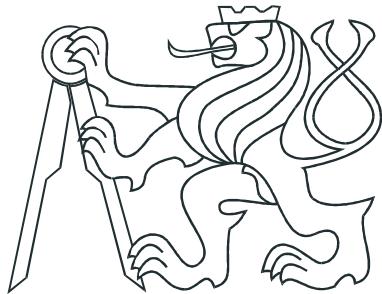


CZECH TECHNICAL UNIVERSITY IN
PRAGUE

Faculty of Nuclear Sciences and Physical
Engineering

Department of Physics



Diploma thesis

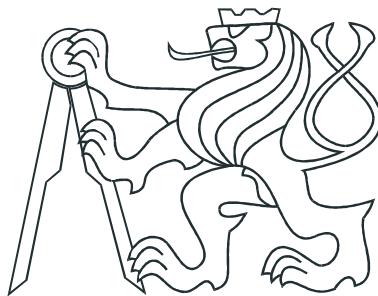
**Measurements of light yield of ZnO
based scintillators**

Michal Kocan

Supervisor: RNDr. Petr Chaloupka, Ph.D.

Prague, 2017

ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ
V PRAZE
Fakulta Jaderná a Fyzikálně Inženýrská
Katedra Fyziky



Diplomová práce

Měření světelné výtěžnosti scintilátorů
na bázi ZnO

Michal Kocan

Vedoucí práce: RNDr. Petr Chaloupka, Ph.D.

Praha, 2017

Title:

Measurements of light yield of ZnO based scintillators

Author: Michal Kocan

Specialization: Experimental nuclear physics

Sort of project: Diploma thesis

Supervisor: RNDr. Petr Chaloupka, Ph.D.

Abstract: The presented thesis deals with a topic of scintillators and measurements of their light yields. In the thesis are described basic principles and properties of organic and inorganic scintillators including newly developed ZnO based scintillators. The thesis also includes discussion about photon detectors and their use for measuring light yields of scintillators. Special attention is paid to silicon photomultipliers, a new technology which is becoming a very attractive alternative to classic photomultipliers. Within the thesis project an experimental apparatus for measuring scintillator light yields using classic as well as silicon photomultipliers has been constructed and tested. In the last part of the thesis are presented results from the first preliminary measurements

Key words: scintillator, light yield, photon detectors, measurements methods

Název práce:

Měření světelné výtěžnosti scintilátorů na bázi ZnO

Autor: Michal Kocan

Zaměření: Experimentální jaderná a částicová fyzika

Typ práce: Diplomová práce

Vedoucí práce: RNDr. Petr Chaloupka, Ph.D.

Abstrakt: Tato práce se zabývá problematikou scintilátorů a způsobu měření jejich světelné výtěžnosti. V práci jsou popsány základní principy a vlastnosti organických a anorganických scintilátorů včetně nově vyvíjených scintilátorů na bázi ZnO. Dále jsou popsány detektory fotonů a metody, jak pomocí nich měřit světelné výtěžky scintilátorů. Podstatná část práce je věnována křemíkovým fotonásobičům, které se v poslední době stávají čím dál více atraktivní alternativou ke klasickým fotonásobičům. V rámci práce byla sestavena, zprovozněna a otestována aparatura pro měření výtěžků scintilátorů s použitím jak klasických, tak i křemíkových fotonásobičů. V závěrečné části jsou prezentovány předběžné výsledky prvních měření.

Klíčová slova: scintilátor, světelná výtěžnost, detektory fotonů, metody měření

Poděkování

Tímto bych chtěl poděkovat RNDr. Petru Chaloupkovi, Ph.D. za vedení mé diplomové práce.

Obsah

1 Scintilátory	15
1.1 Anorganické scintilátory	16
1.1.1 Produkce světla v anorganických scintilátorech	16
1.2 Organické scintilátory	17
1.2.1 Produkce světla v organických scintilátorech	18
1.3 ZnO scintilátory	19
1.4 Gama spektroskopie se scintilátory	20
1.4.1 Fotoefekt	20
1.4.2 Comptonův rozptyl	20
1.4.3 Tvorba elektron-pozitronového páru	21
1.4.4 Malý a velký detektor	21
1.4.5 Skutečné spektrum	22
1.4.6 Energetické rozlišení	22
2 Detektory fotonů a jejich vyčítání	23
2.1 Detektory	24
2.1.1 Fotonásobič	24
2.1.2 Fotodioda	25
2.1.3 Křemíkový fotonásobič	27
2.2 Vyčítací elektronika	29
3 Metody měření světelné výtěžnosti scintilátorů	33
3.1 Měření fotonásobičem	33
3.2 Měření (lavinovou-)fotodiodou	37
3.3 Měření křemíkovými fotonásobičem	38
4 Měřící aparatura	41
4.1 Sestava s křemíkovým fotonásobič	41
4.2 Sestava s fotonásobičem	45

4.3	Scintilátory	46
4.4	Linearita zesilovače	48
5	Měření světelné výtěžnosti scintilátoru	51
5.1	Měření s fotonásobičem	51
5.1.1	Měření světelné výtěžnosti organického scintilátoru	53
5.1.2	Měření světelné výtěžnosti BGO	57
5.2	Měření s křemíkovým fotonásobičem	59
5.2.1	Měření světelné výtěžnosti organického scintilátoru	61
5.3	Měření světelné výtěžnosti ZnO	66
5.3.1	Simulace	67
6	Závěr	70

Seznam obrázků

1.1	Závislost světelného výtěžku (vlevo) a rozpadového času (vpravo) na teplotě pro čistý krystal CsI. [1]	17
1.2	Vytváření scintilace v anorganických scintilátorech. [2] . .	17
1.3	Vytváření scintilace v organických scintilátorech. [2] . . .	19
2.1	Stavba a princip detekce fotonásobiče. [1]	24
2.2	Různé tvary dynod používané ve fotonásobičích. [1] . . .	25
2.3	Vlevo: Závislost kvantové efektivity fotonásobiče na vlnové délce fotonů. Při použití křemenného skla, křivka označena písmenem Q, je možné detekovat i krátké vlnové délky. [3] Vpravo: Závislost efektivity detekce fotonů v závislosti na vlnové délce fotonů. Efektivita je ukázána pro křemíkový fotonásobič s velikostí pixelů 50 μm . [4]	26
2.4	Lavinová fotodioda. [5]	26
2.5	Vlevo je fotka křemíkového detektoru. Vpravo je znázorněn obvod křemíkového detektoru. [5]	27
2.6	Zjednodušené schéma jednoho pixelu a výsledný tvar signálu z jednoho pixelu křemíkového fotonásobiče. [6]	28
2.7	Detailní pohled na stavbu pixelu v závislosti na jeho velikosti. [6]	29
2.8	Zjednodušené schéma nábojově citlivého předzesilovače. [7]	30
2.9	CR derivace v zesilovači. [8]	31
2.10	RC integrace v zesilovači. [8]	31
2.11	CR-RC tvarování signálu v zesilovači. [8]	31
3.1	Spektrum dvou scintilátorů pro použití porvnávací metody. [9]	35

3.2	Single-electron spektrum změřené fotonásobičem fitované exponenciellou a dvěma Gaussovými funkciemi. Křivka 1 odpovídá námi hledané odezvě jednoho elektronu. Exponenciela odpovídá pozadí a křivka 3 je odezva dvou elektronů. [10]	35
3.3	(a) Absorbovaný (1), odražený (2) a proslý (3) foton na fotokatodě. (b) Přímo detekovaný (1), zpět odražený (2) a uvězněný (3) foton. (c) Vícenásobné odražení uvnitř krycího skla nebo fotokatody. [11]	36
3.4	Ukázka možnosti reflektoru pro (a) lavinové fotodiody, (b) fotodiody a (c) fotonásobiče. [10]	37
3.5	Naměřené spektrum jednotlivých fotonů a spektrum cesia křemíkovým fotonásobičem. [12]	39
3.6	Simulace linearity křemíkového fotonásobiče v závislosti na počtu dopadajících fotonů N_γ a počtu pixelů N_{pixelu} křemíkového fotonásobiče při konstantní efektivitě detekce fotonu PDE podle rovnice (3.7).	40
4.1	Diagram základní sady C12332-01 pro měření s křemíkovými fotonásobiči od firmy Hamamatsu. [13]	43
4.2	Měřící aparatura s křemíkovým fotonásobičem.	43
4.3	a) Signál z křemíkového fotonásobiče pozorovaný osciloskopem. b) Signál z křemíkového fotonásobiče oříznutý maximálním výstupním napětí zesilovače na napájecí desce.	44
4.4	Naměřené spektrum ^{22}Na scintilátorem BGO při použití obyčejného děliče napětí. Pozice píku pro energii 1274 keV (cca. 5000 kanálů) není ani dvojnásobkem pozice píku pro energii 511 keV (cca. 3200 kanálů).	45
4.5	Výsledná měřící aparatura pro měření s fotonásobičem. Vpravo je sundán pohlcovač externích fotonů.	46
4.6	Výsledný teflonový reflektor pro měření s křemíkovými fotonásobiči.	47
4.7	Výsledný teflonový reflektor na fotonásobiči.	48
4.8	Vlevo: Schéma obvodu na vytvoření nanosekundových pulzů. [14] Vpravo: Námi používaná sestava.	49
4.9	Změřené spektrum LED diody při zesílení 50.	50
5.1	Naměřené spektrum fotonásobičem pro single-electron metodou při zesílení 2000.	53

5.2	Generovaný LED pulz generátorem funkcí pozorovaný osciloskopem. Pulz z generátoru je zobrazen tyrkysovou barvou a pulz na diodě je zobrazen modře.	54
5.3	Hradlování signálu ze zesilovače generátorem pulzů. Pulz z generátoru pulzů je zobrazen fialově, modrou barvou je zobrazen výstup z předzesilovače a zelenou je zobrazen signál ze zesilovače.	54
5.4	Naměřené spektrum pro ^{22}Na organickým scintilátorem a fotonásobičem společně s fity Comptonovských hran.	56
5.5	Histogramy k určení kvantové efektivity fotonásobiče QE [3] a pravděpodobnosti detekce fotonu PDE křemíkového fotonásobiče [4] společně s normovaným emisním spektrem BGO [15]. K lepší viditelnosti bylo emisní spektrum BGO vynásobeno konstantou 50.	57
5.6	Naměřené spektrum pro ^{60}Co BGO a fotonásobičem společně s fity píků plného pohlcení.	59
5.7	Naměřené spektrum pro jednotlivé fotony při zesílení 500. Funkce fit se skládá z 3 Gaussových funkcí a exponenciálního pozadí.	60
5.8	Simulace počtu přeslechů v závislosti na počtu dopadajících fotonů. Modrá barva znázorňuje pixely, které byly zapáleny dopadajícími fotony, černá pak pro pixely zapálené přeslechy.	61
5.9	Simulace závislosti počtu zapálených pixelů $N_{zapalenych}$ v závislosti na počtu dopadajících fotonů N_γ . Ukázány jsou křivky jak bez započítání přeslechů, tak i s přeslechy. Ukázány jsou také teoretické závislosti počtu zapálených pixelů bez i s přeslechy, kde teoretická pravděpodobnost přeslechů činí 3 procenta. Ukázána je také lineární závislost počtu zapálených pixelů na pravděpodobnosti detekce fotonu PDE	62
5.10	Naměřené spektrum ^{137}Cs organickým scintilátorem a křemíkovým fotonásobičem s 14400 pixly a zesílení 50. Ukázáno je i fitování Comptonovy hrany.	62
5.11	Naměřené spektrum hradlovaného LED pulzu křemíkovým fotonásobičem s různými počty pixelů.	64
5.12	Naměřené spektrum LED pulzu vedeného buď přímo na křemíkový fotonásobič s 3600 pixely (modrá) nebo přes používaný Teflonový reflektor (červená).	65

5.13	Dočasné náhradní řešení dosud používaného teflonového reflektoru, které bylo vytisknuto na 3D tiskárně.	65
5.14	Naměřené spektrum všech zářičů ZnO scintilátorem křemíkovým fotonásobičem v porovnání s organickým scintilátorem.	66
5.15	Naměřené spektrum všech zářičů ZnO scintilátorem klasickým fotonásobičem v porovnání s organickým scintilátorem.	67
5.16	Porovnání změřeného spektra a spektra získaného simulací pro ^{137}Cs	68
5.17	Simulované spektrum pro dvě různé tloušťky organického scintilátoru, na kterém je nanesena 5 μm vrstva zlata.	69

Kapitola 1

Scintilátory

Scintilátor je materiál, který při průchodu ionizujícího záření, produkuje světlo. Scintilátor je první pevný materiál, který byl použit jako detektor částic. Použit byl roku 1910 Rutherfordem jako detektor alfa částic. [16] Detekce scintilačního světla byla zpočátku prováděna pouze lidským okem, a proto se jednalo o velmi nepřesnou metodu. Změna nastala vynalezením fotonásobiče, který umožňuje mnohonásobné zesílení signálu.

Scintilátory obecně dělíme na organické a anorganické. Jednotlivé typy se liší fyzikálním principem tvorby scintilačního světla, a proto se jednotlivé typy scintilátorů liší v důležitých charakteristikách. Mezi ně patří: scintilační efektivita, světelný výtěžek, emisní spektrum a rozpadový čas vyzařovaného světla. [1] Scintilační efektivita je definována jako celková energie vyzářených fotonů vzhledem k energii deponované ve scintilátoru. Světelný výtěžek je udáván počtem vytvořených fotonů scintilátorem na 1 MeV deponované energie. Vyzařování scintilačního světla má rychlý náběh, který je následován exponenciálním útlumem po dobu rozpadového času. K popsání exponenciálního útlumu je často potřeba použít více rozpadových časů. Tyto charakteristiky závisí nejen na zvoleném scintilátoru, ale také na teplotě nebo množství uložené energie. I když scintilátory v porovnání s polovodičovými detektory mají horší energetické rozlišení, jejich výhodou je možnost sestrojit detektor o libovolném tvaru a velkých rozměrů za přijatelnou cenu.

1.1 Anorganické scintilátory

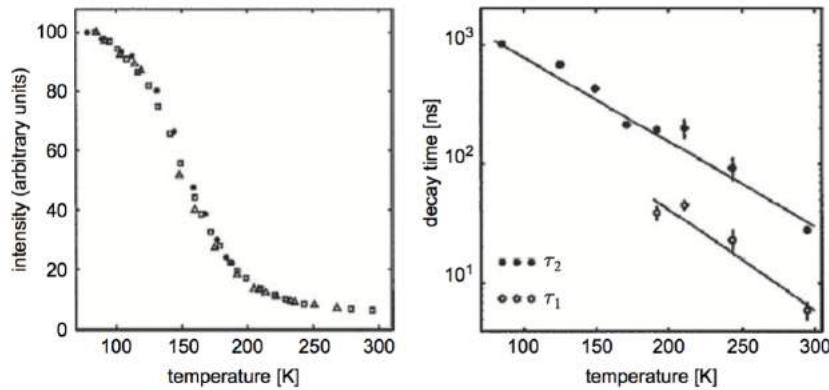
Anorganické scintilátory v porovnání s organickými scintilátory mají silný světelný výtěžek s lineárnější odezvou na množství uložené energie. Nevýhodou je delší rozpadový čas, než-li u organických scintilátorů. Anorganické scintilátory mají relativně vysokou hustotu a velké atomové číslo. To z nich dělá vhodné detektory gama záření. [1] Přehled a vlastnosti nejznámějších anorganických scintilátorů jsou uvedeny v tabulce 1.1.

Scintilátor	$N_\gamma [10^3 \text{ MeV}^{-1}]$	$\lambda [\text{nm}]$	$\tau [\text{ns}]$
NaI(Tl)	38	415	230
CsI	2	315	30
Cs(Tl)	55	550	1000
$Bi_4Ge_3O_{12}$ (BGO)	8	480	300

Tabulka 1.1: Přehled některých anorganických scintilátorů a jejich vlastností: počet fotonů na jednotku energie N_γ , vlnová délka maxima emisního spektra λ a rozpadový čas τ . Data převzata z [1].

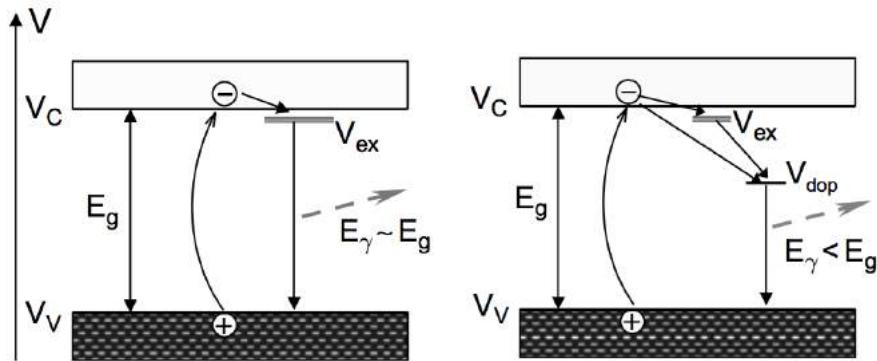
1.1.1 Produkce světla v anorganických scintilátořích

Produkce světla anorganických scintilátorů je závislá na krystalické struktuře materiálu. Při průchodu ionizujícího záření dochází k excitaci valenčních elektronů scintilátoru do vodivostního pásu. Vodivostní a valenční pás je oddělen zakázaným pásem, kde se nemůže elektron vyskytovat. Šířka pásu se pohybuje v rozmezí 3 až 10 eV. Excitovaný elektron může zrekombinovat s dírou ve valenčním pásu nebo vytvořit vázaný stav s dírou zvaný exciton. Excitonová hladina se nachází pod spodní hladinou valenčního pásu. Exciton mohou krystalem cestovat a následně pak deexcitují srážkou s fononem nebo dojde k rekombinaci s dírou za vyzáření fotonu. [1] Pravděpodobnost vyzáření fotonů klesá se vzrůstající teplotou. Tato závislost pro čistý krystal CsI je ukázána na obrázku 1.1. Na obrázku je také zobrazena závislost rozpadového času na teplotě. Ten s klesající teplotou roste. [1] K vylepšení světelného výtěžku při pokojových teplotách se přidává do krystalové mrázky anorganického scintilátoru příměs. Energetické hladiny příměsi jsou mezi valenčním a vodivostním pásem scintilátoru. Nyní nejen excitony, ale také elektrony ve vodivostním pásu



Obrázek 1.1: Závislost světelného výtěžku (vlevo) a rozpadového času (vpravo) na teplotě pro čistý krystal CsI. [1]

mohou přejít na energetickou hladinu příměsi, ze které při deexcitaci elektronu může být vyzářen foton. [1] Na obrázku 1.2 je znázorněna produkce fotonů jak pro čisté krystaly, tak i s příměší.



Obrázek 1.2: Vytváření scintilace v anorganických scintilátorech. [2]

1.2 Organické scintilátory

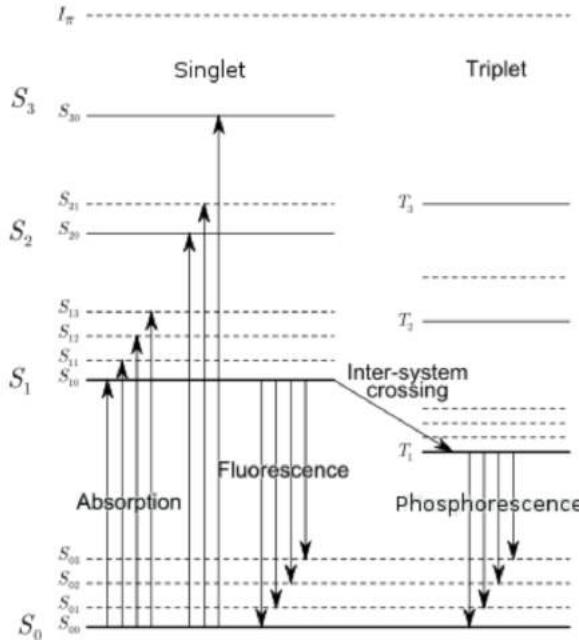
Organické scintilátory mohou být ve formě polymerovaného plastu, kapaliny nebo krystalů. Organické scintilátory se obvykle skládají ze dvou nebo více složek. Mezi nejpoužívanější organické scintilátory patří antra-

cen nebo 3-hydroxyflavon (3HF). Organické scintilátory produkují menší světelný výtěžek než-li anorganické scintilátory, ale v mnohem kratším čase. Nejlepší organický scintilátor antracen , vzhledem k efektivitě přeměny energie na světlo, dosahuje pouze třetinové efektivity anorganického scintilátoru NaI(Tl). [16] Světelný výtěžek organických scintilátorů je především pro velké deponované energie nelineární. Organické scintilátory jsou však vhodné, díky vyššímu obsahu vodíku, k detekci neutronů.

1.2.1 Produkce světla v organických scintilátořech

Produkce světla v organických scintilátořech je schematicky znázorněna na obrázku 1.3. Při průchodu ionizující záření scintilátorem dochází k excitaci molekul do vyšších energetických stavů. Jednotlivé hladiny jsou dále děleny na jednotlivé vibrační stavы. K excitaci do první hladiny je zapotřebí kolem 3 až 4 eV. [2] Je-li molekula excitovaná do vyššího stavu než-li je první excitovaný stav, přechází vnitřními procesy na první excitovanou hladinu. Z té pak dochází k deexcitaci za vyzáření fotonů. Deexcitace může probíhat do všech vibračních stavů základní hladiny. Z singletního excitovaného stavu může dojít k přechodu do tripletního stavu. Ten se vyznačuje delší dobou života a menší energií mezi základní a první excitovanou hladinou. Vyzářené světlo ze singletního stavu nazýváme fluorescencí a z tripletního, které je oproti fluorescenci zpožděné, fosorescencí. Fosorescence má oproti fluorescenci větší vlnovou délku.

Takto vzniklé světlo má ale příliš krátkou vlnovou délku. Aby vlnová délka vyzařovaného světla byla blízko maximální sensitivitě detektorů (obvykle okolo 400 nm), přidává se do původního materiálu fluorescenční činidlo. [1] To funguje jako posunovač vlnové délky. Excitace původní látky je pomocí nezářivého procesu převedena na činidlo, které pak vyzáří světlo o delší vlnové délce. Pokud i toto světlo stále nesplňuje požadované vlastnosti, je možné do směsi přidat další látku, která absorbuje vyzářené světlo a následně jej vyzáří s novou vlnovou délkou.



Obrázek 1.3: Vytváření scintilace v organických scintilátorech. [2]

1.3 ZnO scintilátory

Scintilátory na bázi nanočástic ZnO by díky svému extrémně krátkému rozpadovému času (\sim ps) měli zlepšit časové rozlišení detektorů. Tím by byly vhodným kandidátem nejen pro využití v medicíně, pozitronová emisní tomografie, ale také pro detektory používané ve vysokoenergetické fyzice. Výhodou je také vlnová délka scintilačního světla, která je okolo 400 nm. V této oblasti dosahují detektory fotonů vysokých efektivit. Ke zlepšení vlastností scintilačních a časových vlastností je ZnO dopováno různými materiály. Nejvhodnější se nyní jeví použití galia. Scintilátor na bázi nanočástic ZnO:Ga by tak teoreticky měl dosahovat podobných hodnot světelného výtěžku jako LYSO (30 000) a zároveň mít velmi rychlý rozpadový čas. Nicméně implementace nanočástic do vhodného materiálu není jednoduchý proces. [17, 18]

Vzorek scintilátoru je možné vytvořit dvěma metodami. První metoda spočívá v aplikování vrstvy nanočástic na substrát, například SiO_2 , čímž je zajištěn lepší světelny výtěžek a průhlednost materiálu pro scintilační světlo. Ve druhé metodě jsou nanočástice umístěny přímo v materiálu

tak, aby byla zvýšena uložená energie zanechaná ionizací ve scintilátoru, například polystyren. [17]

1.4 Gama spektroskopie se scintilátory

Foton, jakožto nenabitá částice, nevytváří sama o sobě signál v detektoru. Abychom mohli fotony detektovat, musí předat alespoň část své energie nabité částici, elektronu. Elektron ztrácí svoji energii ionizací a excitací okolí, případně brzdným zářením. K brzdnému záření dochází při změně hybnosti elektronu průchodem elektrického pole jádra. K předání energie elektronu fotonem dochází především třemi způsoby: fotoefekt, Comptonův rozptyl a tvorba elektron-pozitronového páru. K fotoefektu dochází především pro fotony s energií několika 100 keV, zatímco tvorba elektron-pozitronového páru dominuje pro energie větší jak 5-10 MeV. Comptonův rozptyl dominuje v rozmezí těchto energií. [2].

1.4.1 Fotoefekt

Pravděpodobnost fotoefektu je silně závislá na atomovém čísle materiálu, $\sim Z^{4,5}$. Z tohoto důvodu jsou anorganické scintilátory vhodnější pro gama spektroskopii. Při fotoefektu dochází k pohlcení fotonu atomem a vyzáření elektronu. Tento elektron získá veškerou energii fotonu sníženou o vazebnou energii daného elektronu. Tato vazebná energie se pohybuje od pár keV až po desítky keV. Místo v elektronové slupce je rychle zaplněno elektronovým přeuspořádáním. Vazebná energie je pak následně vyzářena rentgenovým zářením, nebo Augerovým elektronem. Jsou-li všechny elektrony a rentgenové záření pohlceny v materiálu, je součet všech kinetických energií roven původní energii fotonu. [2]

1.4.2 Comptonův rozptyl

Comptonův rozptyl je rozptyl fotonu na volném elektronu. Při průchodu fotonu látkou nastává Comptonův rozptyl na vnějších elektronech, jejichž energie je v podstatě zanedbatelná vůči energii fotonu. Při Comptonovu rozptylu dochází k předání části energie fotonu elektronu. Energie fotonu po rozptylu $h\nu'$ v závislosti na úhlu rozletu θ je popsána vztahem 1.1, kde $h\nu$ je původní energie fotonu a $m_e c^2$ je klidová hmotnost elektronu. [2] Kinetická energie odraženého elektronu E_e je vyjádřena vztahem 1.2. [2]

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_e c^2} (1 - \cos(\theta))} \quad (1.1)$$

$$E_e = h\nu - h\nu' = h\nu \left(\frac{\frac{h\nu}{m_e c^2} (1 - \cos(\theta))}{1 + \frac{h\nu}{m_e c^2} (1 - \cos(\theta))} \right) \quad (1.2)$$

Jelikož rozptyl může nastat do jakéhokoliv úhlu, může elektron získat jakoukoli energii od nulové pro $\theta = 0$ až po maximální pro $\theta = \pi$. To vytváří tzv. Comptnovské kontinuum v pozorovaném spektru elektronů. Maximální energie se označuje jako tzv. Comptonovská hrana. Tato analýza je založená na tom, že dochází k rozptylu na volném elektronu. Ve skutečnosti, ale dochází k rozptylu na vázaných elektronech, což způsobí zakulacení tvaru kontinua u Comptonovské hrany. [2]

1.4.3 Tvorba elektron-pozitronového páru

Pokud je energie fotonu větší než dvojnásobek hmotnosti elektronu, může dojít k tvorbě elektron-pozitronového páru. Tento proces může nastat při průchodu fotonu látkou pouze v přítomnosti hmotného jádra tak, aby byla zachována celková hybnost. Vytvořený elektron a pozitron tak mají kinetickou energii původního fotonu sníženou o své klidové hmotnosti. Jelikož je pozitron antičástice, dojde při jeho dostatečném zpomalení k anihilaci s elektrony látky za vytvoření dvou fotonů o energii dvou klidových hmotností elektronu. V závislosti na detekci těchto fotonů ve scintilátoru můžeme pozorovat: dvojí únikový pík, únikový pík a pík plného pohlcení. Při únikových pících dochází k detekci buď jednoho, nebo žádného fotonu z anihilace. Pokud jsou oba pohlceny je energie píku plného pohlcení rovna energii původního fotonu. [2]

1.4.4 Malý a velký detektor

Konkrétní tvar energetického spektra pozorovaných elektronů také závisí na velikosti aktivní oblasti a geometrii konkrétního detektoru, který byl pro detekci použit. Při použití velmi malého detektoru můžeme předpokládat, že v něm může dojít pouze k jedné z uvedených reakcí. Spektrum by tak bylo jednoduchým spojením spekter jednotlivých reakcí. Naopak při použití velmi velkého detektoru a umístěním zdroje doprostřed detektoru, budou veškeré fotony produkované v reakcích znova pohlceny, a tak dojde

k uložení veškeré energie fotonu v detektoru. Při normálních velikostech detektoru může docházet k více reakcím, při kterých je ale ne vždy pohlcena veškerá energie primárního fotonu. Ve spektru tak můžeme pozorovat vícenásobné Comptonovské rozptyly, stejně tak jako únikové píky, měli-li foton dostatečnou energii. [2]

1.4.5 Skutečné spektrum

V neideálních podmínkách může docházet k dalším jevům, které ovlivňují výsledný tvar spektra. Mezi tyto procesy patří například: elektronový únik, nezachycení rentgenového nebo brzdného záření. Do našeho detektoru může také pronikat rentgenové záření z obalového materiálu. Produkují-li nás gama zdroj více fotonů o různých energiích, případně má-li vysokou aktivitu, můžeme ve spektru pozorovat sumační pík, při kterém dochází k zachycení energie z více původních fotonů.

1.4.6 Energetické rozlišení

Během měření dochází k různým fluktuacím, a tak dochází k rozmazání signálu. Proto definujeme energetické rozlišení

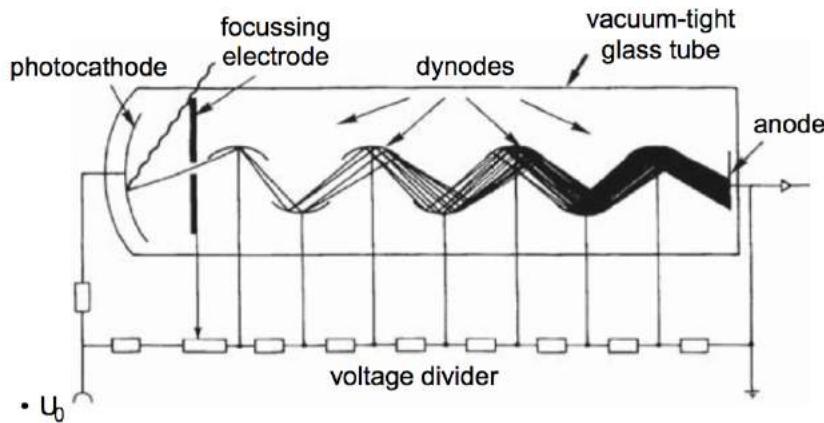
$$R = \frac{FWHM}{H}, \quad (1.3)$$

kde $FWHM$ je šířka píku v polovině jeho výšky a H je střední hodnota daného píku. [2] Jelikož energetické rozlišení scintilátorů patří k nejhorsím z používaných detektorů, jsou píky plného pohlcení relativně široké. Ke zhoršení energetického rozlišení může přispívat šum elektroniky, rozdílná odezva v různých částech detektoru, statistika kolekce náboje a fluktuace detekce počtu fotonů. Pro scintilátory je dominující fluktuace detekce počtu fotonů, protože po tomto procesu vzniká nejmenší počet nosičů informace. [2] Z tohoto důvodu tak energetické rozlišení scintilátorů ovlivňuje jak světelný výtěžek, tak i účinnost detektoru vzhledem k vyzařované vlnové délce scintilátoru.

Kapitola 2

Detektory fotonů a jejich vyčítání

K detekci fotonů se nejčastěji používají fotonásobiče, fotodiody nebo lavinové fotodiody. K detekci se ale také používají tzv. křemíkové fotonásobiče, které prošly velkým vývojem, a jsou tak vhodné k přesným měřením počtu fotonů. V detektorech dochází při detekci fotonů ke generování elektrického signálu, který je obvykle následně zpracován předzesilovačem umístěným co nejbliže k detektoru. Signál z předzesilovače je veden do zesilovače, kde je signál tvarován a lineárně zesílen. Tento signál je pak veden do multikanálového analyzátoru, kde je zpracován a odeslán do počítače. V počítači pomocí softwaru dojde k vytvoření spektra, které je následně možné zpracovat. Do obvodu můžeme připojit i další zařízení jako je např. rychlý zesilovač a diskriminátor. Signál z předzesilovače je tak veden i do rychlého zesilovače, kde je signál velmi rychle zesílen a poslán do diskriminátoru, který vyšle signál do multikanálového analyzátoru, pokud signál z rychlého zesilovače je větší než je nastavená hladina na diskriminátoru. Multikanálový analyzátor tak bude zaznamenávat pouze signály, které nás zajímají, a nebude tak zahlcen pozadím a slabými signály, které nepotřebujeme detektovat.



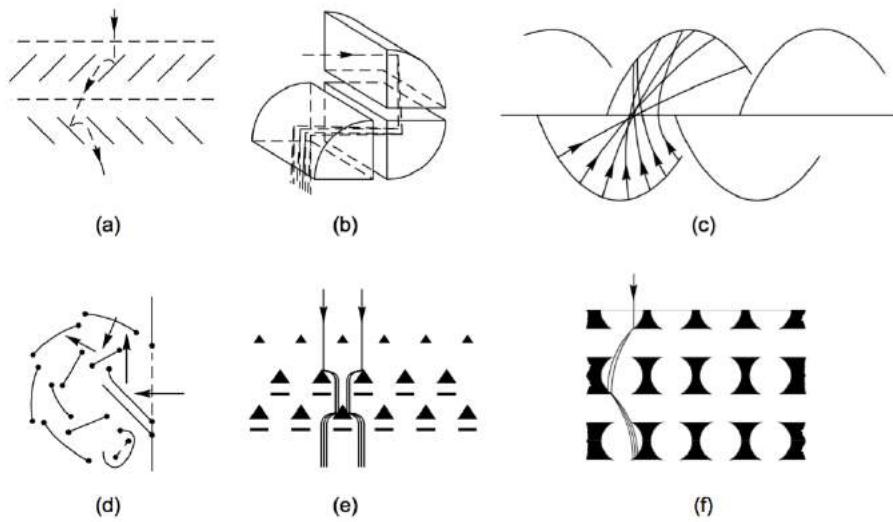
Obrázek 2.1: Stavba a princip detekce fotonásobiče. [1]

2.1 Detektory

2.1.1 Fotonásobič

Fotonásobič je nejčastějším zařízením k detekci fotonů. Fotonásobič je především tvořen fotokatodou, dynodami a anodou umístěnými v odvzdušněné skleněné trubici. Na jednotlivé části je pak pomocí odporového děliče přivedeno napětí. Fotonásobič je často umisťován do kovového obalu, kvůli ochraně před magnetickým polem, protože fotonásobič je na něj citlivý. Stavba a princip detekce fotonásobiče je znázorněno na obrázku 2.1. Při dopadu fotonu na fotokatodu fotonásobiče může dojít k fotoelektrickému jevu. Vyražený elektron, zvaný fotoelektron, je následně usměrněn na 1. dynodu. Zde dochází k emisi sekundárních elektronů. Ty jsou rozdílným napětím na 1. a 2. dynodě usměrněny na 2. dynodu. Zde opět dochází k emisi sekundárních elektronů. Tento proces se opakuje na dalších dynodách, až jsou elektrony přivedeny na anodu, odkud je signál veden ven z fotonásobiče. Dynody mohou být různého tvaru, jak je znázorněno na obrázku 2.2.

Mezi důležité parametry fotonásobiče patří kvantová efektivita, která je definována jako poměr počtu fotonů dopadlých na fotokatodu k počtu vytvořených fotoelektronů. Kvantová efektivita je závislá nejen na vlnové délce fotonů, ale například i na úhlu dopadu fotonu na fotokatodu. [10] U většiny fotonásobičů je největší kvantová účinnost pro fotony s vlnovou

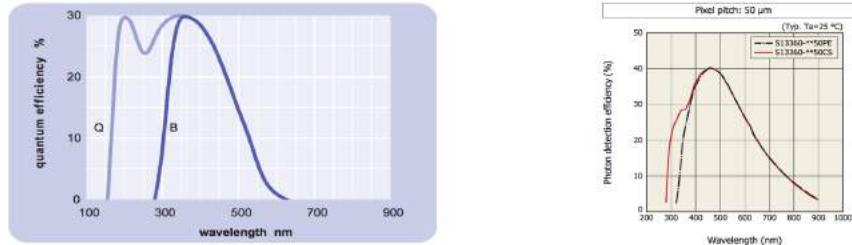


Obrázek 2.2: Různé tvary dynod používané ve fotonásobičích. [1]

délkou okolo 400 nm. Na obrázku 2.3 je znázorněna kvantová efektivita v závislosti na vlnové délce fotonásobiče (9266B - ET Enterprises [3]), který budeme následně používat při našich měřeních. Při měření kratších vlnových délek je potřeba použít jako vstupní ochranné sklo křemenné sklo, které je pro tyto fotony transparentní. Toto je také znázorněno na obrázku 2.3

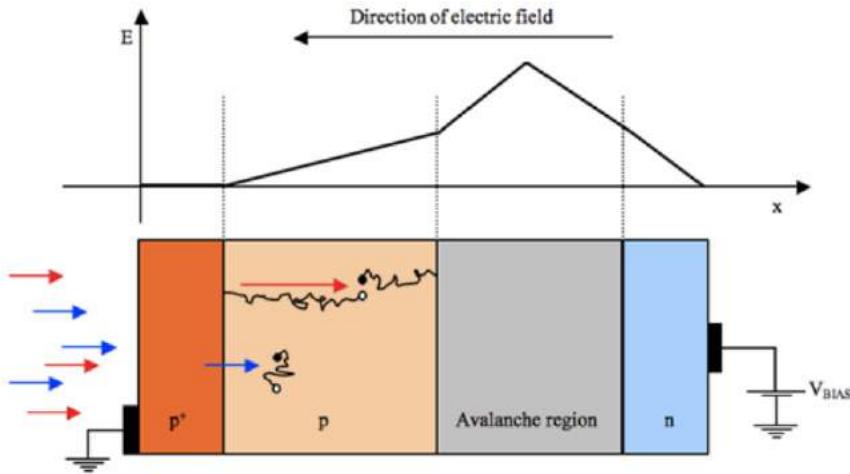
2.1.2 Fotodioda

Fotodioda je polovodičová součástka využívající PN přechod. Přidáním příměsi do polovodiče můžeme zvýšit počet volných elektronů, označováno písmenem N, nebo zvýšit počet dér, označováno písmenem P. Fotodioda se skládá z tenkých vysoce dopovaných vrstev P+ a N+. Mezi těmito vrstvami může být i $200\text{-}500 \mu\text{m}$ silná mírně dopovaná vrstva N zvaná I. Tato dioda je tak označována jako PIN fotodioda. Navrchu je dále vrstva SiO_2 , která je pro dopadající fotony transparentní. Při detekci foton pronikne do I vrstvy, na které je přivedeno napětí a vytvoří pár elektron-díra, který je odveden elektrickým polem. Kvantová efektivita fotodiod je v rozmezí 400 nm až 800 nm téměř konstantní a pohybuje se kolem 80 %. V případě lavinové fotodiody je mezi vysoce dopovanou vrstvou P+ a mírně dopovanou vrstvou N+ vytvořena oblast, kde se elektrické pole zvyšuje až k hodnotě, kdy dochází k ionizaci a vzniku dalšího páru elektron-díra. Tento proces se opakuje až do momentu, kdy je celý foton absorbován a vytvořeným párem elektron-díra je využito k vytvoření dalšího páru, což vede k vzniku láviny elektron-díry.

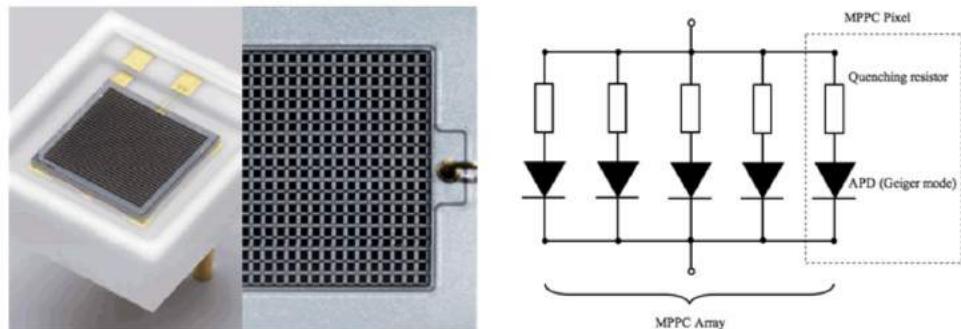


Obrázek 2.3: Vlevo: Závislost kvantové efektivity fotonásobiče na vlnové délce fotonů. Při použití křemenného skla, křivka označena písmenem Q, je možné detekovat i krátké vlnové délky. [3] Vpravo: Závislost efektivity detekce fotonů v závislosti na vlnové délce fotonů. Efektivita je ukázána pro křemíkový fotonásobič s velikostí pixelů $50 \mu\text{m}$. [4]

vanou vrstvou N přidána vrstva P. Při průchodu fotonu je v P vrstvě vytvořen pár elektron-díra. Elektron je slabým polem usměrněn k PN přechodu, kde je velmi silné elektrické pole. Silné pole elektron urychlí natolik, že ionizací vytvoří nový pár elektron-díra a tak dále. Lavinová dioda tak může dosahovat až tisícinásobného zesílení. Kvantová účinnost ladinových fotodiod je podobná jako u klasických fotodiod. Ladinová fotodioda je znázorněna na obrázku 2.4.



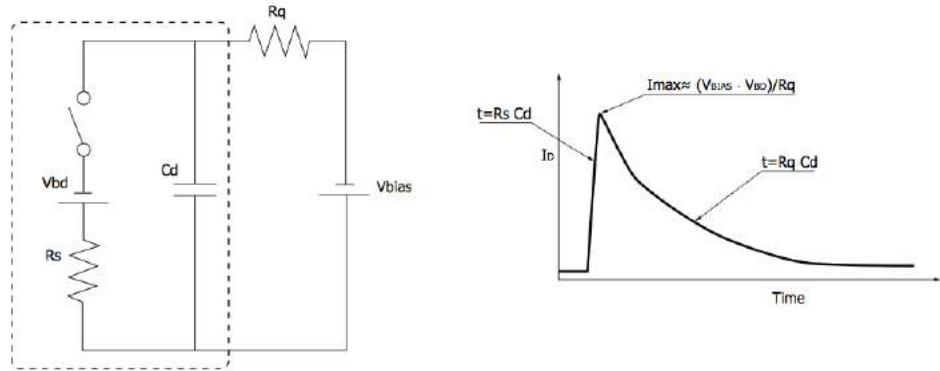
Obrázek 2.4: Ladinová fotodioda. [5]



Obrázek 2.5: Vlevo je fotka křemíkového detektoru. Vpravo je znázorněn obvod křemíkového detektoru. [5]

2.1.3 Křemíkový fotonásobič

Křemíkové fotonásobiče jsou díky vylepšení v posledních letech zajímavou volbou pro přesnou detekci fotonů. Jejich použití je tak například plánováno při upgradu detektoru na experimentu LHCb [19, 20] nebo v plánovaném hadronovém kalorimetru pro urychlovač ILC [21]. Mezi hlavní výhody oproti ostatním detektorům je nízké pracovní napětí, odolnost proti magnetickému poli, malé rozměry a možnost vytvořit libovolný tvar detektoru. Nevýhodou je ale relativně nízká radiační odolnost. Křemíkový fotonásobič se skládá z velkého množství lavinových fotodiód, které jsou v Geigerově režimu a zhášecích odporech. Jedna lavinová dioda a rezistor tvoří pixel. Při Geigerově režimu je napětí na fotodiodě lehce nad průrazným napětím. To umožňuje detekci jediného fotonu. Při Geigerově režimu dochází k velkému zesílení, 10^5 až 10^6 v závislosti na přepětí. [5] Nevýhodou tohoto režimu ale je, že není možné určit počet absorbovaných fotonů v jednom pixelu, protože jeden foton vytvoří stejný signál, jako v případě dopadnutí více fotonů na stejný pixel. Zjednodušené schéma jednoho pixelu a výsledný tvar signálu z pixelu je zobrazen na obrázku 2.6.



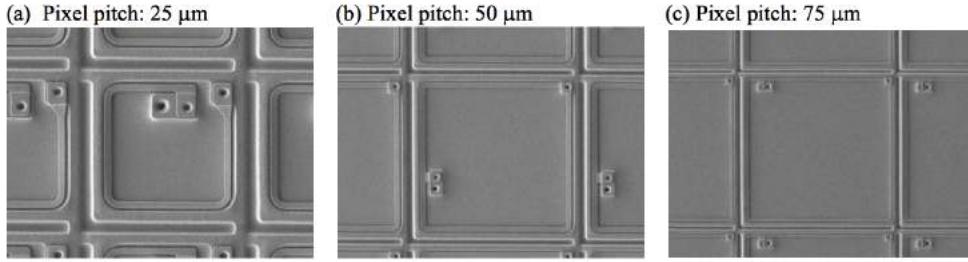
Obrázek 2.6: Zjednodušené schéma jednoho pixelu a výsledný tvar signálu z jednoho pixelu křemíkového fotonásobiče. [6]

Před vytvořením elektron-díra páru v pixelu, je pomyslný klíč otevřený a kondenzátor C_d je tak nabit na napájecí napětí V_{bias} . Po zahájení laviny se klíč sepne a dochází tak k vybíjení kondenzátoru C_d přes malý sériový odpor pixelu R_s . Je tak generován proud I_d a na kondenzátoru C_d dochází k exponenciálnímu poklesu napětí V_d směrem k průraznému napětí V_{bd} . Pokles napětí zeslabuje lavinu, a tím zvyšuje odpor R_s a snižuje tak tok proudu I_d . Nyní tak dochází jak k vybíjení kondenzátoru C_d , tak i zároveň k nabíjení přes druhou smyčku obvodu. Je-li odpor R_q mnohem větší než-li odpor R_s dochází k rychlejšímu vybíjení, než-li nabíjení kondenzátoru C_d , a dochází tak k tzv. uhašení laviny. Proto se odporu R_q říká zhášecí odpor. Po uhašení laviny dochází k rozepnutí klíče, a tak se kondenzátor C_d opět nabije na napájecí napětí. Čas potřebný k opětovnému nabítí je $R_q \cdot C_d$. [5, 6] Výsledný tvar proudu I_d je tak závislý na mnoha parametrech.

Schéma zapojení křemíkového fotonásobiče je znázorněno na obrázku 2.5. Podobně jako u ostatních detektorů definujeme pro křemíkové fotonásobiče efektivitu detekce fotonu PDE . Pro tuto efektivitu platí vztah (2.1), kde QE je kvantová efektivita, GF je výplňový nebo geometrický faktor a P je pravděpodobnost toho, že dopadlý foton vytvoří lavinu. [5, 6, 12]

$$PDE = QE \cdot GF \cdot P \quad (2.1)$$

Tvar PDE v závislosti na vlnové délce dopadajících fotonů je zobrazen na obrázku 2.3. Geometrický faktor je hlavně ovlivněn velikostí pixelu, jelikož ke každé APD diodě je potřeba přidat zhášecí odpor, musí být



Obrázek 2.7: Detailní pohled na stavbu pixelu v závislosti na jeho velikosti. [6]

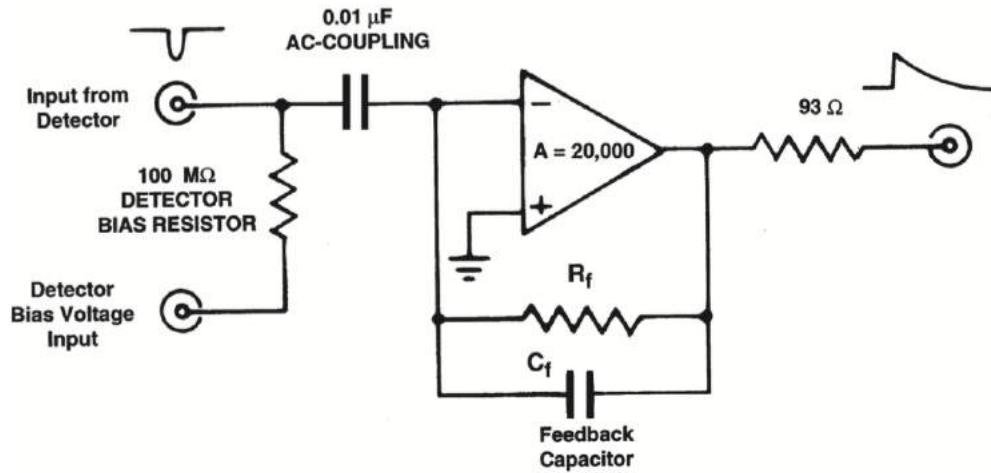
zmenšena aktivní plocha. Detailní pohled na stavbu pixelu v závislosti na velikosti pixelu je ukázáno na obrázku 2.7. [6]

Mezi nežádoucí jevy u křemíkových fotonásobičů patří přeslechy (crosstalk), následné pulzy (afterpulses) a temný šum (dark count). K přeslechům dochází tak, že při vytváření laviny v jednom pixelu může dojít k vyzáření fotonu s dostatečnou energií na to, aby zapálil sousední pixel. Následné pulzy vznikají při zachycení části laviny v křemíkové nečistotě. Při následném uvolnění (\sim ns) vzniká nová lavina. Velikost signálu z takto znova zapáleného pixelu závisí na míře obnovení pixelu. Velikost signálu následných pulzů tak může pokaždé nabývat různé hodnoty. Tyto jevy jsou závislé jak na teplotě, tak také na velikosti přepětí. [5]

2.2 Vyčítací elektronika

Při měření jako je toto se systém vyčítací elektroniky většinou skládá z několika základních částí a to konkrétně předzesilovače, zesilovače a multikanálového analyzátoru. Hlavní funkcí předzesilovače je získání signálu z detektoru bez zhoršení signálu vzhledem k šumu. Z tohoto důvodu je vhodné předzesilovač umístit co nejblíže k detektoru. Při měření se nejčastěji používají 3 základní typy předzesilovačů: proudové, napěťové a nábojově citlivý. Ve spektroskopii se nejčastěji používá nábojově citlivý. Schéma nábojově citlivého předzesilovače je zobrazeno na obrázku 2.8. Velikost napěťového signálu V a rozpadový čas signálu τ jsou určeny vztahy

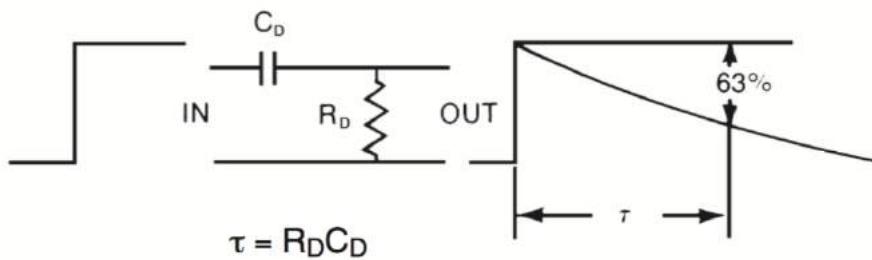
$$V = \frac{Q}{C} \quad \tau = RC, \quad (2.2)$$



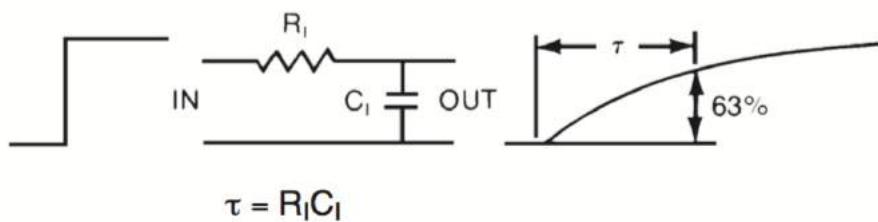
Obrázek 2.8: Zjednodušené schéma nábojově citlivého předzesilovače. [7]

kde Q je náboj generovaný detektorem, C je kapacita použitého kondenzátoru a R je odpor rezistoru použitého v předzesilovači. [7]

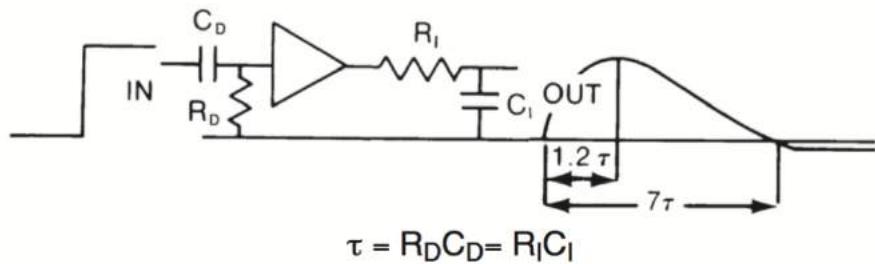
Signál z předzesilovače je veden do zesilovače, který již může být umístěn dál od detektoru. Pro měření energie se ve spektroskopii používají lineární zesilovače. Tyto zesilovače zesilují signál z pár milivoltů do rozmezí 0,1 - 10 V. [8] Zesilovače jsou sestaveny tak, aby výsledné spektrum mělo co nejlepší energetické rozlišení. Nejjednodušší tvarování signálu je tzv. CR-RC. Signál z předzesilovače je přiveden na CR filtr, který zeslabí nízké frekvence, které obsahují šum. Tento proces je označován jako CR derivace. Princip CR filtru je zobrazen na obrázku 2.9. Z CR filtru je signál veden na RC filtr, který zeslabí vysoké frekvence, které obsahují hodně šumu. Tento proces je označován jako RC integrace. Princip RC filtru je zobrazen na obrázku 2.10. Výsledný efekt po tvarování CR-RC zesilovačem je zobrazen na obrázku 2.11. Derivační a integrační čas $\tau = RC$ se nejčastěji volí stejný. Výsledný signál pak dosahuje maxima v čase $1,2\tau$ a celková délka pulzu je 7τ . [8]



Obrázek 2.9: CR derivace v zesilovači. [8]



Obrázek 2.10: RC integrace v zesilovači. [8]



Obrázek 2.11: CR-RC tvarování signálu v zesilovači. [8]

Nahrazením jednoduchého RC integrátoru důmyslným aktivním integrátorem je možné získat semi-Gaussovský tvar, který dosahuje lepšího potlačení šumu. Zesilovače jsou také vybaveny systémy, které zajišťují, aby na konci signálu nedocházelo k podkmitu, případně k nadkmitu. [8] Výsledné pulzy jsou potom zaznamenávány multikanálovým analyzátorem,

který zaznamenává výšky příchozích pulzů, které rozřazuje v oblasti 0 - 10 V do určitého počtu kanálů.

Kapitola 3

Metody měření světelné výtěžnosti scintilátorů

Světelná výtěžnost patří mezi jednu z nejdůležitějších vlastností scintilátorů. Při známé světelné výtěžnosti na jednotku energie jsme pak při měření schopni určit množství deponované energie v aktivní vrstvě našeho detektoru. Nejčastěji se tato měření provádí fotonásobiči a fotodiodami. [22–24]. Světelná výtěžnost je určená pomocí kvantové efektivity detektoru. Při určování světelné výtěžnosti je nutné brát v potaz i další okolnosti, které budou popsány v této kapitole. S rozvojem technologií v posledních letech lze nyní použít i křemíkové fotonásobiče, které mohou nabídnout značné výhody oproti předchozím dvěma variantám.

3.1 Měření fotonásobičem

K změření světelné výtěžnosti fotonásobičem lze použít několik metod, ovšem k normálnímu měření se dnes používá metoda zvaná *Single-electron*, případně *porovnávací* metoda. Možné metody jsou pak i *pulzní* metoda, anebo *metoda založená na měření vlnitřního rozlišení*. [25] Tyto metody kromě porovnávací řadíme mezi přímé metody. V případě pulzní metody je měřena amplituda signálu na výstupu fotonásobiče. Světelná výtěžnost (T) v závislosti na amplitudě signálu (V) je vyjádřena vztahem

$$T = \frac{V \cdot \epsilon \cdot C}{S \cdot K \cdot E \cdot e}, \quad (3.1)$$

kde vstupní parametry jsou: výstupní kapacita fotonásobiče C , efektivní citlivost anody S , amplifikační faktor fotonásobiče K , energie gama záření E , náboj elektronu e a energie dopadajících fotonů ϵ . [25] Při metodě založené na vnitřním rozlišení je měřen počet fotoelektronů (elektrony vytvořené na fotokatodě z absorbovaných fotonů) na první dynodě fotonásobiče. Jelikož ve fotonásobiči dochází k náhodným procesům, je vnitřní rozlišení fotonásobiče R_p určeno vztahem:

$$R_p = \sqrt{\frac{8\ln(2)}{N_p e}}, \quad (3.2)$$

kde N_{pe} je počet fotoelektronů detekovaných na první dynodě. [25] Počet fotoelektronů na 1 MeV gama záření je tak dán vztahem:

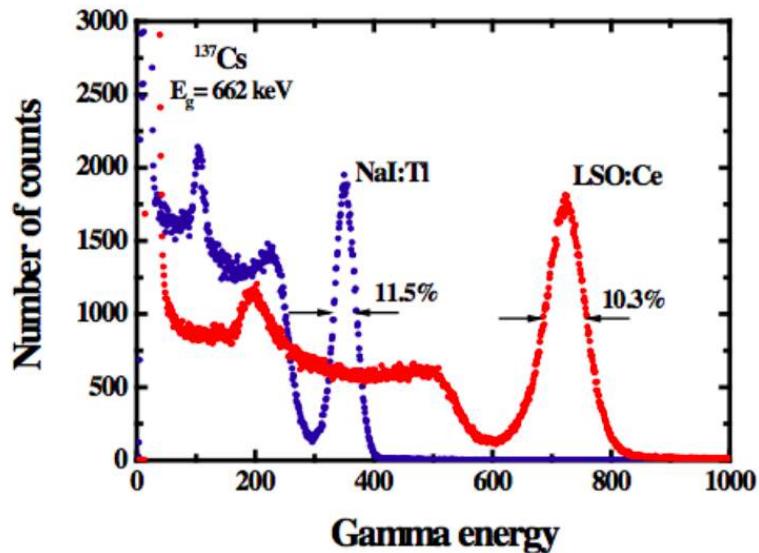
$$N_{pe_{MeV}} = \frac{8\ln(2)}{R_p^2 \cdot E}, \quad (3.3)$$

kde E je energie gama záření v MeV. [25]

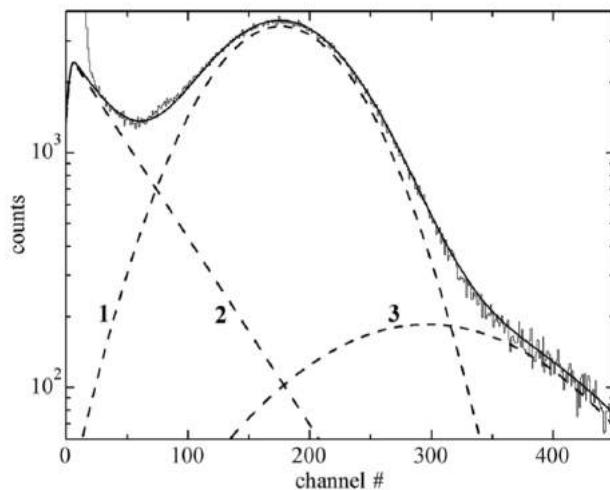
Při porovnávací metodě je změřeno spektrum gama záříče scintilátorem o známém počtu fotonů na jednotku energie. Při stejném nastavení je pak změřen scintilátor, u kterého chceme určit počet fotonů na jednotku energie. Názorné spektrum je zobrazeno na obrázku 3.1. Z následné pozice fotopíku vůči fotopíku známého scintilátoru určíme koeficient, kterým vynásobíme známý počet fotonů, a tak dostaneme počet fotonů na jednotku energie pro nový scintilátor. Tato metoda je výhodná mají-li scintilátory stejné vyzařované spektrum fotonů. Při rozdílném spektru musí být započítána rozdílná kvantová efektivita fotonásobiče pro různé vlnové délky, ale také i délka rozpadového času. [25]

Při použití single-electron metody je změřeno spektrum fotonásobiče v temné komoře. Toto spektrum je zobrazeno na obrázku 3.2. Odpovídající kanál se určuje jako střední hodnota rozdělení odezvy jednoho elektronu. [10, 25] Dříve se však používala hodnota ve které rozdělení nabývalo maxima. [11, 22, 23] Při měření provedeného v [10] by při použití původní metody došlo k podhodnocení množství fotonů o 13 %. Zároveň při použití střední hodnoty je určený počet fotonů v dobré shodě s počtem fotonů změřeného s fotodiody. [10]

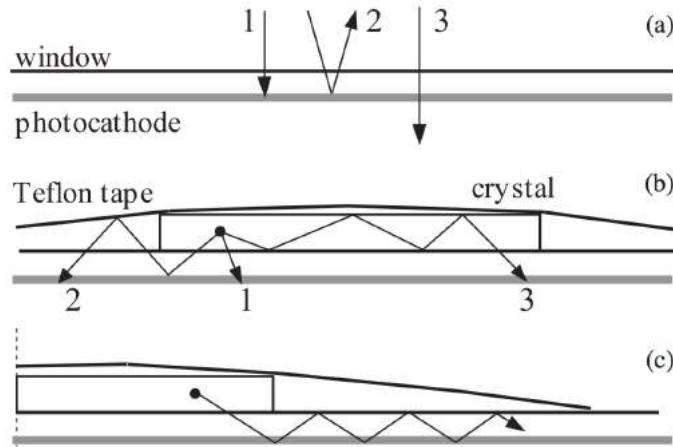
Při dopadu fotonu na fotokatodu fotonásobiče mohou nastat 3 možnosti, které jsou znázorněny na obrázku 3.3-(a). Při dopadu fotonu na fotokatodu může být foton absorbován, odražen případně může foton projít bez



Obrázek 3.1: Spektrum dvou scintilátorů pro použití porvnávací metody.
[9]



Obrázek 3.2: Single-electron spektrum změřené fotonásobičem fitované exponenciellou a dvěma Gaussovými funkcemi. Křivka 1 odpovídá námi hledané odezvě jednoho elektronu. Exponenciela odpovídá pozadí a křivka 3 je odezva dvou elektronů. [10]



Obrázek 3.3: (a) Absorbovaný (1), odražený (2) a prošlý (3) foton na fotokatodě. (b) Přímo detekovaný (1), zpět odražený (2) a uvězněný (3) foton. (c) Vícenásobné odražení uvnitř krycího skla nebo fotokatody. [11]

detekce. Projde-li foton skrz fotokatodu nemůže být již znovu detekován. To ale neplatí pro foton, který byl odražen. Umístíme-li na scintilátor a vstupní okno fotonásobiče reflektor, má tento foton znova možnost dopadnout na fotokatodu a být detekován. Tato situace je znázorněna na obrázku 3.3-(b). Nejčastěji jako reflektor se používá teflon, který při 1 mm tloušťce má koeficient odrazivosti 0,98. [10] Aby nedocházelo k uvěznění fotonů ve scintilátoru používá se optická pasta, která má podobný index lomu jako scintilátor a krycí sklo. Podobný index lomu způsobí, že se fotony ze scintilátoru dostanou do detektora téměř pod jakýmkoli úhlem. To způsobí, že fotony dopadají na fotokatodu pod různými úhly. Kvůli neznámé závislosti kvantové efektivity na úhlu dopadu fotonu, jelikož udávaná kvantová efektivita je měřena pro fotony dopadající kolmo na fotokatodu, je pro měření světelné výtěžnosti scintilátorů lepší optickou pastou nepoužít. [10]

Jelikož použití reflektoru dá fotonu více možností být fotokatodou absorbován, dochází ke změně kvantové efektivity podle vztahu (3.4). [10]

$$QE_e = \frac{QE_{PMT}}{1 - R_s T_s(x) R_{PMT}} \quad (3.4)$$

Efektivní kvantová efektivita QE_e je tak určena z kvantové efektivity

udávané výrobcem QE_{PMT} , reflektivitou scintilátoru R_s , efektivní transmisi scintilátoru $T_s(x)$ v závislosti na uražené vzdálenosti x a odrazivosti fotonásobiče R_{PMT} . Použitím dobrého reflektoru a malého vzorku scintilátoru, tak aby uražená vzdálenost ve scintilátoru x byla co nejmenší, můžeme předpokládat, že platí $R_s T_s(x) \approx 1$. [10] Reflektivitu fotonásobiče je možné změřit pomocí spektrofotometru a může dosahovat až 35 %. [10]

Ze změřeného počtu fotoelektronů Y_{phe} určíme absolutní světelný výtěžek Y_{ph} podle vztahu (3.5). [10]

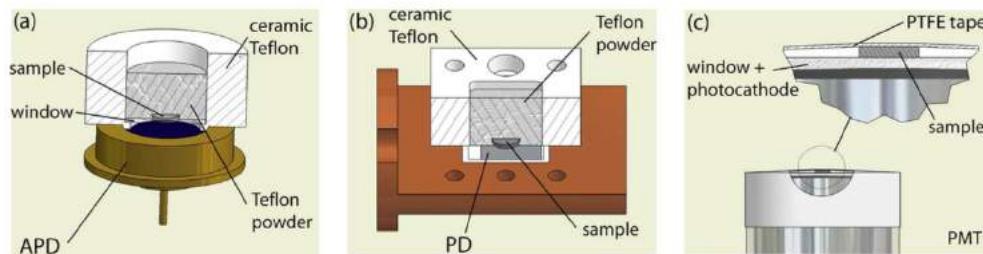
$$Y_{ph} = \frac{Y_{phe}}{R_s^* T_s^*(x^*) QE_e} \quad (3.5)$$

Parametry R_s^* a $T_s^*(x^*)$ jsou podobné jako již definované R_s a $T_s(x)$, ale tyto parametry odpovídají reflektivitě scintilátoru a samoabsorbci předtím než je foton poprvé odražen od fotokatody. [10]

3.2 Měření (lavinovou-)fotodiodou

Při měření pomocí fotodiod se stejně jako u měření fotonásobičem používá reflektor kolem scintilátoru a fotodiody. Kvůli malým rozměrům však není vhodné použít teflonové pásky jako u fotonásobiče. Různé možnosti jsou zobrazeny na obrázku 3.4. Zde je jako reflektor použit teflonový prášek, který je obklopen pouzdrem z optického teflonu.

Rozdíl je také v možnostech dopadajícího fotonu. Jelikož foton s vlnovou délkou menší než 800 nm nemůže projít fotodiodou, dochází tak pouze k absorpci, nebo odrazu. Proto kvantová efektivita fotodiod při použití reflektoru je 100 %. [11] Z tohoto důvodu je pak možné použít i



Obrázek 3.4: Ukázka možnosti reflektoru pro (a) lavinové fotodiody, (b) fotodiody a (c) fotonásobiče. [10]

optické pasty, takže by nemělo docházet k uvěznění fotonu ve scintilátoru. K určení množství fotonů se porovnává číslo kanálu píku plného pohlcení s číslem kanálu přímo detekovaného rentgenovského fotonu o známé energii. [10, 11] Jelikož k vytvoření jednoho páru elektron-díra je v křemíku potřeba 3,67 eV [10], lze vypočítat množství vytvořených párů rentgenovským fotonem. Z tohoto pak dopočteme počet párů vytvořených fotony ze scintilátoru. Z vypočteného počtu párů elektron-díra Y_{eh} určíme celkový počet vytvořených fotonů ve scintilátoru vztahem (3.6), kde R_r je odrazivost použitého reflektoru. [11]

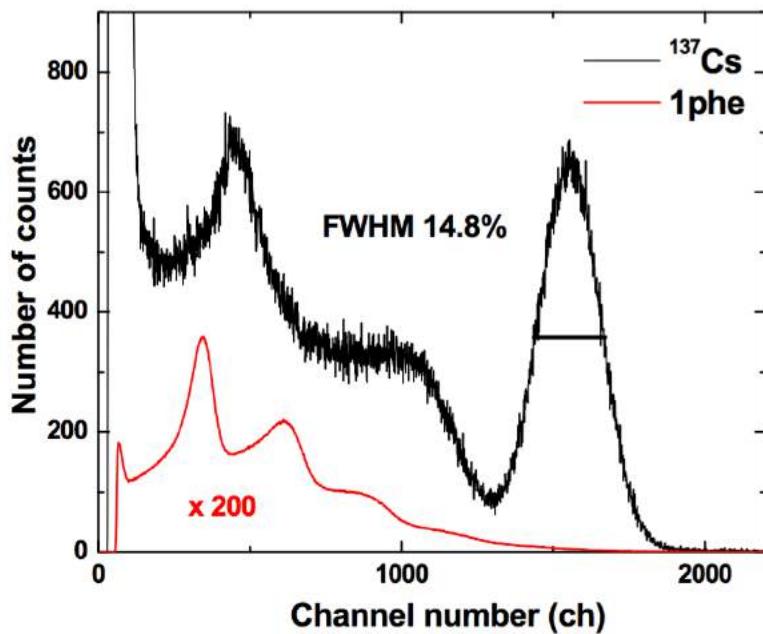
$$Y_{ph} = \frac{Y_{eh}}{R_r} \quad (3.6)$$

3.3 Měření křemíkovými fotonásobičem

Obdobně jako u fotodiod a klasických fotonásobičů je scintilátor obalen do reflektoru. Na rozdíl od klasických fotonásobičů se stejně jako u fotodiod používá optická pasta, která snižuje možnost zachycení fotonu ve scintilátoru. Celkový počet zapálených pixelů se určí podobně jako u fotonásobičů, a to porovnáním pozice píku pro jeden zapálený pixel a píku plného pohlcení. Tato metoda je zobrazena na obrázku 3.5. Jednotlivé pixely křemíkového fotonásobiče poskytují informaci zda byly nebo nebyly zapáleny a nikoliv o počtu absorbovaných fotonů. Může se tedy stát, že jeden pixel je zasažen dvěma, popřípadě i více fotony najednou. Z toho plyne, že při velkém počtu dopadajících fotonů může dojít k efektům saturace, a tím pádem k nelinearitě odezvy detektoru. Tento, v podstatě kombinatorický, efekt lze do jisté míry započítat, pokud saturace není příliš vysoká. Počet zapálených pixelů $N_{zapaleny}$ částečně saturovaného detektoru vůči počtu pixelů detektoru s ideálním prostorovým rozlišením N_{pixelu} je dán vztahem

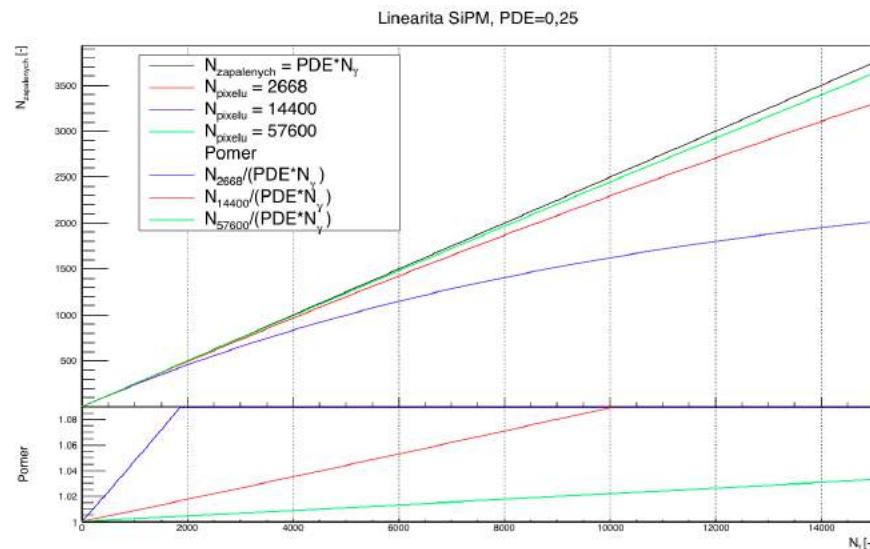
$$N_{zapaleny} = N_{pixelu} \cdot \left[1 - \exp \left(\frac{-N_{fotonu} \cdot PDE}{N_{pixelu}} \right) \right]. \quad (3.7)$$

Celkový počet fotonů N_{fotonu} tak následně určíme z celkového počtu pixelů N_{pixelu} a z efektivity detekce fotonu PDE . [5, 6] Z tvaru rovnice (3.7) vidíme, že při vhodně zvoleném počtu pixelů vzhledem k počtu dopadajících fotonů můžeme odezvu považovat za lineární. To je znázorněno na obrázku 3.6. Linearitu odezvy ovlivňuje také velikost PDE . Jelikož



Obrázek 3.5: Naměřené spektrum jednotlivých fotonů a spektrum cesia křemíkovým fotonásobičem. [12]

kvantová efektivita i pravděpodobnost vytvoření laviny je stejná, můžeme PDE ovlivnit pouze geometrickým faktorem křemíkového fotonásobiče. [5,6] Při výběru křemíkového fotonásobiče je tedy důležité znát očekávaný počet dopadajících fotonů.



Obrázek 3.6: Simulace linearity křemíkového fotonásobiče v závislosti na počtu dopadajících fotonů N_{γ} a počtu pixelů N_{pixelu} křemíkového fotonásobiče při konstantní efektivitě detekce fotonu PDE podle rovnice (3.7).

Kapitola 4

Měřící aparatura

K měření světelné výtěžnosti jsme použili jak standardní fotonásobič, tak také křemíkový. K sestavení výsledných měřících aparatur byly použity jak přístroje renomovaných výrobců, tak i části vytisknuté na 3D tiskárně. K ověřovacím měření světelné výtěžnosti byl použit organický i anorganický scintilátor. Na závěr pak byl změřen i vzorek ZnO scintilátoru. Jelikož každý vzorek měl jinou velikost, musel být pro každý typ vytvořen jiný reflektor. Měření probíhalo v temném kovovém boxu, který zároveň sloužil k odstínění elektromagnetického rušení. Zde byl signál nejprve předzesílen a následně byl veden BNC kabelem do spektroskopického zesilovače, který umožňuje různé hodnoty zesílení a zároveň dochází k tvarování pulzu. Odtud je signál veden do multikanálového analyzátoru, kde je signál zpracován. K měření byl použit spektroskopický zesilovač SILENA model 7614 a multikanálový analyzátor ORTEC 928 MCB s 16 tisíci kanály.

Pro měření světelné výtěžnosti scintilátorů jsme použili 3 různé zářiče. Jedná se o ^{137}Cs , ^{60}Co a ^{22}Na . Energie gama záření těchto zářičů jsou uvedeny v tabulce 4.1.

4.1 Sestava s křemíkovým fotonásobič

K měření byl použit křemíkový fotonásobič řady S13360 od firmy Hamamatsu, která pro křemíkové fotonásobiče používá název MPPC (Multi-pixel photon counter). [4] Velikost jednoho pixelu jsme zvolili $50 \mu\text{m}$. Při měření jsme použili 2 velikosti aktivní plochy, 3×3 a $6 \times 6 \text{ mm}^2$. Aktivní plocha je usazena v keramickém pouzdro. Při doporučeném 3 V přepětí

dosahuje efektivita detekce fotonu 40 % pro fotony o vlnové délce 450 nm. Kompletní přehled důležitých informací je uveden v tabulce 4.2.

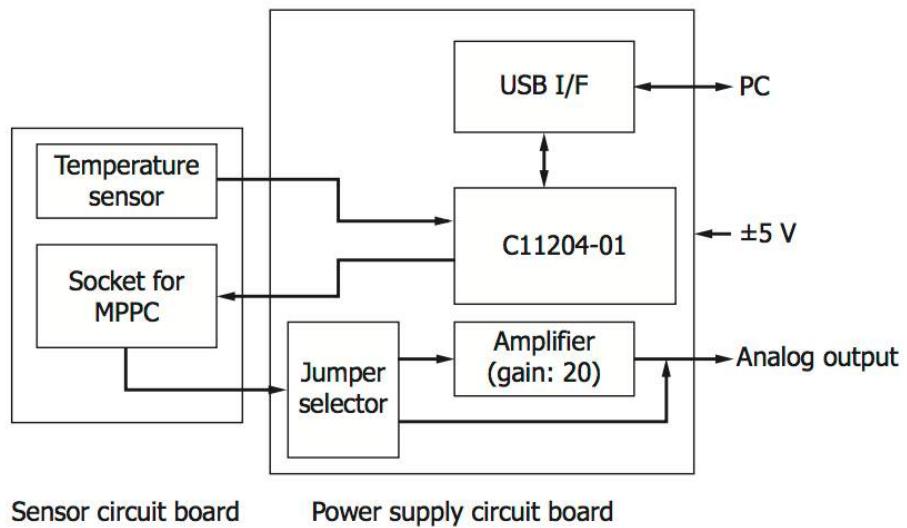
K napájení a zároveň i vycítání Hamamatsu nabízí základní sadu C12332-01. [13] Diagram sady je zobrazen na obrázku 4.1. Sada se skládá ze dvou obvodových desek, které jsou propojené plochým kabelem. Do senzorové obvodové desky se můžou umístit různé typy křemíkových fotonásobičů. K napájecí desce je přivedeno ± 5 V a pomocí počítače se USB kabelem nastaví požadované napětí na křemíkovém fotonásobiči. Jelikož je na senzorové obvodové desce umístěn i teplotní senzor, můžeme nastavit změnu napájecího napětí křemíkového fotonásobiče v závislosti na teplotě, a tak udržet konstantní vlastnosti detektoru během měření. Vzniklý signál je možné vést přes zesilovač, který je umístěn na napájecí obvodové desce. V originální konfiguraci je nastaveno zesílení na 20. Výstupní signál, vedený přes zesilovač, je zobrazen na obrázku 4.3-a). Tento signál je pak veden BNC kabelem do spektroskopického zesilovače, který je umístěn dál od měřící aparatury. Aparatura je ukázána na obrázku 4.2.

	E [keV]
^{137}Cs	661,64
^{60}Co	1173,20
^{60}Co	1332,50
^{22}Na	511,00
^{22}Na	1274,50

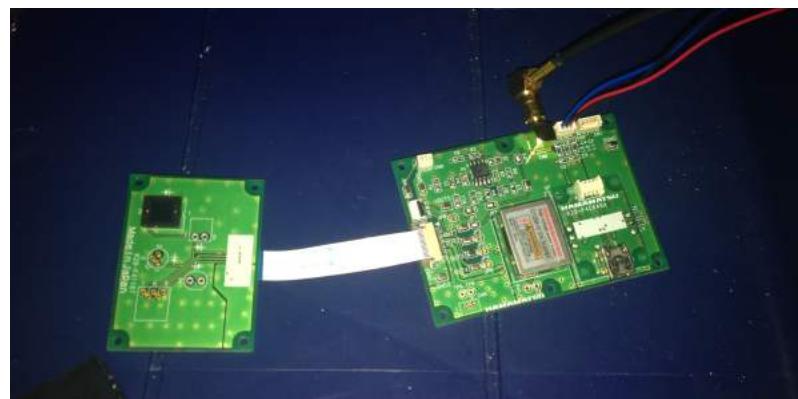
Tabulka 4.1: Energie gama záření použitých zářičů pro měření světelné výtěžnosti scintilátorů. Energie převzaty z [26].

MPPC	$A [\text{mm}^2]$	N_{pixel} [-]	PDE [%]	DC_{typ} [kcps]	C_t [pF]	$Z [10^6]$
S13360-3050CS	3 x 3	3600	40	500	320	1,7
S13360-6050CS	6 x 6	14400	40	2 000	1280	1,7

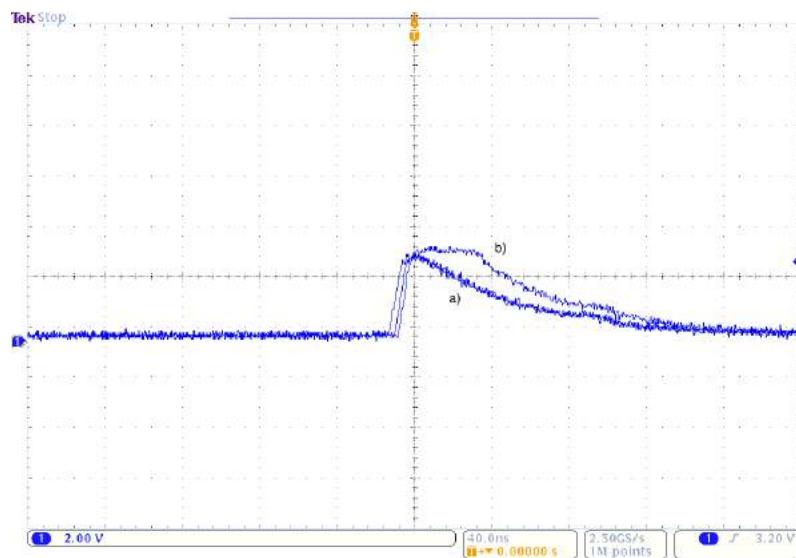
Tabulka 4.2: Přehled některých vlastností námi používaných křemíkových fotonásobičů (MPPC) jako je aktivní plocha A , počet pixelů N_{pixel} , maximální pravděpodobnost detekce fotonů PDE , která je pro fotony o vlnové délce 450 nm, hodnota temného šumu DC , kapacita detektoru C_t a zesílení jednoho pixelu Z . Data převzata z [4].



Obrázek 4.1: Diagram základní sady C12332-01 pro měření s křemíkovými fotonásobiči od firmy Hamamatsu. [13]



Obrázek 4.2: Měřící aparatura s křemíkovým fotonásobičem.

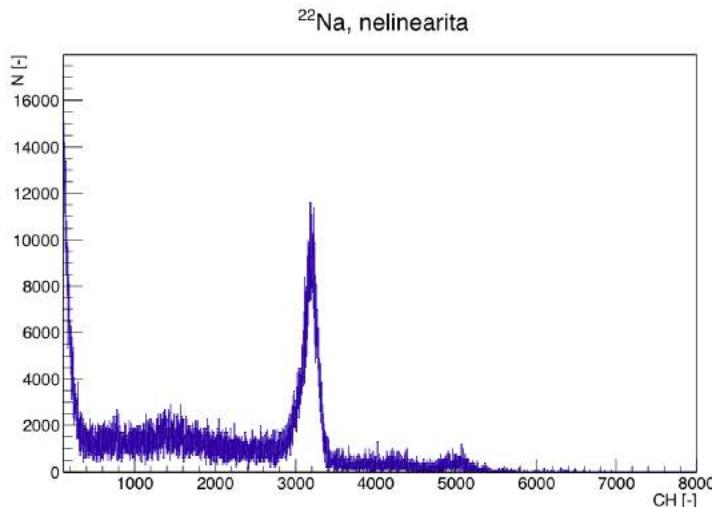


Obrázek 4.3: a) Signál z křemíkového fotonásobiče pozorovaný osciloskopem. b) Signál z křemíkového fotonásobiče oříznutý maximálním výstupním napětím zesilovače na napájecí desce.

Při orientačním měření a vyvedení signálu na osciloskop jsme pozorovali saturaci signálu. Tato saturace byla způsobována zesilovačem na napájecí desce. Tento jev je zobrazen na obrázku 4.3-b). Z obrázku je zřejmé, že ořezaný signál by při následném zpracování měl stejnou amplitudu, i když v křemíkovém fotonásobiči byl zapálený jiný počet pixelů. Z tohoto důvodu by tak nebylo možné provést správné měření světelné výtěžnosti scintilátorů. Jelikož deska umožňuje při vyčítání signálu zesilovač nepoužít, zkusili jsme vést signál bez předzesílení. Avšak tato varianta nefungovala moc dobře, protože signál bez předzesílení musel být veden na relativně velkou vzdálenost k zesilovači. Ideálním řešením by tak bylo umístění jiného předzesilovače, který ale v době měření nebyl k dispozici. Proto bylo nutné zvolit jiné řešení. Toto řešení spočívá v připájení odporu na PCB desku tak, aby výsledné zesílení nebylo 20, ale pouze poloviční. Při následném ověřovacím pozorování jsme již žádnou saturaci signálu, ani jinou deformaci způsobenou dlouhým transportem, neviděli.

4.2 Sestava s fotonásobičem

K finálnímu měření světelné výtěžnosti jsme použili fotonásobič 9266KB50 vyrobený firmou ET Enterprises společně s děličem napětí C636B, který poskytuje velkou lineárnost signálu. [3] Fotonásobič jsme napájeli napětím o hodnotě 1 kV. Jako předzesilovač byl použit nábojově citlivý předzesilovač Canberra 2005. Při prvním měření byl místo děliče C636B použit obyčejný dělič, který byl s fotonásobičem standardně používán pouze k detekci fotonů nikoliv však k přesnému měření. Na obrázku 4.4 je vidět, že pozice píku pro energii 1274 keV není ani dvojnásobkem pozice píku pro energii 511 keV. Po výměnně děliče je již naměřené spektrum lineární. Předzesilovač byl umístěn hned za výstup z fotonásobiče. Od předzesilovače byl signál veden do zesilovače. Aparatura je ukázána na obrázku 4.5.



Obrázek 4.4: Naměřené spektrum ^{22}Na scintilátorem BGO při použití obyčejného děliče napětí. Pozice píku pro energii 1274 keV (cca. 5000 kanálů) není ani dvojnásobkem pozice píku pro energii 511 keV (cca. 3200 kanálů).



Obrázek 4.5: Výsledná měřící aparatura pro měření s fotonásobičem. Vpravo je sundán pohlcovač externích fotonů.

4.3 Scintilátory

K prvním měření byl jako testovací vzorek použit organický scintilátor SP32. [27] Tento scintilátor by měl produkovat 65% světelného výtěžku Antracenu. Na jeden MeV uložené energie by tak měl produkovat 10 600 fotonů. Rozpadový čas je 2,5 ns a vlnová délka maxima emisního spektra je 420 - 440 nm. Tento scintilátor byl zvolen z důvodu dostupnosti a předchozím zkušenostem. Obecnou nevýhodou je nízká pravděpodobnost fotoefektu pro organické scintilátory, avšak to pro otestování funkčnosti aparatury je takovéto řešení dostačující.

Pro měření s křemíkovým fotonásobičem byl scintilátor nejprve upraven na velikost $2,5 \times 2,5 \times 5 \text{ mm}^3$, pro použití s křemíkovým fotonásobičem s 3600 pixely, a pak také vzorek o velikosti $6,5 \times 6,5 \times 20 \text{ mm}^3$ pro křemíkový fotonásobič s 14400 pixely.

Scintilátor byl umístěn do vytvořeného pouzdra z optického teflonu který měl vždy půdorys $3 \times 3 \text{ cm}^2$ a na výšku podle scintilátoru +5 mm. Ve spodní části byl vytvořen 2 mm vysoký otvor tak, aby přesně seděl na křemíkový fotonásobič. Tím bylo zajištěno, aby odražené fotony od detektoru byly znova odraženy směrem k detektoru. Nad scintilátorem tak byla 3 mm vrstva. Teflon byl navíc zvenku obalen hliníkovou fólií a



Obrázek 4.6: Výsledný teflonový reflektor pro měření s křemíkovými fotonásobiči.

oblepen černou páskou. Teflonový reflektor spolu s použitím optické pasty mezi scintilátorem a oknem křemíkového fotonásobiče by měl zajistit, že téměř všechny fotony budou absorbovány detektorem. Takto vytvořený reflektor spolu se scintilátorem je ukázán na obrázku 4.6.

Při měření s klasickým fotonásobičem byl použit stejně velký vzorek jako pro křemíkový fotonásobič s 14400 pixely. Zde ale nebyl vzorek umístěn do stejného reflektoru, protože by jej bylo obtížné umístit na fotonásobič. Proto při měření s fotonásobičem byl scintilátor delší stranou položený na okně fotonásobiče a nad scintilátorem byl vytvořen tzv. teflonový deštník pomocí teflonové pásky obdobně jako v podobných studiích, viz obrázek 3.4-(c). Narozdíl od křemíkového fotonásobiče zde nebyla použita optická pasta, jak bylo diskutováno v části 3.1.

Jelikož vzorek ZnO scintilátoru nám byl poskytnut v 1 mm tenké destičce, bylo nutné vytvořit vzorek o větší tloušťce skládající se z několika vrstev tak, aby fotony zanechávali dostatečně silný signál. Takto vytvořený vzorek jsme již mohli umístit do teflonového pouzdra, kde půdorys



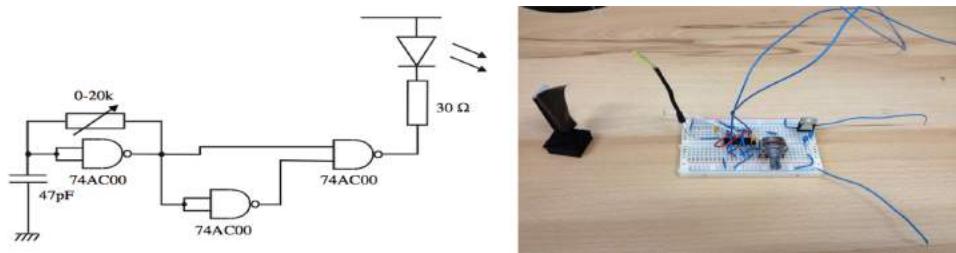
Obrázek 4.7: Výsledný teflonový reflektor na fotonásobiči.

měl opět $3 \times 3 \text{cm}^2$ a na výšku +5 mm k výšce scintilátoru. Takto velký reflektor už bylo možné dobře přidělat k oknu fotonásobiče, a tak byl vytvořen teflonový deštník až nad reflektorem. Takto vytvořený reflektor spolu se scintilátorem je ukázán na obrázku 4.7.

Ke konci našeho měření se nám podařilo získat i vzorek anorganického scintilátoru BGO. Vzhledem k velkému atomovému číslu bismutu, ale i germania má oproti organickým scintilátorům mnohem větší pravděpodobnost fotoefektu. To tak ulehčuje měření světelné výtěžnosti a je možné použít menšího vzorku, a tím zmenšit pravděpodobnost samoabsorpce. Námi použity vzorek měl rozměry $6,5 \times 6,5 \times 3 \text{ mm}^3$. Pro tento vzorek byl také vytvořen reflektor. Stejně jako v případě ZnO scintilátoru bylo možné vzorek umístit na fotonásobič v tomto reflektoru.

4.4 Linearita zesilovače

Pro správné určení množství dopadlých fotonů na detektor je důležité znát linearitu zesilovače, protože při měření spektra scintilátoru nelze použít stejné zesílení jako při určování velikosti signálu jednotlivých fotonů. K tomuto účelu byl sestaven obvod na generování $\tilde{10}$ nanosekun-

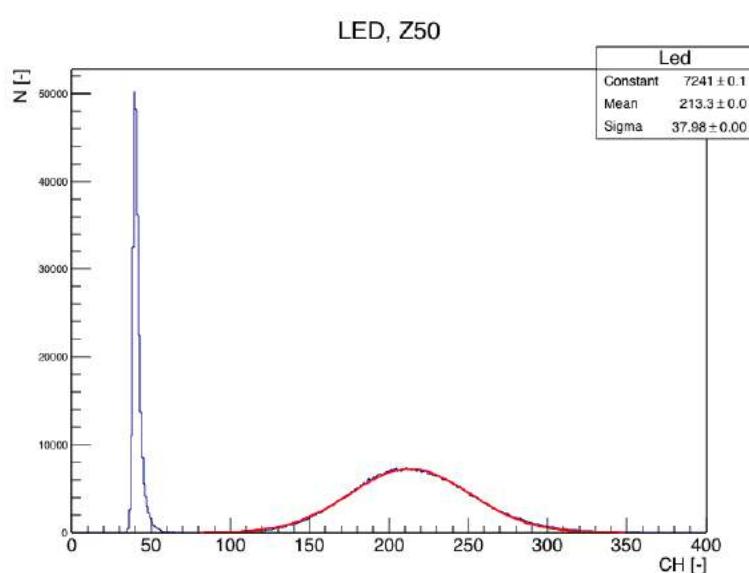


Obrázek 4.8: Vlevo: Schéma obvodu na vytvoření nanosekundových pulzů. [14] Vpravo: Námi používaná sestava.

dového LED pulzu, sestaveného podle [14]. Schéma použitého obvodu a námi sestavený generátor pulzů je zobrazeno na obrázku 4.8. Světlo pak bylo vedené z červené LED diody tenkým optickým vlákнем do krytu na křemíkový fotonásobič, který byl vytisknut na 3D tiskárně. Změřená linearita zesilovače je uvedená v tabulce 4.3, kde jako referenční hodnota byla použita pozice pulzu při zesílení 500. Vidíme že především pro velká zesílení se změřené zesílení liší od zesílení udávaného na zesilovači. Změřený pulz z LED diody při zesílení 50 je zobrazen na obrázku 4.9. Tato nelinearita je pak jedním ze zdrojů systematických chyb měření.

	Z10	Z20	Z50	Z100	Z200	Z500	Z1000	Z2000
udávaný	50,00	25,00	10,00	5,00	2,50	1,00	0,50	0,25
změřený	45,13	22,56	9,50	4,81	2,42	1,00	0,61	0,37

Tabulka 4.3: Udávaný a námi změřený poměr zesílení/zeslabení signálu námi používaného zesilovače pomocí LED pulzu a křemíkového fotonásobiče. Jako referenční hodnota byla použita pozice signálu při zesílení 500, Z500.



Obrázek 4.9: Změřené spektrum LED diody při zesílení 50.

Kapitola 5

Měření světelné výtěžnosti scintilátoru

V této kapitole je popsán průběh a výsledky měření třech různých scintilátorů dvěma různými detektory, klasickým i křemíkovým fotonásobičem. Dva z použitých scintilátorů byly na organickém základě (plastový a ZnO nanočástice v plastové matrici) a jeden anorganický (BGO). Vzhledem k tomu, že jednotlivé typy scintilátorů mají rozdílné vlastnosti, především efektivní atomové číslo Z_{eff} a dobu dosvitu, jsou jednotlivé metody měření různě vhodné pro různé typy scintilátorů. Zároveň byly provedeny simulace metody měření, které by mohli zlepšit efektivitu měření s organickými scintilátory.

5.1 Měření s fotonásobičem

K určení světelné výtěžnosti scintilátorů jsme se rozhodli použít single-electron metodu, která byla popsána v části (3.1). Pro tuto metodu je typicky nejnáročnější změřit odezvu detekční soustavy na signál pocházející od jednoho fotoelektronu. Pro toto měření je zapotřebí mít zařízení, které má dostatečné zesílení na to, aby bylo schopno rozlišit signál jednoho elektronu. Zároveň však musí být schopno zachovat linearitu odezvy detektoru přes tři řády velikosti signálu tak, aby bylo možné určit počet dopadajících fotonů. Metoda je tudíž velmi citlivá na šum detektoru a linearitu zesílení. Zvolený kompromis mezi maximálním zesílením a linearitou se promítl do volby děliče napětí mezi dynodami. Zvolený dělič C636B [3] je speciálně konstruován tak, aby na posledních dynodách, kde

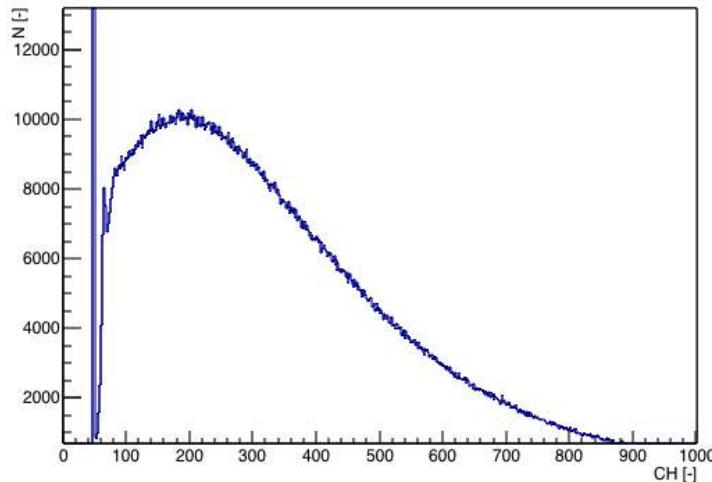
jsou nejvyšší hustoty proudu bylo menší napětí a tudíž i zesílení.

Fotonásobič a předzesilovač jsme umístili do temného kovového boxu, který zároveň sloužil jako stínění. Na okno fotonásobiče jsme přidělali fotonovou clonu, aby bylo v maximální možné míře zajištěno, že na fotokatodu bude dopadat minimální počet fotonů, a bude tak možné určit počet kanálů mezi signálem z jednoho a dvou fotonů. Takto naměřené spektrum je zobrazeno na obrázku 5.1. Přestože je odezva jednoho elektronu dobře určitelná, poloha vrcholu spektra odpovídající koincidenci dvou fotonů již není dobře rozlišitelná.

Rozhodli jsme se proto využít náš generátor krátkých LED pulzů, kde lze množství fotonů dopadajících na fotokatodu regulovat pomocí proudu procházejícího diodou, a navíc ještě pomocí optických vláken s různou aperturou. Přestože jsme byli schopni identifikovat pozici LED pulzu ve spektru, nebylo ani touto metodou možno od sebe spolehlivě rozlišit jedno a dvou fotonový signál.

K potlačení šumu jsme se tak rozhodli využít hradlování (gating) signálu z fotonásobiče. Při hradlování je do dalšího vstupu multikanálového analyzátoru veden TTL pulz. Multikanálový analyzátor pak lze nastavit tak, aby zaznamenal signál jen, když je signál logická 1, nebo naopak pouze když je signál logická 0. Aby bylo možné dobře synchronizovat signál hradla a LED pulzu, upravili jsme náš generátor pulzů tak, aby frekvence pulzů nebyla ovládána RC obvodem, ale generátorem funkcí. Výsledný pulz společně s pulzem z generátoru pozorovaný osciloskopem je zobrazen na obrázku 5.2. Nyní tak bylo možné použít stejný pulz, který generuje fotony LED diodou, i k hradlování multikanálového analyzátoru. Hradlovací pulz společně se signálem ze zesilovače těsně před vstupem do multikanálového analyzátoru je zobrazen na obrázku 5.3. Na obrázku je ukázán i signál z předzesilovače. Tato metoda podstatně snížila pozadí pocházející z náhodných zápalů, které jsou většinou generovány termoemisí elektronů na různých dynodách. Bohužel ani s použitím této metody nebylo možné rozlišit signály jednotlivých fotonů. Spolehlivou metodou, jak snížit šum, by v tomto případě bylo zchludit fotonásobič. To je ale technicky poměrně náročné řešení vzhledem k možné kondenzaci za přítomnosti vysokého napětí.

Střední počet kanálů odpovídající jednomu fotonu tak byl nakonec určen pouze z maxima vrcholu signálu pro jeden foton vzhledem k počátku spektra. Tato hodnota je při zesílení 2000 rovna 196 kanálům. Toto určení míry zesílení není ideální a přesnost celého měření lze zlepšit, pokud se



Obrázek 5.1: Naměřené spektrum fotonásobičem pro single-electron metodu při zesílení 2000.

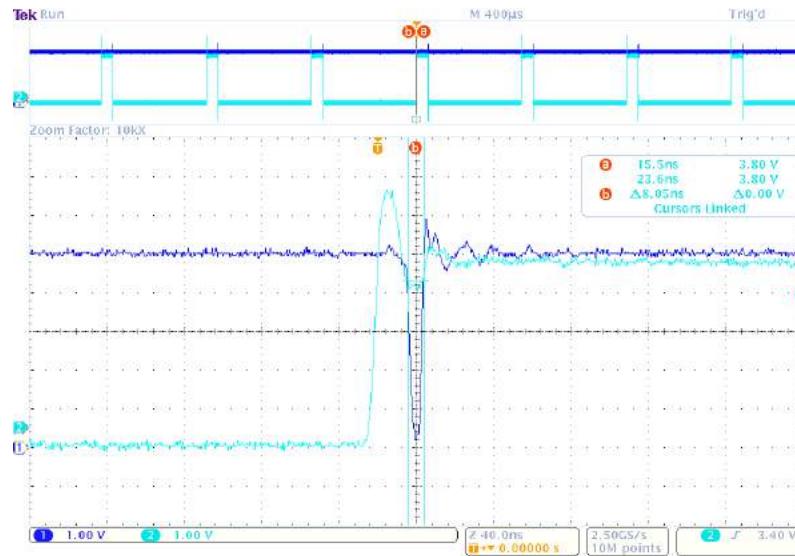
podaří změřit odděleně polohu jedno a dvoufotonového vrcholu tak, jak je například zobrazeno na obrázku 3.2.

5.1.1 Měření světelné výtěžnosti organického scintilátoru

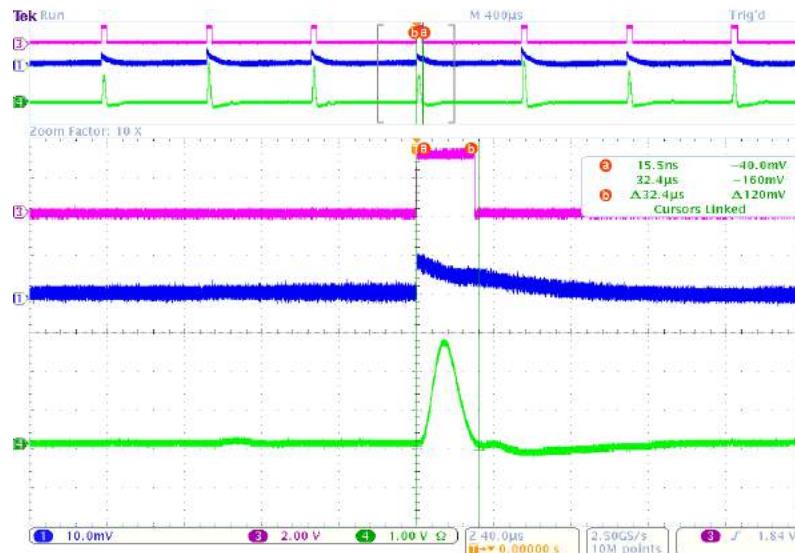
Vzhledem k dálé popsaným problémům se vzorkem scintilátoru na bázi ZnO, je vhodné otestovat měření na jiném organickém scintilátoru, který by se měl při měření chovat obdobně (nízké Z_{eff} a rychlý dosvit). Z důvodů nízké pravděpodobnosti fotoefektu v organických scintilátorech kvůli malému Z_{eff} , není možné v naměřených spektrech pozorovat pík plného pohlcení. Rozhodli jsme se proto určovat světelnou výtěžnost scintilátorů z pozice Comptonovy hrany. Tato metoda měření byla rozpracována a úspěšně otestována v [28].

Pro přepočet určené pozice Comptonovy hrany na počet nalétávajících fotonů potřebujeme znát kvantovou, respektive efektivní kvantovou účinnost. Podle údajů výrobce je maximum emisního spektra v rozmezí 420 - 440 nm. [27] Pro tuto oblast vlnových délek se kvantová účinnost pohybuje kolem 28%. K určení efektivní kvantové účinnosti je tak potřeba znát reflektivitu fotokatody pro danou vlnovou délku. Vzhledem k tomu, že

KAPITOLA 5. MĚŘENÍ SVĚTELNÉ VÝTEŽNOSTI SCINTILÁTORU 54



Obrázek 5.2: Generovaný LED pulz generátorem funkcí pozorovaný osiloskopem. Pulz z generátoru je zobrazen tyrkysovou barvou a pulz na diodě je zobrazen modře.



Obrázek 5.3: Hradlování signálu ze zesilovače generátorem pulzů. Pulz z generátoru pulzů je zobrazen fialově, modrou barvou je zobrazen výstup z předzesilovače a zelenou je zobrazen signál ze zesilovače.

okénko našeho fotonásobiče je vyrobeno z borosilikátového skla, je reflektivita na úrovni 20% [10]. Naměřené spektrum pro ^{22}Na je zobrazeno na obrázku 5.4 spolu s fity Comptonovské hrany. Z obrázku je zároveň patrné, že určování pozice Comptonovské hrany pomocí této metody může být poměrně závislé na kvalitě fitu. Při použití této metody může být náročné určit energetické rozlišení scintilátoru. Z těchto důvodů je v závěru práce navržena a nasimulována metoda, pomocí které bude v budoucnu možné ověřit tyto výsledky a také snadněji získat energetické rozlišení. Abychom pokryli různé energie nalétávajících fotonů byly použity tři různé zářiče (^{137}Cs , ^{60}Co , ^{22}Na). Změřené a vypočtené hodnoty jsou uvedeny v tabulce 5.1.

	E_c [keV]	CH_c [-]	N_{fe} [-]	N_γ [MeV $^{-1}$]	K [-]
^{137}Cs	477,30	2265	715,04	4280,24	2,48
^{60}Co	963,39	4650	1467,95	4353,53	2,43
^{60}Co	1118,11	5522	1743,23	4454,54	2,38
^{22}Na	340,67	1583	499,74	4191,23	2,53
^{22}Na	1061,66	5266	1662,42	4473,90	2,37

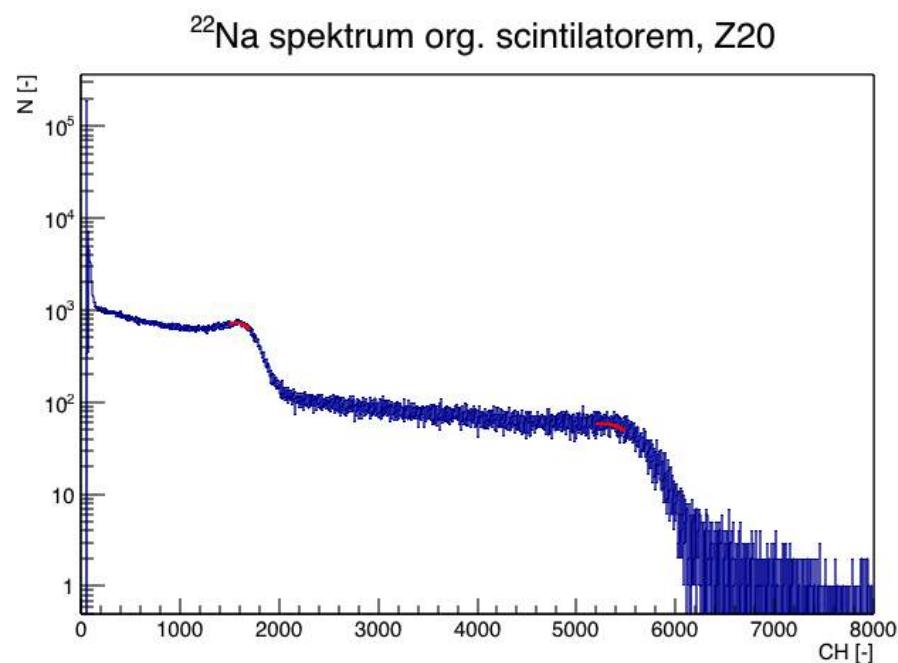
Tabulka 5.1: Tabulka vypočtených fotonů na jednotku energie N_γ , kde E_c je energie Comptonovy hrany jednotlivých zářičů, CH_c číslo kanálu Comptonovy hrany v naměřeném spektru a N_{fe} je vypočítaný počet fotolelektronů z pozice Comptonovy hrany při měření fotonásobičem. Koeficient K udává jak moc se liší vypočtená hodnota od očekávaných 10 600 fotonů na MeV.

Změřený průměrný počet fotonů na jednotku energie tak je

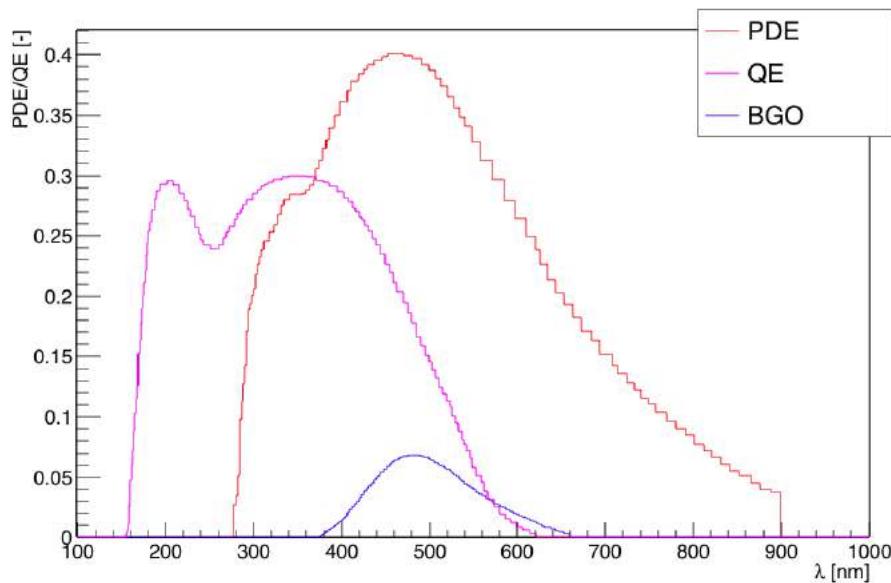
$$N_\gamma = (4350 \pm 53)\text{MeV}^{-1}.$$

Z výsledku je vidět, že získaná hodnota je 2,44 krát menší, než kolik uvádí výrobce (10 600). Tento výsledek by nemusel být překvapující vzhledem k tomu, že scintilátory po čase degradují a mohou podstatně změnit své vlastnosti. Námi vybraný vzorek byl po delší dobu skladován v ne zcela temném prostředí. Mohl by tak být částečně vysvícen. Abychom byli schopni určit, zda se jedná o vadu vzorku, nebo o jiný problém provedli jsme kontrolní měření s BGO scintilátorem.

KAPITOLA 5. MĚŘENÍ SVĚTELNÉ VÝTEŽNOSTI SCINTILÁTORU 56



Obrázek 5.4: Naměřené spektrum pro ^{22}Na organickým scintilátorem a fotonásobičem společně s fitou Comptonovských hran.



Obrázek 5.5: Histogramy k určení kvantové efektivity fotonásobiče QE [3] a pravděpodobnosti detekce fotonu PDE křemíkového fotonásobiče [4] společně s normovaným emisním spektrem BGO [15]. K lepší viditelnosti bylo emisní spektrum BGO vynásobeno konstantou 50.

5.1.2 Měření světelné výtěžnosti BGO

Jelikož má BGO vysokou pravděpodobnost fotoefektu, je možné k určení světelné výtěžnosti použít měření píku plného pohlcení, jehož poloha je snadněji určitelná. K určení kvantové efektivity byla udělána konvoluce kvantové efektivity a emisního spektra BGO. Emisní spektrum společně s kvantovou efektivitou fotonásobiče je ukázána na obrázku 5.5. Energetické rozlišení pro BGO je při použití ^{137}Cs 9,7 %. [15]

Kvantovou efektivitu jsme určili jako 14,7%. Efektivní kvantová efektivita pak je 21%, kde jsme reflektivitu fotokatody určili jako 30%. [10] Naměřené spektrum pro ^{60}Co je zobrazeno na obrázku 5.6 včetně fitů píků plného pohlcení. Změřené a vypočtené hodnoty jsou uvedeny v tabulce 5.2.

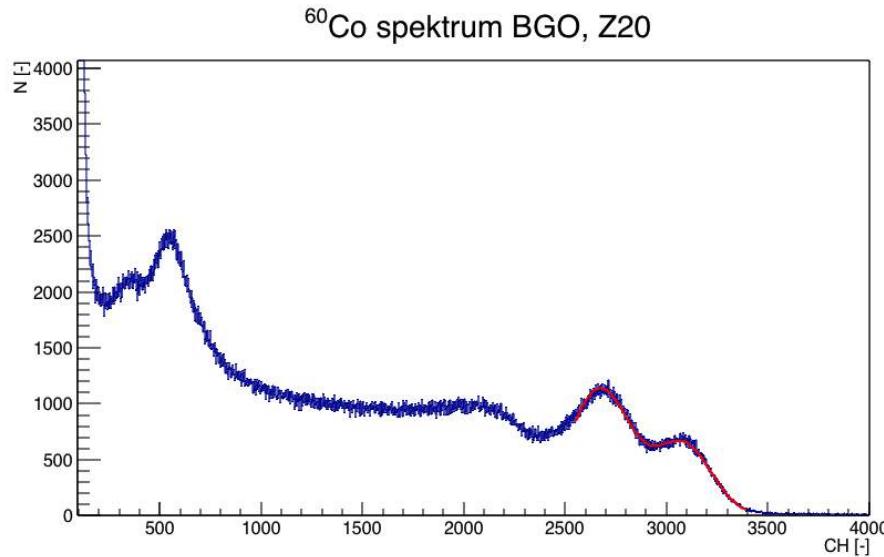
Změřený průměrný počet fotonů na jednotku energie tak je

$$N_\gamma = (3449 \pm 7) \text{ MeV}^{-1}.$$

	E [keV]	CH [-]	N_{fe} [-]	N_γ [MeV $^{-1}$]	K [-]	R [%]
^{137}Cs	661,64	1537 ± 12	485 ± 4	3494 ± 27	2,43	$15,30 \pm 0,39$
^{60}Co	1173,20	2672 ± 21	844 ± 7	3425 ± 27	2,48	$13,73 \pm 1,31$
^{60}Co	1332,50	3085 ± 30	974 ± 10	3482 ± 34	2,44	$10,54 \pm 0,44$
^{22}Na	511,00	1166 ± 14	368 ± 4	3432 ± 41	2,48	$16,83 \pm 1,17$
^{22}Na	1274,50	2920 ± 7	922 ± 2	3446 ± 8	2,47	$11,40 \pm 0,24$

Tabulka 5.2: Tabulka vypočtených fotonů na jednotku energie N_γ , kde E je energie gama záření jednotlivých zářičů, CH číslo kanálu písku plného pohlcení v naměřeném spektru a N_{fe} je vypočítaný počet fotoelektronů při měření fotonásobičem. Koeficient K udává jak moc se liší vypočtená hodnota od očekávaných 8 500 fotonů na MeV. Vypočteno je také energetické rozlišení R .

Obdobně jako u předchozího měření je změřená hodnota 2,46 menší než očekávaný výtěžek fotonů (8 500). Tento vzorek na rozdíl od předchozího byl garantované kvality a opticky opracován. Tento výsledek společně s výsledkem z organického scintilátoru napovídají, že by vzdálenost mezi středy dvou signálů při zesílení 2000 měla být okolo 80 kanálů.



Obrázek 5.6: Naměřené spektrum pro ^{60}Co BGO a fotonásobičem společně s fity píků plného pohlcení.

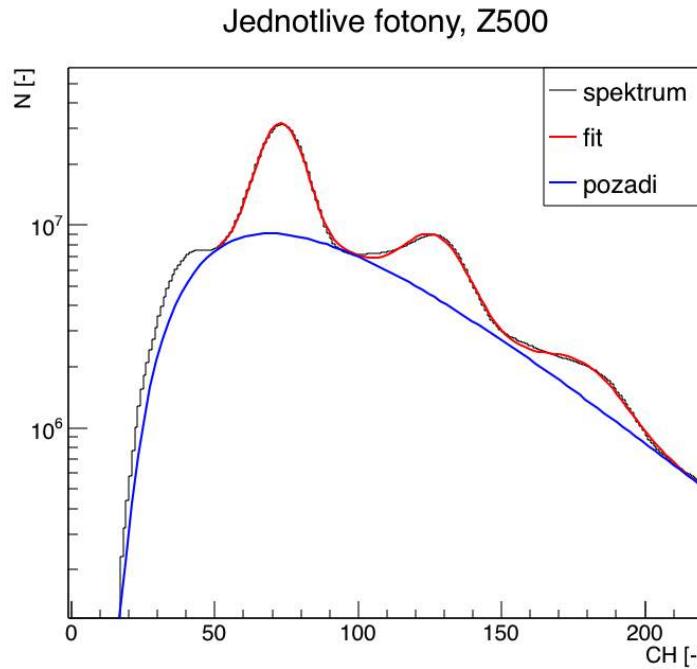
5.2 Měření s křemíkovým fotonásobičem

Výhodou použití křemíkových fotonásobičů je snadné zjištění počtu zapálených pixelů. K určení počtu zapálených pixelů křemíkového fotonásobiče, a tak určení světelné výtěžnosti scintilátoru, je nutné určit vzdálenost mezi píky v naměřeném spektru. Naměřené spektrum pro určení vzdálenosti píků při zesílení 500 je zobrazeno na obrázku 5.7. Spektrum je fitováno třemi Gaussovými funkciemi společně s pozadím, které je modelováno polynomem modifikovanou exponenciálou. Z obrázku je patrné, že fit nevystihuje ideální pozadí pro nejnižší kanály, nicméně nám dává dobrý základ k určení množství zapálených pixelů. Vzdálenost mezi jednotlivými pixely při zesílení 500 je

$$Px_{500} = (52,5 \pm 2,8)$$

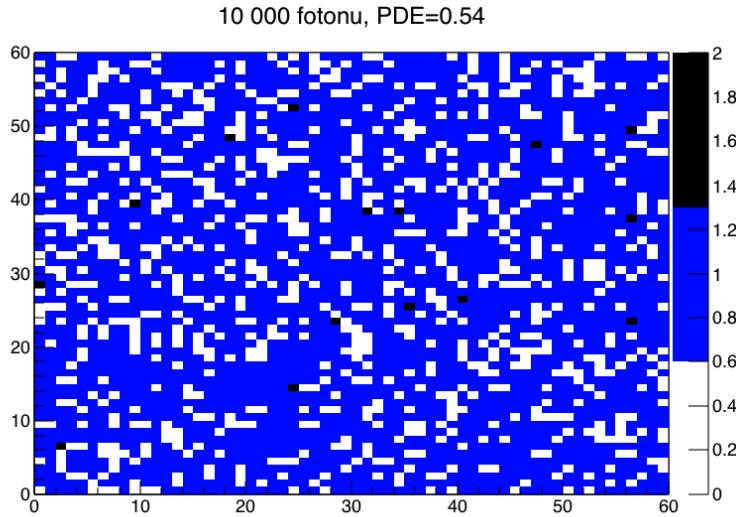
kanálů. Tím získáme počet zapálených pixelů detektoru z čísla kanálu.

Vliv geometrie detektoru (velikost a počet pixelů) na linearitu odezvy křemíkového fotonásobiče byl již diskutován v kapitole 3.3. K určení počtu vyprodukovaných fotonů scintilátorem je tedy nutné použít vztah (3.7). Zde je třeba podotknout, že PDE detektoru nezahrnuje přeslechy a následné pulzy detektoru. Abychom se pokusili kvantifikovat možný vliv těchto



Obrázek 5.7: Naměřené spektrum pro jednotlivé fotony při zesílení 500. Funkce fit se skládá z 3 Gaussových funkcí a exponenciálního pozadí.

efektů, vytvořili jsme jednoduchou Monte Carlo simulaci, která zahrnuje vlivy těchto jevů. U tvorby následných pulzů je zřejmé, že nejsou závislé na celkovém počtu zapálených pixelů a je tak možné použít údaj udávaný výrobcem. U přeslechů je ale situace opačná. Při vzrůstajícím počtu zapálených pixelů by totiž mělo docházet ke snížení pravděpodobnosti přeslechu z důvodu vyšší pravděpodobnosti toho, že vedlejší pixel, který by za normální situace vytvořil přeslech, je již zapálený. Grafické znázornění této situace je pro křemíkový fotonásobič s 3600 pixely ukázáno na obrázku 5.8, kde je ukázána situace pro 10 tisíc dopadajících fotonů. Výsledky simulace v závislosti na počtu dopadajících fotonů jsou ukázány na obrázku 5.9. Z výsledků je vidět, že se simulace od teoretické hodnoty liší o méně než 1%. Na obrázku je také dobře vidět klesající pravděpodobnost přeslechů s rostoucím počtem dopadajících fotonů.



Obrázek 5.8: Simulace počtu přeslechů v závislosti na počtu dopadajících fotonů. Modrá barva znázorňuje pixely, které byly zapáleny dopadajícími fotony, černá pak pro pixely zapálené přeslechy.

5.2.1 Měření světelné výtěžnosti organického scintilátoru

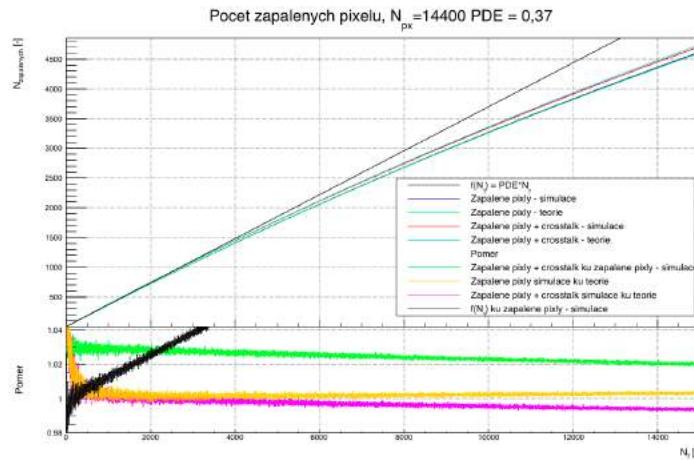
Stejně jako při měření s fotonásobiči jsme k určení světelné výtěžnosti organického scintilátoru museli použít metodu založenou na určování pozice Comptonovské hrany. K správnému určení světelné výtěžnosti je potřeba určit efektivitu detekce fotonů pro náš scintilátor. Pro vlnovou délku našeho scintilátoru je *PDE* okolo 37%. [4] Na obrázku 5.10 je ukázáno naměřené spektrum organického scintilátoru křemíkovým fotonásobičem s 14400 pixely a zesílení 50 společně s fitem Comptonovy hrany pro ^{137}Cs . Hodnoty kanálu pak byly přeypočteny na množství zapálených pixelů, které pak byly převedeny na celkový počet dopadajících fotonů. Výsledné hodnoty měření jsou uvedené v tabulce 5.3. V případě měření ^{60}Co nebylo možné rozeznat druhou Comptonovskou hranu.

Světelná výtěžnost, měřená křemíkovým fotonásobičem, našeho scintilátoru tak je

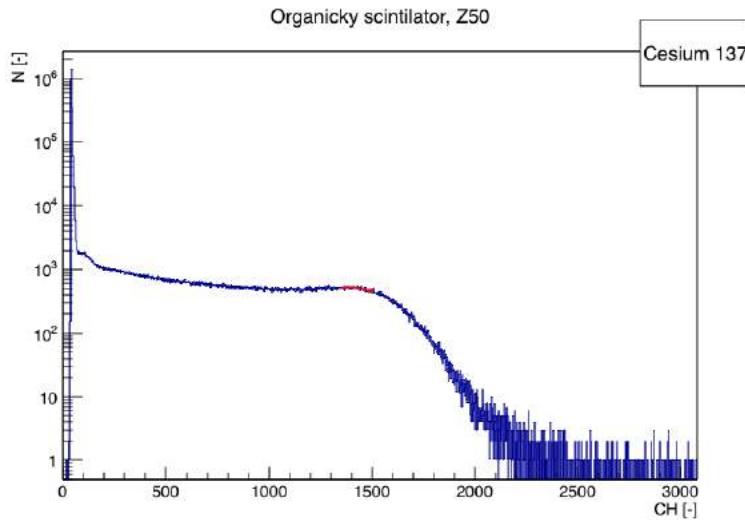
$$N_{\gamma}^{orgMPPC} = (1500 \pm 340) \text{ MeV}^{-1}.$$

Vypočtená hodnota se tak velmi liší od očekávané hodnoty 10 600 fotonů. Na rozdíl od klasického fotonásobiče, zde ale není nejistota v

KAPITOLA 5. MĚŘENÍ SVĚTELNÉ VÝTEŽNOSTI SCINTILÁTORU62



Obrázek 5.9: Simulace závislosti počtu zapálených pixelů $N_{zapaleny}$ v závislosti na počtu dopadajících fotonů N_{γ} . Ukázány jsou křivky jak bez započítání přeslechů, tak i s přeslechy. Ukázány jsou také teoretické závislosti počtu zapálených pixelů bez i s přeslechy, kde teoretická pravděpodobnost přeslechů činí 3 procenta. Ukázána je také lineární závislost počtu zapálených pixelů na pravděpodobnosti detekce fotonu PDE .



Obrázek 5.10: Naměřené spektrum ^{137}Cs organickým scintilátorem a křemíkovým fotonásobičem s 14400 pixly a zesílení 50. Ukázáno je i fitování Comptonovy hrany.

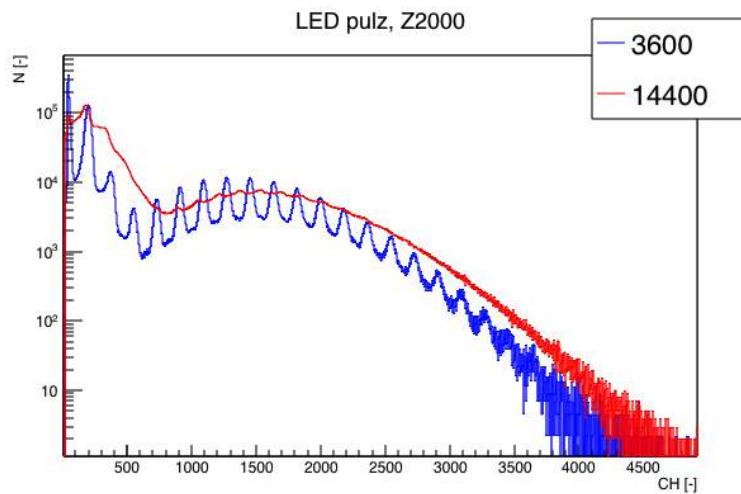
	E_c [keV]	CH_c [-]	$N_{zapalenych}$ [-]	N_γ [MeV $^{-1}$]
^{137}Cs	477,30	1392	252	1440
^{60}Co	963,39	2971	537	1535
^{60}Co	1118,11	-	-	-
^{22}Na	340,67	1003	181	1445
^{22}Na	1061,66	3381	611	1589

Tabulka 5.3: Tabulka vypočtených fotonů na jednotku energie N_γ , kde E_c je energie Comptonovy hrany jednotlivých zářičů, CH_c číslo kanálu Comptonovy hrany v naměřeném spektru a $N_{zapalenych}$ je vypočítaný počet zapálených pixelů z pozice Comptonovy hrany.

určení počtu kanálů na jeden pixel, a je nutné hledat chybu jinde. Pro ověření jsme naměřili spektra i s křemíkovým fotonásobičem s menším počtem pixelů. Nicméně výsledky byly velmi podobné. Jako další možnost se jevila nelinearita odezvy detektoru pro větší počet zapálených pixelů. Připojili jsme tak jednotlivé křemíkové fotonásobiče k generátoru LED pulzů s možností hradlování, který jsme použili pro klasické fotonásobiče. Naměřená spektra jsou zobrazena na obrázku 5.11. Vidíme, že pro křemíkový fotonásobič s 3600 pixely jsou jednotlivé zapálené pixely mnohem lépe rozlišitelné, což je způsobené nižším šumem detektora. Zároveň se detektory, i přes stejnou velikost jednotlivých pixelů, trochu liší ve velikosti signálu z jednoho pixelu. Nicméně vzdálenost středů jednotlivých píků se nemění, v detektoru tak chyba nebude. Proto jsme se zaměřili na rozdíly v měřících sestavách pro fotonásobič a křemíkový fotonásobič. Největší rozdíl, pomine-li samotné detektory, byl v použitém reflektoru.

Při měření s fotonásobiči byl reflektor vytvořen z teflonové pásky, zatímco v případě měření s křemíkovým fotonásobičem jsme používaly připravený reflektor z pevného Teflonu. Abychom ověřili propustnost odražeče z pevného teflonu přivedli jsme na vršek reflektoru výstup z LED generátoru. Na obrázku 5.12 je zobrazeno naměřené spektrum společně se spektrem naměřeným bez teflonového reflektoru. Z obrázku je zřejmé, že námi používaný reflektor ve skutečnosti nefunguje velmi účinně a propouští značnou část světa fotonů. Jelikož byla tato skutečnost objevena nedlouho před odevzdáním této práce, nebylo možné vytvořit nový plnohodnotný reflektor. Scintilátor tak byl obalen do teflonové pásky a umístěn na křemíkový fotonásobič. Podpůrný kryt, který by držel scin-

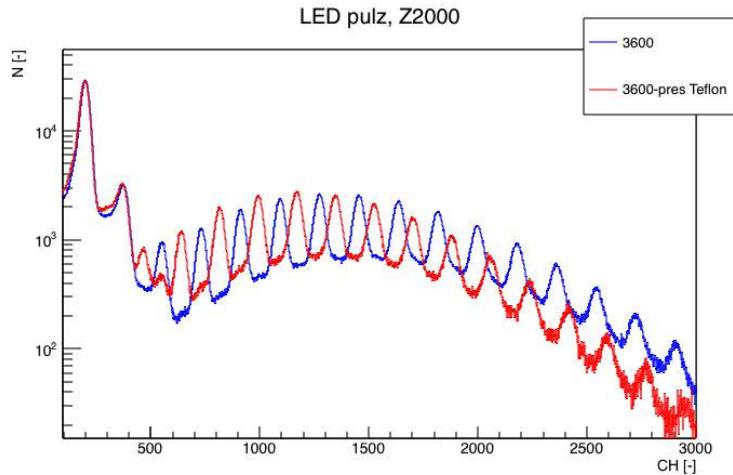
KAPITOLA 5. MĚŘENÍ SVĚTELNÉ VÝTEŽNOSTI SCINTILÁTORU64



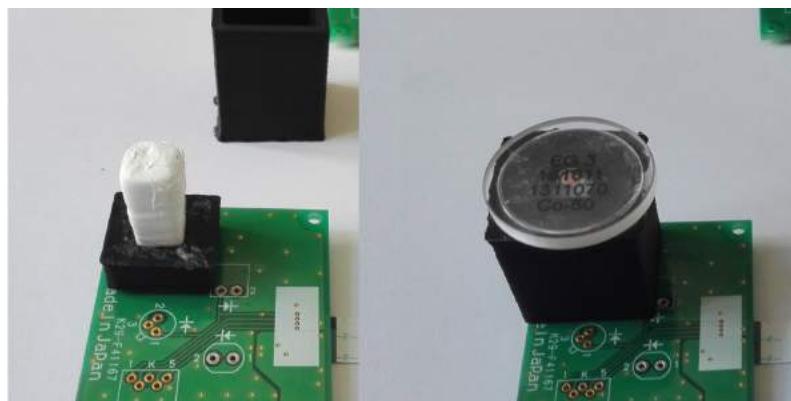
Obrázek 5.11: Naměřené spektrum hradlovaného LED pulzu křemíkovým fotonásobičem s různými počty pixelů.

tilátor a zároveň na něm mohl být umístěn gama zářič, byl vytisknut na 3D tiskárně. Tento kryt společně se scintilátorem je zobrazen na obrázku 5.13. Ačkoliv tento kryt nedokáže odrážet zpět fotony, které se odrazily od detektoru směrem mimo scintilátor, což snižuje celkovou efektivitu, první předběžná měření ukázala minimálně trojnásobné množství zapálených pixelů. K přesnému měření bude potřeba zhotovit nový kryt z jiného materiálu.

KAPITOLA 5. MĚŘENÍ SVĚTELNÉ VÝTEŽNOSTI SCINTILÁTORU65



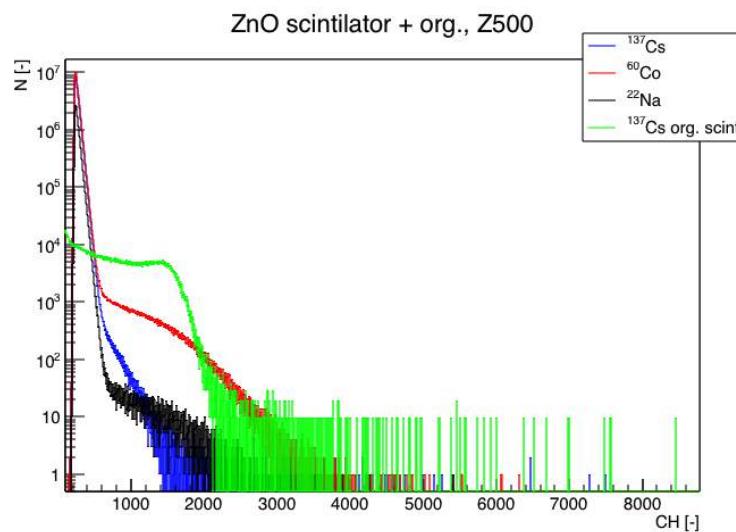
Obrázek 5.12: Naměřené spektrum LED pulzu vedeného buď přímo na křemíkový fotonásobič s 3600 pixely (modrá) nebo přes používaný Teflonový reflektor (červená).



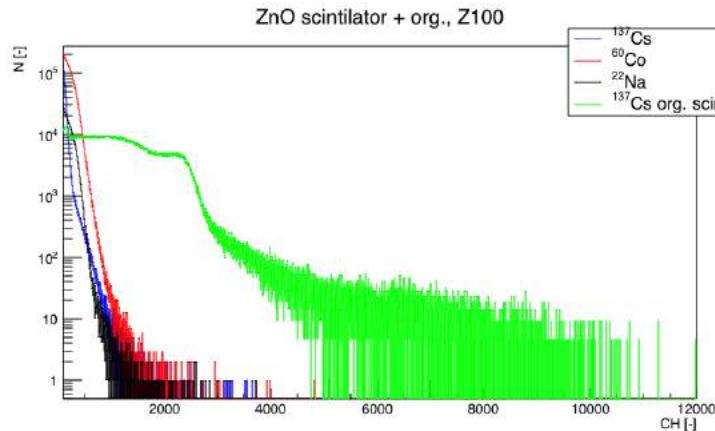
Obrázek 5.13: Dočasné náhradní řešení dosud používaného teflonového reflektoru, které bylo vytisknuto na 3D tiskárně.

5.3 Měření světelné výtěžnosti ZnO

Jelikož se námi používaný reflektor ukázal jako zcela nevyhovující, není možné použít naměřená data k určení světelné výtěžnosti ZnO scintilátorů. U fotonásobiče nám zase chybí správné určení odezvy jednoho elektronu. Lze tak alespoň jako předběžné řešení použít porovnávací metodu. Příkladám tak alespoň naměřená spektra pro všechny zářiče v porovnání s naměřeným spektrem ^{137}Cs organickým scintilátorem, obrázek 5.14 pro křemíkový fotonásobič a obrázek 5.15 pro klasický fotonásobič. Vidíme, že scintilátor vykazoval mnohem menší světelný výtěžek, než-li námi používaný organický scintilátor.



Obrázek 5.14: Naměřené spektrum všech zářičů ZnO scintilátorem křemíkovým fotonásobičem v porovnání s organickým scintilátorem.

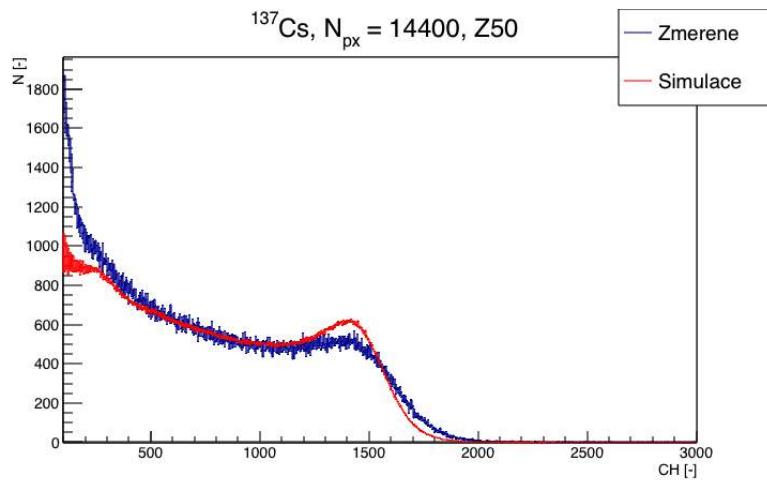


Obrázek 5.15: Naměřené spektrum všech zářiců ZnO scintilátorem klasickým fotonásobičem v porovnání s organickým scintilátorem.

5.3.1 Simulace

Vzhledem k tomu, že organické scintilátory mají nízkou pravděpodobnost fotoefektu, je nutné při určování světelné výtežnosti určovat energii přes Comptonovu hranu. Jelikož v některých spektrech je složité určit kde se hrana nachází, neposkytuje tato metoda takovou přesnost jako při využití píku plného pohlcení. K využití fotoefektu s organickými scintilátory by mohlo pomoci umístění tenké fólie materiálu s vysokým atomovým číslem, kde by došlo k fotoefektu. Uvolněný elektron by pak ideálně bez ztráty energie pokračoval do scintilátoru, kde by deponoval veškerou svou energii. Pokud by pak i vyzářené rentgenové záření bylo scintilátorem pohlceno, došlo by k uložení veškeré energie původního záření ve scintilátoru. K ověření této metody byly vytvořeny simulace v programu Geant 4, kde jsme získali spektrum uložené energie ve scintilátoru. Energetické spektrum pak bylo následně převedeno na spektrum, které by bylo naměřené detektorem. Aby byla ověřena správnost simulace, byla nejprve porovnána s naměřenými spektry. V Geantu 4 tak byl vytvořen přesně stejný model jako měla aparatura, se kterou bylo prováděno měření. Na obrázku 5.16 je zobrazeno porovnání změřeného spektra a spektra získaného simulací pro ^{137}Cs . Hodnota PDE byla upravena tak, aby počet zapálených pixelů odpovídal naměřenému spektru. Vidíme, že poloha Comptonovy hrany ze simulace je v dobré shodě se změřenou. Nicméně v naměřeném spektru dochází k většímu rozmažání,

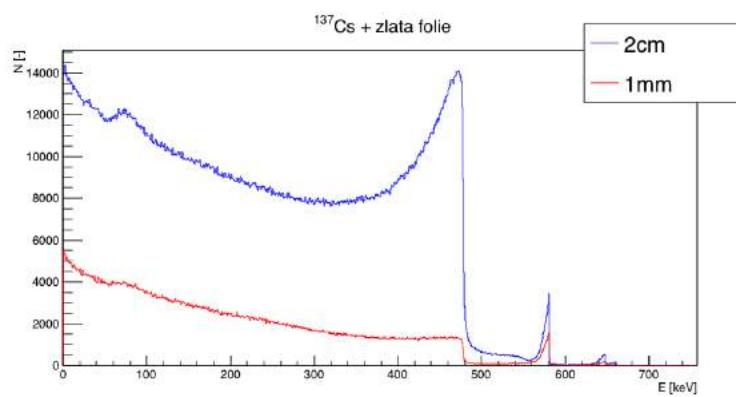
KAPITOLA 5. MĚŘENÍ SVĚTELNÉ VÝTEŽNOSTI SCINTILÁTORU68



Obrázek 5.16: Porovnání změřeného spektra a spektra získaného simulací pro ^{137}Cs .

což je nejspíše způsobené reflektorem. Přesto, že simulace nedokáže plně napodobit pozorované spektrum, můžeme ji použít k otestování různých variant tloušťky a materiálu fólie a na základě výsledků se rozhodnout pro nejlepší volbu. Jako vhodné řešení se jeví použití zlatnické fólie silné $5 \mu\text{m}$. Energetické spektrum ze simulace pro dvě různé tloušťky scintilátoru je zobrazeno na obrázku 5.17. Z obrázku je zřejmé, že tato metoda je vhodná především pro tenčí vzorky scintilátoru, v kterých elektron deponuje veškerou energii avšak Comptonova hrana a kontinuum jsou potlačeny. Pro tenký vzorek je také menší efekt samoabsorpce vyzářeného fotonu ve vzorku.

KAPITOLA 5. MĚŘENÍ SVĚTELNÉ VÝTEŽNOSTI SCINTILÁTORU 69



Obrázek 5.17: Simulované spektrum pro dvě různé tloušťky organického scintilátoru, na kterém je nanesena 5 μm vrstva zlata.

Kapitola 6

Závěr

Scintilátory jsou jedním z nejstarších a zároveň také nejrozšířenějších způsobů detekce ionizujícího záření. Scintilátory obecně dělíme na organické a anorganické, které se od sebe liší způsobem vytváření scintilačního světla. Organické jsou v porovnání s anorganickými mnohem rychlejší, ale produkují mnohem méně světla. Anorganické scintilátory však mají lineárnější odezvu a nově vyvíjené anorganické scintilátory, jako v případě scintilátorů na bázi ZnO vyvíjených na FJFI ČVUT, dosahují navíc i rychlé odezvy. To z nich dělá vynikající kandidáty pro detektory v moderní čisticové fyzice. Je však třeba dobře znát jejich vlastnosti.

Vedle rychlosti je důležitou základní vlastností scintilátorů také světelný výtěžek. Použití fotonásobičů je často používaná a snadno realizovatelná metoda pro měření absolutních výtěžků scintilátorů. Nejčastěji se měření provádí pomocí porovnání velikosti signálu z jednoho fotonu s pozicí fotopíku. V případě anorganických scintilátorů, kde fotopík není často dobře, měřitelný se využívá porovnání s Comptonovou hranou.

Výbornou alternativou ke klasickým fotonásobičům se stávají křemíkové fotonásobiče, které v posledních letech prošly výrazným vývojem. Tyto detektory se díky svým vlastnostem (kompaktnost, nízké pracovní napětí, odolnost vůči elektromagnetickému rušení a nízká cena) čím dál více uplatňují při konstrukci detektorů jak ve vědě, tak například v lékařství.

V rámci této práce byly proto postaveny dvě měřící aparatury pro měření světelné výtěžnosti scintilátorů. První aparatura využívá klasický fotonásobič, druhá pak křemíkový fotonásobič ve dvou provedeních s různými počty pixelů. K otestování a kalibraci byl použit hradlovaný zdroj nanosekundových LED pulzů. K jednotlivým detektorům byly vy-

tvořeny reflektory fotonů tak, aby bylo zajištěno přesné napojení scintilátoru na detektor bez úniku fotonů. Bohužel ve výsledku se použitý materiál reflektoru ukázal jako nevyhovující, a v rámci další práce bude hledána náhrada. Po odstranění tohoto problému tak bude aparatura kompletně funkční.

U klasického fotonásobiče je nejsložitějším úkolem provést kalibraci pomocí určení velikosti signálu jednoho elektronu. Současné výsledky měření ukazují, že námi změřená hodnota signálu je nejspíše nadhodnocena. Z těchto důvodů tak zatím není možné přímo porovnat výsledky z obou aparatur. Lze však, jak je ukázáno, srovnávat relativní výtežky měřených scintilátorů.

V závěru práce byla také vytvořena simulace metody, která by mohla zlepšit měření s organickými scintilátory. Tato metoda bude v nejbližší době odzkoušena při skutečném měření.

Literatura

- [1] Claus Grupen and Boris Schwartz. *Particle detectors*. Cambridge, UK: Cambridge Univ. Pr. (2008) 651 p, 2008.
- [2] Glenn F. Knoll. *Radiation Detection and Measurement, 3rd ed.* John Wiley and Sons, New York, 2000.
- [3] 9266b series data sheet. *ET Enterprises*. [Online; cit. 23-Květen-2016]. URL: <https://my.et-enterprises.com/pdf/9266B.pdf>.
- [4] MPPC (Multi-Pixel Photon Counter) 13360 series. *Hamamatsu*. [Online; cit. 23-Květen-2016]. URL: http://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/s13360_series_kapd1052e.pdf.
- [5] Physics and operation of an MPPC. *Hamamatsu*. [Online; cit. 23-Květen-2016]. URL: http://www.hamamatsu.com/us/en/community/optical_sensors/sipm/physics_of_mppc/index.html.
- [6] K. Kobayashi A. Ghassemi, K. Sato. MPPC - technical note. *Hamamatsu*. [Online; cit. 28-Března-2017]. URL: http://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/mppc_kapd9005e.pdf.
- [7] Preamplifier introduction. *Ortec*. [Online; cit. 23-Květen-2016]. URL: <http://www.ortec-online.com/download/Preamplifier-Introduction.pdf>.
- [8] Introduction to amplifiers. *Ortec*. [Online; cit. 23-Květen-2016]. URL: <http://www.ortec-online.com/download/Amplifier-Introduction.pdf>.
- [9] Akapong Phunpueok et al. Scintillation response of lso:ce and nai:tl single crystal scintillators. *Journal of Applied*

- Sciences Research* 9(12), Special, pages 5970–5975, 2013. URL: https://www.researchgate.net/publication/260291859_Scintillation_Response_of_LSOCe_and_NaIT1_Single_Crystal_Scintillators.
- [10] J. T. M. de Haas and P. Dorenbos. Advances in yield calibration of scintillators. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 55(3):1086–1092, June 2008. doi:10.1109/TNS.2008.922819.
 - [11] Measuring the absolute light yield of scintillators. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 537(1–2):97 – 100, 2005. Proceedings of the 7th International Conference on Inorganic Scintillators and their Use in Scientific and Industrial Applications. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900204017917>, doi:<http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2004.07.243>.
 - [12] A. Nassalski, M. Moszynski, A. Syntfeld-Kazuch, T. Szczesniak, L. Swiderski, D. Wolski, T. Batsch, and J. Baszak. Multi pixel photon counters (mppc) as an alternative to apd in pet applications. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 57(3):1008–1014, June 2010. doi:10.1109/TNS.2010.2044586.
 - [13] Driver circuit for MPPC C12332-01. *Hamamatsu*. [Online; cit. 23-Květen-2016]. URL: http://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/c12332-01_kacc1233e.pdf.
 - [14] W J O'Hagan, M McKenna, D C Sherrington, O J Rolinski, and D J S Birch. MHz LED source for nanosecond fluorescence sensing. *Measurement Science and Technology*, 13(1):84, 2002. URL: <http://stacks.iop.org/0957-0233/13/i=1/a=311>.
 - [15] Saint Gobain. BGO - Scintillation Material. [Online; cit. 28-dubna-2017]. URL: http://www.crystals.saint-gobain.com/sites/imdf.crystals.com/files/documents/bgo-material-data-sheet_69763.pdf.
 - [16] N. Tsoulfanidis. *Measurement and Detection of Radiation*. McGraw-Hill series in nuclear engineering. Hemisphere Publishing Corporation, 1983.

- [17] Rosana M. Turtos, Stefan Gundacker, Marco T. Lucchini, Lenka Procházková, Václav Čuba, Hana Burešová, Jan Mrázek, Martin Nikl, Paul Lecoq, and Etienne Auffray. Timing performance of zno:ga nanopowder composite scintillators. *physica status solidi (RRL) – Rapid Research Letters*, 10(11):843–847, 2016. URL: <http://dx.doi.org/10.1002/pssr.201600288>, doi: 10.1002/pssr.201600288.
- [18] Hana Burešová, Lenka Procházková, Rosana Martinez Turtos, Vítězslav Jarý, Eva Mihóková, Alena Bejtlerová, Radek Pjatkan, Stefan Gundacker, Etienne Auffray, Paul Lecoq, Martin Nikl, and Václav Čuba. Preparation and luminescence properties of zno:ga-polystyrene composite scintillator. *Opt. Express*, 24(14):15289–15298, Jul 2016. URL: <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-24-14-15289>, doi:10.1364/OE.24.015289.
- [19] Scifi – a large scintillating fibre tracker for {LHCb}. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 845:481 – 485, 2017. Proceedings of the Vienna Conference on Instrumentation 2016. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S016890021630599X>, doi:<http://doi.org/10.1016/j.nima.2016.06.057>.
- [20] R. Greim. A large scintillating fibre tracker for lhcb. *Journal of Instrumentation*, 12(02):C02053, 2017. URL: <http://stacks.iop.org/1748-0221/12/i=02/a=C02053>.
- [21] E. Garutti. Dedicated front-end electronics for an ilc prototype hadronic calorimeter with sipm readout. In *IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record, 2005*, volume 3, pages 1499–1502, Oct 2005. doi:10.1109/NSSMIC.2005.1596603.
- [22] E. Sakai. Recent measurements on scintillator-photodetector systems. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 34(1):418–422, Feb 1987. doi:10.1109/TNS.1987.4337375.
- [23] I. Holl, E. Lorenz, and G. Mageras. A measurement of the light yield of common inorganic scintillators. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 35(1):105–109, Feb 1988. doi:10.1109/23.12684.

- [24] M. Moszynski, M. Kapusta, M. Mayhugh, D. Wolski, and S. O. Flyckt. Absolute light output of scintillators. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 44(3):1052–1061, Jun 1997. doi:10.1109/23.603803.
- [25] E Sysoeva, V Tarasov, and O Zelenskaya. Comparison of the methods for determination of scintillation light yield. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 486(1–2):67 – 73, 2002. Proceedings of the 6th International Conference on Inorganic Scintillators and their Use in Scientific and Industrial Applications. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900202006769>, doi:[http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002\(02\)00676-9](http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002(02)00676-9).
- [26] CAL POLY POMONA. Gama energy. [Online; cit. 28-Března-2017]. URL: <https://www.cpp.edu/~pbsiegel/bio431/energies.html>.
- [27] Envinet. Plastové scintilátory. [Online; cit. 27-července-2014]. URL: <http://www.envinet.cz/index.php/cz/sluzainze/scintilaci-materialy/plast-scintilator>.
- [28] E.R. Siciliano, J.H. Ely, R.T. Kouzes, J.E. Schweppe, D.M. Strachan, and S.T. Yokuda. Energy calibration of gamma spectra in plastic scintillators using compton kinematics. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 594(2):232 – 243, 2008. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900208008772>, doi:<https://doi.org/10.1016/j.nima.2008.06.031>.
- [29] C. W. Fabjan and F. Gianotti. Calorimetry for particle physics. *Rev. Mod. Phys.*, 75:1243–1286, 2003.
- [30] P. Brůža, D. Pánek, V. Fidler, P. Benedikt, V. Čuba, T. Gbur, P. Boháček, and M. Nikl. Applications of a table-top time-resolved luminescence spectrometer with nanosecond soft x-ray pulse excitation. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 61(1):448–451, Feb 2014. doi:10.1109/TNS.2013.2279546.

- [31] Lenka Procházková, Tomáš Gbur, Václav Čuba, Vítězslav Jarý, and Martin Nikl. Fabrication of highly efficient ZnO nanoscintillators . *Optical Materials*, 47:67 – 71, 2015.
- [32] Gennadiy M. Onyshchenko, Lyudmila L. Nagornaya, Valeriy G. Bondar, Yuriy Borodenko, Olga V. Zelenskaya, Evgeniy N. Pirogov, and Vladimir D. Ryzhikov. Comparative light yield measurements of oxide and alkali halide scintillators. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 537(1–2):394 – 396, 2005. Proceedings of the 7th International Conference on Inorganic Scintillators and their Use in Scientific and Industrial Applications. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900204018595>, doi:<http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2004.08.050>.
- [33] R. Shendrik and E. Radzhabov. Absolute light yield measurements on SrF₂ and BaF₂ doped with rare earth ions. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 61(1):406–410, Feb 2014. doi:[10.1109/TNS.2013.2290311](https://doi.org/10.1109/TNS.2013.2290311).
- [34] A. E. Borisevich, V. I. Dormenev, M. V. Korzhik, O. V. Misevich, and A. A. Fedorov. Lead tungstate scintillation crystals with improved light yield for experimental high-energy physics. *Instruments and Experimental Techniques*, 49(2):199–202, 2006. URL: <http://dx.doi.org/10.1134/S0020441206020072>, doi:[10.1134/S0020441206020072](https://doi.org/10.1134/S0020441206020072).
- [35] Weerapong Chewpraditkul, Chalerm Wanarak, Lukasz Swiderski, and Marek Moszynski. Scintillation properties of csi(co3) and csi(na) crystals for gamma ray detection. 31(2):217–230, 2012. URL: <http://www.tci-thaijo.org/index.php/KMUTT/article/view/3198>.
- [36] N. Pavlov, G. Mashlum, and D. Meier. Gamma spectroscopy using a silicon photomultiplier and a scintillator. 1:173–180, Oct 2005. doi:[10.1109/NSSMIC.2005.1596231](https://doi.org/10.1109/NSSMIC.2005.1596231).
- [37] Peter F. Bloser, Jason Legere, Christopher Bancroft, Mark L. McConnell, James M. Ryan, and Nathan Schwadron. Scintillator Gamma-Ray Detectors with Silicon Photomultiplier Readouts for

- High-Energy Astronomy. 8859, 2013. Conference on UV, X-Ray, and Gamma-Ray Space Instrumentation for Astronomy XVIII, San Diego, CA, AUG 25-26, 2013. doi:{10.1117/12.2024411}.
- [38] D. Ginzburg, N. Kopeika, J. Paran, I. Cohen-Zada, M. Gelman, V. Pushkarsky, E. Marcus, A. Manor, T. Mazor, Y. Kadmon, Y. Cohen, and A. Osovitzky. Optimizing the design of a silicon photomultiplier-based radiation detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 652(1):474 – 478, 2011. Symposium on Radiation Measurements and Applications (SORMA) {XII} 2010. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900211000726>, doi:<http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2011.01.022>.
 - [39] Emilie Roncali and Simon R Cherry. Application of silicon photomultipliers to positron emission tomography. *Annals of Biomedical Engineering*, 39(4):1358–1377, 04 2011. URL: <http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pmc/articles/PMC3069330/>, doi:10.1007/s10439-011-0266-9.
 - [40] Erika Garutti. Silicon photomultipliers for high energy physics detectors. *Journal of Instrumentation*, 6(10):C10003, 2011. URL: <http://stacks.iop.org/1748-0221/6/i=10/a=C10003>.