

VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

Fakulta elektrotechniky  
a komunikačních technologií

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

Brno, 2016

Tomáš Matějka



# VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

**FAKULTA ELEKTROTECHNIKY**

**A KOMUNIKAČNÍCH TECHNOLOGIÍ**

FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING AND COMMUNICATION

**ÚSTAV RADIOELEKTRONIKY**

DEPARTMENT OF RADIO ELECTRONICS

## MODUL DETEKTORU IONIZUJÍCÍHO ZÁŘENÍ

MODULE FOR DETECTION OF IONIZING RADIATION

**BAKALÁŘSKÁ PRÁCE**

BACHELOR'S THESIS

**AUTOR PRÁCE**

AUTHOR

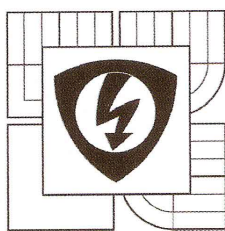
Tomáš Matějka

**VEDOUCÍ PRÁCE**

SUPERVISOR

Ing. Michal Kubíček, Ph.D.

BRNO 2016



VYSOKÉ UČENÍ  
TECHNICKÉ V BRNĚ  
Fakulta elektrotechniky  
a komunikačních technologií  
Ústav radioelektroniky

# Bakalářská práce

bakalářský studijní obor  
**Elektronika a sdělovací technika**

**Student:** Tomáš Matějka  
**Ročník:** 3

**ID:** 159629  
**Akademický rok:** 2015/16

**NÁZEV TÉMATU:**

## Modul detektoru ionizujícího záření

### POKYNY PRO VYPRACOVÁNÍ:

Prostudujte problematiku detekce ionizujícího záření se zaměřením na polovodičové detektory ionizujícího záření. Proveďte návrh modulu polovodičového detektoru, návrh podložte simulacemi. Navrhněte způsob digitálního sběru dat s možností připojení více detektorů k centrální jednotce sběru dat.

Realizujte modul polovodičového detektoru a měřením prověřte jeho funkčnost. Výsledky měření porovnejte s výsledky simulací.

Odborný vedoucí práce: Ing. Ondřej Vičar

### DOPORUČENÁ LITERATURA:

[1] FUKÁTKO Tomáš. Detekce a měření různých druhů záření. 1. vyd. Praha: BEN - Technická literatura, 2007. ISBN 978-80-7300-1.

[2] PUNČOCHÁŘ Josef. Operační zesilovače v elektronice. 5. vyd. Praha: BEN - Technická literatura, 2002. ISBN 80-7300-059-8.

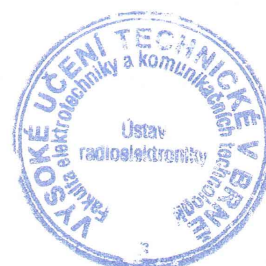
**Termín zadání:** 8. 2. 2016

**Termín odevzdání:** 26.5.2016

**Vedoucí práce:** Ing. Michal Kubíček, Ph.D.

**Konzultanti bakalářské práce:**

  
**doc. Ing. Tomáš Kratochvíl, Ph.D.**  
předseda oborové rady



### UPOZORNĚNÍ:

Autor bakalářské práce nesmí při vytváření bakalářské práce porušit autorská práva třetích osob, zejména nesmí zasahovat nedovoleným způsobem do cizích autorských práv osobnostních a musí si být plně vědom následků porušení ustanovení § 11 a následujících autorského zákona č. 121/2000 Sb., včetně možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení částí druhé, hlavy VI. díl 4 Trestního zákoníku č. 40/2009 Sb.

## **ABSTRAKT**

Tato práce se zabývá návrhem detektoru ionizujícího rentgenového záření s užitím běžně dostupných PIN fotodiod. Je popsána problematika použití PIN fotodiod pro detekci rentgenového a  $\gamma$  záření. Je proveden návrh transimpedančního zesilovače pro dva různé režimy detekce. Obě varianty zesilovače jsou porovnány a je posouzena jejich vhodnost pro konkrétní aplikace. Dále je proveden obecný návrh digitalizace signálu a centrální jednotky za účelem propojení soustavy více samostatných detektorů. Jsou diskutovány možnosti paralelního zpracování dat z jednotlivých detektorů pomocí centrální jednotky. Detektor je realizován a naměřené hodnoty jsou srovnávány se simulacemi.

## **KLÍČOVÁ SLOVA**

detekce ionizujícího záření, polovodičový detektor, rentgenové záření, PIN fotodioda, transimpedanční zesilovač, nábojově citlivý zesilovač, šumová analýza

## **ABSTRACT**

This thesis deals with design of detector of ionizing X-ray radiation. Conventional PIN photodiodes are used for construction of the detector. Thesis describes issue of using PIN photodiodes for X-ray and  $\gamma$  radiation detection. Transimpedance amplifier is designed with two different modes of detection. Both amplifier variants are compared and their suitability for specific applications is discussed. The thesis describes principle of converting analog signals to digital and describes concept of bus for multiple detectors connection to central unit. Options for parallel data processing are discussed in last part of thesis. The detector is implemented and measured values are compared with simulations.

## **KEYWORDS**

detector of ionizing radiation, semiconductor detector, X-ray radiation, PIN photodiode, transimpedance amplifier, charge amplifier, noise analysis

MATĚJKA, Tomáš. *Modul detektoru ionizujícího záření*: bakalářská práce. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, Ústav radioelektroniky, 2016. 50 s. Vedoucí práce byl Ing. Michal Kubíček, Ph.D.

## PROHLÁŠENÍ

Prohlašuji, že svou bakalářskou práci na téma „Modul detektoru ionizujícího záření“ jsem vypracoval samostatně pod vedením vedoucího bakalářské práce a s použitím odborné literatury a dalších informačních zdrojů, které jsou všechny citovány v práci a uvedeny v seznamu literatury na konci práce.

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

Brno .....

.....

podpis autora

## PODĚKOVÁNÍ

Rád bych poděkoval Ing. Michalu Kubíčkoví, Ph.D. a Ing. Ondřeji Vičarovi za odborné vedení, konzultace, trpělivost a podnětné návrhy k práci.

Brno .....

.....

podpis autora

# OBSAH

Úvod	1
<b>1 Ionizující záření a jeho detekce</b>	<b>2</b>
1.1 Základní pojmy	2
1.2 Ionizační procesy	3
1.2.1 Fotoelektrický jev a Comptonův rozptyl	3
1.2.2 Comptonův rozptyl a jeho vliv na detekci	4
1.3 Detektory ionizujícího záření	4
1.3.1 Ionizační detektory	6
1.3.2 Scintilační detektory	7
1.4 PIN fotodiody jako detektor	7
1.4.1 Vnitřní struktura PIN fotodiody	8
1.4.2 Detekční vlastnosti PIN fotodiody	8
1.4.3 Měření elektrické veličiny	10
<b>2 Návrh detektoru</b>	<b>12</b>
2.1 Zdroje šumu	12
2.1.1 Vyjádření hodnoty šumu	12
2.1.2 Tepelný šum	14
2.1.3 Výstřelový šum	15
2.1.4 1/f a praskavý šum	16
2.1.5 Šumová analýza pomocí SPICE	16
2.2 Vlastnosti fotodiody	16
2.2.1 Náhradní model fotodiody	17
2.2.2 Šum fotodiody	18
2.3 Návrh transimpedančního zesilovače	19
2.3.1 Frekvenční a šumová analýza transimpedančního zesilovače	20
2.3.2 Časová analýza transimpedančního zesilovače	23
2.3.3 SPICE simulace	24
2.4 Návrh systému sběru dat	28
<b>3 Realizace měřícího přípravku s detektory</b>	<b>30</b>
3.1 Provedení přípravku	30
3.2 Výsledky měření	31
3.2.1 Měření v pulsním režimu	31
3.2.2 Měření ve spojitém režimu	32
3.2.3 Úroveň šumu	34

<b>4 Závěr</b>	<b>36</b>
<b>Literatura</b>	<b>38</b>
<b>Seznam symbolů, veličin a zkratk</b>	<b>40</b>
<b>Seznam příloh</b>	<b>41</b>
<b>A Obvodové zapojení</b>	<b>42</b>
A.1 Schéma zapojení SPICE simulace . . . . .	42
A.2 Obvodové zapojení přípravku část 1 . . . . .	43
A.3 Obvodové zapojení přípravku část 2 . . . . .	44
<b>B Deska plošného spoje</b>	<b>45</b>
B.1 Deska plošného spoje přípravku - top . . . . .	45
B.2 Deska plošného spoje přípravku - bottom . . . . .	45
<b>C Osazovací výkres</b>	<b>46</b>
C.1 Osazovací výkres - top . . . . .	46
C.2 Osazovací výkres - bottom . . . . .	46
<b>D Seznam součástek</b>	<b>47</b>
<b>E Obrázky přípravku</b>	<b>48</b>
E.1 Fotografie přípravku . . . . .	48
E.2 Měření na přípravku . . . . .	48
E.3 Rentgenový snímek . . . . .	49
<b>F Přílohy na CD</b>	<b>50</b>



# SEZNAM OBRÁZKŮ

1.1	Znázornění dominantního ionizačního procesu v závislosti na energii záření $E$ a atomového čísla $Z$ prvku, kde je záření absorbováno. [6]	3
1.2	Ukázka Comptonovského pozadí v energetickém spektru. [8]	5
1.3	G-M trubice a ionizační komora. [5]	6
1.4	Vnitřní struktura PIN fotodiody. [9]	8
1.5	Závislost detekční účinnosti na energii detekovaného $\gamma$ záření pro různé tloušťky PIN fotodiod. [10]	9
2.1	Spektrální hustota šumového napětí v závislosti na frekvenci pro 1/f šum (vlevo) a pro tepelný šum (vpravo).	12
2.2	Znázornění šumu v časové oblasti a jeho Gaussovo rozdělení pravděpodobnosti.	14
2.3	Model šumového rezistoru vyjádřený pomocí zdroje proudu nebo pomocí zdroje napětí.	15
2.4	Voltampérová charakteristika fotodiody.	17
2.5	Náhradní model fotodiody pro fotovodivostní mód provozu.	18
2.6	Zapojení transimpedančního zesilovače s OZ.	20
2.7	Model fotodiody v zapojení s transimpedančním zesilovačem.	21
2.8	Zpětná vazba zesilovače.	21
2.9	Znázornění vlivu pólů a nul přenosové funkce na vlastnosti zesilovače.	22
2.10	Výstupní průběh napětí zesilovače při detekci fotonu.	24
2.11	Simulační schéma fotodiody s transimpedančním zesilovačem v Altium Designeru.	25
2.12	Časový průběh po detekci fotonu o energii 59,5 keV na výstupu transimpedančního (out_1), napěťového (out_2) a derivačního (out_3) zesilovače.	26
2.13	Závislost zesílení (transimpedance) na frekvenci na výstup transimpedančního (out_1), napěťového (out_2) a derivačního (out_3) zesilovače.	27
2.14	Závislost spektrální hustoty šumu na frekvenci transimpedančního (out_1), napěťového (out_2) a derivačního (out_3) zesilovače.	27
2.15	Převodní charakteristika detektoru pro výstup transimpedančního (out_1), napěťového (out_2) a derivačního (out_3) zesilovače.	27
2.16	Blokové schéma zpracování a vyhodnocování dat ze soustavy detektorů, pulsní režim.	28
2.17	Blokové schéma zpracování a vyhodnocování dat ze soustavy detektorů, spojitý režim.	29
3.1	Altium 3D model a výsledná podoba měřicího přípravku.	30

3.2	Porovnání SPICE simulace s reálným měřením na výstupu transimpedančního zesilovače (out_1), napětového zesilovače (out_2) a derivačního zesilovače (out_3). Průběhy odpovídají detekci $\gamma$ fotonu o energii 225 keV. . . . .	32
3.3	Časové průběhy po detekci $\gamma$ fotonu na výstupu transimpedančního zesilovače (out_1), napětového zesilovače (out_2) a derivačního zesilovače (out_3). . . . .	33
3.4	Detekovaný proud PIN fotodiodou v závislosti na žhavicím proudu rentgenky pro různá anodová napětí. . . . .	33
3.5	Porovnání simulací s naměřenými hodnotami spektrální hustoty šumu na výstupu transimpedančního zesilovače (out_1). . . . .	34
3.6	Porovnání napětového přenosu (zisku) na výstupu transimpedančního zesilovače (out_1). . . . .	35
3.7	Porovnání průběhu odvozeného ze simulace pro detekci fotonu $\gamma$ záření s energií 59,5 keV a naměřeného průběhu na výstupu transimpedančního zesilovače (out_1). . . . .	35
E.1	Přípravek a kryt přípravku s olovem (vlevo), finální podoba přípravku (vpravo). . . . .	48
E.2	Měření v pulsním režimu (vlevo) a měření ve spojitém režimu v rentgenu (vpravo). . . . .	48
E.3	Rentgenový snímek pořízený při testování v rentgenu. Na obrázku jsou vidět fotodiody (v horní části), zbytek detektoru je zakrit olověným stíněním. Snímek byl pořízen při konfiguraci rentgenky 80 kV a 650 $\mu$ A. . . . .	49

# ÚVOD

Detektory ionizujícího záření jsou relativně drahá a nedostupná zařízení. Často používané Geiger-Müllerovi detektory vyžadují použití drahé Geiger-Müllerovi trubice v kombinaci se zvyšujícím měničem napětí, nutným pro jejich napájení. Pro nízké energie přibližně do 100 keV lze však použít pro detekci ionizujícího záření běžně dostupné a levné PIN fotodiody, které jsou primárně určené pro detekci světla. PIN fotodioda tak může za jistých omezení posloužit v kombinaci s transimpedančním zesilovačem jako levná náhrada za Geiger-Müllerovi detektory. PIN fotodiody na rozdíl od Geiger-Müllerových trubic nabízí i schopnost energetického rozlišení a umožňují tak konstrukci spektrometru.

Cílem bakalářské práce je prozkoumat možnosti použití PIN fotodiody pro detekci ionizujícího záření. Provést návrh a simulace vhodného zesilovače pro použití s PIN fotodiódou a výsledky simulací porovnat s naměřenými hodnotami. Dále pak provést obecný návrh systému sběru dat ze soustavy detektorů pro budoucí rentgenové aplikace.

Práce je rozdělena do tří kapitol. První kapitola slouží jako úvod do problematiky detekce ionizujícího záření a diskutuje o vhodnosti použití PIN fotodiody jako detektoru  $\gamma$  a rentgenového záření. Druhá kapitola uvádí podrobný náhradní model fotodiody, pojednává o problematice transimpedančních zesilovačů a zdrojích šumu. Je zde proveden návrh a simulace kompletního zesilovače detektoru pro dva různé režimy detekce. Na závěr druhé kapitoly je proveden obecný návrh systému sběru dat a jejich vyhodnocení ze soustavy více detektorů. Třetí kapitola se zabývá realizací měřícího přípravku s detektory a porovnává naměřené hodnoty se simulacemi.

# 1 IONIZUJÍCÍ ZÁŘENÍ A JEHO DETEKCE

Následující kapitola popisuje základní principy detekce ionizujícího záření a základní typy detektorů.

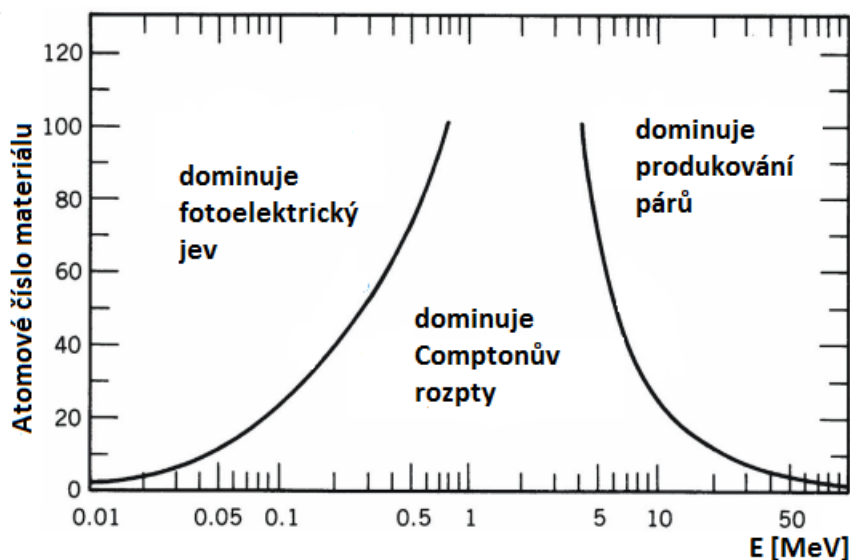
## 1.1 Základní pojmy

- **Druhy ionizujícího záření:** Rozlišujeme čtyři základní druhy přímo ionizujícího záření  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  a rentgenové záření (X-ray).  $\alpha$  záření je tvořeno jádry helia,  $\beta$  záření je tvořeno elektrony nebo pozitrony. Rentgenové i  $\gamma$  záření je tvořeno fotony. Mezi rentgenovým a  $\gamma$  zářením není fyzikální rozdíl, rozlišované je pouze podle vzniku [7].
- **Energie záření** je kinetická energie jeho kvant. V případě  $\gamma$  nebo rentgenového záření je to energie jednoho fotonu. Jednotkou energie je *elektronvolt* (eV). Převodní vztah mezi *joule* (J) a elektronvoltem je následující:  
 $1 \text{ eV} = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ J}$  [4].
- **Intenzita záření** vyjadřuje jakousi hustotu toku kvant záření jednotkovou plochou. energii lze popsat dvojím způsobem. Buď jako fluenci částic nebo jako fluenci energie [4].
- **Fluence částic** je počet kvant záření procházející jednotkovou plochou za 1 sekundu. Směr šíření se uvažuje jako kolmý na jednotkovou plochu. Fluence částic neuvažuje energii částic ale pouze jejich četnost. Jednotkou je ( $\text{s}^{-1} \cdot \text{m}^{-2}$ ) [4].
- **Fluence energie** je celková energie částic procházejících jednotkovou plochou za 1 sekundu. Směr šíření se uvažuje jako kolmý na jednotkovou plochu. Na rozdíl od fluence částic je zde uvažována i energie. Jednotkou je ( $\text{J} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{m}^{-2}$ ) tomu odpovídá výkon na jednotkovou plochu ( $\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$ ) [4].
- **Energetické spektrum** graficky znázorňuje četnost kvant záření (vodorovná osa) na energii kvant. Energetické spektrum tedy znázorňuje energetické rozložení zkoumaného záření [5]. Ukázka energetického spektra je znázorněna na obrázku 1.2 na straně 5.
- **Detekční účinnost** vyjadřuje pravděpodobnost pohlcení a detekce kvanta ionizujícího záření, které prochází aktivní plochou detektoru. Určuje se jako poměr detekovaných kvant k celkovému počtu procházejících kvant záření aktivní plochou detektoru. Vyjadřuje se bez jednotek, detekční účinnost může nabývat hodnot 0 (nedetekuje se žádné kvantum) až 1 (detekují se veškerá kvanta). Může se vyjadřovat také v procentech, kdy může detekční účinnost

nabývat 0 % až 100 %. Detekční účinnost se označuje písmenem  $\eta$ . Detekční účinnost detektorů je vždy závislá na druhu a energii ionizujícího záření [5].

## 1.2 Ionizační procesy

Působením ionizujícího záření na látku může docházet k několika základním ionizujícím procesům, které jsou v látce vyvolány. Pravděpodobnost, s jakou může nastat daný proces se odvíjí od energie záření a atomového čísla materiálu. Přibližně do 1 MeV dominuje fotoelektrický jev a Comptonův rozptyl. Pro energie vyšší jak 1 MeV může také dojít k tvorbě elektron pozitronových párů, nebo jadernému fotoefektu. Detekcí energií větších jak 1 MeV se tato práce nezabývá, proto nejsou podrobněji rozebírány. Obr. 1.1 znázorňuje dominantní ionizační procesy v závislosti na energii záření a atomovému číslu materiálu [4].



Obr. 1.1: Znázornění dominantního ionizačního procesu v závislosti na energii záření  $E$  a atomového čísla  $Z$  prvku, kde je záření absorbováno. [6]

### 1.2.1 Fotoelektrický jev a Comptonův rozptyl

Pro nízké energie (přibližně do 1 MeV)  $\gamma$  a rentgenového záření může toto záření v látce vyvolat fotoelektrický jev nebo jev, který se nazývá Comptonův rozptyl [4].

- **Fotoelektrický jev** - foton  $\gamma$  záření předá veškerou svou energii volnému elektronu v látce, kde je záření absorbováno (dojde ke srážce s elektronem). Část energie je spotřebována na uvolnění elektronu (výstupní práce) a zbytek energie se promění na kinetickou energii uvolněného elektronu. Kvantum  $\gamma$  záření

je kompletně pohlceno a zaniká. Pokud se proces odehraje na povrchu látky, nazýváme jej vnějším fotoelektrickým jevem. Uvolněný elektron je emitován do prostoru a dále ionizuje své okolí. V případě vnitřního fotoelektrického jevu uvolněný elektron zůstane v látce jako vodivostní elektron a může se podílet na vedení elektrického proudu.

- **Comptonův rozptyl** - foton  $\gamma$  záření nepředá veškerou svou energii elektronu v látce, kde je absorbován. Energie je po srážce předána pouze část. Foton  $\gamma$  nezanikne, pouze změni svůj směr a jeho energie se zmenší o energii, kterou předal elektronu. Foton  $\gamma$  může způsobit další rozptyl, nebo být pohlcen fotoelektrickým jevem. Případně může opustit danou látku.

Ionizační procesy se často kombinují, může dojít například k mnohonásobnému rozptylu a následně k pohlcení fotoelektrickým jevem. Tyto jevy jsou popsány pravděpodobnostmi, které závisí na energii záření, proto nelze přesně určit, jaký jev nastane, ale pouze s jakou pravděpodobností.

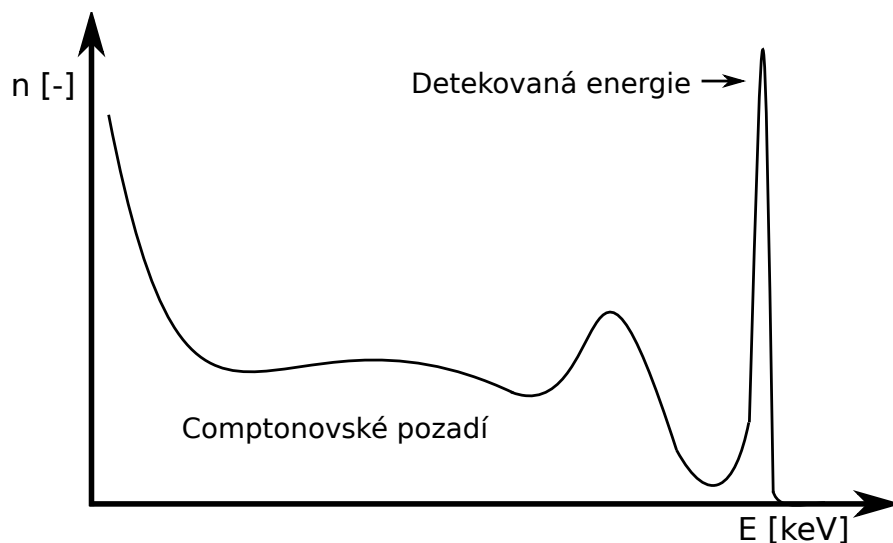
### 1.2.2 Comptonův rozptyl a jeho vliv na detekci

Pro detekci a spektrometrii  $\gamma$  a rentgenového záření se většinou používají scintilační krystaly nebo polovodičové detektory. Především při spektrometrii chceme, aby kvantum  $\gamma$  záření, které je registrováno detektorem předalo detektoru veškerou svou energii, pak odpovídá detekovaná energie skutečné energii detekovaného záření. Vlivem Comptonova rozptylu se může stát, že polovodič, nebo scintilační krystal použitý jako detektor nepohltní celou energii detekovaného  $\gamma$  záření. Detekovaný  $\gamma$  foton předá pouze část energie a zbytek energie se může vyzářit mimo detektor. Detektor detekuje pouze část energie, kterou mu  $\gamma$  foton odevzdal. Takto částečně detekovaný  $\gamma$  foton se ve výstupním spektru spektrometru promítne jako  $\gamma$  foton s jinou energií, než skutečně měl. Tento jev se označuje jako Comptonovské pozadí a je znázorněn na obr. 1.2 na straně 5.

## 1.3 Detektory ionizujícího záření

Způsobů detekce a technických provedení detektorů existuje celá řada. Záleží na konkrétní aplikaci a veličině (informaci), kterou je třeba měřit. Měřící přístroje ionizujícího záření je možné rozdělit do dvou základních skupin podle komplexnosti měřené veličiny. Nerozlišuje se zde technické provedení detektoru, ale pouze veličiny, které je přístroj schopný měřit:

- **Detektory bez energetického rozlišení** - jsou schopny registrovat pouze interakci částic (v případě  $\gamma$  a rentgenového záření je to foton) s detektorem.



Obr. 1.2: Ukázka Comptonovského pozadí v energetickém spektru. [8]

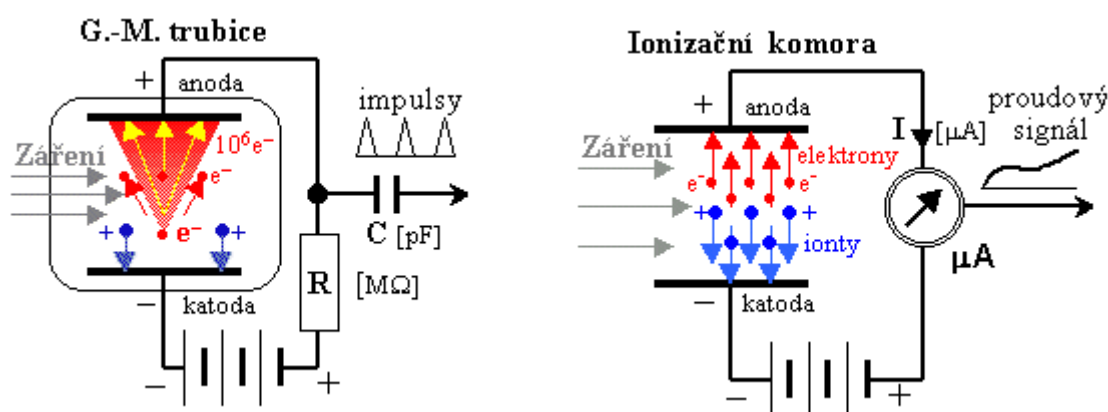
Jsou schopny určit časový okamžik interakce, dobu mezi jednotlivými interakcemi, případně jsou schopny určit počet interakcí za jednotku času. Nemají ale energetickou rozlišovací schopnost. To znamená, že nemohou určit energii jednotlivých registrovaných částic. To jaké energie částic je detektor schopný zaznamenat určuje jeho spektrální citlivost. Příkladem takového detektoru je Geiger-Müllerův čítač. Počet interakcí za jednotku času je závislý na aktivní ploše detektoru a na účinnosti detekce (účinnost detekce Geiger-Müllerových trubíc se pohybuje pro  $\gamma$  záření od 0,1 % do 10 %). Pro účely dozimetrie (převod počtu pulzů za okamžik na dávku záření) se mohou detektory kalibrovat podle známých radionuklidů.

- **Spektrometry ionizujícího záření** - od detektorů se liší tím, že jsou schopny určit četnosti i energii každého registrovaného kvanta (částice). Pulsy vystupující z G-M (Geiger-Müllerových) trubíc mají po zpracování vždy stejnou napěťovou úroveň. U spektrometru je výška pulzu (napěťová úroveň) závislá na energii detekovaného kvanta záření. Výstupem spektrometru je tedy četnost detekovaných kvant (svislá osa) na jejich energii (vodorovná osa). Spektrometry tedy vyjadřují energetické rozložení kvant sledovaného záření.

Do kategorie měřených informací je možné dále zahrnout například dráhový detektor, který zaznamenává dráhu jednotlivých částic v prostoru. Dále může být zahrnut zobrazovací detektor (kamera, CCD snímač, fotografický film). Tyto veličiny však nejsou pro téma práce důležité a nebudou podrobněji rozebírány.

### 1.3.1 Ionizační detektory

Podstatou ionizačního detektoru je ionizační komora, kterou tvoří dvě elektrody umístěné v plynu Obr. 1.3. Na elektrody je přivedeno napětí v řádu stovek voltů až několik kilovoltů. Plyn mezi elektrodami je nevodivý a neprotéká jím žádný proud. Ionizující záření vyráží z atomů plynu elektrony, které jsou přitahovány k anodě (kladná elektroda). Z původně neutrálních atomů se stanou kladné ionty, které jsou přitahovány ke katodě (záporná elektroda). Tímto jevem vzniká v ionizační komoře proud, který je vyvolaný přítomností ionizujícího záření [5].



Obr. 1.3: G-M trubice a ionizační komora. [5]

V závislosti na přivedeném napětí na elektrody můžeme rozdělit detekci do několika oblastí. Pro detekci se používají dvě oblasti, podle nich můžeme rozdělit ionizační detektory do dvou základních kategorií:

- **Detektory s kontinuální ionizací** - využívají tzv. oblast nasyceného proudu. Tato oblast je charakteristická pro nižší napětí (v řádu stovek voltů). Výsledkem je, že ionizační komorou protéká spojitý proud, který je přímo úměrný intenzitě záření. Pro tuto oblast je charakteristická vysoká linearita, ale nízká citlivost (vyvolaný proud dosahuje přibližně  $10^{-16}$  až  $10^{-9}$  A).
- **Detektory s impulsní ionizací** - využívají tzv. oblast nárazové ionizace. Oblast je charakteristická pro vyšší napětí (přibližně 500 V až 2 kV). V tomto režimu dochází k mikrovýbojům, které vyvolávají proudové impulsy. Intenzita záření pak není úměrná proudu, ale počtu takto vzniklých impulsů. Typickým příkladem tohoto typu detektoru je Geiger-Müllerův detektor.

**Geiger-Müllerův detektor** je asi nejrozšířenější ionizační detektor, který se používá pro detekci intenzity záření bez možnosti energetického rozlišení. Na G-M (Geiger-Müllerovu) trubici je přivedeno napětí přibližně od 500 V do 2 kV [5]. G-M trubice se zapojuje k napětí přes odpory velkých hodnot (jednotky až desítky  $M\Omega$ ).



G-M trubice tvoří s připojeným rezistorem v sérii napěťový dělič. Proudové impulsy vyvolají úbytky napětí na rezistoru. Napěťové impulsy jsou zesíleny a čítány čítačem. Počet pulsů za jednotku času odpovídá intenzitě záření. O tom kolik, bude čítáno pulsů za jednotku času nerozhoduje pouze intenzita záření, ale také rozměry trubice (aktivní detekční plocha) a detekční účinnost. Detekční účinnost pro střední energie  $\gamma$  a rentgenového záření se u G-M trubice udává v rozmezí 0,1-10 %. Pro účely dozimetrie potřebujeme z počtu pulsů za časový okamžik zjistit intenzitu záření nebo dávku. Pro převody se používá kalibrace pomocí známých radionuklidů, kdy se pro známou intenzitu zjistí odpovídající počet pulsů za jednotku času.

Značnou nevýhodou G-M detektorů je jejich tzv. mrtvá doba. Mrtvá doba je časový interval po dopadu kvanta během, kterého není detektor schopný zaregistrovat jiné kvantum záření. Mrtvá doba se u G-M detektorů pohybuje okolo 100  $\mu$ s. Mrtvá doba tvoří omezení v maximálním počtu registrovaných kvant za jednotku času.

### 1.3.2 Scintilační detektory

Některé látky mají schopnost při pohlcení kvanta ionizujícího záření vytvářet záblesky ve viditelném nebo ultrafialovém spektru. Tomuto jevu se říká scintilace. Prvek s takovými vlastnostmi nazýváme scintilační krystal. Scintilační detektory se primárně používají nejčastěji pro detekci  $\gamma$  a rentgenového záření (ale je možné tímto způsobem detekovat i  $\alpha$  a  $\beta$  záření). Pokud dopadne kvantum ionizujícího záření o určité energii do oblasti scintilačního krystalu a je jím zcela pohlceno. Pohlcením se emitují fotony viditelného spektra. Počet emitovaných fotonů je úměrný pohlcené energii, tedy energii kvanta ionizujícího záření, které bylo scintilátorem pohlceno. Závislost mezi pohlcenou energií a počtem uvolněných fotonů je dána vlastnostmi scintilátoru a označuje se jako konverzní účinnost. Konverzní účinnost scintilátoru je tedy počet emitovaných fotonů na jednotku energie a pohybuje se běžně v desítkách fotonů na keV [5].

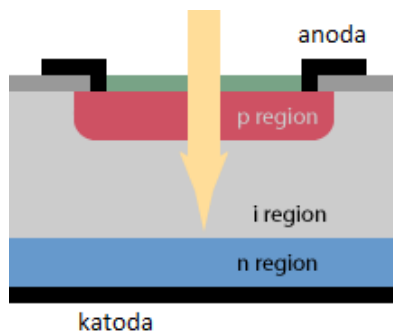
Scintilátorem vytvořené záblesky mohou být snadno detekovány například pomocí fotonásobiče. Scintilační krystaly se v kombinaci s fotonásobiči nebo například s polovodičovými Si-PM násobiči používají pro spektrometrické účely. Pro méně náročné aplikace, kde není požadována spektrometrie, může být scintilátor použit v kombinaci s fototranzistorem nebo fotodiodou.

## 1.4 PIN fotodiody jako detektor

PIN křemíkové fotodiody jsou rozšířené, snadno dostupné a levné součástky. PIN fotodiody jsou primárně určeny pro detekce viditelného světla, případně pro detekci infračerveného nebo ultrafialového záření.

### 1.4.1 Vnitřní struktura PIN fotodiody

Vnitřní struktura PIN fotodiody zobrazená na obr. 1.4 umožňuje jejich použití i pro detekci ionizujícího záření. Díky tomu lze fotodiody za jistých omezení použít pro konstrukci levného detektoru nebo spektrometru.



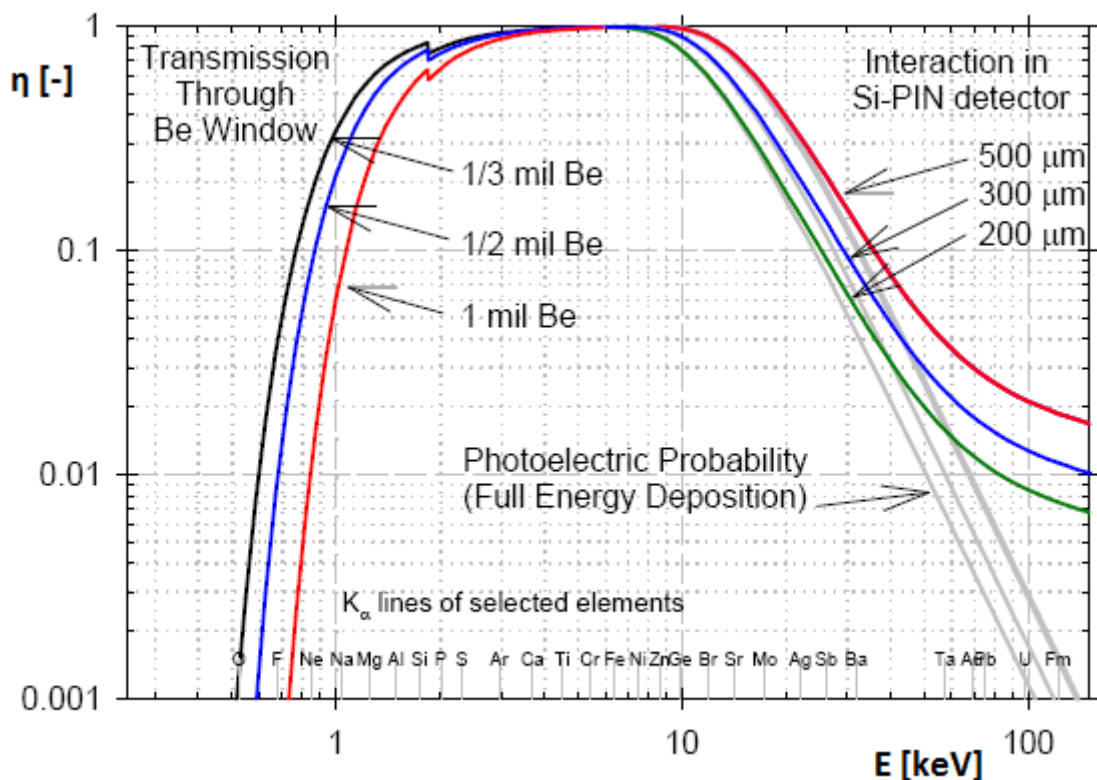
Obr. 1.4: Vnitřní struktura PIN fotodiody. [9]

PIN fotodiody jsou tvořeny přechodem PN, který je doplněn o vnitřní vrstvu s vlastní vodivostí (označována jako I - intrinsic). Tato vrstva buď není dotována, nebo může být dotována lehké. Vrstva I tvoří rozšířenou plochu, která slouží pro absorpci záření. Fotony záření interagují ve vrstvě I a generují v ní páry elektron-díra. Díry jsou vlivem pole přitahovány k vrstvě P a elektrony k vrstvě N. Tak vzniká proud fotodiody, který je závislý na energii a intenzitě dopadajícího záření.

### 1.4.2 Detekční vlastnosti PIN fotodiody

Na obr. 1.5 je znázorněna typická detekční účinnost  $\eta$  (dále jen  $\eta$ ) PIN fotodiody. Pojem detekční účinnost je vysvětlen v sekci 1.1 na straně 2. Hodnota  $\eta$  je v případě PIN fotodiody poměr kvant záření, které interagují (jsou pohlceny) v křemíkové struktuře fotodiody (především ve vrstvě I) k celkovému počtu kvant, které proletí aktivní plochou (substrátem) fotodiody. Hodnota  $\eta$  tedy závisí na absorpčních vlastnostech křemíku a na tloušťce křemíku. Absorpční vlastnosti materiálu (schopnost materiálu pohltit ionizující záření) se odvíjí především od atomového čísla materiálu a od jeho hustoty. Dobré absorpční vlastnosti má například olovo, které se používá pro stínění  $\gamma$  záření. Jeho atomové číslo je 82 a jeho hustota je  $11340 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ . Křemík má atomové číslo 14 a hustotu  $2330 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ . Křemík tedy bude mít podstatně horší absorpční vlastnosti než olovo.

Běžné tloušťky křemíkové struktury PIN fotodiody se pohybují od  $200 \mu\text{m}$  do  $500 \mu\text{m}$ . Kvůli malé tloušťce aktivní oblasti PIN fotodiody a relativně špatným absorpčním vlastnostem křemíku je velmi malá pravděpodobnost, že budou PIN fotodiody detekovat vysoké energie  $\gamma$  záření. PIN fotodiody lze tedy použít pouze pro



Obr. 1.5: Závislost detekční účinnosti na energii detekovaného  $\gamma$  záření pro různé tloušťky PIN fotodiody. [10]

detekci malých energií záření (přibližně do 200 keV). Větší tloušťka křemíku fotodiody znamená delší dráhu, kterou urazí kvantum záření v křemíku, tedy i vyšší pravděpodobnost interakce. Větší tloušťka znamená větší detekční účinnost. Detekční účinnost není závislá na aktivní ploše fotodiody (ploše vstupního okénka), protože zvýšením plochy se zvýší počet fotonů procházející fotodiódou, ale pravděpodobnost interakce fotonu zůstane stejná.

Obr. 1.5 znázorňuje detekční účinnost fotodiody s tloušťkou 200  $\mu\text{m}$ , 300  $\mu\text{m}$  a 500  $\mu\text{m}$ . Z obrázku je zřejmé, že PIN fotodiody mají na 10 keV  $\eta \approx 100\%$  od 10 keV účinnost klesá a při 100 keV je  $\eta$  pouze okolo 1 %. Detekční účinnost má omezení i pro nízké energie záření, omezení je způsobeno vstupním okénkem fotodiody. Okénko z určitého materiálu a o určité tloušťce nepropustí nízké energie, které jsou pohlceny samotným okénkem a nemohou být detekovány fotodiódou. V případě odstranění okénka lze pro nízké energie zvýšit  $\eta$  a detekovat tak i energie  $\gamma$  záření nižší než 1 keV [10].

Na obr. 1.5 je zřejmé, že se křivky detekční účinnosti zhruba od 20 keV rozdělují na dvě části. Znázorněna je tím rozdílná pravděpodobnost, zda bude fotodiódou pohlcena celá energie kvanta  $\gamma$  záření, nebo pouze část této energie. To je způs-

beno především Comptonovým rozptylem, který je popsán v sekci 1.2.1 na straně 3. Pro energie 100 keV je pravděpodobnost interakce kvanta záření ve fotodiodě přibližně 1 %, kvantum v takovém případě nemusí, ale odevzdat veškerou svou energii a detekuje se jako kvantum o nižší energii než ve skutečnosti má. Pravděpodobnost, že bude pohlcena kompletní energie kvanta je pouze 0,2 %. Ve výstupním spektru detektoru se tento jev projeví jako Comptonovské pozadí.

Pro účely spektrometrie je možné detekční účinnost kompenzovat. Pokud například spektrometr s křemíkovou PIN fotodiodou detekuje kvantum záření s energií 10 keV, kde  $\eta=100$  % odpovídá počet detekcí skutečnému počtu kvant záření. Pokud detekuje kvantum s energií 100 keV, kde je pravděpodobnost úplného pohlcení  $\eta=0,1$  %, bude spektrometr uvažovat s tisíckrát větším výskytem. Tím se kompenzuje účinnost pro konkrétní energii. Veškeré tyto principy jsou založeny na pravděpodobnosti. Proto je pro přesnost měření potřeba dostatečně velké množství detekcí, aby se chyba co nejvíce eliminovala.

Jednou z možností, jak zlepšit detekční účinnost, je použití scintilátoru. Před okénko PIN fotodiody je umístěn scintilační krystal. V takovém případě je detekční účinnost závislá na vlastnostech scintilátoru. PIN fotodiody poté neregistruje ionizující záření, ale pouze záblesky světla přeměněné scintilátorem. Scintilátory jsou rozebrány v sekci 1.3.2 na straně 7. Scintilační krystaly jsou obvykle v porovnání s PIN fotodiodou příliš drahé, a proto použití scintilačního krystalu pro spektrometrické účely v kombinaci s PIN fotodiodou ztrácí smysl. Výjimkou mohou být poměrně levné plastové scintilační fólie nebo desky v kombinaci se soustavou PIN fotodiody v použití pro rentgenové aplikace, kde není vyžadováno energetické rozlišení.

### 1.4.3 Měření elektrické veličiny

Každé kvantum energie  $\gamma$  záření pohlcené v křemíkové struktuře PIN fotodiody generuje náboj, který je úměrný energii pohlceného kvanta. Náboj způsobí krátký proudový impuls diodou, který je detekovatelný vhodným zesilovačem. Velikost celkového produkovaného náboje je dána vztahem [16]:

$$Q_i = n \cdot q \quad (1.1)$$

Kde  $Q_i$  představuje celkový náboj generovaný fotodiodou,  $q$  je elementární náboj ( $q = 1,602 \cdot 10^{-19}$  C) a  $n$  je počet generovaných párů elektron-díra.  $n$  je dáno vztahem:

$$n \approx \frac{E}{w} \quad (1.2)$$

$E$  je energie pohlceného kvanta  $\gamma$  záření a  $w$  je výstupní práce materiálu (v případě křemíku 3,6 eV). Celkový náboj  $Q_i$  je pak vyjádřen jako:

$$Q_i \approx \frac{E \cdot q}{w} \quad (1.3)$$

Pro tyto účely se používají tzv. nábojově citlivé zesilovače. Tímto způsobem je možné detekovat jednotlivá kvanta záření a určit jejich energii.

Vztah 1.3 je použitelný pouze pro malé fluence částic (pojem fluence částic je vysvětlen v sekci 1.1 na straně 2). Pokud se zvýší fluence částic záření (zvýší se intenzita), bude se zkracovat doba mezi jednotlivými detekcemi, až zesilovač nebude schopný sledovat rychlé změny. Pro velké intenzity, kdy je velmi rychlý sled interakcí částic, přechází detektor do spojitého režimu. Stav velmi rychlých sledů interakcí je vhodnější popisovat jako množství generovaného náboje za jednotku času. Přesně takto zní definice proudu. Na výsledném proudu se podílí četnost detekovaných kvant i jejich energie. Získáváme tedy přibližnou závislost proudu na fluenci energie [17]:

$$I \approx \frac{\Phi \cdot q \cdot \eta \cdot E_s \cdot S}{w} \quad (1.4)$$

- $I$  - celkový generovaný proud fotodiodou (A)
- $\Phi$  - fluence částic ( $\text{s}^{-1} \cdot \text{m}^{-2}$ )
- $\eta$  - detekční účinnost pro střední energii detekovaného záření (-)
- $q$  - elementární náboj  $q = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$
- $E_s$  - střední energie detekovaného záření (eV)
- $S$  - aktivní plocha fotodiody ( $\text{m}^2$ )
- $w$  - výstupní práce pro daný materiál, pro křemík  $w = 3,6 \text{ eV}$

Detektor v tomto případě ztrácí energetické rozlišovací schopnosti, protože není možné rozlišit, zda bylo detekováno malé množství kvant s velkou energií, nebo velké množství kvant s nízkou energií. Citlivost detektoru je možné zvýšit použitím PIN fotodiody s co největší aktivní plochou (největším okénkem). Další cestou pro zvýšení citlivosti je použití více PIN fotodiody zapojených paralelně.

## 2 NÁVRH DETEKTORU

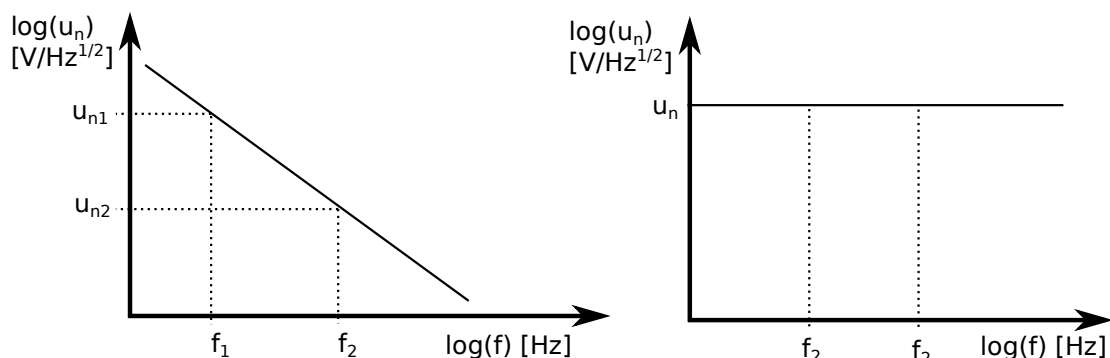
Tato kapitola se zabývá návrhem zesilovače pro PIN fotodiodu. Zpracovávané signály se pohybují na úrovních šumu, proto je na úvod nastíněna problematika šumových zdrojů. Dále je znázorněn náhradní obvodový model PIN fotodiody a na závěr kapitoly je proveden návrh zesilovače podložený simulacemi.

### 2.1 Zdroje šumu

Šum se vyskytuje v každém elektronickém obvodu a má negativní dopad na jeho vlastnosti. Rozlišuje se celá řada různých druhů šumu podle příčiny vzniku, nebo podle jejich charakteru. Šumy se v elektronických obvodech vyjadřují jako přidané zdroje proudu nebo napětí, které se přičítají k užitečnému signálu a signál znehodnocují.

#### 2.1.1 Vyjádření hodnoty šumu

Dle sledované veličiny můžeme šum vyjádřit v jednotkách napětí, proudu nebo výkonu. Výsledná hodnota šumu na výstupu sledovaného obvodu se odvíjí mimo jiné od jeho pracovní šířky pásma. Větší šířka pásma znamená větší výsledný šum. Aby bylo možné popisovat obvody bez závislosti na konkrétní pracovní šířce, zavádí se pojem spektrální hustota šumu. Spektrální hustota šumu se vyjadřuje jako efektivní hodnota napětí nebo proudu šumu vztažená k šířce pásma 1 Hz. Na obrázku 2.1 je znázorněna spektrální hustota šumového napětí na frekvenci pro dva různé druhy šumu. Je zde znázorněn tzv.  $1/f$  šum, jehož spektrální hustota klesá se zvyšující se frekvencí a tepelný šum, jehož spektrální hustota je konstantní pro všechny frekvence [2].



Obr. 2.1: Spektrální hustota šumového napětí v závislosti na frekvenci pro  $1/f$  šum (vlevo) a pro tepelný šum (vpravo).

Výsledná efektivní hodnota šumového napětí nebo proudu pro konkrétní šířku pásma lze ze spektrální hustoty vyjádřit pomocí následujícího vztahu:

$$U_n = \sqrt{\int_{f_1}^{f_2} u_n^2 df}, \quad I_n = \sqrt{\int_{f_1}^{f_2} i_n^2 df} \quad (2.1)$$

- $U_n, I_n$  - efektivní hodnota šumového napětí nebo proudu pro danou šířku pásma (V), (A)
- $u_n, i_n$  - spektrální hustota šumového napětí nebo proudu ( $\text{V} \cdot \text{Hz}^{-\frac{1}{2}}$ ), ( $\text{A} \cdot \text{Hz}^{-\frac{1}{2}}$ )
- $f_1, f_2$  - dolní a horní mezní kmitočet vymežující pracovní šířku pásma (Hz)

Pro šum s konstantní spektrální hustotou (například pro tepelný šum znázorněný na obr. 2.1) lze vztah 2.5 zjednodušit do následujícího tvaru:

$$U_n = \sqrt{u_n^2 \cdot (f_2 - f_1)} = u_n \cdot \sqrt{(f_2 - f_1)} = u_n \cdot \sqrt{B}, \quad I_n = i_n \cdot \sqrt{B} \quad (2.2)$$

- $B$  - pracovní šířka pásma (Hz)

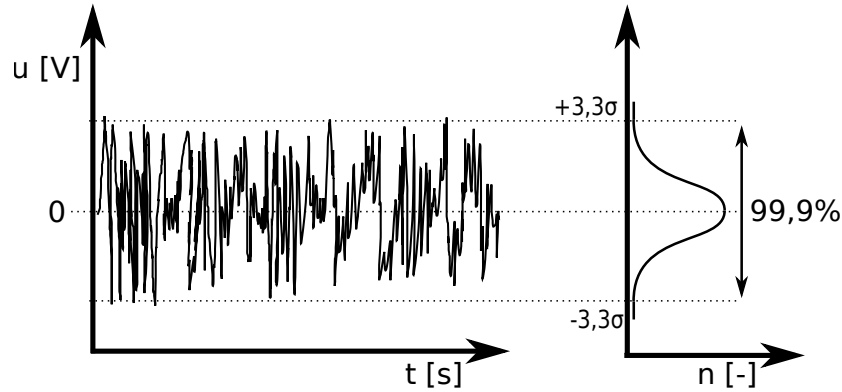
Pokud pozorujeme průběh šumu v časové oblasti (například na osciloskopu), může pro nás být užitečný vztah pro přepočítání mezi efektivní hodnotou šumu a maximální možnou výchylkou (napětovou nebo proudovou), které může šum dosáhnout. Aktuální výchylka (úroveň) šumu je založena na pravděpodobnosti. Pro šumy se známým rozdělením pravděpodobnosti je možné určit vztah pro přepočítání mezi maximální a efektivní hodnotou šumu. Tepelný a výstřelový šum má Gaussovo rozdělení pravděpodobnosti. Na obr. 2.2 je znázorněn časový průběh šumu a jeho Gaussovo rozdělení pravděpodobnosti aktuální výchylky. Odchylce  $\pm 3,3 \sigma$  ( $6,6 \sigma$ ) odpovídá pravděpodobnost 99,9 %, že aktuální výchylka šumu bude v intervalu  $\pm 3,3 \sigma$ . Pravděpodobnost 99,9 %, že momentální výchylka bude menší než definovaná maximální výchylka je pro praxi dostačující. Pro přepočítání mezi efektivní hodnotou šumu a maximální výchylkou šumu platí následující vztah:

$$U_{n_{pp}} = 6,6 \cdot U_n, \quad I_{n_{pp}} = 6,6 \cdot I_n \quad (2.3)$$

- $U_n, I_n$  - efektivní hodnota šumového napětí nebo proudu pro danou šířku pásma (V), (A)
- $U_{n_{pp}}, I_{n_{pp}}$  - maximální výchylka šumového napětí nebo proudu pro danou šířku pásma (V), (A)

Další vlastností šumu s Gaussovým rozdělením pravděpodobnosti je, že jeho střední hodnota se rovná nule. Uvedené vztahy platí nejen pro výpočty šumových napětí, ale stejně i pro výpočty s šumovými proudy.

Pokud sčítáme účinky dvou nebo více zdrojů šumu, výsledný šum není algebraickým součtem dílčích šumů. Součet šumových zdrojů se provádí jako odmocnina ze



Obr. 2.2: Znázornění šumu v časové oblasti a jeho Gaussovo rozdělení pravděpodobnosti.

součtu kvadrátů dílčích šumových napětí nebo proudů. V případě sčítání účinků dvou nebo více napěťových zdrojů spojených v sérii je jejich výsledný napěťový šum  $U_n$  dán vztahem:

$$U_n = \sqrt{U_{n_1}^2 + U_{n_2}^2 + \dots + U_{n_n}^2} \quad (2.4)$$

V případě sčítání účinků dvou nebo více šumových zdrojů proudu je jejich výsledný šumový proud  $I_n$  dán vztahem:

$$I_n = \sqrt{I_{n_1}^2 + I_{n_2}^2 + \dots + I_{n_n}^2} \quad (2.5)$$

Nutnou podmínkou je, aby takto sčítané zdroje šumu byly navzájem nekorelované.

## 2.1.2 Tepelný šum

Tepelný šum bývá také někdy označován jako bílý šum nebo Johnsonův šum. Tepelný šum vzniká v důsledku náhodného pohybu elektronů při teplotě větší než 0 K. Tepelný šum generuje každý odporový materiál. Každý rezistor v obvodu je tedy zdrojem tepelného šumu. Tepelný šum má Gaussovo rozdělení pravděpodobnosti a jeho střední hodnota se vždy rovná nule. Jeho spektrální hustota je konstantní pro všechny frekvence (viz obr. 2.1 na straně 12). Na obrázku 2.3 je znázorněno, že šum každého odporu lze znázornit připojením šumového zdroje napětí do série s rezistorem, nebo připojením zdroje šumového proudu paralelně s rezistorem.

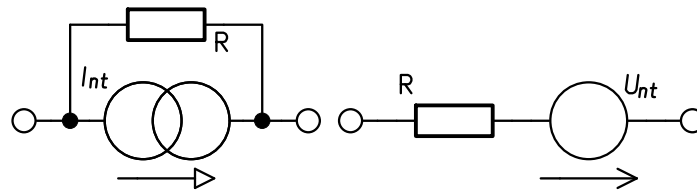
Velikost šumového zdroje je závislá na absolutní teplotě součástky a na hodnotě odporu. Větší hodnota odporu nebo větší teplota znamená více šumu. Velikost šumového zdroje proudu nebo napětí vyjádřeného pro šířku pásma 1 Hz lze pro konkrétní velikost odporu a teploty vyjádřit pomocí následujícího vztahu:

$$u_{nt} = \sqrt{4 \cdot K \cdot T \cdot R}, \quad i_{nt} = \sqrt{\frac{4 \cdot K \cdot T}{R}} \quad (2.6)$$



- $u_{nt}, i_{nt}$  - spektrální hustota tepelného šumového napětí nebo proudu ( $V \cdot \text{Hz}^{-\frac{1}{2}}$ ), ( $A \cdot \text{Hz}^{-\frac{1}{2}}$ )
- $K$  - Boltzmannova konstanta,  $K = 1,381 \cdot 10^{-23} \text{ J} \cdot \text{K}^{-1}$
- $T$  - absolutní teplota (K)
- $R$  - odpor ( $\Omega$ )

Pro přepočet na efektivní hodnotu proudu nebo napětí pro určitou šířku pásma lze použít zjednodušený vztah 2.2 na straně 13 tak, že se spektrální hodnota šumu vztážená na 1 Hz vynásobí odmocninou z šířky pásma. Protože má tepelný šum Gaussovo rozdělení pravděpodobnosti, lze z efektivní hodnoty šumu vyjádřit pomocí vztahu 2.3 na straně 13 i jeho maximální špičkovou hodnotu.



Obr. 2.3: Model šumového rezistoru vyjádřený pomocí zdroje proudu nebo pomocí zdroje napětí.

### 2.1.3 Výstřelový šum

Výstřelový šum nebo anglicky shot noise se vyskytuje u polovodičových součástek s PN přechodem vlivem kvantové generace a rekombinace náboje. Výstřelový šum má charakter proudového šumového zdroje paralelně s PN přechodem. Velikost šumu závisí na stejnosměrném proudu přechodem. Se zvyšujícím se proudem přechodem se zvyšuje i hodnota šumového proudu. Spektrální hustota proudu výstřelového šumu je dána vztahem:

$$i_{ns} = \sqrt{2 \cdot q \cdot I} \quad (2.7)$$

- $i_{ns}$  - spektrální hustota proudu výstřelového šumu ( $A \cdot \text{Hz}^{-\frac{1}{2}}$ )
- $q$  - elementární náboj  $q = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$
- $I$  - stejnosměrný proud PN přechodem (A)

Výstřelový šum má stejně jako tepelný šum Gaussovo rozdělení pravděpodobnosti a konstantní spektrální hustotu. Pro výpočet efektivní hodnoty šumového proudu pro určitou šířku pásma lze tedy použít zjednodušený vztah 2.2 uvedený na straně 13 a pro výpočet maximální výchylky šumového proudu vztah 2.3 na straně 13.

### 2.1.4 1/f a praskavý šum

1/f šum se někdy označuje jako blikavý šum (anglicky flicker noise). 1/f šum nemá konstantní spektrální hustotu, ale jeho spektrální hustota se s kmitočtem snižuje, proto se také označuje jako 1/f šum. U operačních zesilovačů se projevuje do kmitočtů v řádu jednotek až stovek Hz, pro vyšší frekvence je spektrální hustota 1/f tak malá, že je převyšena tepelným šumem. Na obrázku 2.1 na straně 12 je znázorněna spektrální hustota 1/f šumu v závislosti na frekvenci, obě osy grafu jsou zde v logaritmickém měřítku. Protože 1/f nemá konstantní spektrální hustotu, nelze vypočítat efektivní hodnota šumu pro známou šířku pásma podle zjednodušeného vztahu 2.2 na straně 13, ale pomocí integrace přes šířku pásma viz vzorec 2.5 na straně 14. 1/f šum má opět Gaussovo rozdělení pravděpodobnosti, proto lze pro výpočet maximální výchylky šumového průběhu použít vztah 2.3 na straně 13.

Praskavý šum, označovaný někdy jako popcorn noise nebo burst noise je šum, který vzniká defekty v polovodičích. Jeho spektrální hustota není konstantní, vyskytuje se ve frekvencích nižších než 1 kHz. Má charakter schodovitých změn úrovně signálu v časové oblasti a nelze jej snadno matematicky popsat.

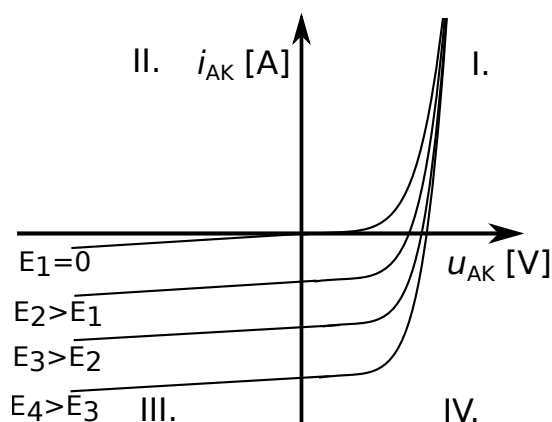
### 2.1.5 Šumová analýza pomocí SPICE

SPICE simulátory umožňují provádět šumovou analýzu obvodu. Výstupem analýzy je pak spektrální hustota šumu v závislosti na frekvenci sledovaného obvodu. Tepelný šum rezistorů je do analýzy zahrnut automaticky. Ostatní součástky musí mít ve svém modelu definovaný šumový model dané součástky. Většina modelů operačních zesilovačů ve svém modelu šumové vlastnosti nezahrnuje. V příloze je obsažen model proudového a napěťového zdroje šumu. Pomocí zdrojů lze modelovat teplotní, výstřelový nebo 1/f šum. Modely zdrojů je možné použít jako diskrétní součástky, lze tak jednoduše modelovat například šumy operačního zesilovače známé z dokumentového listu, aniž by se musel upravovat model operačního zesilovače. Modely zdrojů šumu jsou použitelné pouze pro šumovou analýzu, v časové nebo frekvenční analýze nemají žádný vliv. V příloze je také obsažen univerzální dvoupólový model operačního zesilovače.

## 2.2 Vlastnosti fotodiody

Na obr. 2.4 na straně 17 je znázorněna volt-ampérová charakteristika (dále jen VA charakteristika) fotodiody. Fotodiodu je možné provozovat v I., III. nebo IV. kvadrantu VA charakteristiky. V I. kvadrantu se fotodioda chová jako klasická dioda v propustném směru, proto není tento kvadrant pro aplikace s fotodiodou nijak

zajímavý. III. kvadrant se nazývá fotovodivostní mód provozu a IV. kvadrant je fotovoltaiický mód [11].



Obr. 2.4: Voltampérová charakteristika fotodiody.

Ve fotovodivostním módu se fotodioda chová jako odpor závislý na intenzitě dopadajícího záření. Při určitém záporném napětí  $U_{AK}$  a nulovou intenzitou záření  $E$  neprotéká v ideálním případě fotodiodou žádný proud. Se zvyšující intenzitou záření  $E$  se úměrně zvyšuje záporný proud fotodiodou  $I_{AK}$ . Pokud zachováme záporné předpětí  $U_{AK}$  a proud fotodiodou  $I_{AK}$  vzroste, odpor fotodiody klesne.

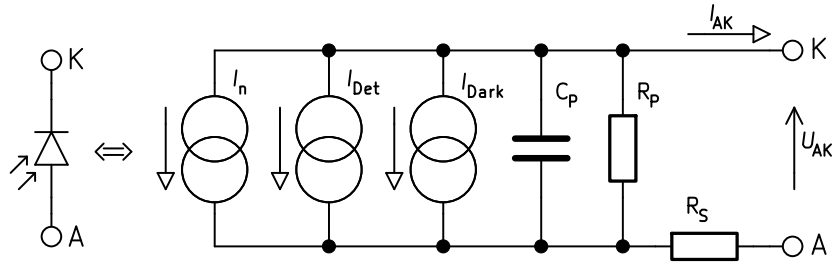
Fotodioda se ve fotovoltaiickém módu chová jako zdroj a generuje elektrickou energii. Tento mód se využívá například v solárních člancích.

### 2.2.1 Náhradní model fotodiody

Na obr. 2.5 na straně 18 je znázorněn náhradní model pro fotovodivostní mód fotodiody. Model je částečně použitelný i pro přechod do fotovoltaiického módu, kdy může být napětí  $U_{AK}$  nulové, nebo může dosahovat malých kladných hodnot (v řádu desítek mV). Pro vyšší hodnoty kladného napětí  $U_{AK}$  se ve fotovoltaiickém módu začne projevovat nelinearita charakteristiky až po přechod pracovního bodu do I. kvadrantu VA charakteristiky. Nelinearitu a I. kvadrant charakteristiky model na obrázku 2.5 nezahrnuje.

Konkrétní prvky náhradního schématu fotodiody reprezentují konkrétní vlastnosti fotodiody ve fotovodivostním módu [11]:

- $I_{Det}$  - Proud závislý na intenzitě záření (výkonu záření). Jde o detekční proud. Model ideální fotodiody ve fotovodivostním módu by tvořil pouze tento zdroj proudu.



Obr. 2.5: Náhradní model fotodiody pro fotovodivostní mód provozu.

- $I_{Dark}$  - Proud protékající fotodiodou při záporném napětí  $U_{AK}$  a nulové intenzitě záření (proud diodou za tmy).  $I_{Dark}$  se tedy vyskytuje pouze ve fotovodivostním módu. Jak je patrné z charakteristiky na obr. 2.4, se zvyšujícím se záporným napětím  $U_{AK}$  se proud  $I_{Dark}$  zvyšuje. Proud za tmy je závislý na teplotě. Hodnota  $I_{Dark}$  se **zdvojnásobí** pokaždé s **nárůstem** teploty přibližně o  $8\text{ }^{\circ}\text{C}$  až  $10\text{ }^{\circ}\text{C}$  [11].
- $C_P$  - Vyjadřuje kapacitu přechodu. Kapacita je rozhodující pro rychlost odezvy. Kapacitě přechodu se musí přizpůsobit vlastnosti zesilovače, proto menší kapacita  $C_P$  umožňuje dosáhnout rychlejší odezvy a širšího frekvenčního pásma. Kapacita je závislá na velikosti záporného napětí  $U_{AK}$ . Se zvyšujícím se záporným napětím  $U_{AK}$  se zvyšuje vyprázdněná oblast přechodu, a tím je dosaženo snížení kapacity přechodu. Záporné napětí  $U_{AK}$  se používá pro minimalizaci kapacity  $C_P$ .
- $R_P$  - Vyjadřuje odpor diody při  $U_{AK} = 0\text{ V}$ .  $R_P$  se určuje při malých napětích  $U_{AK}$  (přibližně okolo  $10\text{ mV}$ ). Z hodnoty odporu  $R_P$  se určuje tepelný šum fotodiody. U křemíkových fotodiody se hodnota  $R_P$  může pohybovat od desítek  $\text{M}\Omega$  do desítek  $\text{G}\Omega$ . Hodnota  $R_P$  se **zdvojnásobí** pokaždé, když teplota **klesne** přibližně o  $6\text{ }^{\circ}\text{C}$  [11].
- $R_S$  - Sériový odpor s diodou zahrnuje odpor kontaktů a měrnou vodivost křemíku.  $R_S$  dosahuje desítek až stovek  $\Omega$ .
- $I_n$  - Zdroj proudu vyjadřující efektivní hodnotu celkového proudového šumu fotodiody.

### 2.2.2 Šum fotodiody

U křemíkových fotodiody se projevuje výstřelový a tepelný šum [12]. O šumu pojednává podrobněji podkapitola 2.1 na straně 12. Velikost tepelného šumu ve fotodiodě vyjadřuje hodnota paralelního odporu  $R_P$  (viz náhradní schéma na obr. 2.5). Z hodnoty odporu  $R_P$  a teploty lze spektrální hustotu šumu vyjádřit pomocí vztahu pro

výpočet tepelného šumu:

$$i_{nt} = \sqrt{\frac{4 \cdot K \cdot T}{R_p}} \quad (2.8)$$

- $i_{nt}$  - spektrální hustota proudu tepelného šumu ( $\text{A} \cdot \text{Hz}^{-\frac{1}{2}}$ )
- $K$  - Boltzmannova konstanta,  $K = 1,381 \cdot 10^{-23} \text{ J} \cdot \text{K}^{-1}$
- $T$  - absolutní teplota (K)
- $R_p$  - paralelní odpor fotodiody ( $\Omega$ )

Výstřelový šum se vyskytuje u polovodičových součástek s PN přechodem a je určen velikostí stejnosměrného proudu protékajícího přechodem. V případě fotodiody ve fotovodivostním módu je to součet proudu za tmy  $I_{Dark}$  a detekčního proudu  $I_{Det}$ . Spektrální hustota výstřelového šumu je pak dána vztahem:

$$i_{ns} = \sqrt{2 \cdot q \cdot (I_{Dark} + I_{Det})} \quad (2.9)$$

- $i_{ns}$  - spektrální hustota proudu výstřelového šumu ( $\text{A} \cdot \text{Hz}^{-\frac{1}{2}}$ )
- $q$  - elementární náboj  $q = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$
- $I_{Dark}$ ,  $I_{Det}$  - proud za tmy a detekční proud fotodiody (A)

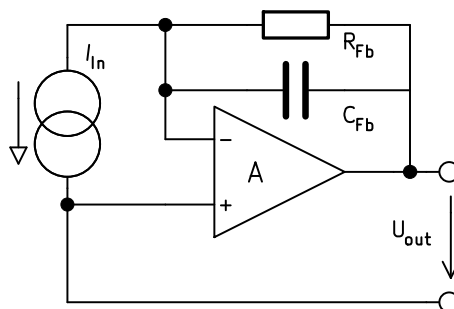
Celkový šum je dán součtem tepelného a výstřelového šumu. Zdroje šumu jsou nekorelované a jejich výsledná hodnota šumu je dána jako součet kvadrátů dílčích šumů pod odmocninou. Výsledný šum je dán vztahem:

$$i_n = \sqrt{i_{ns}^2 + i_{nt}^2} \quad (2.10)$$

Při zvyšování záporného napětí  $U_{AK}$  za účelem snížení kapacity přechodu  $C_P$  dochází k nárůstu proudu  $I_{Dark}$ . Vlivem nárůstu proudu  $I_{Dark}$  dochází i k nárůstu výstřelového šumu. Ve fotovoltaickém módu a pro malá záporná napětí  $U_{AK}$  fotovodivostního módu dominuje tepelný šum. Pro vyšší hodnoty záporného napětí  $U_{AK}$  je teplotní šum převýšen výstřelovým a stává se dominantním.

## 2.3 Návrh transimpedančního zesilovače

Tato podkapitola se zabývá návrhem transimpedančního zesilovače s použitím klasického VFB (voltage feedback) operačního zesilovače (dále jen OZ) pro použití s fotodiódou. Transimpedanční zesilovač je zdroj napětí řízený proudem (CCVS). Na obr. 2.6 je znázorněno zapojení transimpedančního zesilovače s použitím operačního zesilovače. Výstupní napětí je dáno součinem vstupního proudu  $I_{in}$  a tzv. transimpedance. Transimpedance je tvořena paralelní kombinací  $R_{Fb}$  a  $C_{Fb}$ . Pro stejnosměrný



Obr. 2.6: Zapojení transimpedančního zesilovače s OZ.

proud je transimpedance tvořena pouze odporem  $R_{Fb}$  a výstupní napětí  $U_{out}$  je tedy dáno vztahem:

$$U_{out} = R_{Fb} \cdot I_{In} \quad (2.11)$$

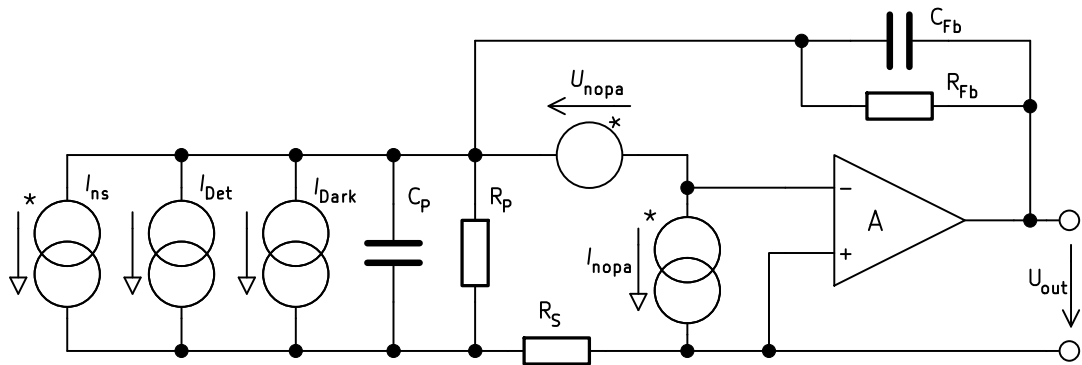
Ideální transimpedanční zesilovač má nulový vstupní i výstupní odpor. Reálný OZ má konečné zesílení  $A$ , proto není dosaženo nulového vstupního odporu. Transimpedanční zesilovač s reálným OZ má vstupní odpor  $R_{Vst}$  daný vztahem:

$$R_{Vst} = R_{Fb}/A \quad (2.12)$$

### 2.3.1 Frekvenční a šumová analýza transimpedančního zesilovače

Frekvenční vlastnosti transimpedančního zesilovače určují jeho schopnost reagovat na změny intenzit záření a podílí se na výsledném šumu zesilovače. Na obr. 2.7 je znázorněno náhradní schéma transimpedančního zesilovače včetně modelu fotodiody. Prvky  $I_{ns}$ ,  $I_{Det}$ ,  $I_{Dark}$ ,  $C_p$ ,  $R_p$  a  $R_s$  představují náhradní model fotodiody. Náhradní model fotodiody je podrobněji popsán v sekci 2.2.1 na straně 17. Šumové zdroje  $I_{nopa}$  a  $U_{nopa}$  tvoří šumový model operačního zesilovače. Hodnoty proudů a napětí těchto šumových zdrojů jsou zjistitelné z datového listu konkrétního operačního zesilovače. Šumové zdroje způsobené tepelným šumem rezistorů nejsou ve schématu znázorněné, jejich podoba je snadno odvoditelná. SPICE simulátory navíc zahrnují tepelný šum rezistorů do šumové analýzy automaticky. Model neuvazuje parazitní vlastnosti operačního zesilovače jako vstupní proud (bias current), offsetové napětí (input offset voltage) a offsetový proud (input offset current). Proto musí být volen OZ s CMOS vstupními tranzistory a vstupním proudem maximálně v řádu stovek fA a vstupním offsetovým napětím v řádu stovek  $\mu V$ .

Zisk zesilovače je přímo úměrný hodnotě  $R_{Fb}$ , tepelný šum ale roste pouze s  $\sqrt{R_{Fb}}$ , jak je patrné z jeho definice. Pro dosažení nejlepšího poměru S/N (signál/šum) je tedy vhodné volit co nejvyšší hodnotu odporu  $R_{Fb}$ . Šum odporu  $R_{Fb}$  je přičítán



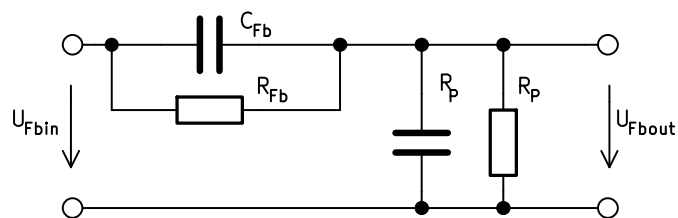
Obr. 2.7: Model fotodiody v zapojení s transimpedančním zesilovačem.

přímo k výstupnímu napětí zesilovače, bez žádného zesílení. Proudový zdroj výstřelového šumu fotodiody  $I_{ns}$  je paralelně spojen se zdrojem šumového proudu operačního zesilovače  $I_{nopa}$  a s pomyslným proudovým zdrojem tepelného šumu rezistoru  $R_p$ . Výsledný šumový proud je dán dle vzorce 2.5 uvedeného na straně 14 jako součet kvadrátů dílčích šumů pod odmocninou. Výsledný šumový proud je stejně jako užitečný signál zesílen transimpedancí zesilovače a v podobě napětového šumu promítnut na výstup zesilovače [13].

Zvláštní pozornost vyžaduje napětový šum operačního zesilovače  $U_{nopa}$ . Na obr. 2.8 je nakreslena zpětná vazba, která určuje napětové zesílení, a tedy i zesílení šumu  $U_{nopa}$ .  $R_p$  má řádově vyšší hodnotu než  $R_{Fb}$ , proto jej lze při výpočtu zanedbat, výsledný přenos zpětné vazby je pak dán vztahem:

$$\beta(j\omega) = \frac{U_{Fb_{out}}(j\omega)}{U_{Fb_{in}}(j\omega)} = \frac{1 + j\omega \cdot R_{Fb} \cdot C_{Fb}}{1 + j\omega \cdot R_{Fb} \cdot (C_{Fb} + C_p)} \quad (2.13)$$

Z přenosové funkce  $\omega$  je zřejmé, že kapacita  $C_p$  vytvoří nulu v přenosové charakteristice. Tato přenosová nula nijak neovlivní transimpedanci, zesilovací poměr  $V/I$  zůstává nadále stejný. Přenosová nula se negativně podílí na zesílení šumového napětí  $U_{nopa}$ , které poroste s frekvencí.



Obr. 2.8: Zpětná vazba zesilovače.

Celá situace je znázorněna na obr. 2.9 na straně 22. Obrázek znázorňuje přenos otevřené smyčky operačního zesilovače, přenos zpětné vazby a transimpedanci v závislosti na frekvenci. Vzniklá přenosová nula je znázorněna jako  $f_z$ , mezní kmitočet

$f_z$  je dán vztahem:

$$f_z = \frac{1}{2\pi \cdot R_{Fb} \cdot (C_p + C_{Fb})} \quad (2.14)$$

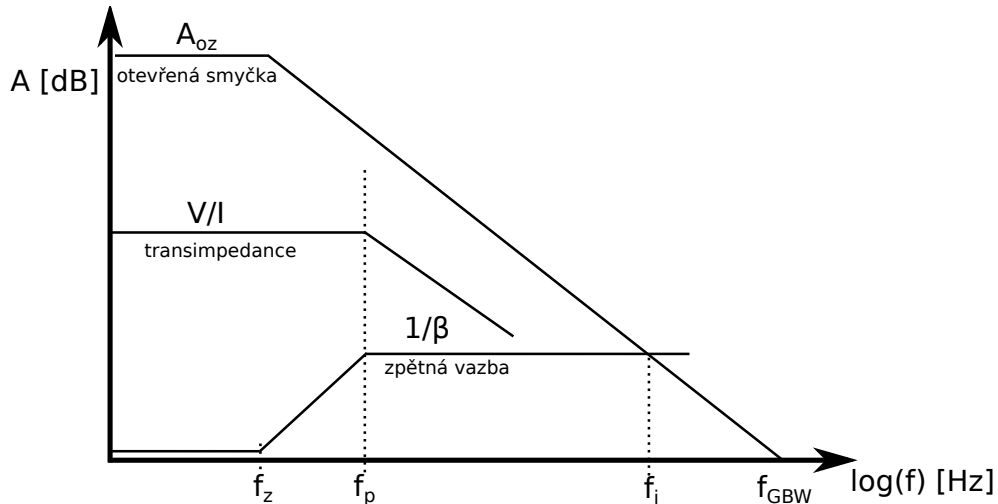
Při frekvenci menší než  $f_z$  je zesílení šumu  $U_{nopa}$  konstantní a je dáno jako  $1 + R_{Fb} / R_d$ , při zanedbání odporu  $R_d$  lze tedy zisk šumu považovat za jedna. Od mezní frekvence  $f_z$  začne zisk šumu růst se strmostí 20 dB/dek. Růst zisku šumu je zastaven až přenosovým pólem  $f_p$ , jehož mezní kmitočet je dán vztahem [14]:

$$f_p = \frac{1}{2\pi \cdot R_{Fb} \cdot C_{Fb}} \quad (2.15)$$

Přenosový pól způsobí zastavení růstu zisku šumu  $U_{nopa}$ , který se stává od mezního kmitočtu  $f_p$  konstantní. Konstantní zisk  $A_{U_{nopa}}$  napětového šumu  $U_{nopa}$  lze vyjádřit jako:

$$A_{U_{nopa}} = 1 + \frac{C_p}{C_{Fb}} \quad (2.16)$$

Přenosový pól způsobí pokles zisku užitečného signálu (transimpedance). Zatímco šířka pásma přenášeného signálu je dána mezní frekvencí  $f_p$ , zisk napětového šumu je omezen až šířkou pásma operačního zesilovače. Ze vztahu je také patrné, že menší poměr  $C_p/C_{Fb}$  znamená menší šumový zisk. Tento bod je na obrázku 2.9 zobrazen jako  $f_i$ . S kmitočtem vyšším než  $f_i$  zisk šumového napětí klesá se strmostí 20 dB/dek. Kmitočet  $f_i$  závisí na tranzitním kmitočtu operačního zesilovače  $f_{GBW}$  (gain bandwidth product). Proto není z pohledu šumových vlastností vhodné volit pro transimpedanční zesilovače OZ se zbytečně vysokým  $f_{GBW}$ . Vysoké  $f_{GBW}$  způsobí velkou šířku pásma pro přenos napětového šumu  $U_{nopa}$  operačního zesilovače.



Obr. 2.9: Znázornění vlivu pólů a nul přenosové funkce na vlastnosti zesilovače.

Kmitočet  $f_i$  je i velmi důležitý z pohledu stability. Na kmitočtu  $f_i$  je součin přenosu zpětné vazby a přenosu operačního zesilovače roven jedné,  $A_{OZ}(f_i) \cdot \beta(f_i) = 1$ .



Pro dosažení stability musí být na tomto kmitočtu dodržena dostatečná fázová rezerva. Přenosová nula na kmitočtu  $f_z$  způsobí posuv fáze o  $-90^\circ$ . Tento posuv je opět vykompenzován přenosovou nulou  $f_p$ . Pokud by ovšem bod  $f_p$  byl na vyšším kmitočtu než  $f_i$ , fázový posun způsobený nulou by nebyl vykompenzován a celková fáze by se v bodě  $f_i$  blížila k  $-180^\circ$ , což by vedlo k nestabilitě. Pro dodržení stability je tedy nutné dodržet podmínku  $f_p < f_i$ .

### 2.3.2 Časová analýza transimpedančního zesilovače

Při detekci jednotlivých fotonů  $\gamma$  záření je energie detekovaného fotonu úměrná generovanému náboji ve fotodiodě. Je tedy vhodné předvídat, jak se promítne na výstup transimpedančního zesilovače detekovaný foton  $\gamma$  záření reprezentovaný nábojem na vstupu zesilovače. Situace opět odpovídá náhradnímu schématu na obr. 2.7 na straně 21. Proud je definován jako změna náboje za jednotku času, z této definice lze vyjádřit náboj  $Q$  jako:

$$Q = I \cdot t \quad (2.17)$$

Náboj lze tedy vyjádřit, jako velmi krátký proudový impuls  $I$  (v řádu desítek až stovek ns) o konstantní velikosti trvající dobu  $t$ . Tímto způsobem je možné simulovat náboj pomocí SPICE. Při takto rychlých časových změnách lze vliv paralelních odporů v porovnání s paralelní kapacitou  $C_p$  zanedbat. Kapacita  $C_p$  je proudovým pulsem nabita na konečné napětí  $U_{C_p}$ , úměrné kapacitě:

$$U_{C_p} = \frac{Q}{C_p} \quad (2.18)$$

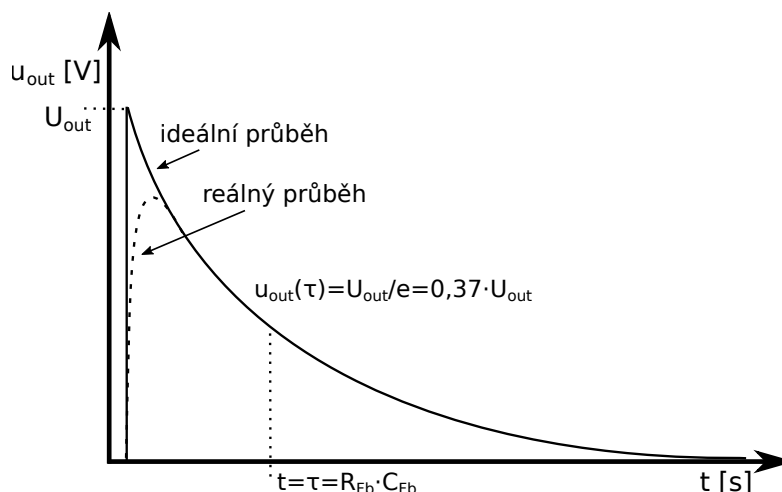
Operační zesilovač se z principu své funkce snaží udržovat nulové napětí na svém vstupu a proti vzniklému napětí působí výstupním napětím opačné polarity přes zpětnovazební člen, který tvoří paralelní kombinace  $R_{Fb}$  a  $C_{Fb}$ . Vzhledem k rychlosti změny lze opět zanedbat vliv zpětnovazebního rezistoru  $R_{Fb}$ . Výstupní napětí operačního zesilovače  $U_{out}$  musí být tak velké, aby se náboj z kapacity  $C_p$  přenesl na kondenzátor  $C_{Fb}$ . Výstupní napětí  $U_{out}$  je tedy dáno velikostí náboje  $Q$  a kapacitou zpětnovazebního kondenzátoru  $C_{Fb}$  [15]:

$$U_{out} = \frac{Q}{C_{Fb}} \quad (2.19)$$

Kondenzátor  $C_{Fb}$  je následně vybíjen přes rezistor  $R_{Fb}$ . Vybíjení kondenzátoru tvoří v čase exponenciální průběh, jehož časová konstanta  $\tau$  je dána součinem zpětnovazebního rezistoru a kondenzátoru:

$$\tau = C_{Fb} \cdot R_{Fb} \quad (2.20)$$

Situace je znázorněna na obrázku 2.10. Časová konstanta  $\tau$  určuje, jak rychle se výstupní napětí ustálí opět na nulovou hodnotu, a kdy může být detekován další foton. Od konstanty  $\tau$  se tedy odvíjí, kolik je detektor schopný detekovat fotonů  $\gamma$  záření za jednotku času.



Obr. 2.10: Výstupní průběh napětí zesilovače při detekci fotonu.

V reálném případě nejsou zanedbány odpory náhradního obvodu, OZ má konečné zesílení a určitou strmou náběhu. Na ob. 2.10 je přerušovaně znázorněn reálný průběh s uvažováním těchto parazitních jevů.

**Příklad:** Křemíkovou PIN fotodiodou je detekován foton  $\gamma$  záření o energii 50 keV. Ze známé energie je možné spočítat velikost generovaného náboje v přechodu fotodiody podle vztahu 1.3 uvedeného na straně 10.

$$Q \approx \frac{E \cdot q}{w} \approx \frac{50 \cdot 10^3 \cdot 1,602 \cdot 10^{-19}}{3,6} \approx 2,230 \cdot 10^{-15} \text{ C} \quad (2.21)$$

Uvažujeme, že transimpedanční zesilovač má ve své zpětné vazbě kondenzátor o kapacitě 1 pF. Napětí na výstupu transimpedančního zesilovače je pak dáno vztahem:

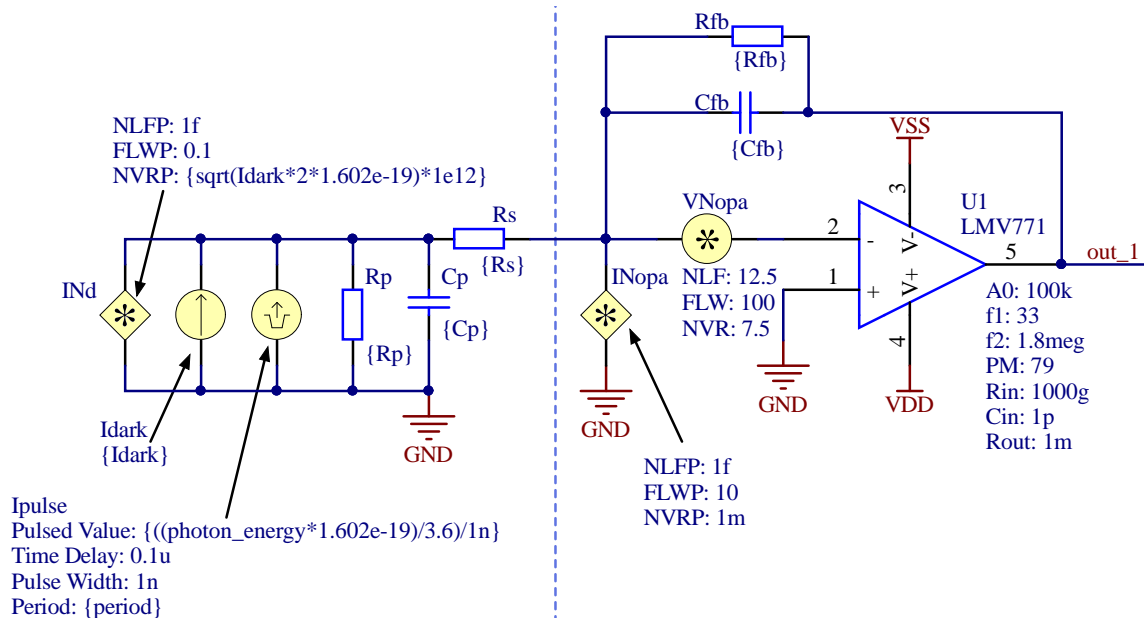
$$U_{out} \approx \frac{Q}{C_{Fb}} \approx \frac{2,230 \cdot 10^{-15}}{1 \cdot 10^{-12}} \approx 2,23 \cdot 10^{-3} \text{ V} \quad (2.22)$$

### 2.3.3 SPICE simulace

Pro účely simulace a konstrukci prototypu byla zvolena levná, snadno dostupná křemíková PIN fotodioda BPW34 [20] s tloušťkou 300  $\mu$  a aktivní plochou 7,5  $mm^2$ . Je možné na ni přivést až 60 V závěrného napětí. Paralelní kapacita  $C_p$  se pohybuje v závislosti na závěrném napětí od 70 pF (při 0,1 V) až po 8 pF (při 60 V). Proud za tmy  $I_{Dark}$  je při 10 V závěrného napětí a pokojové teplotě přibližně 3 nA.

Jako vhodný operační zesilovač byl zvolen LMV771 [22]. Předností toho operačního zesilovače je velmi malý vstupní proud (bias current), který dosahuje desítek fA. Díky nízkému bias current má operační zesilovač nízký proudový šum  $1 \text{ fA} \cdot \text{Hz}^{-\frac{1}{2}}$ . Napěťový šum je u LMV771  $12 \text{ nV} \cdot \text{Hz}^{-\frac{1}{2}}$ . LMV771 tedy splňuje předpoklady pro použití v transimpedančním zesilovači.

Na obr. 2.11 je znázorněno simulační schéma transimpedančního zesilovače simulovaného ve SPICE simulátoru vývojového prostředí Altium Designer. Simulace zahrnuje výstřelový a tepelný šum fotodiody. Dále je uváženo proudový i napěťový šum operačního zesilovače. Simulace byla provedena pro kombinaci zpětnovazebního rezistoru  $R_{Fb} = 2,7 \text{ M}\Omega$  a zpětnovazební kapacity  $C_{Fb} = 1 \text{ pF}$ . Parametry fotodiody platí pro závěrné napětí  $10 \text{ V}$ , kterému odpovídá kapacita  $C_p = 16 \text{ pF}$  a  $I_{Dark} = 3 \text{ nA}$ . Tato konfigurace byla zvolena jako optimální kompromis mezi měřením S/N a šířkou pásma zesilovače.



Obr. 2.11: Simulační schéma fotodiody s transimpedančním zesilovačem v Altium Designeru.

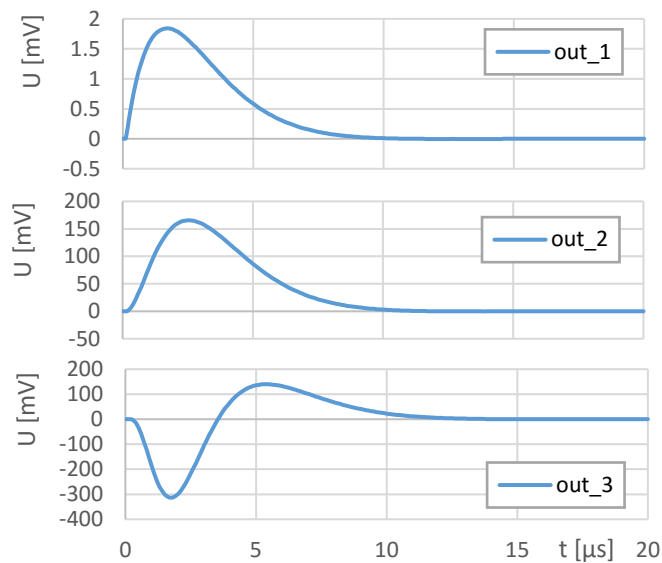
Napěťové pulsy na výstupu transimpedančního zesilovače mají jen malou amplitudu (jednotky mV). Proto jsou na výstup transimpedančního zesilovače doplněny další dva stupně zesilovače. První stupeň je tvořen napěťovým zesilovačem se ziskem 40 dB. Druhý stupeň je derivační zesilovač, který slouží především k tvarování pulsů a odstranění stejnosměrné složky. Pro účely napěťového a derivačního zesilovače byl vybrán operační zesilovač OPA2727 [21], který má oproti LMV771 vyšší tranzitní kmitočet ( $GBW = 20 \text{ MHz}$  oproti  $3,5 \text{ MHz}$  u LMV771) a umožňuje tak dosáhnout vyššího zisku při stejné šířce pásma. V příloze A.1 na straně 42 je kompletní

simulační schéma, které zahrnuje všechny tři stupně zesilovače (transimpedanční, napěťový a derivační zesilovač).

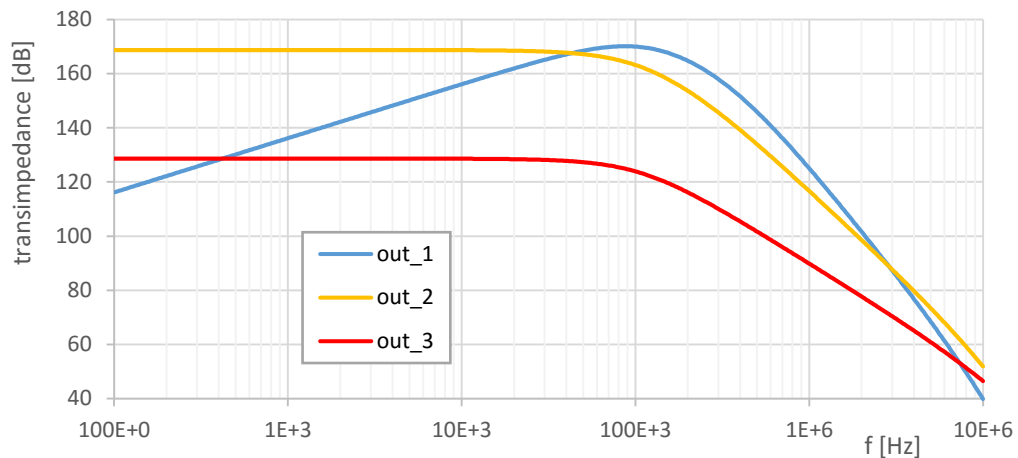
Obr. 2.12 znázorňuje časové průběhy na jednotlivých stupních zesilovače, které odpovídají detekovanému  $\gamma$  fotonu o energii 59,5 keV. Tato energie je charakteristická pro radionuklid americiium-241. Z časového průběhu je zřejmé, že výstup zesilovače je ustálen po uplynutí doby 13  $\mu\text{s}$ , pak je detektor schopný detekovat další foton. Tento čas ustálení je přibližně o řád menší než je mrtvá doba GM detektorů.

Obr. 2.14 znázorňuje spektrální hodnotu šumu, která je vyjádřena v jednotkách  $\text{V} \cdot \text{Hz}^{-\frac{1}{2}}$ , ze spektrální hustoty šumu lze vyjádřit dle vztahu 2.5 celkovou efektivní hodnotu šumu a dle vztahu 2.3 špičkovou hodnotu šumu. Na výstupu transimpedančního zesilovače je šum o efektivní hodnotě  $U_n = 96 \mu\text{V}$  a špičkové hodnotě  $U_{npp} = 634 \mu\text{V}$ . Na výstupu napěťového zesilovače je  $U_n = 8,1 \text{ mV}$  a  $U_{npp} = 54 \text{ mV}$ , výstupu derivačního zesilovače  $U_n = 17 \text{ mV}$  a  $U_{npp} = 113 \text{ mV}$ .

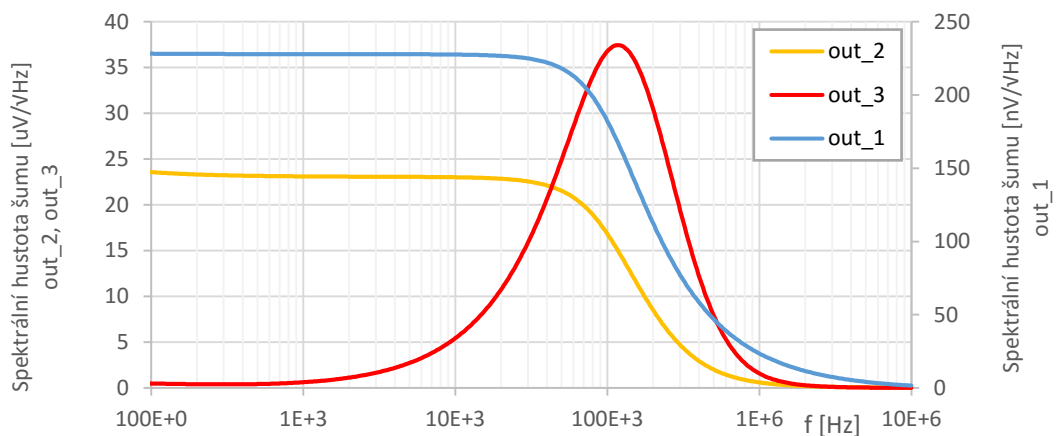
Obr. 2.13 znázorňuje závislost transimpedance (zisku) měřenou na jednotlivých stupních zesilovače. Na obr. 2.15 je znázorněna převodní charakteristika pro amplitudu pulsu na výstupu zesilovače v závislosti na detekované energii.



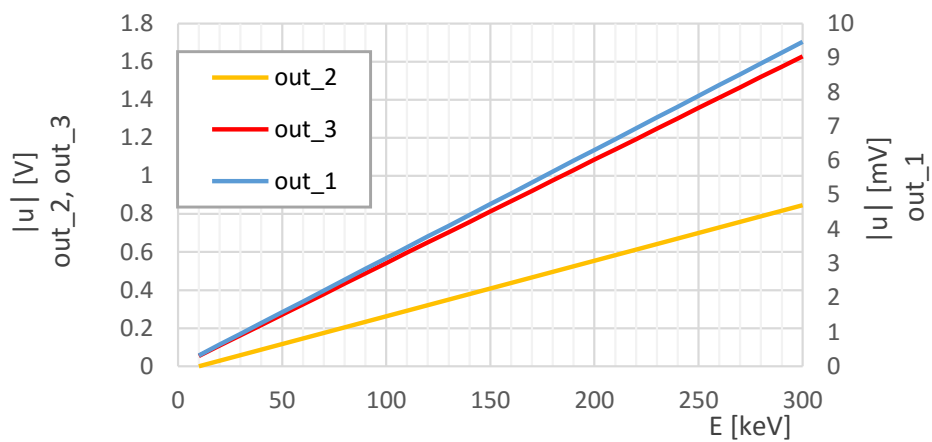
Obr. 2.12: Časový průběh po detekci fotonu o energii 59,5 keV na výstupu transimpedančního (out\_1), napěťového (out\_2) a derivačního (out\_3) zesilovače.



Obr. 2.13: Závislost zesílení (transimpedance) na frekvenci na výstup transimpedančního (out\_1), napětového (out\_2) a derivačního (out\_3) zesilovače.



Obr. 2.14: Závislost spektrální hustoty šumu na frekvenci transimpedančního (out\_1), napětového (out\_2) a derivačního (out\_3) zesilovače.

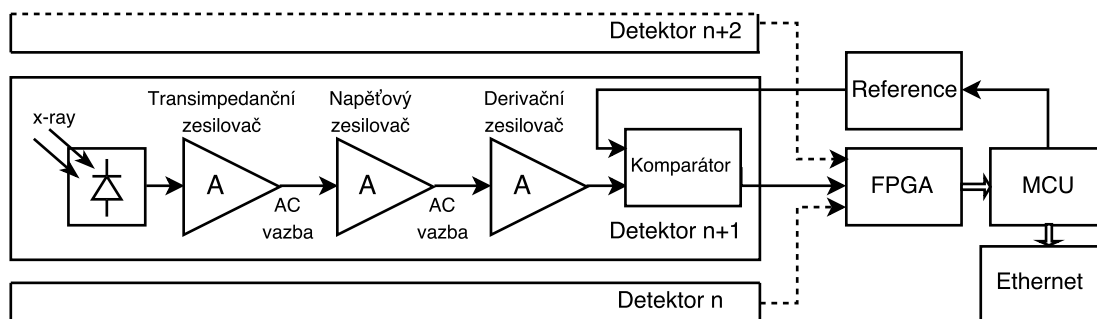


Obr. 2.15: Převodní charakteristika detektoru pro výstup transimpedančního (out\_1), napětového (out\_2) a derivačního (out\_3) zesilovače.

## 2.4 Návrh systému sběru dat

Detektor je primárně určen pro budoucí aplikace v rentgenu jako soustava detektorů. Systém musí být schopen zpracovávat data až ze 64 detektorů současně. Způsob digitalizace sběru dat je závislý na zvoleném způsobu detekce (spojitý nebo pulsní režim). Z důvodů snadné paralelizace při zpracovávání a vyhodnocování dat v reálném čase bude pravděpodobně vhodné použít obvod FPGA.

Pokud bude rentgenka nastavena na relativně malé intenzity záření, bude možné použít PIN fotodiodu v kombinaci s transimpedančním zesilovačem v režimu detekce jednotlivých fotonů  $\gamma$  záření. Situace je znázorněna na obr. 2.16. Signál z transimpedančního zesilovače je zesílen a přiveden na vstup komparátoru. Derivační zesilovače slouží k odstranění stejnosměrné složky a k tvarování pulsů pro komparátor. Jako vhodný komparátor může být použit například TS861 [19], který má push-pull výstup a dobu odezvy 500 ns. Pulsy jsou následně čítány a výsledná intenzita vyhodnocována jako počet pulsů za jednotku času. Nastavením komparační úrovně komparátoru, se určí spodní hranice energií, které budou detekovány. Výhodou pulsního režimu je odstranění stejnosměrné složky, díky tomu je potlačen vliv ofsetového napětí operačních zesilovačů a proudu za tmy fotodiodou  $I_{Dark}$ . Další výhodou je poměrně snadný způsob zpracovávání dat pomocí komparátoru a čítače. Nevýhodou je malý dynamický rozsah, kdy je detektor použitelný jen pro malé intenzity.

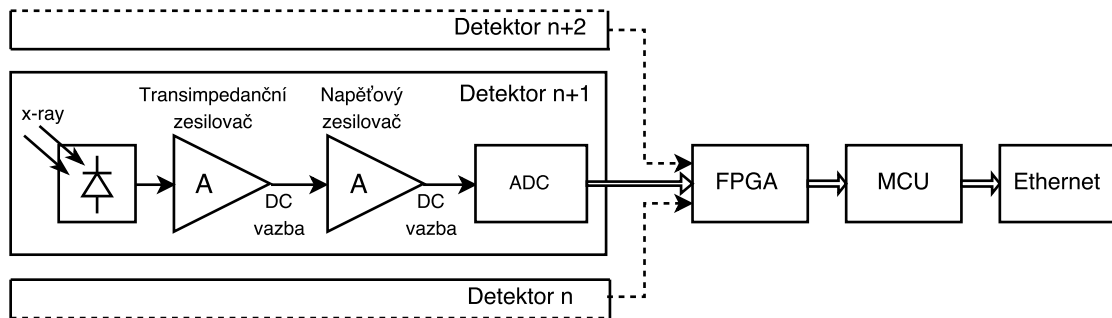


Obr. 2.16: Blokové schéma zpracování a vyhodnocování dat ze soustavy detektorů, pulsní režim.

Pokud bude rentgenku nutné nastavit pro vyšší intenzity záření, transimpedanční zesilovač nebude schopen detekovat jednotlivé fotony  $\gamma$  záření dostatečně rychle. Režim detekce přejde do spojitého režimu, kdy bude intenzitě detekovaného záření odpovídat stejnosměrná úroveň napětí na výstupu transimpedančního zesilovače. Situace je znázorněna na obr. 2.17. Signál z transimpedančního zesilovače je zesílen napěťovým zesilovačem a následně je vzorkován pomocí AD převodníku. Šířka pásma zesilovače je přibližně 100 kHz, ale i za mezním kmitočtem je přenos zesilovače poměrně velký. Aby bylo zabráněno vzniku aliasingu, je vhodné použít AD

převodník se vzorkovací frekvencí alespoň 1 Msps. Požadavky splňuje například AD převodník AD7091 [18], který má rozlišení 12 bitů a vzorkovací frekvenci 1 Msps. S rozlišením 12 bitů je možné při rozsahu zesilovače 0 až 4 V dosáhnout kroku 1 mV ( $LSB = 1 \text{ mV}$ ). Tato hodnota je srovnatelná s úrovní šumu na výstupu zesilovače, proto by použití vyššího rozlišení nemělo smysl. Digitální výstup z AD převodníků bude zpracovávat a vyhodnocovat FPGA.

Nevýhodou spojitého režimu je chyba způsobená proudem za tmy fotodiodou  $I_{Dark}$ , který je silně tepelně závislý a přičítá se k užitečnému signálu. Jednou z možností řešení tohoto problému je měření teploty a programová kompenzace takto vzniklé chyby ze známé závislosti proudu  $I_{Dark}$  na teplotě použité PIN fotodiody. Další nevýhodou oproti pulsnímu režimu je nutnost použití poměrně drahých AD převodníků. Výhodou je velký dynamický rozsah s možností detekovat velké intenzity záření.



Obr. 2.17: Blokové schéma zpracování a vyhodnocování dat ze soustavy detektorů, spojitý režim.

Systém je ještě rozšířen o MCU, které zajišťuje obsluhu dalších periférií (například rentgenky). Rozhraní Ethernet slouží jako datový výstup měřených veličin pro účely ladění. Zvolený způsob režimu detekce závisí na konkrétní aplikaci.

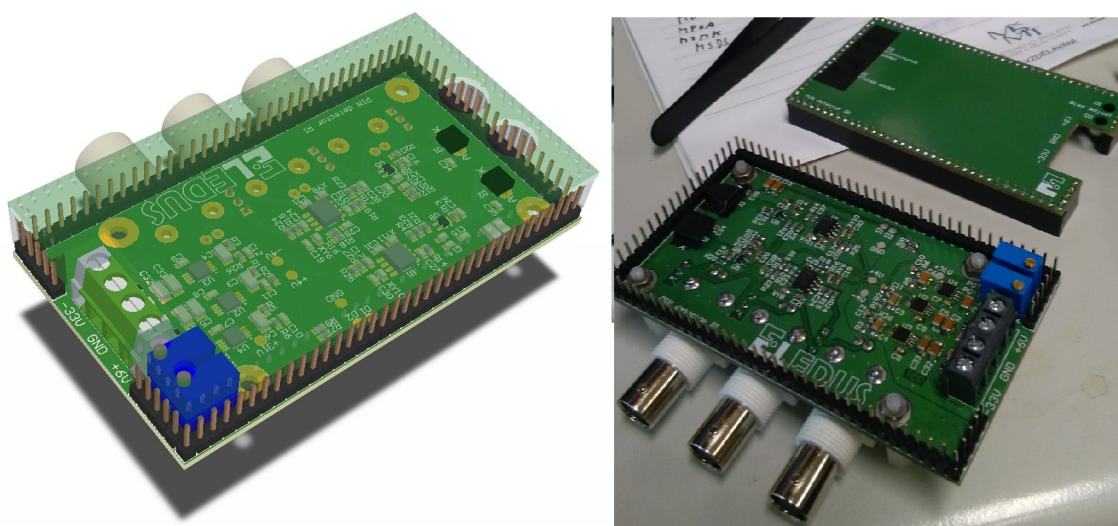
## 3 REALIZACE MĚŘÍCIHO PŘÍPRAVKU S DETEKTORY

Následující kapitola se zabývá návrhem měřícího přípravku pro ověření principu funkce detektoru. Dále uvádí výsledky pokusných měření na přípravku a jejich porovnání s výsledky simulací.

### 3.1 Provedení přípravku

Pro účely testování byl navržen měřící přípravek v návrhovém prostředí Altium Designer. Měřící přípravek obsahuje dva typy detektorů. První detektor je určen pro nízké intenzity  $\gamma$  záření, pracuje v pulsním režimu a detekuje jednotlivé fotony. Druhý z detektorů je určen pro vyšší intenzity záření a pracuje ve spojitém režimu.

Návrh detektorů vychází ze simulací uvedených v sekci 2.3.3. V simulacích je zahrnut pouze detektor v pulsním režimu, obvodové zapojení detektoru ve spojitém režimu je však podobné. Oproti pulsnímu režimu postrádá detektor ve spojitém režimu derivační zesilovač a mezi transimpedančním a napětovým zesilovačem má stejnosměrnou vazbu. Zpětnovazební rezistor transimpedančního zesilovače byl u detektoru ve spojitém režimu nahrazen rezistorem o hodnotě 10 M $\Omega$  pro dosažení vyšší transimpedance. Kompletní obvodové schéma přípravku je k nahlédnutí v příloze A.2 a A.3. Dále je v příloze B motiv dvouvrstvé DPS, v příloze C osazovací plán, v příloze D seznam všech součástek a v příloze E obrázky finálního přípravku.



Obr. 3.1: Altium 3D model a výsledná podoba měřícího přípravku.

Přípravek je napájen napětím -33 V a +6V, vstupní napájecí napětí je filtrováno a stabilizováno nízkošumovými stabilizátory. Pro každý detektor je možné pomocí



dvou nezávislých trimrů nastavit předpětí PIN fotodiody v rozmezí +4V až -30V. Výstup detektoru je analogový, pomocí propojek lze přivést výstupy z libovolných stupňů zesilovače na trojici výstupních BNC konektorů.

Výsledná podoba přípravku je znázorněna na obr. 3.1. Na měřicí přípravek lze jednoduše nasadit stínící kryt, který plní několik funkcí. Slouží jako EMI stínění proti externím rušivým vlivům a zabraňuje vniknutí světla na PIN fotodiody. Ze spodní strany krytu je navíc uchycen 2 mm tlustý olověný plát, jenž omezuje průnik ionizujícího záření na součástky detektoru.

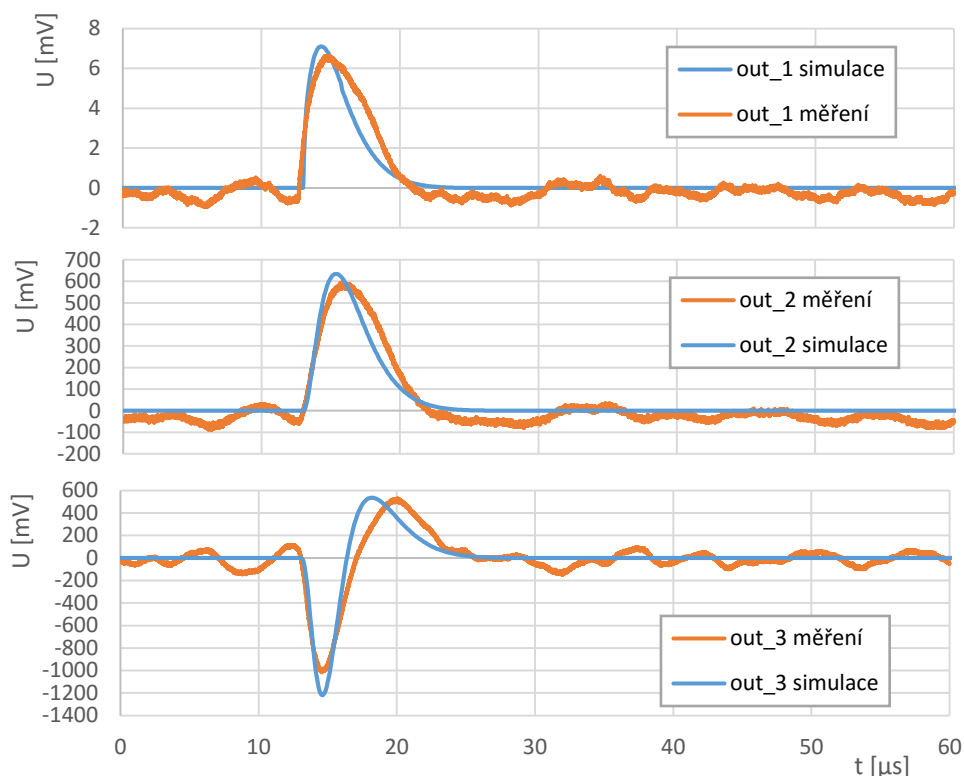
## 3.2 Výsledky měření

Měření bylo provedeno nezávisle pro pulsní a spojitý režim. Pro spojitý režim, který je určený pro velké intenzity záření, bylo měření provedeno uvnitř rentgenu. Měření v pulsním režimu probíhalo nejdříve pomocí signálového generátoru a následně pomocí radionuklidu.

### 3.2.1 Měření v pulsním režimu

Pro ověření funkčnosti detektoru a porovnání výsledků se simulacemi byl použit signálový generátor. Výstup generátoru byl připojen přes oddělovací kondenzátor na vstup transimpedančního zesilovače (katoda fotodiody). Z kapacity oddělovacího kondenzátoru a z napěťové úrovně budících pulsů lze dle vztahu 2.19 určit náboj, jenž z generátoru převezme kapacita fotodiody. Pomocí signálového generátoru generující pulsy se strmou hranou lze tak snadno simulovat detekci fotonu  $\gamma$  záření, které jsou velikosti náboje úměrné. Pro měření byl použit oddělovací kondenzátor o kapacitě 1 pF a generátor generující obdélníkové pulsy o velikosti 10 mV. Dosazením do vztahu 2.19 získáme odpovídající náboj o výsledné velikosti  $1 \cdot 10^{-14}$  C. Následným dosazením do vztahu 1.3 získáme odpovídající energii 225 keV. Na obr. 3.2 jsou časové průběhy naměřené na jednotlivých stupních zesilovače detektoru s porovnáním s časovými průběhy ze SPICE simulace, simulující detekci  $\gamma$  fotonu právě o energii 225 keV. Na obrázku je vidět, že reálný detektor má nepatrně menší šířku pásma (je pomalejší). Odchylka je pravděpodobně způsobena parazitní kapacitou ve zpětná vazbě, která se sčítá s kapacitou zpětnovazebního kondenzátoru  $C_{Fb}$ .

Další fází měření byla ověřována schopnost detekovat skutečné fotony  $\gamma$  záření. Původně bylo plánováno použít pro účely testování amerícium-241 se známou energií 59,5 keV. Kvůli vysoké úrovni šumu na výstupu zesilovače ovšem není detektor schopný takto nízkou energii detekovat (problematikou výstupního šumu se zabývá sekce 3.2.3). Pro testování byla použita ručička ze starého leteckého budíku potažena scintilační barvou s příměsí neznámých radionuklidů za účelem produkovat viditelné

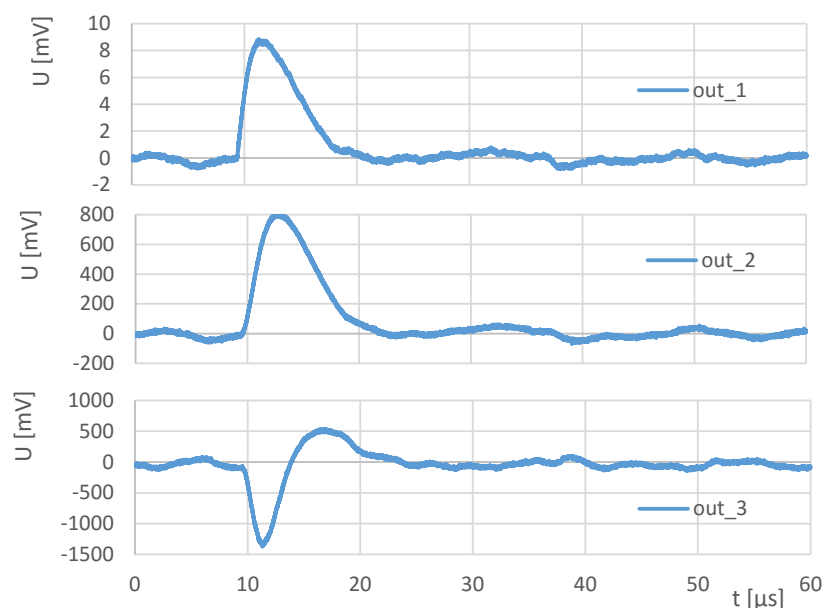


Obr. 3.2: Porovnání SPICE simulace s reálným měřením na výstupu transimpedančního zesilovače (out\_1), napětového zesilovače (out\_2) a derivačního zesilovače (out\_3). Průběhy odpovídají detekci  $\gamma$  fotonu o energii 225 keV.

světlo. Tato barva vyzařuje mix mnoha energií  $\alpha$  i  $\gamma$  záření.  $\alpha$  záření nemůže být detekováno, protože je odstíněno plastovým pouzdem fotodiody. Na obr. 3.3 jsou zachyceny časové průběhy při detekci fotonu  $\gamma$  záření o neznámé energii. Z převodní charakteristiky uvedené na obr. 2.15 lze určit, že detekovaný foton měl energii přibližně 280 keV. Z časových průběhů na osciloskopu bylo patrné, že jsou detekovány i fotony jiných energií, jak bylo u barvy s obsahem radionuklidů předpokládáno.

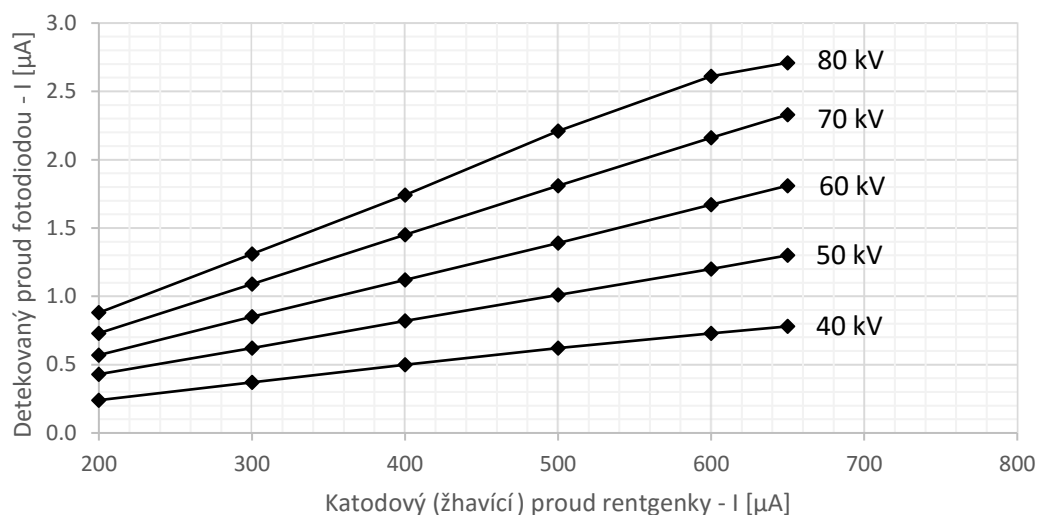
### 3.2.2 Měření ve spojitém režimu

Měření detektoru ve spojitém režimu bylo provedeno v průmyslovém rentgenu SCIOX, který je produktem společnosti ELEDUS. Měřicí přípravek byl v rentgenu umístěn přibližně ve vzdálenosti 570 mm od rentgenky. Rentgenka byla postupně nastavována v celém svém pracovním rozsahu a na výstupu transimpedančního zesilovače byla odečítána střední hodnota stejnosměrného napětí. Nebyla použita žádná přídatná filtrace rentgenky. Na obr. 3.4 je znázorněna závislost detekovaného proudu PIN fotodiody detektoru na katodovém (žhavicím) proudu rentgenky pro různá anodová napětí rentgenky. Proud fotodiody je z výstupního napětí přepočítán z



Obr. 3.3: Časové průběhy po detekci  $\gamma$  fotonu na výstupu transimpedančního zesilovače (out\_1), napěťového zesilovače (out\_2) a derivačního zesilovače (out\_3).

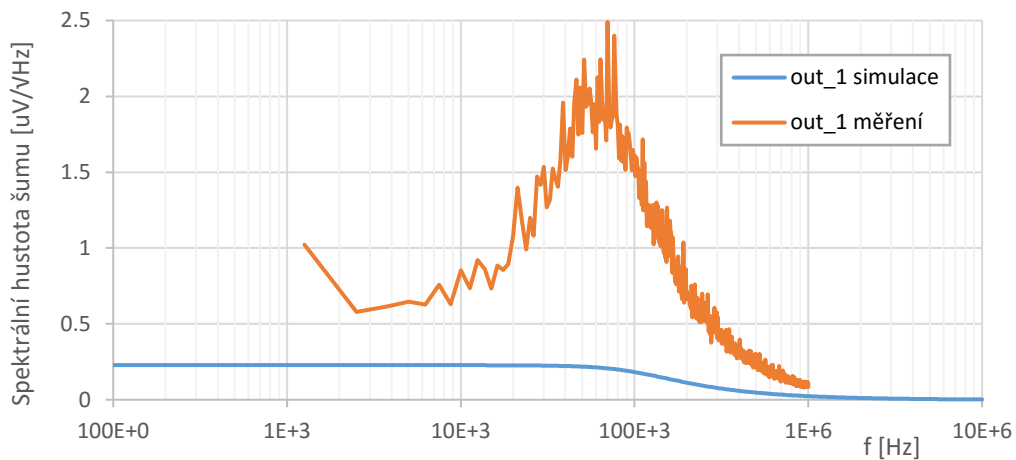
hodnoty transimpedance (velikost zpětnovazebního rezistoru transimpedančního zesilovače  $10\text{ M}\Omega$ ) podle vztahu 2.12. Od naměřených hodnot napětí je odečtena hodnota na výstupu transimpedančního zesilovače napětí při vypnutém rentgenu tak, aby nebyl v grafu uvažován proud fotodiodou za tmy a ofsetové napětí operačního zesilovače.



Obr. 3.4: Detekovaný proud PIN fotodiodou v závislosti na žhavícím proudu rentgenky pro různá anodová napětí.

### 3.2.3 Úroveň šumu

Na obr. 3.5 je znázorněna spektrální hodnota šumu na výstupu transimpedančního zesilovače. Spektrální hustota šumu byla změřena spektrálním analyzátozem Agilent 4395A a následně přepočítána na jednotky  $V \cdot \text{Hz}^{-\frac{1}{2}}$ . Z grafu je patrné, že transimpedanční zesilovač generuje výrazně více šumu než je tomu u simulace. Simulacím odpovídá celková efektivní hodnota šumu na výstupu transimpedančního zesilovače  $96 \mu\text{V}$ , skutečná naměřená hodnota je přibližně  $550 \mu\text{V}$  (vypočteno z naměřené spektrální hustoty šumu podle vztahu 2.5). Stejná hodnota šumu byla naměřena i v časové oblasti pomocí osciloskopu HAMEG HMO2024. Postup při



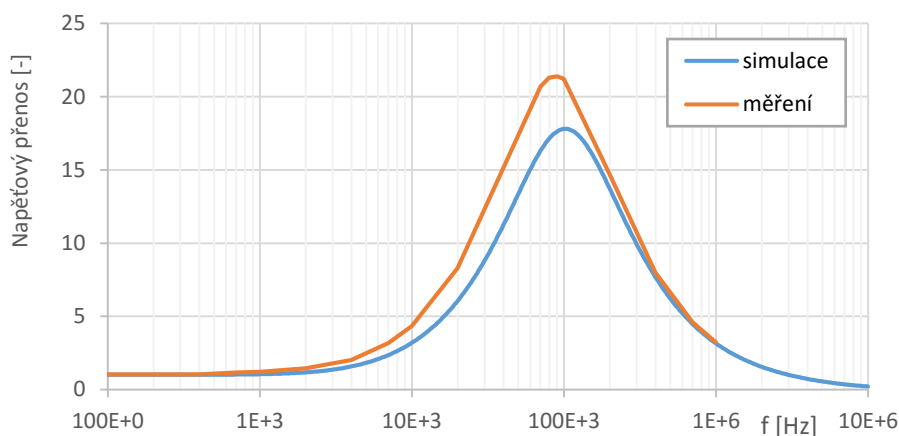
Obr. 3.5: Porovnání simulací s naměřenými hodnotami spektrální hustoty šumu na výstupu transimpedančního zesilovače (out\_1).

hledání příčiny vysoké hladiny šumu byl následující:

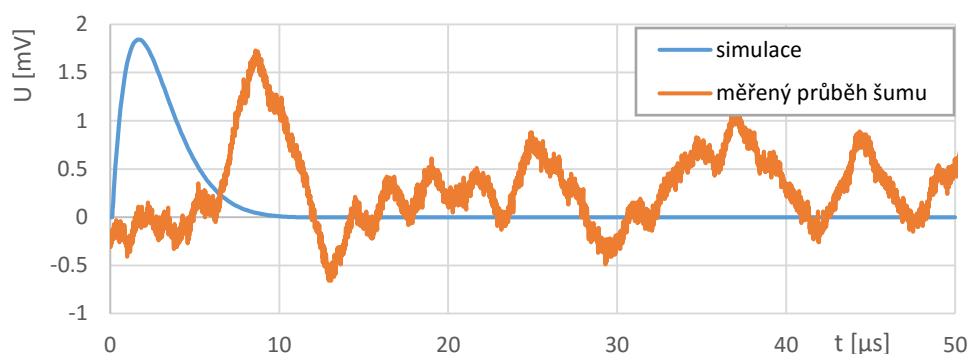
1. Fotodioda byla nahrazena kondenzátorem o kapacitě  $16 \text{ pF}$ , tato kapacita odpovídá paralelní kapacitě fotodiody. Tímto bylo vyloučeno, že příčinou vzniku šumu je fotodioda.
2. Byly přidány odrušovací filtry na napájecí vstup přípravku, přidány další blokové kapacity na napájecí piny operačních zesilovačů. Proběhla kontrola zvlnění napájení, zvlnění nebylo osciloskopem zaznamenatelné.
3. Operační zesilovač transimpedančního zesilovače byl vyměněn za jiný kus.
4. Bylo změněno stejnosměrné předpětí neinvertujícího vstupu operačního zesilovače z hodnoty  $100 \text{ mV}$  na hodnoty  $2 \text{ V}$  a následně  $10 \text{ mV}$ . Dále byla o řád zvýšena hodnota děliče tvořící stejnosměrné předpětí a přidána další filtrační kapacita na výstup děliče (viz schéma zapojení v příloze A.3).
5. Zpětnovazební kapacita transimpedančního zesilovače byla zdvojnásobena na hodnotu  $2 \text{ pF}$  tak, aby se snížila šířka pásma a byla eliminována případná nestabilita. Snížení úrovně šumu bylo minimální, úměrné snížení šířky pásma.

6. Byl změřen napěťový přenos transimpedančního zesilovače a porovnán s výsledkem simulace, výsledek znázorňuje obr. 3.6. Větší napěťový zisk by znamenal větší zesílení napěťového šumu operačního zesilovače a možnou příčinu problému, naměřené hodnoty se od simulací příliš neliší. Drobná odchylka nemá zásadní vliv.

Žádný z výše uvedených kroků nevedl k odhalení příčiny vzniku šumu ani eliminaci šumu na výstupu transimpedančního zesilovače. Vysoká úroveň šumu znemožňuje detekovat nízké energie. Detekovány mohou být pouze energie vyšší než 80 keV. Tato hranice je orientační, závisí na způsobu vyhodnocování a možné toleranci chybných vyhodnocení. Na obr. 3.7 je znázorněn průběh na výstupu transimpedančního zesilovače při detekci fotonu  $\gamma$  záření o energii 59,5 keV, odvozeného ze simulace v porovnání s naměřeným průběhem šumového napětí.



Obr. 3.6: Porovnání napěťového přenosu (zisku) na výstupu transimpedančního zesilovače (out\_1).



Obr. 3.7: Porovnání průběhu odvozeného ze simulace pro detekci fotonu  $\gamma$  záření s energií 59,5 keV a naměřeného průběhu na výstupu transimpedančního zesilovače (out\_1).

## 4 ZÁVĚR

Cílem práce bylo prostudovat problematiku detekce ionizujícího záření, posoudit vhodnost použití PIN fotodiody pro detekci ionizujícího záření a navrhnout vhodný zesilovač pro použití s fotodiódou podložený simulacemi. Následně realizovat detektor a porovnat naměřená data se simulacemi. Dále měl být proveden obecný návrh systému sběru dat ze soustavy detektorů a způsob jejich vyhodnocení.

Z teorie vyplývá, že PIN fotodióda je vhodná především pro detekci  $\gamma$  a rentgenového záření pro energie v rozmezí od 1 keV do 100 keV. Mimo tento interval je detekční účinnost fotodiody již menší než 1 %, ale i relativně malá detekční účinnost může být pro některé aplikace dostačující. Proto není vyloučena možnost použití PIN fotodiody i pro detekci energií vyšších než 100 keV.

Bylo zjištěno, že detektor s polovodičovou fotodiódou může fungovat ve dvou základních režimech detekce. Při malých intenzitách záření jsou detekovány jednotlivá kvanta  $\gamma$  záření samostatně. Každému detekovanému kvantu pak odpovídá napěťový impuls na výstupu zesilovače o velikosti úměrné energii detekovaného kvanta. Pro vyšší intenzity záření není možné detekovat jednotlivá kvanta samostatně a detekce přechází do spojitého režimu. Ve spojitém režimu je výstupem transimpedančního zesilovače stejnosměrná úroveň napětí závislá na intenzitě detekovaného záření.

Pro tyto účely byl proveden návrh vhodného zesilovače s důrazem na šumové vlastnosti a byla provedena jeho simulace. V pulsním režimu má detektor mrtvou dobu 13  $\mu$ s a je tedy schopný detekovat až 77 000 kvant  $\gamma$  záření za sekundu. To je parametr přibližně o řád lepší, než dosahují běžné G-M trubice. V budoucím uplatnění pro rentgenové aplikace je možné pulsy čítat a aktuální intenzitu záření vyhodnocovat jako počet pulsů za jednotku času. Pokud bude aplikace vyžadovat vyšší intenzity záření, je možné použít spojitý režim detekce a aktuální intenzita bude vyčítána z napětí na výstupu zesilovače pomocí AD převodníku.

Pro ověření funkce a porovnání výsledků se simulacemi byl realizován měřící přípravek s detektory v pulsním i spojitém režimu. Měření pro spojitý režim proběhlo v průmyslovém rentgenu a bylo zjištěno, že vyvolaný proud fotodiódu se pro různá nastavení rentgenky pohybuje od stovek nA až po jednotky  $\mu$ A. U detektoru v pulsním režimu bylo pomocí signálového generátoru a radionuklidu ověřeno, že průběhy signálu na výstupu zesilovače odpovídají simulacím.

Byla zjištěna nesrovnalost se simulacemi v úrovni šumu na výstupu transimpedančního zesilovače. Na základě simulací vychází efektivní hodnota šumu na výstupu transimpedančního zesilovače 96  $\mu$ V, skutečná naměřená hodnota efektivního šumu je 550  $\mu$ V. Vysoká úroveň šumu znemožňuje u detektoru v pulsním režimu detekovat energie nižší než 80 keV. Na rozdíl od pulsního režimu je spojitý režim detekce určen pro velké intenzity záření a na výstupu detektoru jsou vyšší úrovně signálu.

Proto není funkčnost detektoru ve spojitém režimu šumem omezena. Za účelem odhalení zdroje šumu byl vytvořen seznam potenciálních příčin šumu. Tyto potenciální příčiny byly však vyloučeny a prozatím se nepodařilo najít zdroj šumu. Jendou z možností je, že napěťový šum operačního zesilovače neodpovídá parametrům udávaným výrobcem. Dalším postupem při odhalování příčiny šumu bude proto vytvoření samostatného přípravku pro změření spektrální hustoty napěťového šumu operačního zesilovače LMV771 a porovnání výsledků s údaji od výrobce.

## LITERATURA

- [1] FUKÁTKO, T. *Detekce a měření různých druhů záření*. 1. vyd. Praha: BEN - technická literatura, 2007, 189 s. ISBN 978-80-7300-193-3..
- [2] PUNČOCHÁŘ, J. *Operační zesilovače v elektronice*. 5. vyd. Praha: BEN - technická literatura, 2002, 484 s. ISBN 80-7300-059-8.
- [3] KNOLL, G. F. *Radiation detection and measurement*. 3rd ed. New York: John Wiley & Sons, 2000, 802 s. ISBN 0471073385.
- [4] ULLMANN, V. Jaderná a radiační fyzika. *Astro Nukl Fyzika*. [online]. 2008 [cit. 24. 11. 2015]. Dostupné z URL: <<http://astronuklfyzika.cz/JadRadFyzika.htm>>.
- [5] ULLMANN, V. Detekce a spektrometrie ionizujícího záření. *Astro Nukl Fyzika*. [online]. 2008 [cit. 24. 11. 2015]. Dostupné z URL: <<http://astronuklfyzika.cz/DetekceSpektrometrie.htm>>.
- [6] Nuclear Power. *Gamma Rays Attenuation*. [online]. 2012 [cit. 24. 11. 2015]. Dostupné z URL: <<http://www.nuclear-power.net/nuclear-power/reactor-physics/interaction-radiation-matter/interaction-gamma-radiation-matter/gamma-ray-attenuation/>>.
- [7] Portál fbmi.sirdik.org [online]. [cit. 26. 11. 2015]. Dostupné z URL: <<http://fbmi.sirdik.org/1-kapitola/13/132.html>>.
- [8] Portál physics.ujep.cz [online]. 2012 [cit. 24. 11. 2015]. Dostupné z URL: <<http://physics.ujep.cz/~mackova/navod3%20I.pdf>>.
- [9] RP Photonics Encyclopedia. *p-i-n Photodiodes*. [online]. 2014 [cit. 24. 11. 2015]. Dostupné z URL: <[https://www.rp-photonics.com/p\\_i\\_n\\_photodiodes.html](https://www.rp-photonics.com/p_i_n_photodiodes.html)>.
- [10] Portál amptek.com. *Si-PIN vs CdTe Comparison*. [online]. 2015 [cit. 24. 11. 2015]. Dostupné z URL: <<http://www.amptek.com/si-pin-vs-cdte-comparison/>>.
- [11] UDT Sensors Inc. *Photodiode Characteristic* [online]. [cit. 9. 12. 2015]. Dostupné z URL: <<http://qtworq.tudelft.nl/~schouten/linkload/phdiode.pdf>>.
- [12] PHILIP, H. Photodiode Front Ends The REAL Story [online]. 2001 [cit. 9. 12. 2015]. Dostupné z URL: <<http://diliev.com/Home/materiali/OLUP/frontends-Photodiodes.pdf>>.



- [13] BURR-BROWN *Design photodiode amplifier with OPA128* [online]. 1995 [cit. 14. 12. 2015]. Dostupné z URL: <<http://www.ti.com/lit/an/sboa061/sboa061.pdf>>.
- [14] maxim integrated *Stabilize Your Transimpedance Amplifier* [online]. 2012 [cit. 14. 12. 2015]. Dostupné z URL: <<http://pdfserv.maximintegrated.com/en/an/TUT5129.pdf>>.
- [15] HUMANATSU *Characteristics and use of charge amplifier* [online]. 2001 [cit. 14. 12. 2015]. Dostupné z URL: <<http://pdfserv.maximintegrated.com/en/an/TUT5129.pdf>>.
- [16] RAMÍREZ-JIMÉNEZ, F. J. X-Ray Spectroscopy with PIN diodes [online]. [cit. 14. 12. 2015]. Dostupné z URL: <<http://www.ifm.umich.mx/~villasen/AIP-XWorkshop/010-Ramirez-Jimenez-Revised.pdf>>.
- [17] Carroll-Ramsey Associates *Silicon PIN Diode Radiation Detectors* [online]. 1999 [cit. 14. 12. 2015]. Dostupné z URL: <<http://www.carroll-ramsey.com/detect.htm>>.
- [18] DATASHEET. AD7091: AD převodník, ANALOG DEVICES [online]. 2015 [cit. 24. 5. 2016]. Dostupné z URL: <<http://www.analog.com/media/en/technical-documentation/data-sheets/AD7091.PDF>>.
- [19] DATASHEET. TS861: komparátor, STMicroelectronics [online]. 2012 [cit. 24. 5. 2016]. Dostupné z URL: <<http://www.st.com/content/ccc/resource/technical/document/datasheet/dd/d1/7d/d5/d5/ce/49/c5/CD00001705.pdf/files/CD00001705.pdf/jcr:content/translations/en.CD00001705.pdf>>.
- [20] DATASHEET. BPW34: PIN fotodioda, VISHAY [online]. 2011 [cit. 24. 5. 2016]. Dostupné z URL: <<http://www.vishay.com/docs/81521/bpw34.pdf>>.
- [21] DATASHEET. OPA2727: operační zesilovač, TEXAS INSTRUMENTS [online]. 2007 [cit. 24. 5. 2016]. Dostupné z URL: <<http://www.ti.com/lit/ds/symlink/opa2727.pdf>>.
- [22] DATASHEET. LMV771: operační zesilovač, TEXAS INSTRUMENTS [online]. 2010 [cit. 24. 5. 2016]. Dostupné z URL: <<http://www.ti.com/lit/ds/symlink/lmv771.pdf>>.

## SEZNAM SYMBOLŮ, VELIČIN A ZKRATEK

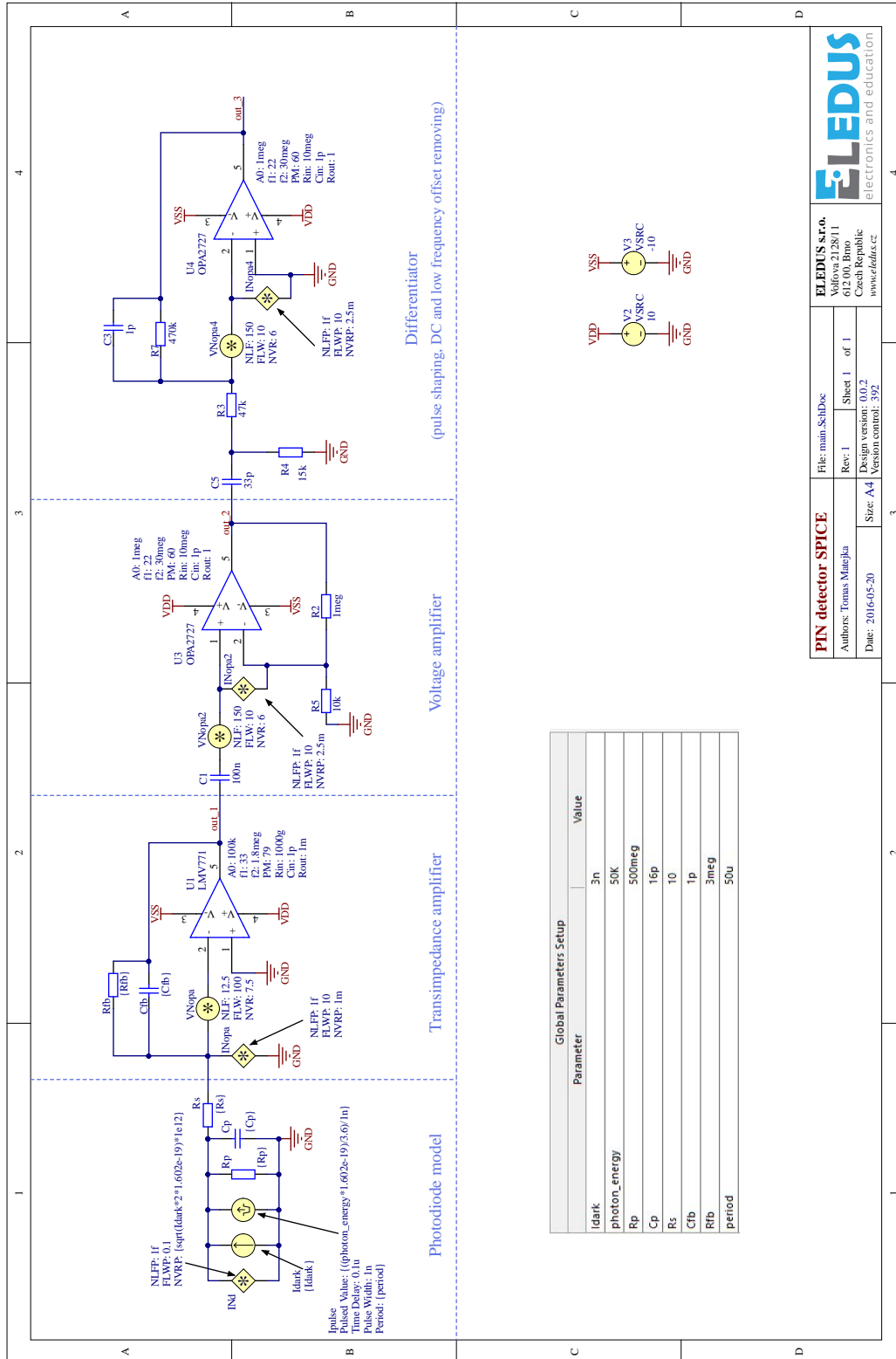
G-M	Geiger–Müller
$\eta$	Detekční účinnost
VA charakteristika	Voltampérová charakteristika
SPICE	Simulation Program with Integrated Circuit Emphasis - simulační nástroj
OZ	Operační zesilovač
VFP	Voltage feedback - operační zesilovač s napěťovou zpětnou vazbou
FPGA	Field Programmable Gate Array - programovatelné hradlové pole
MCU	Mikrokontrolér
CCVS	Control current voltage source - zdroj napětí řízený proudem
sps	Control samples per second - vzorkovací frekvence
EMI	Electromagnetic interference - elektromagnetické rušení
CCD	Charge-Coupled Device - typ obrazového snímače
GBW	Gain–bandwidth product - tranzitní kmitočet
SiPM	Silicon Photomultiplier - křemíkový fotonásobič

# SEZNAM PŘÍLOH

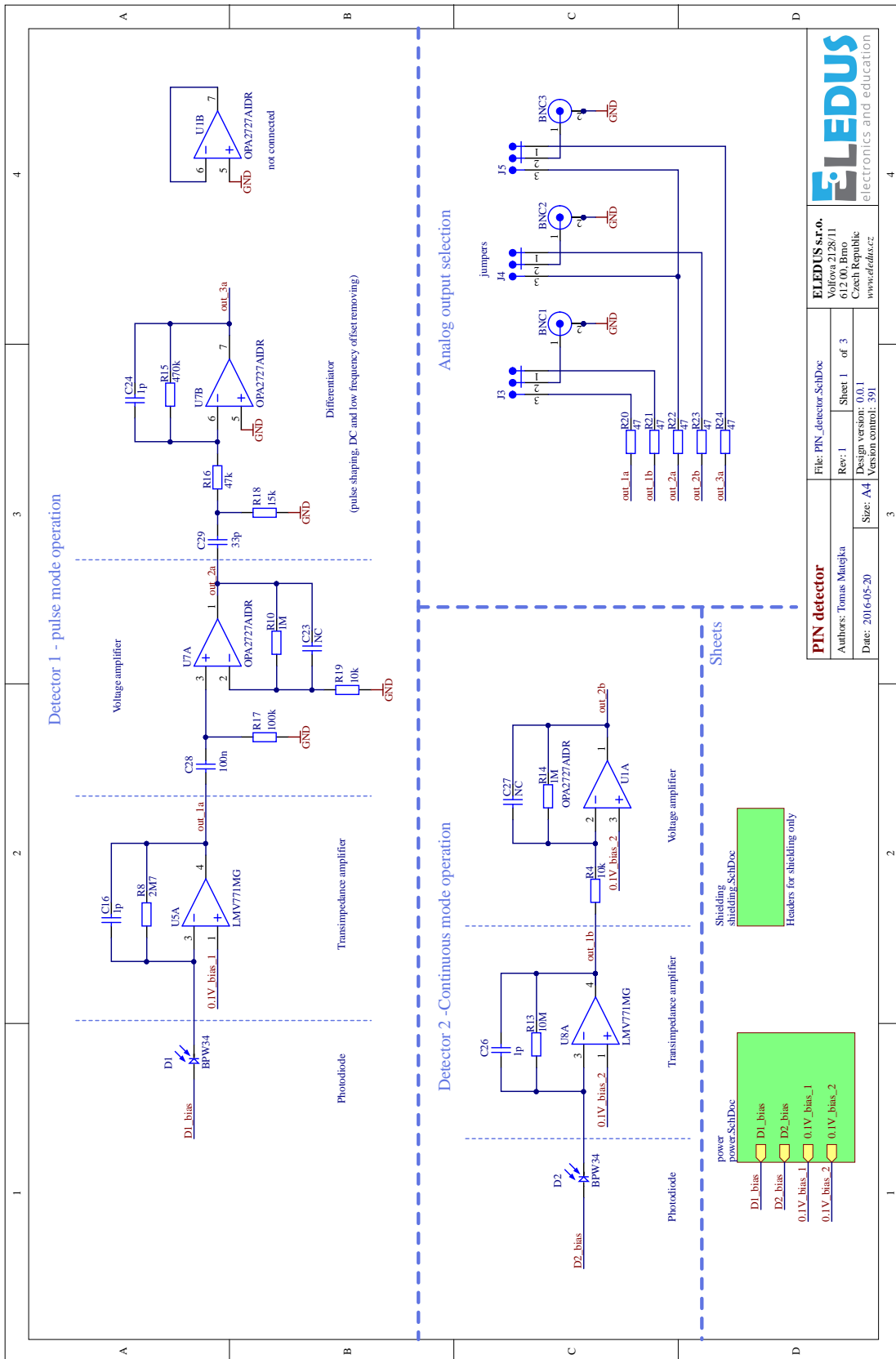
<b>A</b>	<b>Obvodové zapojení</b>	<b>42</b>
A.1	Schéma zapojení SPICE simulace . . . . .	42
A.2	Obvodové zapojení přípravku část 1 . . . . .	43
A.3	Obvodové zapojení přípravku část 2 . . . . .	44
<b>B</b>	<b>Deska plošného spoje</b>	<b>45</b>
B.1	Deska plošného spoje přípravku - top . . . . .	45
B.2	Deska plošného spoje přípravku - bottom . . . . .	45
<b>C</b>	<b>Osazovací výkres</b>	<b>46</b>
C.1	Osazovací výkres - top . . . . .	46
C.2	Osazovací výkres - bottom . . . . .	46
<b>D</b>	<b>Seznam součástek</b>	<b>47</b>
<b>E</b>	<b>Obrázky přípravku</b>	<b>48</b>
E.1	Fotografie přípravku . . . . .	48
E.2	Měření na přípravku . . . . .	48
E.3	Rentgenový snímek . . . . .	49
<b>F</b>	<b>Přílohy na CD</b>	<b>50</b>

# A OBVODOVÉ ZAPOJENÍ

## A.1 Schéma zapojení SPICE simulace

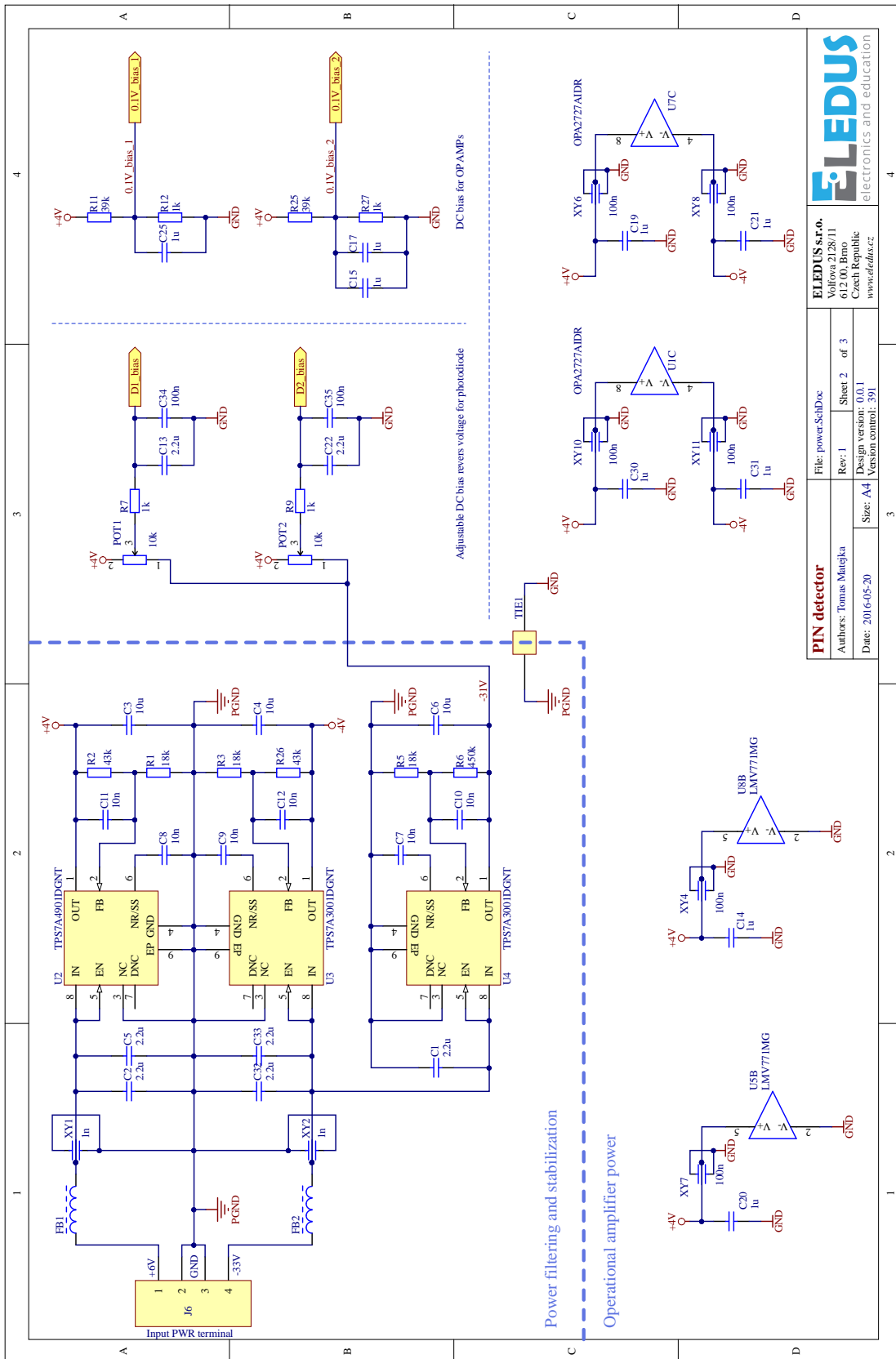


# A.2 Obvodové zapojení přípravku část 1



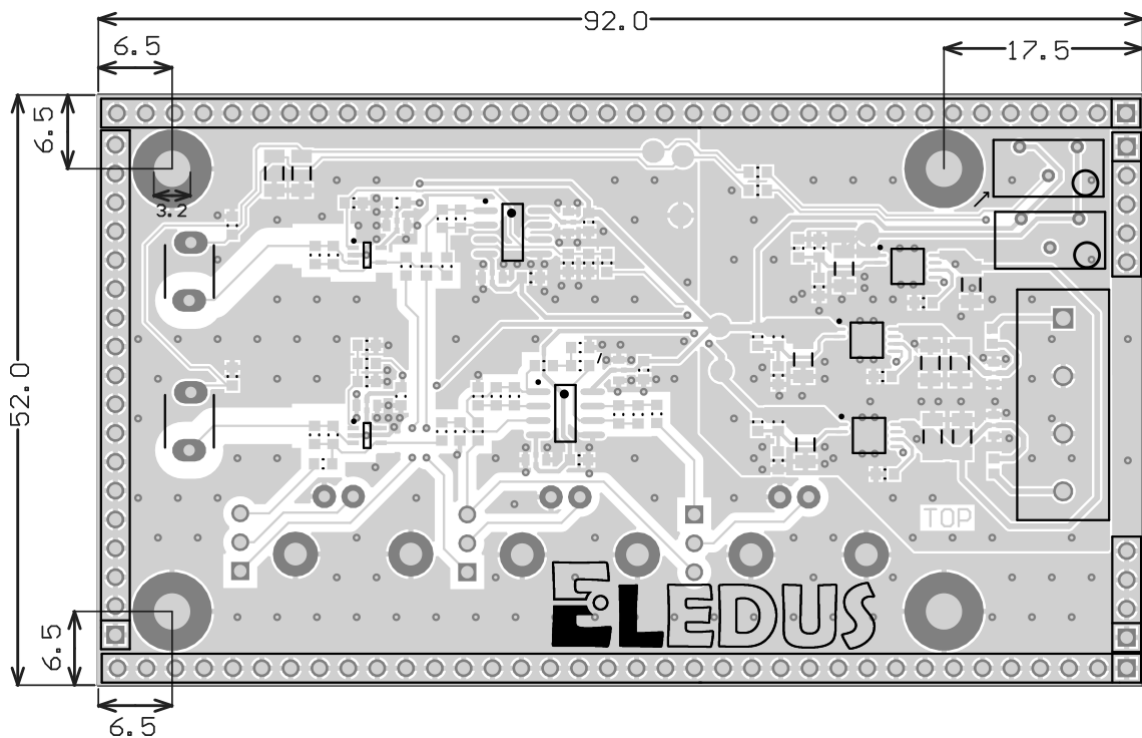
<b>ELEDUS s.r.o.</b> Volfova 2128/11 612 00, Brno Czech Republic www.eledus.cz	
File: PIN_detector_SchDoc	Sheet 1 of 3
Rev: 1	Design version: 0.0.1
Date: 2016-05-20	Version control: 391
Size: A4	

# A.3 Obvodové zapojení přípravku část 2

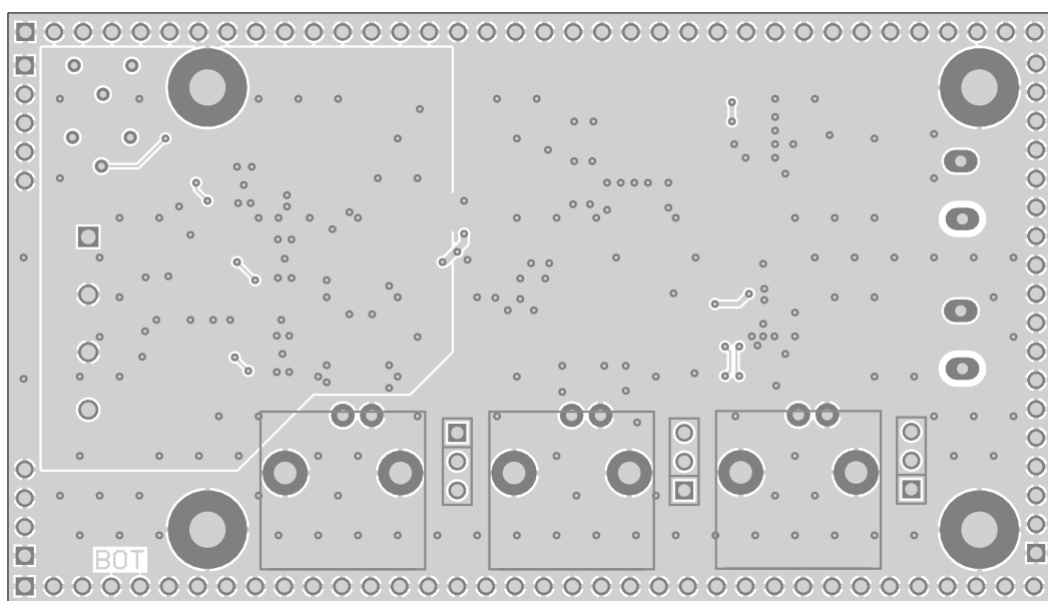


## B DESKA PLOŠNÉHO SPOJE

### B.1 Deska plošného spoje přípravku - top

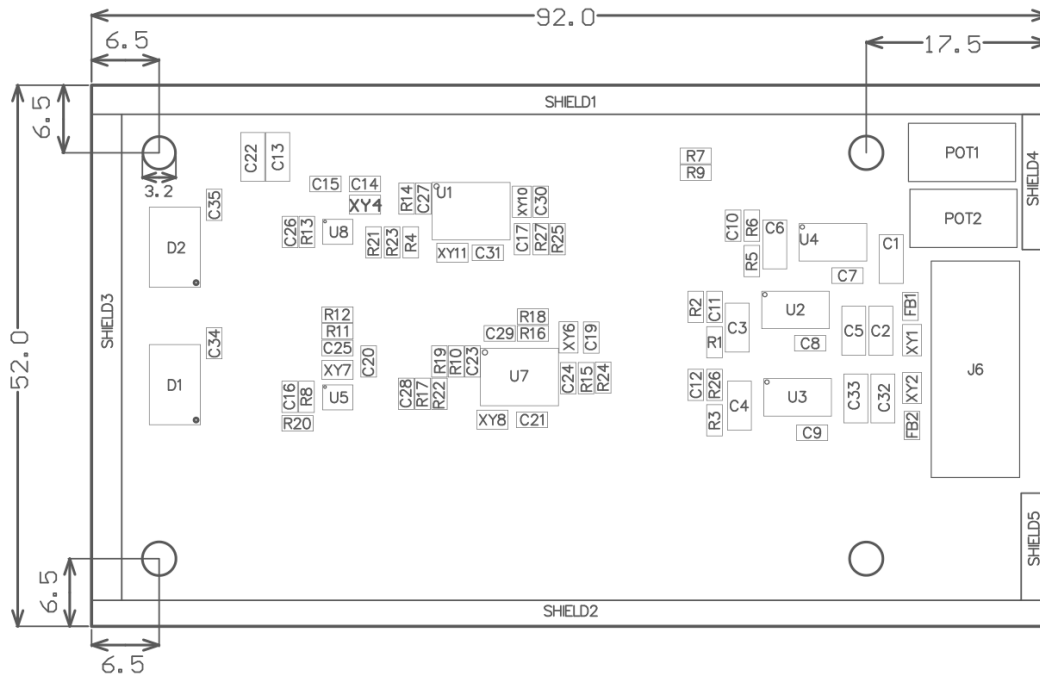


### B.2 Deska plošného spoje přípravku - bottom

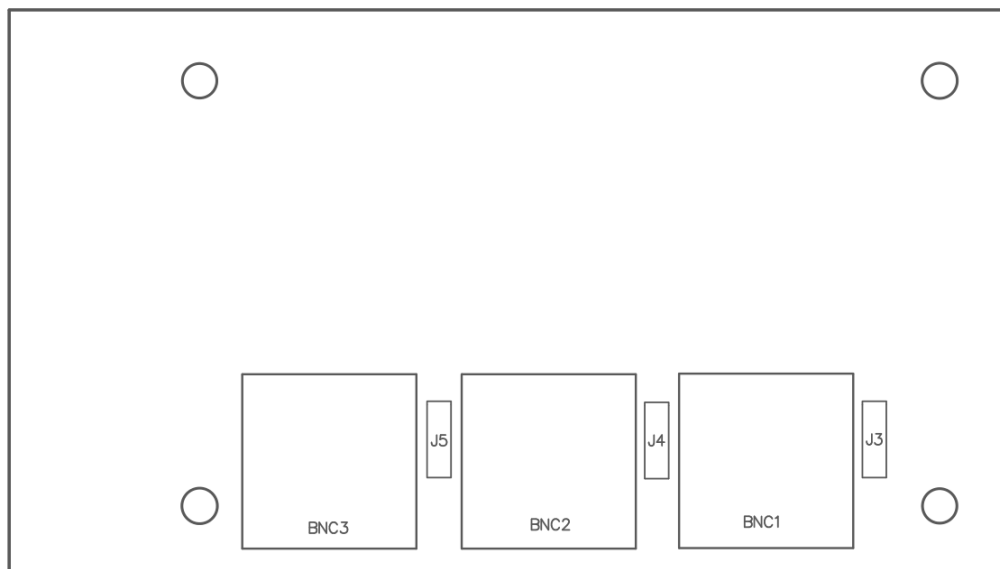


# C OSAZOVACÍ VÝKRES

## C.1 Osazovací výkres - top



## C.2 Osazovací výkres - bottom



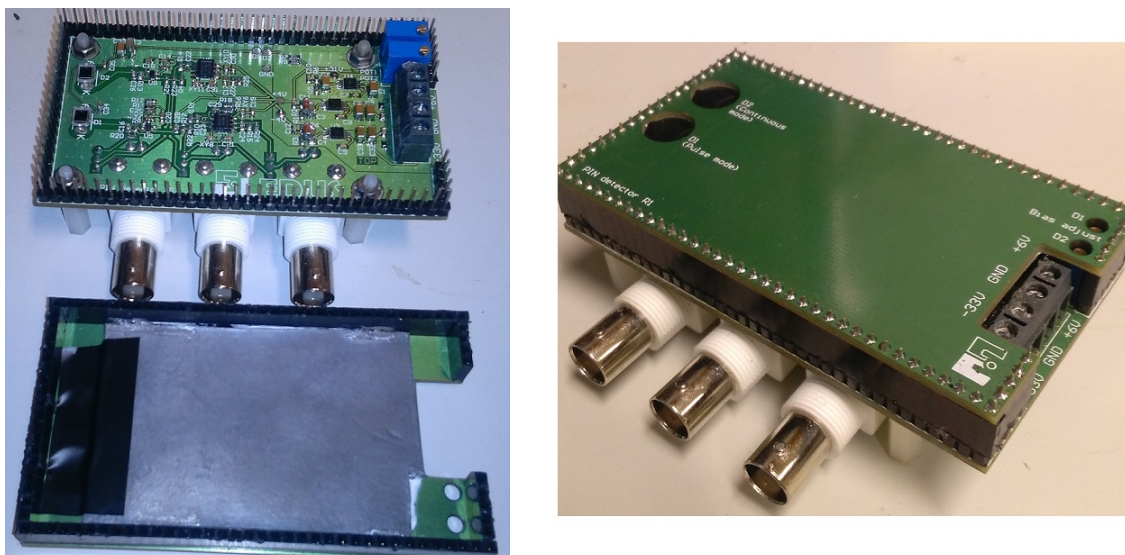


## D SEZNAM SOUČÁSTEK

Ukazatel	ks	Koment	Pouzdro	Výrobce
C1, C2, C5, C13, C22, C32, C33	7	2.2u	CAPC1206(3216)130_N	Murata Electronics
D1, D2	2	BPW34	VISH_BPW34	Vishay Semiconductors
FB1, FB2	2	ferrite bead	INDC0603(1608)08_N	TDK
POT1, POT2	2	10k	VIS-64Y_V	Vishay / Spectrol
U1, U7	2	OPA2727AIDR	SOIC-M08A_N	Texas Instruments
U2	1	TPS7A4901DGNT	TI-DGN8-1760X1425TP_N	Texas Instruments
U3, U4	2	TPS7A3001DGNT	TI-DGN8-1760X1425TP_N	Texas Instruments
U5, U8	2	LMV771MG	SC70-5_C	Texas Instruments
XY1, XY2	2	1n	X2Y0603(1608)100_C	Johanson Dielectrics
XY4, XY6, XY7, XY8, XY10, XY11	6	100n	X2Y0603(1608)100_C	Johanson Dielectrics
BNC1, BNC2, BNC3	3	BNC Multicomp 13-60-2 DGZ	Multicomp_13-600-2_DGZ	MULTICOMP
C3, C4, C6	3	10u	CAPC1206(3216)130_N	MULTICOMP
J6	1	Input PWR terminal		CAMDENBOSS
C14, C15, C17, C19, C20, C21, C25, C30, C31	9	1u	CAPC0603(1608)55_N	
C16, C24, C26	3	1p	CAPC0603(1608)55_N	
C23, C27	2	NC	CAPC0603(1608)55_N	
C28, C34, C35	3	100n	CAPC0603(1608)55_N	
C29	1	33p	CAPC0603(1608)55_N	
C7, C8, C9, C10, C11, C12	6	10n	CAPC0603(1608)55_N	
J3, J4, J5	3	2.54 mm Pin Header	pinheader	
R1, R3, R5	3	18k	RESC0603(1608)_N	
R10, R14	2	1M	RESC0603(1608)_N	
R11, R25	2	39k	RESC0603(1608)_N	
R13	1	10M	RESC0603(1608)_N	
R15	1	470k	RESC0603(1608)_N	
R16	1	47k	RESC0603(1608)_N	
R17	1	100k	RESC0603(1608)_N	
R18	1	15k	RESC0603(1608)_N	
R2, R26	2	43k	RESC0603(1608)_N	
R20, R21, R22, R23, R24	5	47	RESC0603(1608)_N	
R4, R19	2	10k	RESC0603(1608)_N	
R6	1	450k	RESC0603(1608)_N	
R7, R9, R12, R27	4	1k	RESC0603(1608)_N	
R8	1	2M7	RESC0603(1608)_N	
SHIELD1, SHIELD2	2	2.54 mm Pin Header 36	pinheader	
SHIELD3	1	2.54 mm Pin Header 18	pinheader	
SHIELD4	1	2.54 mm Pin Header 5	pinheader	
SHIELD5	1	2.54 mm Pin Header 4	pinheader	

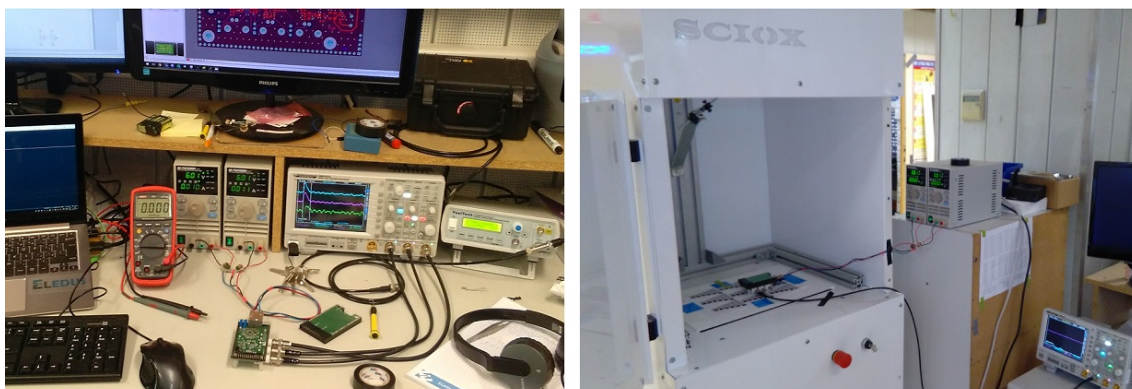
## E OBRÁZKY PŘÍPRAVKU

### E.1 Fotografie přípravku



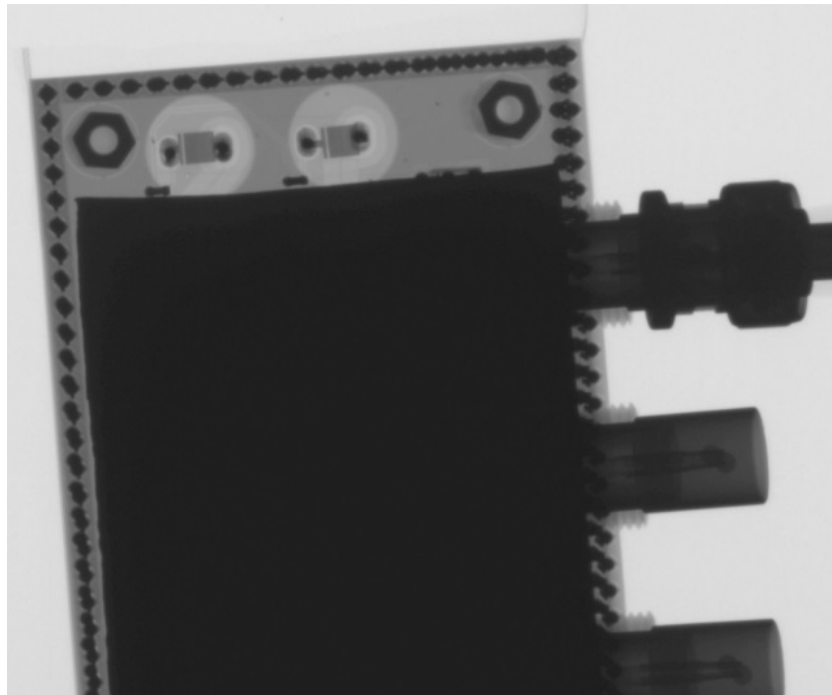
Obr. E.1: Přípravek a kryt přípravku s olovem (vlevo), finální podoba přípravku (vpravo).

### E.2 Měření na přípravku



Obr. E.2: Měření v pulsním režimu (vlevo) a měření ve spojitém režimu v rentgenu (vpravo).

### E.3 Rentgenový snímek



Obr. E.3: Rentgenový snímek pořízený při testování v rentgenu. Na obrázku jsou vidět fotodiody (v horní části), zbytek detektoru je zakrit olověným stíněním. Snímek byl pořízen při konfiguraci rentgenky 80 kV a 650  $\mu$ A.

## **F PŘÍLOHY NA CD**

- SPICE modely zdrojů šumu
- SPICE model dvoupólového operačního zesilovače
- Altium projekt detektoru
- Altium projekt se SPICE simulacemi
- Data pro výrobu detektoru