým stíněním.

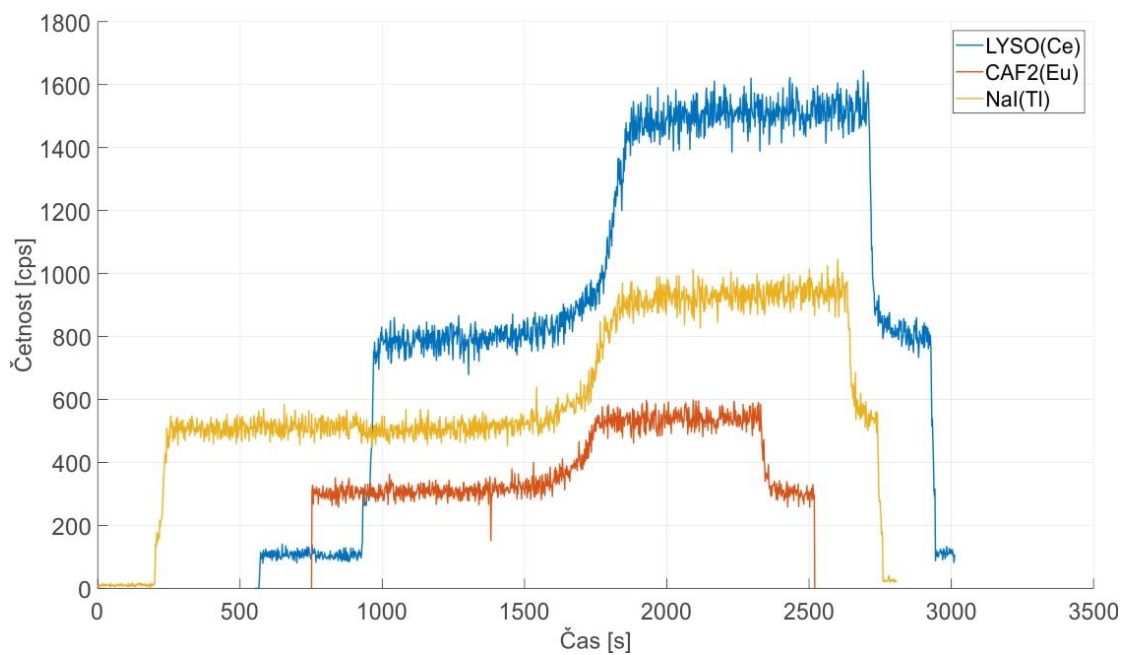


Obr. 68. Náčrt reaktoru VR-1 [78].

Ze záznamu měření (Obr. 70) jsou vidět průběhy všech tří optovláknových měřicích systémů s odlišnými senzory. Největší citlivost na ionizující záření má optovláknový senzor se scintilačním krystalem $\text{LYSO}(\text{Ce})$ s citlivostí přibližně 1,5x větší než senzor se scintilačním krystalem $\text{NaI}(\text{Tl})$. Naopak nejmenší citlivost má senzor se scintilačním krystalem $\text{CaF}_2(\text{Eu})$ který je oproti senzoru s krystalem $\text{LYSO}(\text{Ce})$ přibližně 3x menší. Citlivost senzoru $\text{LYSO}(\text{Ce})$ odpovídá naší charakterizaci změřenou v laboratoři v porovnání se senzory $\text{NaI}(\text{Tl})$ a $\text{CaF}_2(\text{Eu})$. Z měření nicméně vyplývá, že jsou všechny senzory schopné detekovat ionizující záření a tím i indikovat stav reaktoru VR-1. Všechny senzory s různými scintilačními krystaly dokázaly změřit náběh reaktoru, zvyšování výkonu i odstavení reaktoru.



Obr. 69. Fotografie měřicího radiálního kanálu reaktoru VR-1 s umístěným optovláknovým měřicím systémem pro měření gama záření.



Obr. 70. Záznam průběhu náběhu a odstavení reaktoru VR -1.

4.5 Experimentální měření na částicovém urychlovači IBA18/9

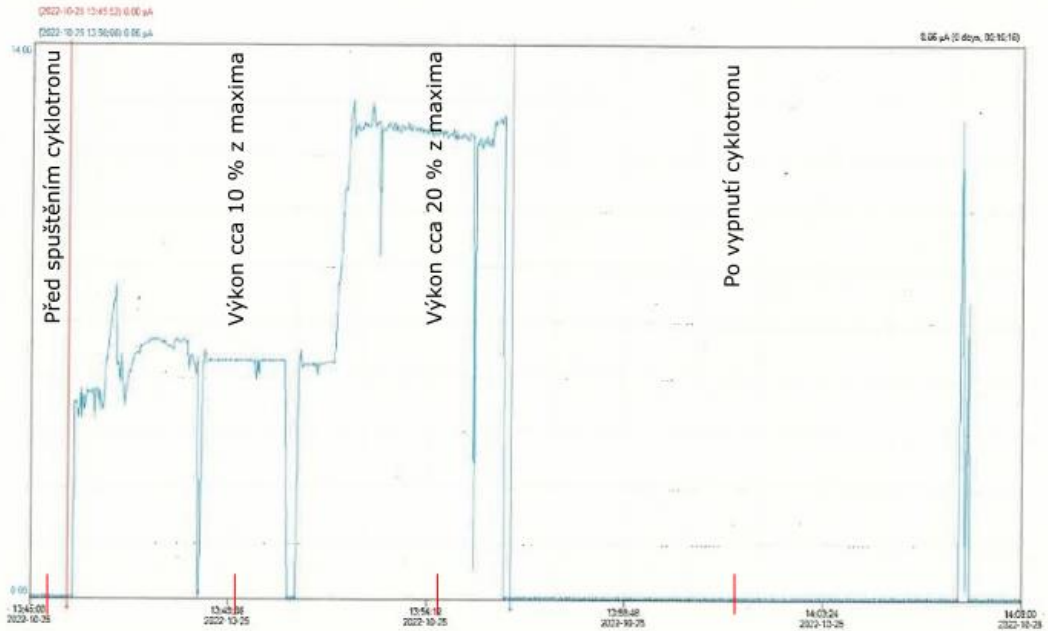
Pro ověření použití v prostředí s vysokou intenzitou ionizujícího záření se optovláknový měřicí systém umístil do blízkosti měřicího kanálu cyklotronu. Okolí cyklotronu je ideální prostředí pro ověření odolnosti měřicího systému vůči velkým intenzitám ionizujícího záření. Při experimentech byl cyklotron v provozu na velmi malé výkony tak, aby bylo možné rozlišit změny v četnostech v závislosti na změně proudu v cyklotronu. Cyklotron byl spuštěn po několikadenní odstavce. V prostoru okolo cyklotronu bylo tak možné nainstalovat senzory. Ty byly umístěny před jeden z aktivovaných výstupů do vzdálenosti cca 1 m ve směru šíření záření (Obr. 71). Nejprve cyklotron naběhl na cca 10 % maximálního výkonu, po ustálení na 20 % maximálního výkonu. Na vyšší výkon se z časových důvodů nepostupovalo. Při vyšším výkonu by zbytkové záření v okolí cyklotronu znemožnilo odstranění senzorů a muselo by se několik dní čekat.



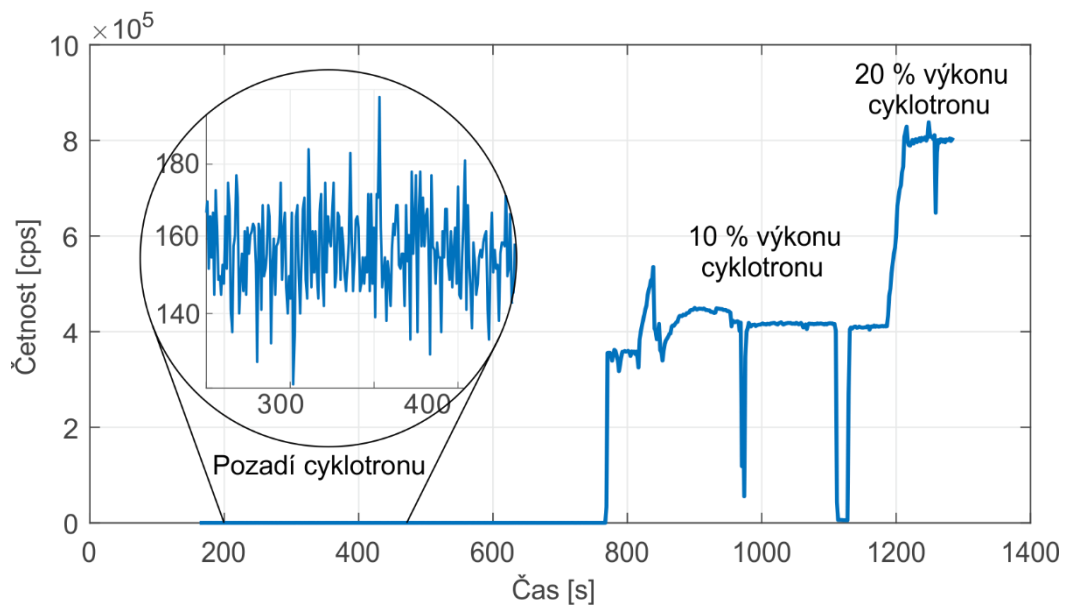
Obr. 71. Fotografie z experimentálního měření u cyklotronu IBA 18/9 v Řeži.

Při měření s optovláknovým měřicí systémem byla využita 1 m dlouhá optická linka s optickým vláknem FP1500URT s průměrem 1,5 mm a senzor se scintilačním materiálem LYSO(Ce). Jako vyhodnocovací jednotka byl použit jednofotonový čítač. Průběh výkonu z řídicího systému cyklotronu je vidět na Obr. 72 a lze ho srovnat s průběhem výkonu naměřeného pomocí optovláknového měřicího systému, který je zobrazen na Obr. 73. Z porovnání těchto průběhů je zřejmé, že optovláknový měřicí systém měří odpovídající průběhy aktivit v měřeném kanále s dostatečnou přesností a je

schopen zachytit i rychlé změny v náběhu výkonu cyklotronu. Bylo prokázáno, že při aktivitě v měřeném kanále cca 3,2 TBq při 20 % výkonu, jsou dostatečné rezervy v rozsahu vyhodnocovací jednotky, aby bylo možné realizovat měření při 100 % výkonu.



Obr. 72. Graf ze řídicího systému cyklotronu se zobrazeným průběhem výkonu v čase.



Obr. 73. Naměřený průběh náběhu výkonu cyklotronu optovláknovým měřicím systémem.

ZÁVĚR

V předložené disertační práci je zpracován výzkum, vývoj, návrh a experimentální ověření optovláknového systému pro měření ionizujícího záření gama. Primární zaměření výzkumu bylo na vývoj systému pro měření v prostředí s vysokou intenzitou ionizujícího záření. Navržený optovláknový měřicí systém navíc umožňuje měřit gama záření v prostředí, které je silně rušeno elektromagnetickým zářením. Celý optovláknový měřicí systém se skládá z optické linky s radiačně odolným vícevidovým optickým vláknem, senzoru záření gama, kde je využíván scintilační krystal, vyhodnocovací jednotky, která je navržena ve dvou variantách s fotonásobičem a jednofotonovým čítačem a řídicího počítače.

Každé části systému byla věnována velká pozornost. Během vývoje metody byly provedeny simulace jednotlivých kroků a postupná měření tak, aby jednotlivé části na sebe navazovaly. Jednotlivé části měřicího optovláknového systému jsou modulární. Kritickým prvkem pro citlivost a funkčnost celého měřicího systému je spojení senzoru, vyhodnocovací jednotky a optické linky s dostatečně velkou účinností přeneseného scintilačního světla. Toto spojení je zároveň navrženo s důrazem na maximální jednoduchost tak, aby bylo možné snadno přizpůsobit měřicí podmínky a vyměnit jednotlivé komponenty.

Byla vyvinuta metodika výroby optické vláknové linky využívající různé typy optických vláken. Optická linka se skládá z optického vlákna, které je zasazeno do nerezového pláště zvyšující mechanickou odolnost a také ochraňuje optické vlákno před příliš velkým ohybem, který by mohl mít negativní vliv na jeho vlastnosti. Pod nerezovou ochranou je ještě optické vlákno vloženo do neprůsvitné bužírky, která zabraňuje průniku okolního světla do optické linky. Tato metodika zahrnuje také zakončení pomocí SMA konektorů, které jsou vhodné do průmyslových podmínek a přesně určují vzdálenost optické linky od senzoru a vyhodnocovací jednotky. Všechna tato opatření umožňují práci s optickou linkou i v těžkém průmyslovém prostředí.

Při realizaci optické linky bylo nutné navrhnout a vyvinout měřicí metodu pro kontinuální sledování útlumu optických vláken pod vlivem gama záření. Prostřednictvím měření optického útlumu vláken během ozařování byly získány informace o průbězích a chování optického vlákna, které jsou klíčové pro výběr vhodného typu optického vlákna schopného odolat radiačnímu prostředí, v němž bude použito.

Senzorová část byla navržena s ohledem na možnost použití různých scintilačních materiálů, s různými tvary a s odraznou vrstvou kolem scintilačního materiálu. Tato vrstva pomáhá zvýšit pravděpodobnost zachycení scintilačního světla do optické linky. Sensorová část je také vybavena konektorovým spojením, které je kompatibilní s optickou linkou. Využití odlišných krystalových scintilačních materiálů zvyšuje flexibilitu a univerzálnost sensorové části pro různé aplikace.

Poslední částí měřicího systému jsou vyhodnocovací jednotky. Hlavní vyhodnocovací jednotkou byl vybrán jednofotonový čítač, který používá nízkonapěťový zdroj napájení, má předzpracovaný výstup, menší velikost a jednodušší ovládání. Fotonásobič byl vybrán jako referenční vyhodnocovací jednotka, jehož nevýhodou je použití vysokonapěťového zdroje, větší náročnost na zpracování signálu, který není nijak upravován a citlivost vakuové trubice na otřesy a nárazy. Výhodou pak je větší citlivost a širší možnosti použití z důvodu nezpracovaného signálu. Pro obě vyhodnocovací jednotky byly navrženy optické redukce pro připojení optické linky. Optické redukce umožňují rychlou a snadnou výměnu optické linky nebo samotné vyhodnocovací jednotky za jinou.

Po úspěšném dokončení vývoje proběhla realizace sestavení a byla navržena metoda charakterizace optovláknového měřicího systému. Cílem této fáze bylo nejen ověřit správnou funkci systému, ale také zhodnotit jeho citlivost vůči záření gama. Pro dosažení tohoto cíle jsme provedli řadu experimentů, při kterých jsme testovali různé kombinace vybraných částí měřicího systému, které splňovaly kritéria přenos scintilačního záření, modulárnost systému, finanční náročnost apod.

Charakterizace systému byla důkladně měřena s vybranými čtyřmi různými vícevidovými optickými vlákny s křemenným jádrem o různých průměrech, a to od 0,4 mm do 1,5 mm, byla zkoumána vlákna s různými numerickými aperturami (NA) v rozsahu 0,37 až 0,5. Dále byly vybrány čtyři různé typy senzorů se scintilačními krystaly, konkrétně LYSO(Ce), LaBr₃(Ce), CaF₂(Eu) a NaI(Tl)). Vyhodnocení bylo provedeno použitím dvou typů vyhodnocovacích jednotek – fotonového čítače a fotonásobiče.

Byla prokázána možnost použití optovláknového měřicího systému s vybranými a připravenými optickými linkami, senzory a vyhodnocovacími jednotkami. Nejlepší citlivosti měření bylo dosaženo při použití optického vlákna o průměru 1,5 mm s NA 0,5, senzoru s krystalem LYSO(Ce) a fotonásobiče. Fotonásobič přináší zejména citlivější detekci scintilačního záření, přičemž čítač jednotlivých fotonů je jen nepatrně horší a pro většinu aplikací dostačují, navíc není nutné používat zdroj vysokého napětí.

Měření také potvrdilo, že optická vlákna s menším průměrem křemenného jádra a NA lze použít k měření vyšších aktivit ionizujícího záření. Dobrá kompatibilita různých optických vláken s křemenným jádrem se všemi testovanými scintilačními krystaly byla rovněž dokázána. Celý měřicí systém je navrhnout tak, aby při jakémkoliv změně např. při změně optické linky nedocházelo ke změnám v ostatních částech systému.

Po úspěšné charakterizaci byly provedeny experimentální měření na školním reaktoru VR-1 a částicovém urychlovači IBA18/9. Tyto testy nejen potvrdily schopnost optovláknového měřicího systému pracovat v průmyslovém prostředí, ale také poskytly důležité poznatky pro další vylepšení a optimalizaci systému. Experimentální ověření měřicího systému také prokázalo snadnou, jednoduchou a rychlou instalaci a přípravu měřicího optovláknového systému na místě měření.

Díky flexibilitě a snadné výměně senzorů, optické linky a detektorů lze měřicí systém úspěšně přizpůsobit různým měřeným prostředím a podmínkám. To umožňuje jeho použití pro měření dávkových příkonů v širokém spektru kritických průmyslových a bezpečnostních situací.

Práce úspěšně splnila všechny vytyčené cíle.

LITERATURA

- [1] SECO, J., B. CLASIE, and M. PARTRIDGE, "Review on the characteristics of radiation detectors for dosimetry and imaging," *Physics in Medicine and Biology*, vol. 59, pp. R303-R347, Oct 2014, 10.1088/0031-9155/59/20/r303.
- [2] KNOLL, G. F., *Radiation Detection and Measurement*, 4th ed.: Wiley, 2010, 9780470131480.
- [3] OBODOVSKIY, I., *Radiation: Fundamentals, Applications, Risks, and Safety*, 1st ed.: Elsevier, 2019, 978-0-444-63979-0.
- [4] O'KEEFFE, S., C. FITZPATRICK, E. LEWIS, *et al.*, "A review of optical fibre radiation dosimeters," *Sensor Review*, vol. 28, pp. 136-142, 2008, 10.1108/02602280810856705.
- [5] MCCARTHY, D., S. O'KEEFFE, E. LEWIS, *et al.*, "Radiation Dosimeter Using an Extrinsic Fiber Optic Sensor," *Sensors Journal, IEEE*, vol. 14, pp. 673-685, 03/01 2014, 10.1109/JSEN.2013.2284857.
- [6] ZHANG, J., Y. D. XIANG, C. WANG, *et al.*, "Recent Advances in Optical Fiber Enabled Radiation Sensors," *Sensors*, vol. 22, Feb 2022, 10.3390/s22031126.
- [7] FERNANDEZ, A. F., B. BRICHARD, S. O'KEEFFE, *et al.*, "Real-time fibre optic radiation dosimeters for nuclear environment monitoring around thermonuclear reactors," *Fusion Engineering and Design*, vol. vol. 83, pp. 50-59, 2008
- [8] PERRY, S. *The Physical Principles of Medical Imaging*. Available: <http://www.sprawls.org/ppmi2/RADQU/#CHAPTER%20CONTENTS>
- [9] ŠVEC, J., "RADIOAKTIVITA A IONIZUJÍCÍ ZÁŘENÍ," Ostrava, Aplikovaná fyzika, Ochrana před zářením 2005.
- [10] SÚRO. (2023). *Státní úřad radiační ochrany, v. v. i.* Available: <https://www.suro.cz/cz>
- [11] PROSTŘEDÍ, P. O. P. O. Ž., *Ionizující záření účinky a zdroje*, 2016, 978-92-807-3600-7.
- [12] SAFETY, C. C. F. O. H. A. (2016). *Radiation - Quantities and Units of Ionizing Radiation*. Available: https://www.ccohs.ca/oshanswers/phys_agents/ionizing.html
- [13] ULLMANN, V. (2002, *Jaderná fyzika a fyzika ionizujícího záření. Astronuklfyzika*. Available: www.astronuklfyzika.cz
- [14] "Fiber Optic Sensors: Current Status and Future Possibilities," in *Fiber Optic Sensors: Current Status and Future Possibilities*. vol. 21, I. R. Matias, S. Ikezawa, and J. Corres, Eds., ed, 2017, pp. 1-381.
- [15] WANG, P., X. B. TANG, P. GONG, *et al.*, "Design of a portable dose rate detector based on a double Geiger-Mueller counter," *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section a-Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment*, vol. 879, pp. 147-152, Jan 2018, 10.1016/j.nima.2017.07.061.
- [16] SATO, Y., K. MINEMOTO, and M. NEMOTO, "Three-dimensional visualization of a beta-emitting nuclide by combining a directional Geiger-Mueller counter and structure from motion," *Journal of Instrumentation*, vol. 16, Oct 2021, 10.1088/1748-0221/16/10/c10008.
- [17] BRACE, O. J., I. FUDULI, S. ALNAGHY, *et al.*, "A Large Area Pixelated Silicon Array Detector for Independent Transit In Vivo Dosimetry," *Applied Sciences*,

- vol. 12, p. 537, 2022
- [18] RYBKA, A. V., L. N. DAVYDOV, I. N. SHLYAKHOV, *et al.*, "Gamma-radiation dosimetry with semiconductor CdTe and CdZnTe detectors," *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section a-Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment*, vol. 531, pp. 147-156, Sep 2004, 10.1016/j.nima.2004.05.107.
- [19] EREMIN, V., E. VERBITSKAYA, and Z. LI, "Effect of radiation induced deep level traps on Si detector performance," *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section a-Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment*, vol. 476, pp. 537-549, Jan 2002, 10.1016/s0168-9002(01)01640-0.
- [20] GILL, K., G. HALL, S. ROE, *et al.*, "Radiation damage by neutrons and protons to silicon detectors," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 322, pp. 177-188, 1992/11/01/ 1992, [https://doi.org/10.1016/0168-9002\(92\)90027-2](https://doi.org/10.1016/0168-9002(92)90027-2).
- [21] GOROKHOVA, E., V. A. DEMIDENKO, O. A. KHRISTICH, *et al.*, "Luminescence properties of ceramics based on terbium-doped gadolinium oxysulfide," *Journal of Optical Technology*, vol. 70, pp. 693-698, 10/01 2003, 10.1364/JOT.70.000693.
- [22] BEAULIEU, L. and S. BEDDAR, "Review of plastic and liquid scintillation dosimetry for photon, electron, and proton therapy," *Physics in Medicine and Biology*, vol. 61, pp. R305-R343, Oct 2016, 10.1088/0031-9155/61/20/r305.
- [23] KIM, C., W. LEE, A. MELIS, *et al.*, "A Review of Inorganic Scintillation Crystals for Extreme Environments," *Crystals*, vol. 11, p. 669, 2021
- [24] MADDALENA, F., L. TIAHJANA, A. XIE, *et al.*, "Inorganic, Organic, and Perovskite Halides with Nanotechnology for High-Light Yield X-and gamma-ray Scintillators," *Crystals*, vol. 9, p. 88, 02/08 2019, 10.3390/cryst9020088.
- [25] MCGREGOR, D. S., "Materials for Gamma-Ray Spectrometers: Inorganic Scintillators," in *Annual Review of Materials Research, Vol 48*. vol. 48, D. R. Clarke, Ed., ed, 2018, pp. 245-277.
- [26] QUERO, G., P. VAIANO, F. FIENGA, *et al.*, "A novel Lab-on-Fiber Radiation Dosimeter for Ultra-high Dose Monitoring," *Scientific Reports*, vol. 8, p. 17841, 2018/12/14 2018, 10.1038/s41598-018-35581-3.
- [27] ARCHER, J., E. LI, J. DAVIS, *et al.*, "High spatial resolution scintillator dosimetry of synchrotron microbeams," *Scientific Reports*, vol. 9, p. 6873, 2019/05/03 2019, 10.1038/s41598-019-43349-6.
- [28] ALAWIAH, A., S. BAUK, M. W. MARASHDEH, *et al.*, "The thermoluminescence glow curve and the deconvoluted glow peak characteristics of erbium doped silica fiber exposed to 70–130kVp x-rays," *Applied Radiation and Isotopes*, vol. 104, pp. 197-202, 2015/10/01/ 2015, <https://doi.org/10.1016/j.apradiso.2015.07.011>.
- [29] GHOMEISHI, M., G. A. MAHDIRAJI, F. R. M. ADIKAN, *et al.*, "Sensitive Fibre-Based Thermoluminescence Detectors for High Resolution In-Vivo Dosimetry," *Scientific Reports*, vol. 5, p. 13309, 2015/08/28 2015, 10.1038/srep13309.
- [30] MORADI, F., G. A. MAHDIRAJI, M. U. KHANDAKER, *et al.*, "Investigation on various types of silica fibre as thermoluminescent sensors for ultra-high dose radiation dosimetry," *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 273, pp. 197-205,

- 2018/04/15/ 2018, <https://doi.org/10.1016/j.sna.2018.02.024>.
- [31] KALNINS, C. A. G., H. EBENDORFF-HEIDEPRIEM, N. A. SPOONER, *et al.*, "Radiation dosimetry using optically stimulated luminescence in fluoride phosphate optical fibres," *Optical Materials Express*, vol. 2, pp. 62-70, 2012/01/01 2012, 10.1364/OME.2.000062.
- [32] STAJANCA, P. and K. KREBBER, "Radiation-Induced Attenuation of Perfluorinated Polymer Optical Fibers for Radiation Monitoring," *Sensors*, vol. 17, p. 1959, 2017
- [33] LI VECCHI, G., D. DI FRANCESCO, C. SABATIER, *et al.*, "Infrared radiation Induced attenuation of radiation sensitive optical fibers: influence of temperature and modal propagation," *Optical Fiber Technology*, vol. 55, p. 102166, 2020/03/01/ 2020, <https://doi.org/10.1016/j.yofte.2020.102166>.
- [34] SPOREA, D., A. STÂNCALIE, D. NEGUȚ, *et al.*, "Comparative study of long period and fiber Bragg gratings under gamma irradiation," *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 233, pp. 295-301, 2015/09/01/ 2015, <https://doi.org/10.1016/j.sna.2015.07.007>.
- [35] WHITTAKER, C. A., C. A. G. KALNINS, H. EBENDORFF-HEIDEPREIM, *et al.*, "A fibre optic based approach and device for sensing alpha particles in liquids," *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. vol. 299, 2019
- [36] WHITTAKER, C. A., C. A. G. KALNINS, H. EBENDORFF-HEIDEPRIEM, *et al.*, "A fibre optic based approach and device for sensing beta radiation in liquids," *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. vol. 296, pp. 101-109, 2019
- [37] O'KEEFFE, S., D. MCCARTHY, P. WOULFE, *et al.*, "A review of recent advances in optical fibre sensors for in-vivo dosimetry during radiotherapy," *The British journal of radiology*, vol. 88, p. 20140702, 03/11 2015, 10.1259/bjr.20140702.
- [38] WOULFE, P., F. SULLIVAN, and S. O'KEEFFE, *Optical fibre luminescence sensor for real-time LDR brachytherapy dosimetry*, 2016
- [39] MARTYN, M., W. KAM, P. WOULFE, *et al.*, "Water Phantom Characterization of a Novel Optical Fiber Sensor for LDR Brachytherapy," vol. PP, pp. 1-1, 01/01 2023, 10.1109/JSEN.2022.3225007.
- [40] ZHUANG, Q., H. YAOSHENG, M. YU, *et al.*, "Embedded structure fiber-optic radiation dosimeter for radiotherapy applications," *Optics Express*, vol. 24, p. 5172, 03/07 2016, 10.1364/OE.24.005172.
- [41] KERTZSCHER, G. and S. BEDDAR, "Ruby-based inorganic scintillation detectors for ¹⁹²Ir brachytherapy," *Physics in Medicine & Biology*, vol. 61, p. 7744, 2016/10/14 2016, 10.1088/0031-9155/61/21/7744.
- [42] KERTZSCHER, G. and S. BEDDAR, "Inorganic scintillation detectors for ¹⁹²Ir brachytherapy," *Physics in Medicine & Biology*, vol. 64, p. 225018, 2019/11/21 2019, 10.1088/1361-6560/ab421f.
- [43] JANG, K. W., D. H. CHO, W. J. YOO, *et al.*, "Fiber-optic radiation sensor for detection of tritium," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 652, pp. 928-931, 2011/10/01/ 2011, <https://doi.org/10.1016/j.nima.2010.09.060>.
- [44] YOO, W. J., S. H. SHIN, D. E. LEE, *et al.*, "Development of a Small-Sized, Flexible, and Insertable Fiber-Optic Radiation Sensor for Gamma-Ray Spectroscopy," *Sensors*, vol. 15, pp. 21265-21279, 2015

- [45] NIKL, M. and A. YOSHIKAWA, "Recent R&D Trends in Inorganic Single-Crystal Scintillator Materials for Radiation Detection," *Advanced Optical Materials*, vol. 3, pp. 463-481, Apr 2015, 10.1002/adom.201400571.
- [46] MDHLULI, J. E., H. JIVAN, R. ERASMUS, *et al.*, "Neutron induced radiation damage of plastic scintillators for the upgrade of the Tile Calorimeter of the ATLAS detector," in *4th Biennial Conference on Discovery Physics at the LHC*, Kruger, SOUTH AFRICA, 2016, 012008, 10.1088/1742-6596/878/1/012008.
- [47] KOSHIMIZU, M., "Recent progress of organic scintillators," *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 62, p. 010503, 2022/11/21 2023, 10.35848/1347-4065/ac94fe.
- [48] CHEWPRADITKUL, W., L. SWIDERSKI, M. MOSZYNSKI, *et al.*, "Scintillation Properties of LuAG:Ce, YAG:Ce and LYSO:Ce Crystals for Gamma-Ray Detection," *Ieee Transactions on Nuclear Science*, vol. 56, pp. 3800-3805, Dec 2009, 10.1109/tns.2009.2033994.
- [49] ZHU, R. Y. and IOP, "Ultrafast and Radiation Hard Inorganic Scintillators for Future HEP Experiments," in *18th International Conference on Calorimetry in High Energy Particle Physics (CALOR)*, Univ Oregon, Ctr High Energy Phys, Eugene, OR, 2018, 012022, 10.1088/1742-6596/1162/1/012022.
- [50] KASIK, I., "GLASS MATERIALS FOR OPTICAL FIBERS," *Ceramics - Silikaty*, vol. 64, pp. 1-9, 10/08 2019, 10.13168/cs.2019.0045.
- [51] *Fiber optic sensors: an introduction for engineers and scientists*, 2nd ed. Hoboken, New Jersey: John Wiley & Sons, Inc., 2011, 978-0-470-12684-4.
- [52] MIKEL, B., R. HELAN, Z. BUCHTA, *et al.*, "Optical fiber sensors for measurement strain and vibration," in *Photonics, Devices, and Systems Vi*. vol. 9450, ed, 2015.
- [53] MIKEL, B., R. HELAN, Z. BUCHTA, *et al.*, "First setup of the optical fiber measuring system to monitoring structure health of nuclear power plant," *Second International Conference on Applications of Optics and Photonics*, vol. 9286, 2014 2014, 10.1117/12.2060822.
- [54] SAHOTA, J., N. GUPTA, and D. DHAWAN, "Fiber Bragg grating sensors for monitoring of physical parameters: A comprehensive review," *Optical Engineering*, vol. 59, p. 1, 06/25 2020, 10.1117/1.OE.59.6.060901.
- [55] ZHU, T., D. WU, M. LIU, *et al.*, "In-Line Fiber Optic Interferometric Sensors in Single-Mode Fibers," *Sensors*, vol. 12, pp. 10430-10449, Aug 2012, 10.3390/s120810430.
- [56] PALMIERI, L., L. SCHENATO, M. SANTAGIUSTINA, *et al.*, "Rayleigh-Based Distributed Optical Fiber Sensing," *Sensors*, vol. 22, p. 6811, 2022
- [57] MUANENDA, Y., C. J. OTON, and F. DI PASQUALE, "Application of Raman and Brillouin Scattering Phenomena in Distributed Optical Fiber Sensing," *Frontiers in Physics*, vol. 7, 2019-October-29 2019, 10.3389/fphy.2019.00155.
- [58] KUDELSKI, A., "Analytical applications of Raman spectroscopy," *Talanta*, vol. 76, pp. 1-8, Jun 2008, 10.1016/j.talanta.2008.02.042.
- [59] LU, P., N. LALAM, M. BADAR, *et al.*, "Distributed optical fiber sensing: Review and perspective," *Applied Physics Reviews*, vol. 6, 2019, 10.1063/1.5113955.
- [60] LI, J., K. ZHENG, D. CHANG, *et al.*, "Study on pure silica core optical fibers," *Science in China Series E: Technological Sciences*, vol. 51, pp. 58-64, 2008/01/01 2008, 10.1007/s11431-008-0005-0.
- [61] GIRARD, S., J. KUHNHENN, A. GUSAROV, *et al.*, "Radiation Effects on

- Silica-Based Optical Fibers: Recent Advances and Future Challenges," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 60, pp. 2015-2036, 06/01 2013, 10.1109/TNS.2012.2235464.
- [62] LIU, Z. Y., H. Y. TAM, L. HTEIN, *et al.*, "Microstructured Optical Fiber Sensors," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 35, pp. 3425-3439, Aug 2017, 10.1109/jlt.2016.2605124.
- [63] RUSSELL, P., "Photonic crystal fibers," *Science*, vol. 299, pp. 358-62, Jan 17 2003, 10.1126/science.1079280.
- [64] CAI, W., N. F. SONG, J. JIN, *et al.*, "Gamma-radiation effects in pure-silica-core photonic crystal fiber," *Chinese Physics B*, vol. 26, Nov 2017, 10.1088/1674-1056/26/11/114211.
- [65] SILVIO, A., G. ROBERTO, and P. GUIDO, "Step-Index PMMA Fibers and Their Applications," in *Current Developments in Optical Fiber Technology*, H. Sulaiman Wadi and A. Hamzah, Eds., ed Rijeka: IntechOpen, 2013, p. Ch. 7.
- [66] GIRARD, S., Y. OUERDANE, G. ORIGLIO, *et al.*, "Radiation Effects on Silica-Based Preforms and Optical Fibers—I: Experimental Study With Canonical Samples," *Nuclear Science, IEEE Transactions on*, vol. 55, pp. 3473-3482, 01/01 2009, 10.1109/TNS.2008.2007297.
- [67] (2023). *Single photon detection*. Available: <https://www.photonis.com/products/ultimate-detection/single-photon-detection>
- [68] ABRAMOWITZ M., D. W. M. (2023). *Concepts in Digital Imaging Technology*. Available: <https://hamamatsu.magnet.fsu.edu/articles/photomultipliers.html>
- [69] (2023). *Single Photon Counting – A Comparison between Two Types of Technology*. Available: <https://www.lasercomponents.com/de-en/news/single-photon-counting-a-comparison-between-two-types-of-technology/>
- [70] FIRST-SENSOR, "Introduction to silicon photomultipliers (SiPMs)," <https://www.first-sensor.com/>, Ed., ed, 2019, p. 7.
- [71] BALĂCEANU, A., M. DOBRE, A. GHERGHEL-LASCU, *et al.*, "Characterization of the basic unit in a multi-channel SiPM muography detector using cosmic muons," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 1051, p. 168199, 2023/06/01/ 2023, <https://doi.org/10.1016/j.nima.2023.168199>.
- [72] EPOTEK, "EPO-TEK® 353ND Technical Data Sheet," I. EPOXY TECHNOLOGY, Ed., ed. 14 FORTUNE DRIVE, BILLERICA, MA 01821 (978) 667-3805: EPOXY TECHNOLOGY, INC. , 2023.
- [73] RERUCHA, S., A. YACOOT, T. M. PHAM, *et al.*, "Laser source for dimensional metrology: investigation of an iodine stabilized system based on narrow linewidth 633 nm DBR diode," *Measurement Science and Technology*, vol. 28, Apr 2017, 10.1088/1361-6501/aa5ab9.
- [74] MCCARTHY, D., S. O'KEEFFE, E. LEWIS, *et al.*, "Radiation Dosimeter Using an Extrinsic Fiber Optic Sensor," *IEEE Sensors Journal*, vol. 14, pp. 673-685, Mar 2014, 10.1109/jsen.2013.2284857.
- [75] ANDRÉS, A. I. D., S. O'KEEFFE, L. CHEN, *et al.*, "Highly Sensitive Extrinsic X-Ray Polymer Optical Fiber Sensors Based on Fiber Tip Modification," *IEEE Sensors Journal*, vol. 17, pp. 5112-5117, 2017, 10.1109/JSEN.2017.2721105.
- [76] O'KEEFFE, S., W. ZHAO, W. SUN, *et al.*, "An Optical Fibre Based Sensor for Real-Time Monitoring of Clinical Linear Accelerator (Linac) Radiotherapy

- Delivery," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 22, pp. 1-1, 01/01 2015, 10.1109/JSTQE.2015.2482945.
- [77] IVANOV, O., S. NIKITOV, and Y. GULYAEV, "Cladding modes of optical fibers: Properties and applications," *Physics-Uspekhi*, vol. 49, p. 167, 02/28 2006, 10.1070/PU2006v049n02ABEH005784.
- [78] MATĚJ, Z., M. KOŠŤÁL, E. LOSA, *et al.*, "Measurement of fast neutron spectrum in the radial channel of VR-1 research reactor," *Radiation Physics and Chemistry*, p. 111369, 2023/10/29/ 2023, <https://doi.org/10.1016/j.radphyschem.2023.111369>.

SEZNAM SYMBOLŮ A ZKRATEK

^{235}U	Izotop uranu 235
^{60}Co	Izotop kobaltu 60
$\text{Al}_2\text{O}_3:\text{C}$	Uhlíkem dopovaný oxid hlinitý
α	Alfa – typ částice
APD	Lavinová fotodioda
BGO	Scintilační materiál: Bismuth Germanate
$\text{CaF}_2(\text{Eu})$	Scintilační krystal: Fluorid vápenatý dopovaný europiem
Ce^{3+}	Třivalentní cer – dopant používaný ve scintilačních materiálech
Cl	Chlor – nečistota v optickém vlákne
cps	Počet impulzů za sekundu (míra četnosti)
CsI(Na)	Scintilační materiál: Cesium Iodide dopovaný sodíkem
ČVUT	České vysoké učení technické v Praze
DBR	Distribuovaný Braggův reflektor (typ laseru)
e-h pár	Elektron-díra pár
Ej-200	Plastový scintilační materiál
Ej-290	Plastový scintilační materiál
EPO-TEK 353ND	Epoxidové lepidlo
FBG	Vlákno s Braggovou mřížkou
F-MBE	Označení optického vlákna
FP	Označení optického vlákna
FWHM	Plná šířka v polovině maxima
G-M čítač	Geiger-Müllerův čítač – typ detektoru záření
$\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S:Tb}$	Scintilační materiál: Gadolinium oxysulfid dopovaný terbium
Ge	Germanium – polovodičový materiál
H	Vodík – nečistota v optickém vlákne
HCF	Optické mikrostrukturální vlákno s dutým jádrem
H_2O	Voda
IBA18/9	Cyklotron v Řeži
ID	Identifikační číslo zdroje ionizujícího záření
IR	Infračervené záření
IRT-4M	Typ palivových článků reaktoru VR-1
$\text{LaBr}_3(\text{Ce})$	Scintilační materiál: Lanthanum Bromide dopovaný cerem
LPG	Dlouhá vláknová periodická mřížka
LOH	Nízký obsah hydroxylových skupin
LYSO(Ce)	Scintilační krystal: Lutecium-ytrium orthosilikát dopovaný cerem
MOSFET	typ tranzistoru
n	Index lomu
NaI(Tl)	Scintilační krystal: Jodid sodný dopovaný thaliem
NA	Numerická apertura

OH	Hydroxylová skupina
OSL	Opticky stimulovaná luminiscence
PC	Počítač, Polykarbonát
PMMA	Polymethylmethakrylát
PMT	Fotonásobič
POF	Plastové optické vlákno
PS	Polystyren
RIA	Radiací indukovaný útlum
RIE	Radiací indukovaná emise
RIL	Radiací indukovaná luminiscence
S₀, S₁, S₂	Singletové stavy
S₀₀, S₀₁, S₀₂	Vibrační stavy
Si	Křemík
Si-O-Si	Vazba mezi atomy křemíku a kyslíku
Si-PD	Křemíková fotodioda
Si-Si	Vazba mezi dvěma atomy křemíku
SiO₂	Oxid křemičitý (křemen)
SiPM	Křemíkový fotonásobič
SMA905	Optický konektor
SPAD	Lavinová dioda s jedním fotonem
SPC	Jednofotonový čítač
T₁, T₂, T₃	Tripletové stavy
τ	Doba života (čas rozpadu)
Tb³⁺	Třivalentní terbium – dopant
TL	Termoluminiscence
TLD	Termoluminiscenční dozimetry
TTL	Tranzistor-tranzistorová logika
UV	Ultrafialové záření
ÚPT	Ústav přístrojové techniky AV ČR, v. v. i.
VR-1	Lehkododní reaktor "Vrabec"
Z	Protonové číslo
ZnS	Scintilační materiál: Sulfid zinečnatý