

UNIVERZITA PALACKÉHO V OLOMOUCI
PŘÍRODOVĚDECKÁ FAKULTA
KATEDRA OPTIKY

DIPLOMOVÁ PRÁCE

Detekce slabých optických signálů



Vypracoval:	Bc. Glib Mazin
Studijní program:	N1701 Fyzika
Studijní obor:	Optika a optoelektronika
Forma studia:	Prezenční
Vedoucí diplomové práce:	Dr. Ing. Zdeněk Řehoř

Poděkování

Tady bych chtěl poděkovat všem zaměstnancům katedry optiky PřF UPOL za nádherný čas, který jsem zažil během studia. Pro mě, jako pro ukrajinského studenta byly to vynikající zkušenosti. Osobně chci poděkovat Dr. Ing. Zdeňkovi Řehoři za vedení, rady, pomoc a trpělivost v průběhu řešení diplomové práce. Mimořádně chci poděkovat své rodině za morální a materiální podporu během studia v Olomouci. Omlouvám se za případné gramatické chyby.

Prohlášení

Prohlašuji, že jsem předloženou diplomovou práci vypracoval samostatně pod vedením Dr. Ing. Zdeňka Řehoře a že jsem použil zdrojů, které cituji a uvádím v seznamu použitých pramenů.

V Olomouci dne 2. srpna 2017

.....
Bc. Glib Mazin

Bibliografická identifikace

Jméno a příjmení autora	Bc. Glib Mazin
Název práce	Detekce slabých optických signálů
Typ práce	Diplomová
Pracoviště	Katedra optiky
Vedoucí práce	Dr. Ing. Zdeněk Řehoř
Abstrakt	<p>Detekce elektromagnetického záření hraje klíčovou roli ve vědeckém výzkumu a běžné praxi. Výzkumy, v kterých optické záření vyskytuje v roli přenašeče informace, zejména když intenzita signálu je nízká, mohou čelit některým problémům. Hlavními problémy jsou šumy, které buď dopadají na fotodetektor v součtu s signálem, nebo způsobeny strukturou fotodetektoru, aktivní látkou apod. V této práci byly použity běžné a poměrně levné elektronické součástky a obvody pro detekci slabých optických signálů. Nizkošumové schémata byly použity pro experimentální měření. Různé numerické metody ve prostředí MathWorks MATLAB byly aplikovány pro zlepšení šumových vlastností detekovaných signálů. Výsledky, reprezentované v této práci ukazují, že běžné elektronické součástky, numerické metody mohou vylepšit detekci slabých optických signálů a mohou také být použité v praxi.</p>
Klíčová slova	Detekce signálu, slabý signál, detekce slabého signálu, optický signál. . .
Počet stran	55
Počet příloh	3
Jazyk	český

Bibliographical identification

Autor's first name and surname	Bc. Glib Mazin
Title	Weak optical signals detection
Type of thesis	Master
Department	Department of Optics
Supervisor	Dr. Ing. Zdeněk Řehoř
Abstract	Electromagnetic signal detection is the cornerstone in a various fields of experimental research and practical tasks. Experiments, which uses optical radiation as a signal carrier, especially when the signal intensities are at low level, may face some technical issues. These main issues are the optical noise that comes with the signal and photodetector noise, specified by it's structure, active media etc. In this Thesis, common and relatively cheap electronic devices and circuits are used to detect weak optical signals. Low-noise circuit designs were implemented. Various numeric methods using MathWorks MATLAB environment are applied to improve noise characteristics of the detected signals. Results, presented in this Thesis, show that common electronic devices, numeric methods can improve weak optical signals detection and can be used directly in practical applications.
Keywords	Signal detection, weak signal, weak signal detection, optical signal . . .
Number of pages	55
Number of appendices	3
Language	czech

Obsah

Úvod	8
1 Interakce optického záření s polovodičem	9
1.1 Absorpce optického záření homogenním polovodičem	9
1.2 Vlastní absorpce	10
1.3 Nevlastní(příměsová) absorpce	12
1.4 Fotovodivost v polovodičích	13
2 Základní parametry a charakteristiky polovodičových fotodetektorů	14
2.1 Citlivost	14
2.2 Kvantová účinnost	15
2.3 Doba odezvy	15
3 Šумы v fotodetektorech	16
3.1 Tepelný šum	16
3.2 Rekombinační šum	17
3.3 Fotonový šum	17
3.4 Šum zisku	17
3.5 Poměr signálu k šumu(SNR)	18
3.6 Šum odpovídající výkonu(NEP)	18
4 Polovodičové fotodetektory	19
4.1 p-n fotodioda	19
4.2 p-i-n fotodioda	22
4.3 Lavinová fotodioda	24
5 Metody detekce	26
5.1 Přímá detekce	26
5.2 Heterodynní detekce	28
5.3 Kvadrurní(I/Q) demodulace	31
6 Experiment	33
6.1 Výžité komponenty	34
6.1.1 Fotodetektor	34
6.1.2 Integrované obvody	34
6.2 Přímá detekce	35
6.3 Heterodynní detekce	38
6.4 Kvadrurní(IQ) demodulace	41
6.5 Výsledky	44

Závěr	45
A Zdrojový kod MATLAB zpracování přímé detekce	47
B Zdrojový kod MATLAB heterodynní detekce	50
C Zdrojový kod MATLAB kvadraturní demodulace	53

Úvod

Detekce elektromagnetického záření je dnes jedním ze základních a často používaných nástrojů v současné praxi, vědě a výzkumu. Spektrum použití detektorů EM záření je rozmanitý: detekce v oblasti biomedicínského výzkumu[8], optická vláknová komunikace[9], jednofotová detekce ve výzkumech kvantové optiky[5].

Z hlediska fyzikálních procesů, které vznikají při dopadu záření na detektor, dochází buď ke změně vnitřní energie (teploty) látky nebo vzniku nových kvantových částic. Z těchto důvodů, všechny optické detektory můžeme rozdělit na tepelné a kvantové převaděče.

Tepelné detektory převádí dopadající záření na Joulovo teplo, v důsledku čeho se mění elektrické vlastnosti detektoru a je možné pozorovat výstupný signál jako změnu proudu nebo napětí (např. bolometr)[10].

Při dopadu fotonů na kvantový detektor dochází k energetickým přechodům nosičů náboje, to způsobuje změnu elektrických parametrů aktivní látky detektoru (např. vodivosti) a zase, je to možné zaznamenat jako změnu proudu nebo napětí[10].

Známý je fakt[10, 6], že detektor registruje užitečný signál a nežádoucí šumy zároveň. Tehdy, je důležité nejen správně zvolit typ detektoru, ale taky maximálně omezit vliv šumu. Jinými slovy – přímý úkol teorie detekce je maximizace poměru signál/šum (angl. SNR, Signal-to-Noise Ratio).

Díky moderním numerickým metodám[7, 14] zpracování signálů tento úkol se da realizovat velmi rychle a přesně. Proto, zvolení vhodné numerické metody v závislosti na typu signálu je taky důležitou částí v experimentech s detekci.

Cílem této práce je experimentální ověření základních metod detekce s použitím relativně levných a dostupných elektronických součástek a obvodů, numerický výpočet poměru signál/šum a aplikace výsledků v praxi.

Kapitola 1

Interakce optického záření s polovodičem

1.1 Absorpce optického záření homogenním polovodičem

Představíme si situaci, že na homogenní polovodič dopadá záření o výkonu W_0 . Během šíření polovodičem se záření absorbuje a jeho výkon klesá. Označíme na hloubce x od povrchu polovodiče tenkou vrstvou dx . Výkon dW , který absorbuje vrstva dx , je přímo úměrný dopadajícímu výkonu W a tloušťce dx . Platí vztah:

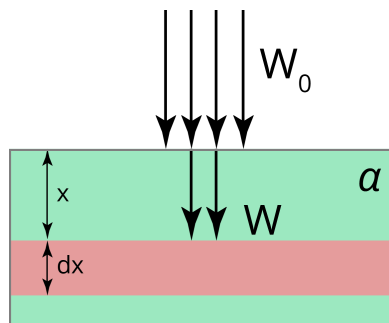
$$dW = -\alpha W dx \quad (1.1)$$

Kde $\alpha [m^{-1}]$ – koeficient absorpce a znaménko “-”, ukazuje na pokles výkonu. Při $dx = 1$ máme $\alpha = -\frac{dW}{W}$, a tudíž koeficient absorpce je poměr výkonu dopadajícího záření a výkonu záření, které prošlo jednotkovou délkou absorbujícího prostředí.

Integrováním vztahu 1.1 dostaneme:

$$W = (1 - R)W_0 e^{-\alpha x} \quad (1.2)$$

Kde R - koeficient reflexe. Tento vztah platí jen pro homogenní polovodič. V reálných polovodičích musíme brát v úvahu příměsi, defekty krystalové mřížky, průběh valenčních a vodivostních pásů.



Obrázek 1.1: Absorpce záření homogenním polovodičem.

1.2 Vlastní absorpce

Při vlastní absorpci energie dopadajícího na polovodič záření se utratí na přechod elektronů z valenčního pásu do vodivostního pásu. V souladu se zákonem zachování energie, může taková absorpce nastat jen v případě, když je energie dopadajícího fotonu větší nebo se rovná energetické šířce zakázaného pásu:

$$\hbar\omega \geq E_g \quad (1.3)$$

Kde \hbar – redukovaná Planckova konstanta, ω – úhlová frekvence, E_g – šířka zakázaného pásu polovodiče.

Z tohoto je možné vyjádřit maximální vlnovou délku vlastní absorpce:

$$\lambda_{max} = \frac{2\pi c}{\omega} = \frac{2\pi\hbar c}{E_g} \quad (1.4)$$

Kde c - rychlost světla.

Kvantově-mechanické výpočty ukazují[15], že kromě zákonu zachování energie musí platit zákon zachování hybnosti:

$$\mathbf{p}_n = \mathbf{p}_p + \mathbf{p}_f \quad (1.5)$$

Kde \mathbf{p}_n , \mathbf{p}_p , \mathbf{p}_f – vektory hybností elektronu, díry, a dopadajícího fotonu respektive.

V mezích první Brillouinové zóny projekce hybnosti elektronu na krystalografické osy mají hodnoty od $-\frac{\hbar\pi}{a}$ do $+\frac{\hbar\pi}{a}$, kde $a \approx 3 \cdot 10^{-10}[m]$ – mřížková konstanta, a tudíž $-\frac{\hbar\pi}{a} \approx 10^8\hbar$. Hybnost fotonu $\mathbf{p}_f = \frac{2\pi\hbar}{\lambda}$ pro $\lambda \approx 5 \cdot 10^{-7}[m]$ je úměrná $\sim 10^5\hbar$, což je přibližně o tři řády méně, než hybnost elektronu[15, 11].

Tento výsledek nám dává možnost položit rovnost:

$$\hbar\mathbf{k}_n \approx \hbar\mathbf{k}_p \quad (1.6)$$

Kde \mathbf{k}_n , \mathbf{k}_p - vlnové vektory elektronu a díry respektive. To znamená, že při optických přechodech má hybnost elektronu zanedbatelné změny. Takové přechody se nazývají *přímé*.

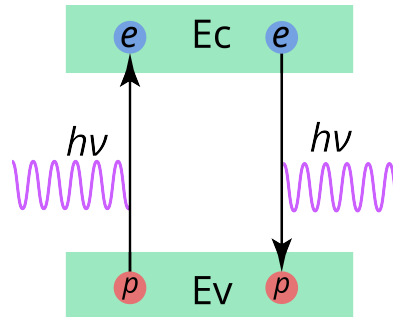
V případě, že dno vodivostního pásu E_c má odlišnou od vrchu valenčního pásu E_v hodnotu, složka E_{g0} je větší než šířka zakázaného pásu $E_g = E_c - E_v$. Tudíž přímé optické přechody mohou nastat jen při $\hbar\omega \geq E_{g0}$. Hodnota E_{g0} se nazývá optickou šířkou zakázaného pásu, která se rovná minimální vertikální vzdálenosti mezi pásy E_c a E_v . Kromě přímých přechodů mohou také nastat i *nepřímé* přechody. Nepřímé přechody protékají za přítomnosti třetí kvazičástice – *fononu*. Fonon reprezentuje mřížkové oscilace. Tehdy zákony zachování energie a hybnosti nabývají tvaru:

$$E_n = E_p + \hbar\omega \pm E_{fonon} \quad (1.7)$$

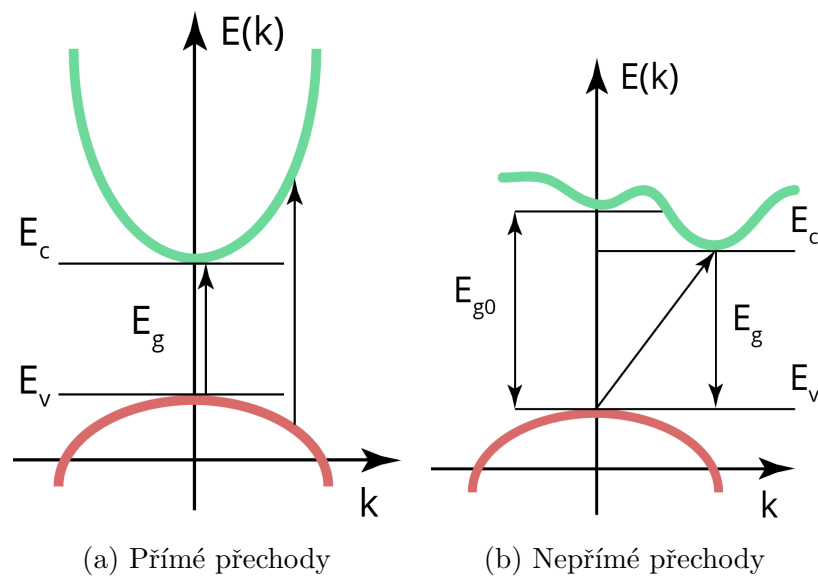
$$\mathbf{p}_n = \mathbf{p}_p + \mathbf{p}_{foton} \pm \mathbf{p}_{fonon} \quad (1.8)$$

Znaménko „+“ se vztahuje k procesům protékajících s absorpcí fononu, znaménko „-“ – k procesům s emisí fononu.

Vzhledem k tomu, že energie fononů nepřevyšuje hodnoty $\sim 0.01[eV]$, a $\hbar\omega \approx 1[eV]$, energii fononu ve vztahu 1.7 můžeme zanedbat. Ale hybnost fononu $\mathbf{p}_{\text{fonon}}$ leží ve stejné Brillouinově zóně s hybností elektronu. To znamená, že při přechodech za přítomnosti fononů se hybnost elektronů může měnit v širokých mezích.



Obrázek 1.2: Energetický diagram absorpce a emise dopadajícího fotonu polovodičem. E_c - vodivostní pás, E_v - valenční pás, E_g - zakázaný pás, $h\nu$ - foton, e - elektron, p - díra.



Obrázek 1.3: Energetické diagramy přímých a nepřímých přechodů při vlastní absorpci světla.

1.3 Nevlastní(příměsová) absorpce

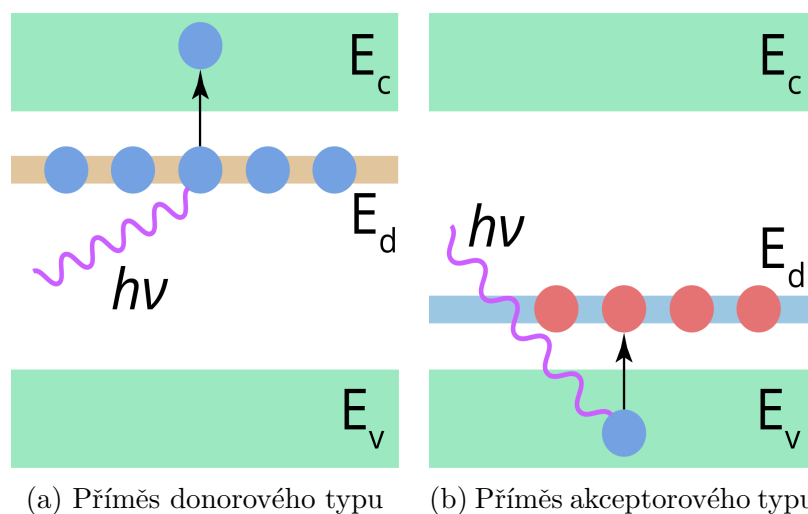
Při dopadu záření na povrch dopovaného polovodiče může dojít k energetickým přechodům z příměsních úrovní do vodivostního pásu, nebo k přechodům z valenčního pásu na příměsné úrovně v zakázaném pásu. Tento proces se nazývá *příměsná absorpce*. Hranice této absorpci je posunuta v oblast nižší energie čili oblast větších vlnových délek.

V případě ionizace atomů dopantu, příměsná absorpce nemůže být pozorována. Ve většině případů, dopant může být ionizován už při pokojové teplotě $T = 300[K]$, což odpovídá hodnotě energie $E \approx 0.025[eV]$. Proto, pro pozorování příměsné absorpce je nutné chlazení polovodiče.

Koeficient příměsné absorpce α_d závisí na vlnové délce λ a je úměren koncentraci příměsi N_d . Tak, je velice prakticky příměsnou absorpci charakterizovat *účinným průřezem* σ_d :

$$\sigma_d = \frac{\alpha_d(\lambda)}{N_d} \quad (1.9)$$

Maximální hodnoty σ_d nabývá v blízkosti hranice příměsné absorpce. V maximu $\sigma_d \approx 10^{-16} - 10^{-15}[cm^2]$ a $\alpha_d \approx 1 - 10[cm^{-1}]$ při $N_d \approx 10^{16}[cm^3]$ [15]. Dosáhnout větší hodnoty α_d občas není možné, a to je v důsledku nízkých limitů rozpustnosti dopantů v polovodičích.



Obrázek 1.4: Energetické diagramy příměsné absorpce světla.

1.4 Fotovodivost v polovodičích

V základě fungování pevno-látkových optických detektorů leží fotoelektrický jev, při němž dochází ke generaci náboje v látce v důsledku dopadu záření. Změna elektrického odporu polovodiče pod vlivem optického záření se nazývá fotoodporový jev. Dodatečná vodivost, způsobená opticky-generovanými nosiči náboje má název *fotovodivosti*. Základní vodivost, způsobenou tepelným vzbuzením nosičů náboje jmenují *temnou*.

Dopadá-li na povrch polovodiče záření o určité energie, dochází ke změně koncentrace nábojů uvnitř polovodiče. Celková vodivost se definuje rovnovážnými nosiči náboje n_0, p_0 , a fotonosiči $\Delta n, \Delta p$ [15]:

$$\sigma = e \left((n_0 + \Delta n) \mu_n + (p_0 + \Delta p) \mu_p \right) \quad (1.10)$$

Kde μ_n – pohyblivost elektronu, μ_p – pohyblivost děr, e - náboj elektronu, n, p - koncentrace elektronů a děr respektive. Vzhledem k tomu, že temná vodivost je $\sigma_0 = e(n_0\mu_n + p_0\mu_p)$, fotovodivost nabývá tvar:

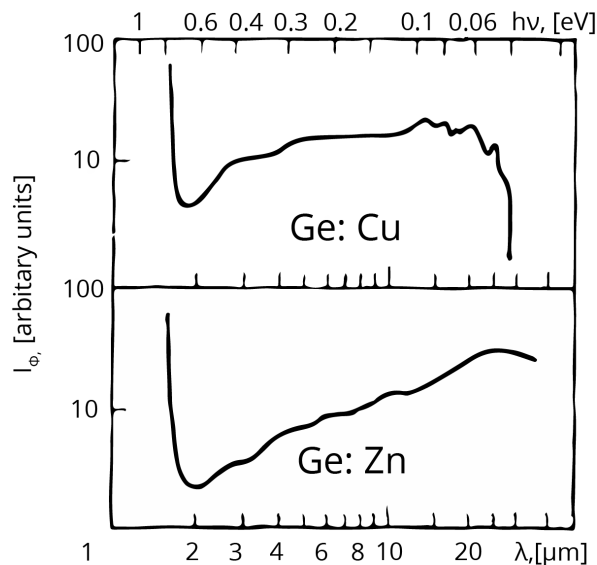
$$\sigma_\phi = \sigma - \sigma_0 = e(\Delta n\mu_n + p_0 + \Delta p\mu_p) \quad (1.11)$$

Tudíž, můžeme spočítat množství zbytkových nosičů náboje, vygenerovaných v důsledku absorpci záření o energii $h\nu$ v jednotce objemu polovodiče a v jednotce času:

$$G = \frac{\eta\alpha I}{h\nu} \quad (1.12)$$

Kde I - intenzita dopadajícího záření, α - koeficient absorpce, η - koeficient kvantové účinnosti, který definuje počet nosičů náboje, generovaných absorpci jedním kvantem záření. Poměr fotovodivosti σ_ϕ k intenzitě světla I definuje *měrnou fotocitlivost* polovodiče:

$$S_\phi = \frac{\sigma_\phi}{I} \quad (1.13)$$



Obrázek 1.5: Spektrální rozdělení fotoproudu Ge, dopovaného Zn a Cu[15].

Kapitola 2

Základní parametry a charakteristiky polovodičových fotodetektorů

2.1 Citlivost

Nejdůležitější parametr fotodetektoru je citlivost. Obecně, citlivost vyjadřuje změny elektrického stavu na výstupu fotodetektoru v moment příchodu jednotkového optického signálu na jeho vstup.

Optické záření se může charakterizovat energetickými a světelnými parametry. Tak, rozlišují citlivosti k toku záření S_ϕ , světelnému toku S_V , ozáření S_E , osvětlení S_{EV} .

V závislosti na měřeném elektrickém parametru, na výstupu fotodetektoru rozlišují proudovou a napěťovou citlivosti. Když měřená veličina je fotoproud, máme proudovou fotocitlivost S_I . V případě měřeného napětí – napěťová citlivost S_V . Příklady definice fotocitlivosti[11]:

$$S_P = \frac{I_\phi}{P}, S_{I\Phi_V} = \frac{I_\phi}{\Phi_V}, S_{V\Phi_e} = \frac{U_\phi}{\Phi_e} \quad (2.1)$$

Kde S_P – proudová citlivost k dopadajícímu výkonu záření, $S_{I\Phi_V}$ – proudová citlivost k světelnému toku, $S_{V\Phi_e}$ - napěťová citlivost k toku záření.

Obecně, citlivost není konstantní veličinou a závisí na parametrech dopadajícího záření. Proto, zavádí se pojmy *statické* a *dynamické* citlivosti fotodetektoru. Statická citlivost se definuje poměrem konstantních hodnot měřených parametrů. Citlivost závisí na vlnové délce dopadajícího záření. Proto, se rozlišují *integrální* a *monochromatickou* citlivosti fotodetektoru k nemonochromatickému záření zadaného určitého spektru. Monochromatická citlivost definuje citlivost detektoru k monochromatickému záření.

2.2 Kvantová účinnost

Je-li detekován foton, to znamená, že došlo k jeho absorpci na povrchu detekční látky. Jak už je známo z 1.2, výkon (resp. fotonový tok), proniknutý do hloubky materiálu má exponenciální útlum, a jeho velikost je daná koeficientem absorpce α .

Kvantovou účinnost η tehdy můžeme definovat jako poměr dopadajícího fotonového toku k toku vygenerovaných nosičů náboje, jenž je přímo úměrný toku absorbovaných fotonů. Jinými slovy, kvantová účinnost je koeficient, který ukazuje, kolik z absorbovaných fotonů vzniklo nosičů náboje v látce. Typické hodnoty η leží v mezích $0 < \eta < 1$. Existují detektory s $\eta > 1$, což znamená proces zesílení detekovaného záření. Příkladem jsou lavinové fotodiody, jejichž jádrem fungování je lavinové množení nosičů náboje. Kvantovou účinnost popisuje vztah[15]:

$$\eta = (1 - R)(1 - e^{-\alpha d}), \quad 0 < \eta < 1 \quad (2.2)$$

Kde R – koeficient odrazivosti aktivní látky detektoru. Je vidět, že manipulace z parametry aktivní látky detektoru může zvýšit hodnotu kvantové účinnosti η . Například, pro zmenšení strat na odrazivosti R , velice často se používají antireflexní vrstvy. Nebo, v případě malé tloušťky materiálu d , můžeme ji efektivně zvýšit umístěním této látky do rezonátoru.

Kvantová účinnost přebírá závislost na energii dopadajícího záření od koeficientu absorpce α . Je-li energie dopadajícího záření menší, než šířka zakázaného pásu, záření se neabsorbuje a materiál je transparentní. Tudíž, kvantová účinnost klesá.

2.3 Doba odezvy

Doba odezvy charakterizuje čas reakce fotodetektoru na vstupní optický signál. Obecně, v závislosti na typu detektoru, do doby odezvy mohou přispívat několik procesů a v různém poměru. Vygenerované nosiče náboje jsou zrychlovány elektrickým polem, ale zároveň jsou brzděny nárazy okolními atomy krystalické mřížky. Střední rychlost pohybu tedy je driftová rychlost. Driftová rychlost je úměrná velikosti elektrického pole, době života, jež daná časem mezi kolizemi, a da se ji popsat vztahem[11]:

$$v = \frac{eE\tau_{col}}{m^*} \quad (2.3)$$

Kde m^* – je efektivní hmotnost nosiče náboje, E – intenzita elektrického pole, τ_{col} – střední čas mezi kolizemi.

Dalším příspěvkem do doby odezvy může být RC konstanta. Z toho důvodu, že polovodič má určitou elektrickou kapacitu C a elektrický odpor R , což v kombinaci funguje jako integrační členek, v důsledku čeho doba odezvy detektoru se zvětšuje.

Kapitola 3

Šumy v fotodetektorech

Kromě užitečného signálu na výstupu fotodetektoru vždy je chaotický signál s náhodnými amplitudou a spektrem – to je šum fotodetektoru. Vzhledem k fotodetektoru, zdroje těchto šumu se dá rozdělit na vnitřní a vnější. Šum nedovoluje registrovat libovolně malý vstupní optický signál, protože on stává nerozlišitelný relativně úrovni šumu. Šumy se definují náhodnými procesy a jejich kvantitativní parametry popisují statisticky. Typy šumů fotodetektoru[11, 10]:

- Tepelný šum
- Rekombinační šum
- Fotonový šum
- Šum zisku
- Šum fotoproudu

3.1 Tepelný šum

Tepelný šum ve fotodetektorech vzniká z důvodu nenulové okolní teploty. Atomy krystalické mřížky oscilují kolem své polohy, čímž ovlivňují pohyb nosičů náboje. Pro fotodetektor s odporem R a teplotou T středně kvadratická hodnota šumového proudu je[11, 10]:

$$i_V = \sqrt{\frac{k_B T \Delta f}{R}} \quad (3.1)$$

Kde k_B - Boltzmannova konstanta, T - teplota v jednotkách Kelvinu, Δf – frekvenční pásmo, v němž probíhá detekce.

3.2 Rekombinační šum

Proces generace nosičů náboje v polovodičích není konstantní a nedává absolutně stálý proud. Elektrony jsou diskrétními nosiči náboje a moment jejich generace je náhodný. Tak, fluktuace fotoproudu vznikají v důsledku fluktuace koncentrace volných nosičů náboje. Tento proces můžeme popsat vztahem[11, 10]:

$$i_V = \sqrt{2egI\Delta f \frac{\langle \tau^2 \rangle}{\langle \tau \rangle}} \quad (3.2)$$

Kde e - náboj elektronu, g - zesílení, I - elektrický proud, τ - doba života nosiče náboje.

Zajímavý případ nastává, když $g = 1$ a $\langle \tau^2 \rangle = \langle \tau \rangle^2$, což znamená, že vygenerovaný elektron za svou dobu života došel do p -kontaktu a okamžitě rekombinoval. Tento případ se nazývají čistě generační šum:

$$i_V = \sqrt{2egI\Delta f} \quad (3.3)$$

3.3 Fotonový šum

Fotonový šum je charakteristikou dopadajícího na fotodetektor záření. V závislosti na typu zdroje záření bude docházet k oscilacím kolem střední hodnoty fotonového toku. Tudíž, střední počet fotonů fotonového toku Φ za určitou časovou dobu t je náhodná veličina[10]:

$$n_{ph} = \Phi t \quad (3.4)$$

Termální a laserové záření, šířka spektru kterých je výrazně větší, než převrácená hodnota z detekční doby se řídí Poissonovou statistikou. Střední kvadratická odchylka tehdy je:

$$\sigma_{ph}^2 = n_{ph} \quad (3.5)$$

3.4 Šum zisku

Šum zisku charakterizuje náhodnost procesu zesílení. Je-li proces zisku deterministický, tak výsledný počet nosičů náboje q jen vynásobíme koeficientem zesílení G :

$$q = Ge \quad (3.6)$$

Ve skutečnosti pro většinu fotodetektorů proces zisku je náhodný a výše uvedený vzorec neplatí. Tak, zisk je náhodná veličina se střední hodnotou G_p a střední kvadratickou odchylkou σ_G^2 . Tudíž střední kvadratická odchylka σ_i^2 pro fotoproud i [10]:

$$\sigma_i^2 = 2e^2 G_p^2 \eta \Phi BW \left(1 + \frac{\sigma_G^2}{G_p^2} \right) \quad (3.7)$$

Kde BW - šířka frekvenčního pásma detektoru.

3.5 Poměr signálu k šumu(SNR)

Poměr signálu k šumu (*angl. Signal-to-Noise Ratio - SNR*) je velice často používaný parametr při popisu šumových charakteristik fotodetektoru. Pomocí *SNR* se dá říknot jak vysoko nad šumovým prahem je signál detekován. Tehdy, přímý úkol detekce je maximálně možné zvýšení *SNR*. Pokud detekované záření má Poissonovou statistiku, zisk G je stochastická veličina a elektrický šum obvodu má střední kvadratickou odchylku σ_r , pro *SNR* platí vztah[10, 11]:

$$SNR = \frac{eG_p\eta\Phi}{2e^2G_p^2\eta\Phi BW \left(1 + \frac{\sigma_G^2}{G_p^2}\right) + \sigma_r^2} \quad (3.8)$$

3.6 Šum odpovídající výkonu(NEP)

Dalším užitečným parametrem pro charakterizaci šumových vlastnosti fotodetektoru je *šum odpovídající výkonu* (*angl. Noise Equivalent Power - NEP*). *NEP* charakterizuje minimální hodnotu *SNR*, při kterém ještě je možné odlišit signál od šumu. Šum odpovídající výkonu je střední kvadratická hodnota výkonu záření dopadajícího na fotodetektor, jež generuje střední kvadratickou hodnotu výstupního elektrického signálu, odpovídajícího střední kvadratické hodnotě šumu fotodetektoru[10, 11]:

$$NEP = \frac{\sqrt{eI\Delta f}}{S_p} \quad (3.9)$$

Kde S_p - spektrální fotocitlivost, I - intenzita záření.

Kapitola 4

Polovodičové fotodetektory

4.1 p-n fotodioda

Fotodetektory na bázi $p-n$ přechodu mají název fotodiody. Typická struktura $p-n$ fotodiody je znázorněna na obrázku 4.1. Jak je vidět, fotodioda v podstatě je $p-n$ přechod, zapojený v závěrném směru. Důležitou vlastností je přítomnost ochuzené oblasti přechodu, v níž převládá poměrně silné elektrické pole a zároveň absorpční oblast, v níž se zachycují dopadající fotony.

Ochuzená oblast vzniká díky atomům donorů s kladným nábojem v n -oblasti a atomům akceptorů s záporným nábojem v p -oblasti. Šířka ochuzené oblasti závisí na koncentraci dopantů. Čím méně koncentrace dopantů, tím je širší ochuzená oblast. Šířka a poloha ochuzené oblasti závisí na vlnové délce dopadajícího záření, a na materiálu, ze kterého je fotodioda vyrobena.

Čím silnější je absorpce záření, tím je tenčí absorpční oblast. Tato oblast může být rozšířena na celou diodu, v případě jestli absorpce záření je malá. Při absorpci záření polovodičem dochází k mezi pásovým přechodům nosičů náboje. Tehdy, vzniká elektron-děrový pár. Pokud elektron-děrový pár se vygeneruje v ochuzené oblasti, jednotlivé nosiče náboje se rozdělí a pak driftují pod vlivem elektrického pole v ochuzené oblasti. V důsledku takového procesu v zatěžovacím obvodu poteče proud. Generace elektron-děrového páru mimo ochuzenou oblast vede na difuzi díry do ochuzené oblasti. Kvůli tomu, že proces difuze je pomalejší než drift, je žádoucí, aby většina záření byla absorbovaná v ochuzené oblasti. Tehdy, je žádoucí vyrobit ochuzenou oblast dlouhou, s klesající koncentrací dopantů v n -oblasti. Obecně, tato koncentrace je tak malá, že si můžeme uvažovat n -oblast za vlastní.

Volt-Amperová charakteristika je znázorněna na obrázku 4.2. Oblast I na 4.2 odpovídá fotodifuzní oblasti. Tady k $p-n$ přechodu je přiloženo přímé napětí a fotodifuzní složka proudu tlačí fotoproud, a proto řízení fotoproudu není možné. V oblasti II na 4.2 se realizuje fotogalvanický režim. Proud fotodiody se dá popsat vztahem[11]:

$$I_{VD} = I_{\Phi} - I_{pn} = I_{\Phi} - I_0 e^{\frac{U}{\phi_T} - 1} \quad (4.1)$$

Kde U - napětí na fotodiodě, ϕ_T - tepelní potenciál, I_0 - závěrný saturační proud, I_{Φ} - fotoproud.

V režimu, když $R_Z \rightarrow \infty$ je možné z vztahu pro I_{VD} určit maximální hodnotu fotonápnětí U_n při fixované hodnotě světelného proudu:

$$U_{nmax} = \phi_T \ln \left(1 + \frac{I_\Phi}{I_0} \right) \quad (4.2)$$

Při krátkém spojení napětí je nulové $U = 0$, tehdy proud fotodiody se tvoří tokem fotonosičů. Například pro křemík hodnota fotonápnětí $U_n \approx 0.5[V]$.

V fotooporovém režimu (oblast III na 4.2) se používá zdroj závěrného napětí U_Z . V tomto režimu vzniká potenciálová bariéra, a proud přes $p - n$ přechod I_{pn} se určuje proudem I_0 , jenž protéká v nepřítomnosti záření. Při dopadu světelného toku na fotodiodu, fotoproud má tvar:

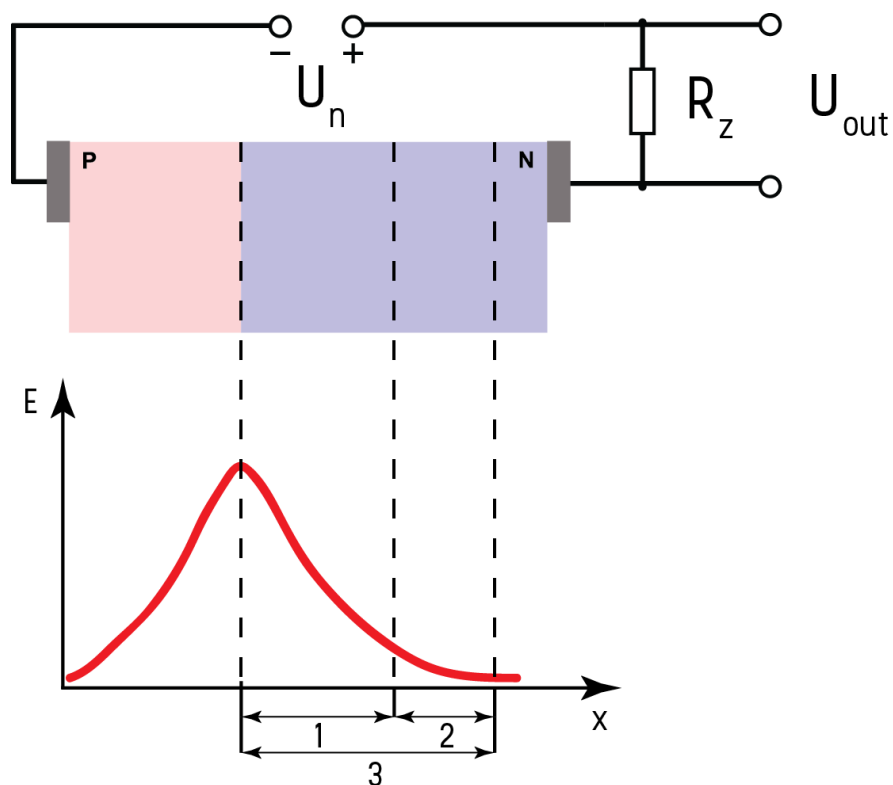
$$I_{VD} = I_\Phi + I_0 \approx I_\Phi \quad (4.3)$$

Volt-Amperovou charakteristikou zatíženého rezistoru je přímka, jejíž rovnice má tvar:

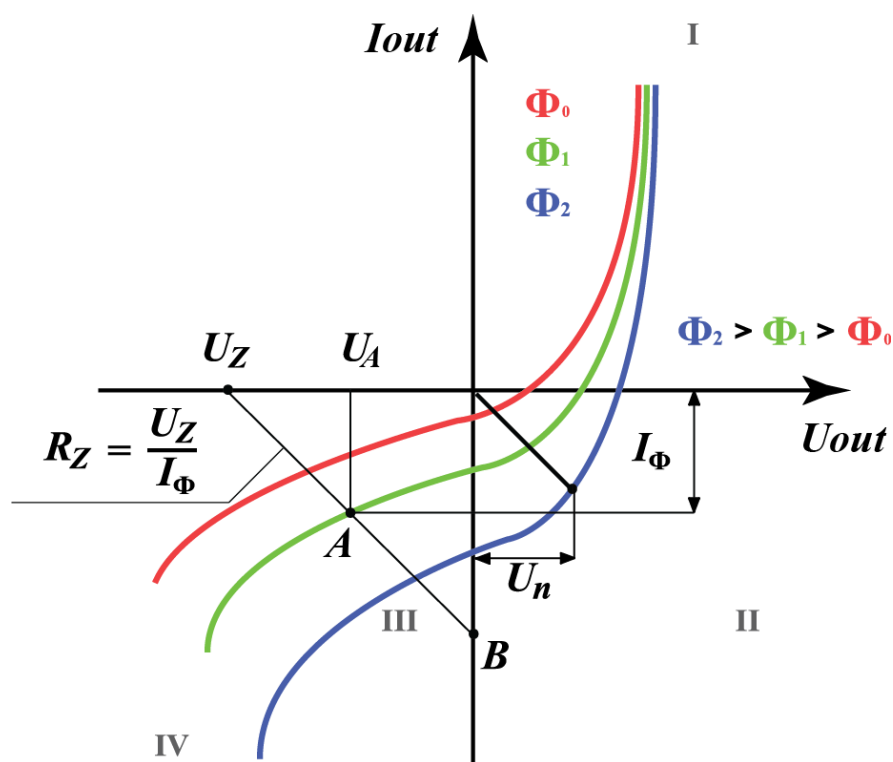
$$U_A = U_Z - I_\Phi R_Z \quad (4.4)$$

Kde U_A – napětí na fotodiodě v pracovním bodu A , jenž odpovídá světelnému toku Φ (4.2).

Při velkých hodnotách závěrného napětí U_Z (oblast IV na 4.2) se vyskytuje lavinový průraz $p - n$ přechodu. Pomocí zátěžného odporu je možné omezit silný závěrný proud $p - n$ přechodu, čímž dostaneme fotodetektor se zesílením fotoproudu o mnohem krát víc ve srovnání s fotoproudem v fotooporovém režimu. V takovém režimu pracují lavinové fotodiody.



Obrázek 4.1: Struktura p-n diody. 1 – ochuzená oblast, 2 – difuzní oblast, 3 – absorpční oblast; E – intenzita elektrického pole, x – vzdálenost



Obrázek 4.2: Volt-Amperová charakteristika fotodiody

4.2 p-i-n fotodioda

Rozšíření frekvenčního pásma fotodiody a zároveň udržení citlivosti na vysoké úrovni je možné realizovat pomocí $p-i-n$ struktur. V $p-i-n$ struktuře mezi dvěma oblastmi s odlišným typem vodivosti je umístěna i -intrinční oblast, jež má měrný odpor $10^6 - 10^7$ krát víc, než odpor dopovaných n , p -oblastí. Při poměrně velkých hodnotách závěrného napětí, silné a skoro homogenní elektrické pole o intenzitě E se šíří celou i -oblastí.

Tak, $p-i-n$ struktury umožňují realizovat velmi citlivé a zároveň s rychlou odezvou fotodetektory. Elektrony a díry, jež vygenerovány v i -oblasti v důsledku absorpci záření rychle se rozdělí elektrickým polem. Zvýšení rychlosti odezvy je působeno tím, že proces difuze přes bázi se mění na drift nosičů přes i -oblast v silném elektrickém poli (Obr. 3.3).

Čas driftu děr přes i -oblast o šířce h je [11]:

$$t_{drift} = \frac{h}{E\mu_p} = \frac{h}{v_p} \quad (4.5)$$

Kde E – intenzita elektrického pole v i -oblasti, μ_p – pohyblivost děr, v_p – driftová rychlost děr.

Poměr času driftu t_{drift} přes i -oblast v $p-i-n$ fotodiodě k času difuze t_{diff} [11]:

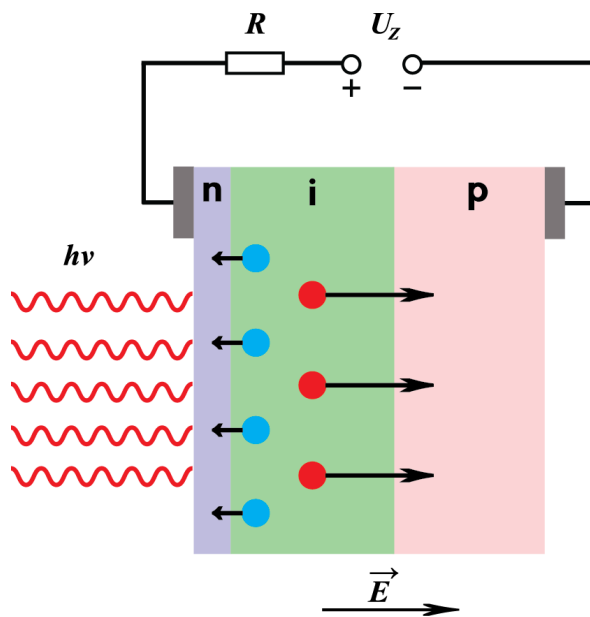
$$\frac{t_{drift}}{t_{diff}} = \frac{\frac{h}{E\mu_p}}{\frac{h^2}{2D_p}} = \frac{\frac{h^2}{U_Z\mu_p}}{\frac{h^2}{2D_p}} = \frac{2\phi_T}{U_Z} \quad (4.6)$$

Kde ϕ_T – tepelní potenciál, D_p – koeficient difuze děr. Kvůli tomu, že $\frac{D_p}{\mu_p} = \frac{T}{e} = \phi_T$, tehdy pro $U_Z = 0.1 - 0.2[V]$, $p-i-n$ fotodiody už mají přednost před klasickými fotodetektory.

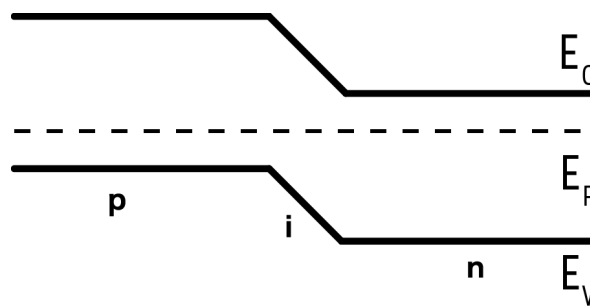
Nakonec, vyneseme několik výhod $p-i-n$ fotodiód:

- Vysoká fotocitlivost v kombinaci s rychlou dobou odezvy
- Možnost zajištění vysoké fotocitlivosti v dlouhovlnné oblasti spektru rozšířením i -oblasti
- Malé pracovní napětí v fotoodporovém režimu, což je výhodou při konstrukci integrálních schémat
- Malá bariérová kapacita

Hlavní nevýhodou je požadavek na vysokou čistotu i -oblasti.



Obrázek 4.3: p-i-n fotodioda.



Obrázek 4.4: Energetický diagram p-i-n struktury. E_F – Fermího hladina.

4.3 Lavinová fotodioda

Jednou z možností vytvoření fotodetektorů s vysokou citlivostí a zároveň rychlou odezvou je použití lavinového průrazu. Je-li elektrické pole v aktivní oblasti fotodiody poměrně silné, a energie, jejíž získávají vygenerované nosiče náboje, převyšuje energii generace elektron-děrových pár, tak vzniká lavinové rozmnožování nosičů náboje. Zesílení primárního fotoproudu v lavinové fotodiodě se popisuje pomocí koeficientu lavinového průrazu[11]:

$$K_i = \frac{I_\Phi}{I_{\Phi 0}} \quad (4.7)$$

Kde I_Φ – zesílený lavinovým průrazem proud na výstupu fotodiody, $I_{\Phi 0}$ – proud v nepřítomnosti lavinového průrazu. Tudiž, koeficient lavinového průrazu v lavinové fotodiodě je koeficientem zesílení fotoproudu. Koeficient průrazu závisí na napětí, přiloženému k přechodu následujícím tvarem[11]:

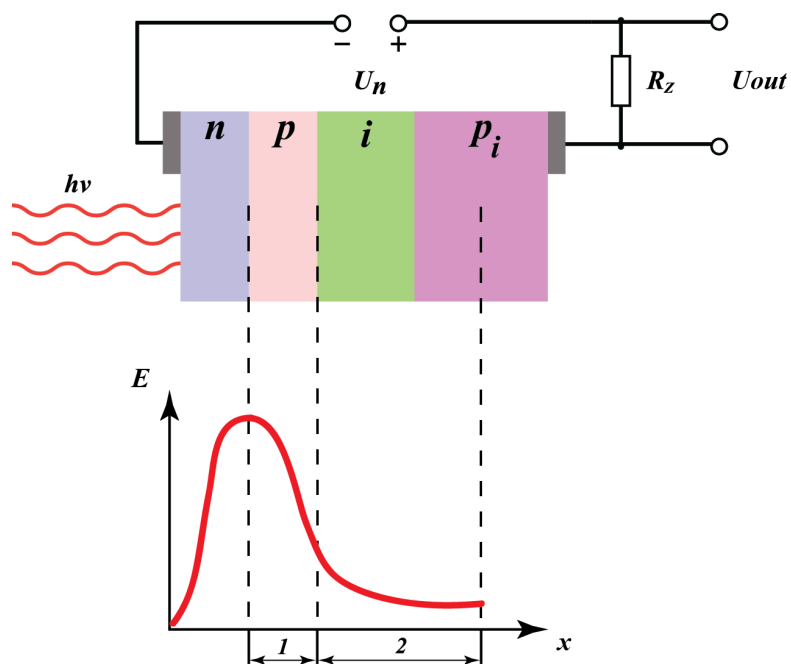
$$K_i = \frac{1}{\left(1 - \frac{U}{U_P}\right)^m} \quad (4.8)$$

Kde U – napětí na $p - n$ přechodu, U_P – průrazové napětí, m – koeficient, jenž zahrnuje informaci o tvaru a typu vodivosti polovodičového materiálu. Například, pro křemík n -typu $m = 3.4 - 4.0$.

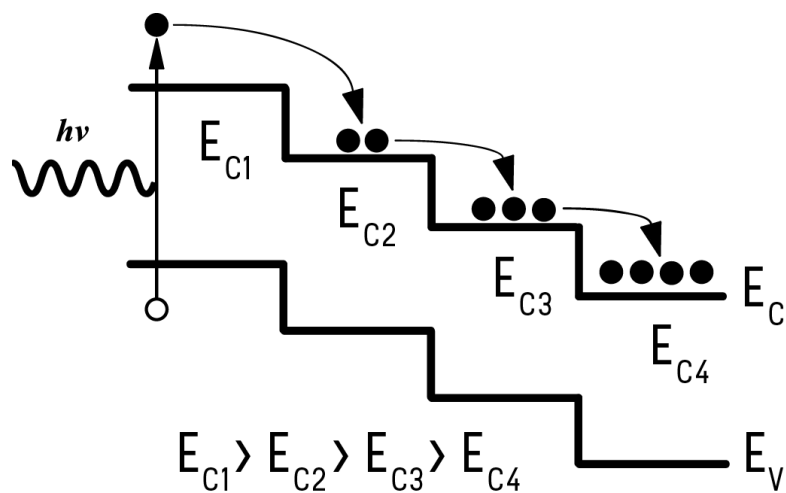
Volt-Ampérová charakteristika lavinové fotodiody má tvar[11]:

$$I_\Phi = \frac{I_{\Phi 0}}{\left(1 - \frac{U}{U_P}\right)^m} \quad (4.9)$$

Lavinový průraz probíhá velice rychle – setrvačnost lavinových fotodiody se charakterizuje časy $10^{-8} - 10^{-9}[s]$, součin koeficientu zesílení fotoproudu a frekvenčního pásma je $K_i \cdot f_{max} \approx 10^{11}[Hz]$. Hodnoty K_i jsou omezeny tepelným závěrným proudem fotodiody. Například pro Si , $GaAs$ $K_i \approx 10^3 - 10^4$, a pro Ge $K_i \approx 10^2$. Dokonce, u Si , $GaAs$ fotodetektorů úroveň šumu je nízký. Lavinové fotodiody jsou velice používány při detekci slabých optických signálů. Jsou ale i nevýhody ve využití. Hlavní nevýhodou je prudká závislost koeficientu lavinového průrazu na napětí v předprůrazném stavu. Proto, lavinové fotodiody potřebují stabilizaci pracovního napětí pomocí termostabilizaci.



Obrázek 4.5: Lavinová fotodioda.



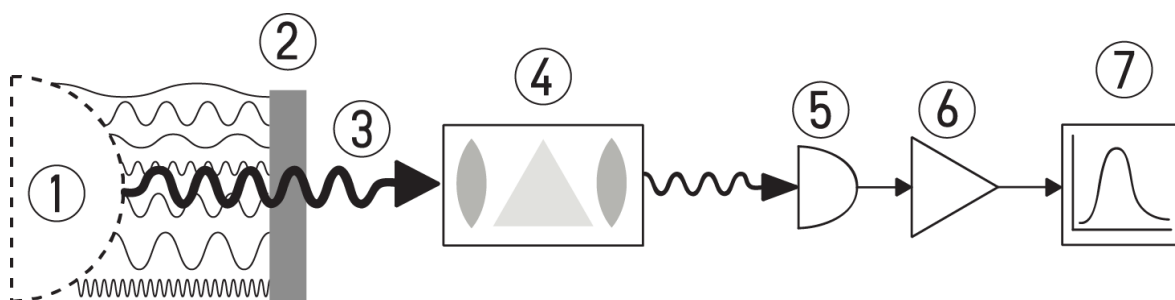
Obrázek 4.6: Energetický diagram lavinové fotodiody

Kapitola 5

Metody detekce

5.1 Přímá detekce

Přímá detekce světla reprezentuje proces převádění fotodetektorem optického signálu na elektrický s následujícím zesílením, filtrací, a dalším možným zpracováním. V závislosti na úkolu, vybírají vhodný fotodetektor, jeho zapojení, zesilující obvod. Obecně, detekce probíhá za určitých okolních podmínek, jež samozřejmě mohou ovlivnit proces fotodetekce. Tak, signál je vždy detekován s některou hodnotou šumu. Primárními zdroji šumu v optické detekci jsou světelné pozadí a nenulová okolní teplota. Část šumu, způsobeného optickým pozadím se dá omezit pomocí optického filtru (popř. i prostorové filtrace), jehož propustní pásmo má stejnou frekvenci se signálem. Na obrázku 5.1 je uvedena principiální schéma přímé detekce:

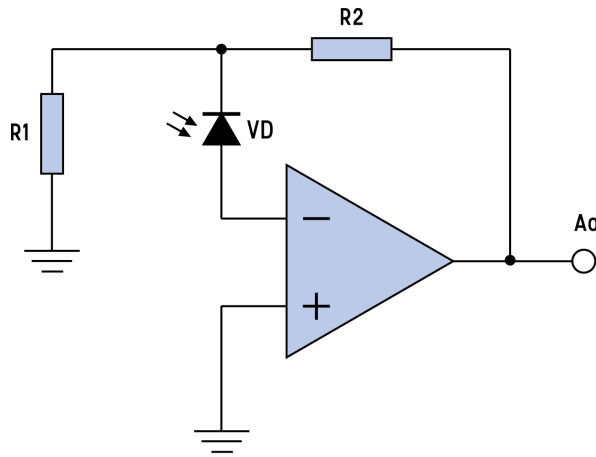


Obrázek 5.1: Principiální schéma přímé detekce. 1 – zdroj optického signálu s šumem, 2 – optická a prostorová filtrace, 3 – signál, 4 – optika, 5 – fotodetektor, 6 – zesilovač, 7 – záznam a další zpracování elektrického signálu.

Neméně důležitou roli hraje i proces zesílení elektrického signálu fotodetektorem. Proto je žádoucí zvolit zesilující kaskádu s nejméně možným úrovní šumu. Správným výběrem zesilující veličiny se dá zlepšit šumové parametry obvodu, tím pádem i proces detekce vcelku.

Jak je známo[6, 10, 11], fotodiody je zdrojem proudu, a proto existují dva způsoby příjmu signálu od fotodiody – buď přímá registrace fotoproudu, anebo transformace proudu na napětí. Měření napětí vyžaduje vysokou impedanci schématu, aby protékající přes vstup proud byl minimální.

Na obrázku 5.2 je tato podmínka splněna: fotodioda je spojena se vstupem operačního zesilovače sériově, přes nějž v ideálním případě proud neteče. Zpětná vazba, reprezentovaná rezistory $R1$ a $R2$ provádí zesílení napětí fotodiody stejně tak, kdyby napětí fotodiody bylo přiloženo přímo ke vstupu operačního zesilovače.



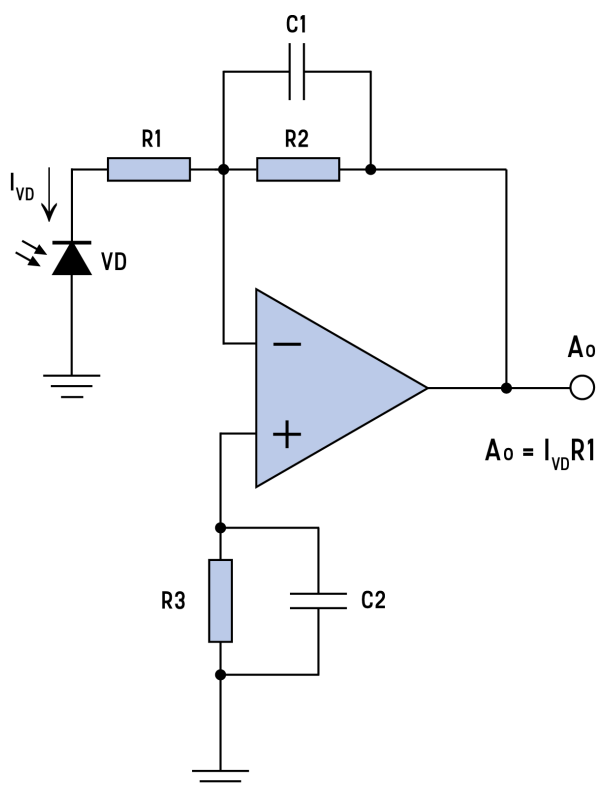
$$A_o = (1 + R_2/R_1) (kT/e) \ln(1 + I_{VD}/I_s)$$

Obrázek 5.2: Měření napětí fotodiody

Je tehdy zřejmé, že měření napětí bude nelineární. Poměr výstupního napětí k vstupní světelné energii bude logaritmický z toho důvodu, že citlivost fotodiody se mění v závislosti na přiloženém napětí. Konstantní citlivost při konstantním přiloženém napětí vede k závěru, že pokud chceme dostat lineární závislost výstupního signálu na světelné energii, tak musíme použít měření proudu. Takový měřicí přístroj musí mít nulovou vstupní impedanci, aby úbytek napětí na fotodiodě byl stejně nulový. Nulovou impedanci zajišťuje operační zesilovač, díky velkému zesílení jeho zpětná vazba stanoví nulový rozdíl napětí mezi vstupy. Tato vlastnost je klíčová pro transformaci napětí-proud

Tyto podmínky splňuje schéma, uvedena na obrázku 5.3 Vstupní odpor schématu je roven $\frac{R1}{A}$, kde A – koeficient zesílení bez zpětné vazby. Bez ohledu na to, že odpor $R1$ je obecně velký, výsledný vstupní odpor je zanedbatelný vzhledem k výstupnímu odporu fotodiody. Proud fotodiody skoro neteče přes vstup operačního zesilovače, ale se míří do rezistoru zpětné vazby $R1$. Pro získání takového efektu operační zesilovač stanoví na svém výstupu napětí, jež se rovná součinu proudu fotodiody a odporu $R1$. Pro maximální konverzi napětí-proud hodnotu odporu $R1$ vybírají tak velkou, jak to dovolují existující omezení.

Dost velká hodnota odporu $R1$ je pak zdrojem tepelného driftu napětí. Rezistor $R2$ se stejnou hodnotou odporu se zapojuje k neinvestujícímu vstupu operačního zesilovače pro kompenzaci této odchylky. Kondenzátor $C1$ odstraní zbytečný šum rezistoru $R2$.



Obrázek 5.3: Měření proudu fotodiody

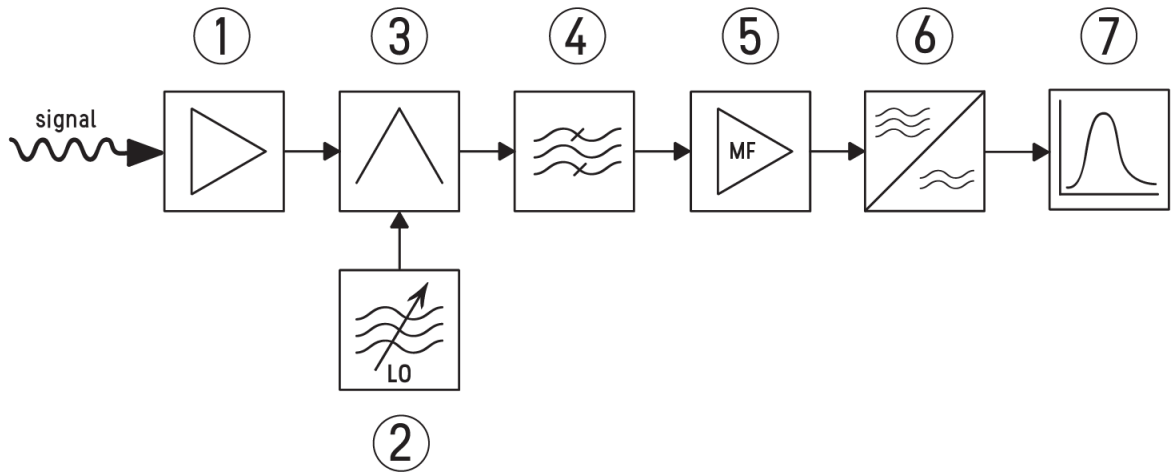
5.2 Heterodynní detekce

Dalším typem měření periodických signálů je heterodynní detekce. Principiální schéma heterodynní detekci je uvedena na obr. 4.4. Již v XX století heterodynní detekce byla velice používána v radiodiapazonu a měla přednost před klasickou přímou detekci[13].

Proces heterodynní detekce je následující: na vstup detektoru (např. antenu) přichází signál o frekvenci ω_1 , zesílí se, a míchá se s jiným periodickým signálem o frekvenci ω_2 , jenž má název *lokálního oscilátoru*. Uvnitř směšovače probíhá proces násobení signálů podle vztahu[14]:

$$\sin 2\pi\omega_1 t \cdot \sin 2\pi\omega_2 t = \frac{1}{2} \cos 2\pi(\omega_1 - \omega_2)t - \frac{1}{2} \cos 2\pi(\omega_1 + \omega_2)t \quad (5.1)$$

Jak je vidět, ve výsledku násobení dostáváme dva nové signály s frekvencí $\omega_1 - \omega_2$, $\omega_1 + \omega_2$. Dále, transofrovaný signál vstupuje do mezifrekvenčního (MF) filtru, jenž propouští jen signál o frekvenci $\omega_1 - \omega_2$. Pak, mezifrekvence se zesílí, projde do demodulační/detekční kaskády a popř. dalšího zpracování. Tím padem, heterodynní proces umožňuje nám převést signál z pásma vysokofrekvenčního do nízkofrekvenčního, čímž odstráníme většinu šumů vstupního signálu, a to je hlavní výhodou požití heterodynu.



Obrázek 5.4: Principiální schéma heterodynní detekce. 1 – vstupní zesilovač, 2 – lokální oscilátor, 3 – směšovač, 4 – MF filtr, 5 – MF zesilovač, 6 – demodulátor/detektor, 7 – další zpracování.

Díky nelineárním efektům v krystalech, je možné sestavit heterodyn pro optické frekvence. Pro konstrukci optického heterodynu lze použít procesu třívlňového směšování. Jak je známo[12], Maxwellovy rovnice provazují elektrické pole a polarizační vlastnosti materiálu. Při nelineární interakce, silné elektrické pole působí na polarizaci krystalu, jejíž se dá rozložit do řady:

$$P = \varepsilon_0 \chi E \approx \varepsilon_0 \chi E + 2\chi^{(2)} E^2 + 4\chi^{(3)} E^3 + \dots = \varepsilon_0 \chi E + P_{NL} \quad (5.2)$$

Kde E – intenzita elektrického pole, P – polarizace materiálu, χ – elektrická susceptibilita, P_{NL} – nelineární složka polarizace.

Proces třívlňového směšování požaduje nelinearitu druhého řadu[12], což znamená, že:

$$P_{NL} = 2d\varepsilon^2 \quad (5.3)$$

Kde $d[C/V^2]$ – koeficient nelinearity.

Uvažujme vstupní elektrické pole s dvěma harmonickými složky:

$$\varepsilon(t) = \text{Re}(E(\omega_1)e^{i\omega_1 t} + E(\omega_2)e^{i\omega_2 t}) \quad (5.4)$$

Dosažením vztahu pro elektrické pole $E(t)$ do nelineární polarizace P_{NL} dostáváme pět frekvenčních složek:

$$P_{NL}(0) = d(|E(\omega_1)|^2 + |E(\omega_2)|^2)$$

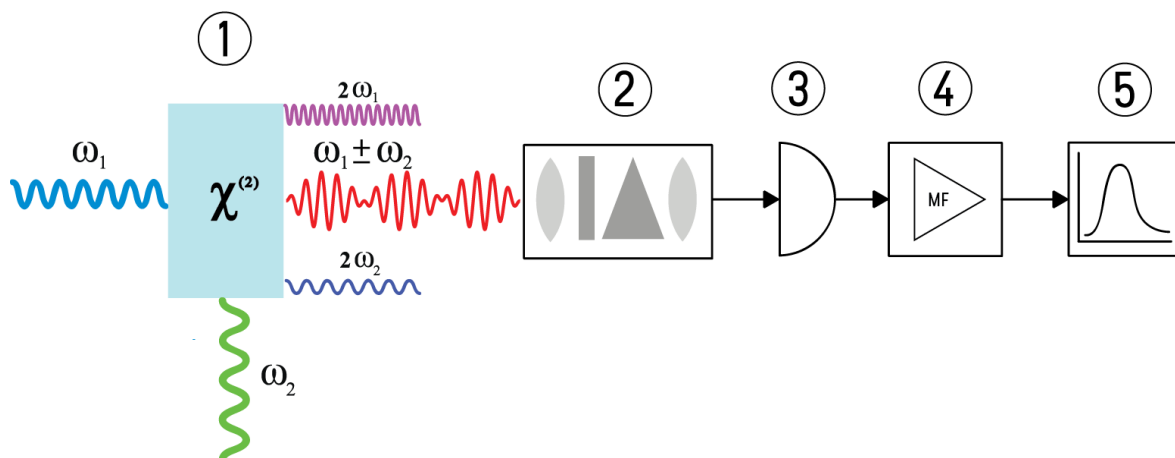
$$P_{NL}(2\omega_1) = d \cdot E(\omega_1)E(\omega_1)$$

$$P_{NL}(2\omega_2) = d \cdot E(\omega_2)E(\omega_2)$$

$$P_{NL}(\omega_1 + \omega_2) = 2d \cdot E(\omega_1)E(\omega_2)$$

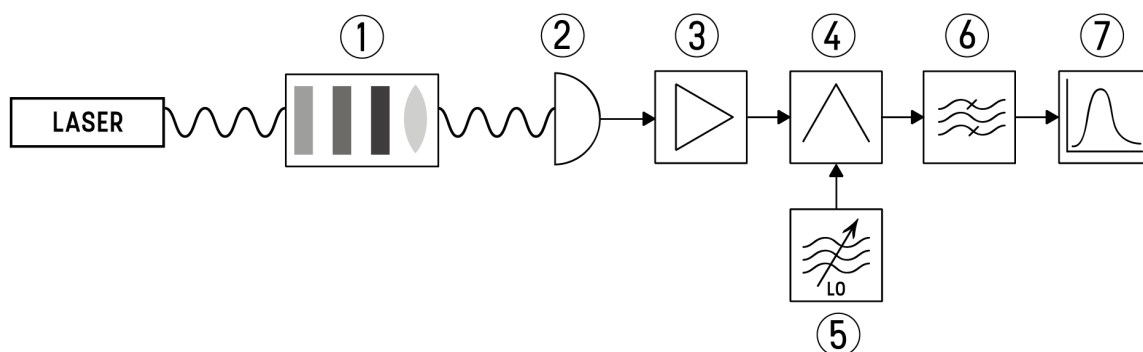
$$P_{NL}(\omega_1 - \omega_2) = 2d \cdot E(\omega_1)E^*(\omega_2)$$

Velkou nevýhodou je slabost nelineárních interakcí. Typické hodnoty koeficientu nelinearity $d = 10^{-24} - 10^{-21}$. Další nevýhodou jsou tepelné šумы krystalu. Tehdy, konstrukce heterodynu na bázi optických nelineárních prvků je dost náročná a má malou účinnost.



Obrázek 5.5: Optický heterodyn na bázi nelineárního krystalu. 1 – Nelineární krystal, 2 – optika, 3 – fotodetektor, 4 – MF zesílení, 5 – další zpracování.

Existuje jiný návrh konstrukce, jenž můžeme nazvat jako kvazi-optický heterodyn. Principiální schéma je zobrazeno na 5.6. Hlavní odlišnost spočívá v tom, že místo optického směšování v nelineárním krystalu je použito klasické elektrické směšování.



Obrázek 5.6: Principiální schéma kvazi-optického heterodynu.

5.3 Kvadrurní(I/Q) demodulace

Existují různé typy modulace signálů, jenž umožňují přenášet různou kolikost informací. Nejjednoduššími příklady jsou amplitudová (AM) a fázová modulace (FM). Je ale možné modulovat tyto dva základní parametry zároveň. Kvadrurní demodulace je dalším rozšířením detekci harmonických signálů, a umožňuje získat informace o amplitudní a fázové struktuře signálu [14].

kvadrurní reprezentace signálu má tvar:

$$s(t) = A(t) \cos(\omega_0 t + \phi(t)) \quad (5.5)$$

Tento klasický tvar signálu můžeme představit jako:

$$s(t) = A(t) \cos \omega_0 t \cos \phi(t) - A(t) \sin \omega_0 t \sin \phi(t) \quad (5.6)$$

Je teď vidět, že původní signál se dá představit jako součet dvou amplitudově-modulovaných signálů. Jejich nosné frekvence jsou vůči sobě posunuté ve fázích o $\frac{\pi}{2}$. Amplitudové složky jsou:

$$a(t) = A(t) \cos \phi(t) \quad (5.7)$$

$$b(t) = A(t) \sin \phi(t) \quad (5.8)$$

Budeme je používat teď jako nový pár modulujících parametrů:

$$s(t) = a(t) \cos \omega_0 t + b(t) \sin \omega_0 t \quad (5.9)$$

Uvedený výše tvar signálu má název *kvadrurní modulace (KM)*, a modulující parametry v něm jsou rovnoprávné.

Spektrum signálu s kvadrurní modulace má následující tvar:

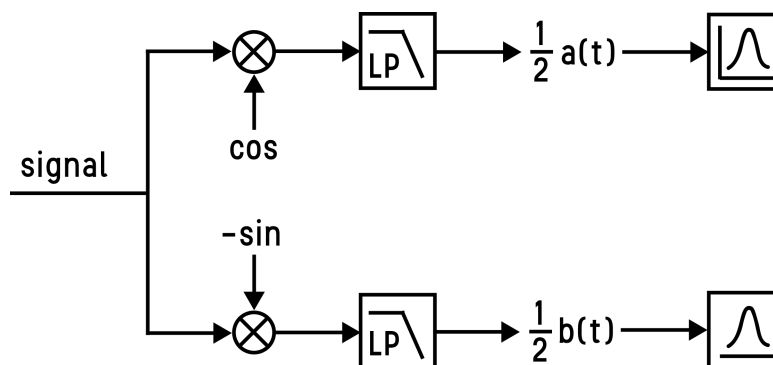
$$S(\omega) = \frac{1}{2}A(\omega + \omega_0) + \frac{1}{2}A(\omega - \omega_0) - \frac{1}{2}iB(\omega + \omega_0) + \frac{1}{2}iB(\omega - \omega_0) \quad (5.10)$$

Analogický, jako u amplitudově-modulovaných signálů, spektra modulujících signálů se rozdělí a přesunou do okolí nosné frekvence $\pm\omega_0$. Když spektra signálu $a(t)$ a $b(t)$ leží ve stejném frekvenčním pásmu (jak to obvyklé bývá), budou se překrývat i po posunu do oblasti nosné frekvenci. Při tom ale spektrum odpovídající sinusové složky se vynásobí faktorem $\pm i$.

Kvadraturně-modulovaný signál, jako i jiné typy amplitudově-modulovaných signálů, může být demodulován pomocí vynásobení nosným signálem. Kvůli tomu, že KM-signál je součtem dvou AM-signálů, demodulující signály musí být také dva – s posunem ve fázi o $\frac{\pi}{2}$:

$$\begin{aligned}
 I(t) &= s(t) \cos \omega_0 t = (a(t) \cos \omega_0 t + b(t) \sin \omega_0 t) \cos \omega_0 t = \\
 &= \frac{1}{2} a(t) + \frac{1}{2} a(t) \cos 2\omega_0 t + \frac{1}{2} b(t) \sin 2\omega_0 t, \\
 Q(t) &= s(t) \sin \omega_0 t = (a(t) \cos \omega_0 t + b(t) \sin \omega_0 t) \sin \omega_0 t = \\
 &= \frac{1}{2} b(t) + \frac{1}{2} a(t) \sin 2\omega_0 t - \frac{1}{2} b(t) \cos 2\omega_0 t
 \end{aligned}$$

Výsledek každého násobení má tři složky. Jedná z nich reprezentuje modulující funkce $a(t)$ nebo $b(t)$ s klesáním amplitudy o faktor $\frac{1}{2}$. Ostatní dva reprezentují KM-signál s dvojnásobnou frekvencí $2\omega_0$. Proto, užitečné signály se lechce dá odstranit nízkofrekvenčním filtrem. Na 5.7 je uvedena struktura kvadraturního demodulátoru.



Obrázek 5.7: Schéma kvadraturní demodulace.

Kapitola 6

Experiment

V následující kapitole budou popsány experimentální schemata detekce, využitá elektronická schémata a součástky, digitální zpracování experimentálních dat a výsledky numerických výpočtů šumových vlastností signálů.

Všechna data byly naměřeny při stejné úrovni osvětlení fotodetektoru $E_v = 840lx$, byla použita stejná zesilující kaskáda pro všechny metody detekce. Digitalizace dat byla provedena pomocí A/D převodníka(USB zvuková karta) *Komplete Audio 6* značky *Native Instruments*. Vzorkovací frekvence $f = 44100Hz$, bitová šířka $16bit$. Digitalizovaná experimentální data byly zpracovány ve prostředí *MATLAB*. Byly analyzovány frekvenční spektra signálů, rozložení signálu do komplexní roviny, vypočítány šumové vlastnosti(SNR).

Prvotní data byly vyfiltrovány pomocí metod *MATLAB* `designfilt()` a `filtfilt()`. Pomocí rychlé Fourierovy transformace *MATLAB* `fft()` byly zjištěny frekvenční spektra a následně z nich byla useknuta oblast s užitečným signálem pro další zpracování. Výpočet parametru SNR byl proveden pomocí funkce *MATLAB* `snr()`.

Funkce `snr(x)` vrací poměr signál/šum reálného sinusového signálu x v jednotkách dBc(decibel relative to the carrier). Určení hodnoty SNR probíhá výpočtem modifikovaného periodogramu s využitím Kaiserova okna($\beta = 38$)[4]. Pro porovnání *SNR* všech třech metod, za referenční hodnotu byla použita hodnota $SNR_{Raw} = 3.0088 dBc$ vstupního nezpracovaného signálu v detekčním pásmu $BW = 1 kHz$.

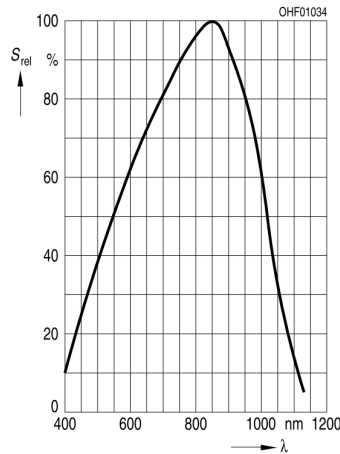
6.1 Výžité komponenty

6.1.1 Fotodetektor

Za fotodetektor byla zvolena p-i-n fotodioda SFH213 značky *OSRAM Opto Semiconductors*, která má následující parametry:

Název parametru	Symbol	Hodnota	Jednotky
Fotoproud ($E_v = 1000lx, Std.LightA, U_R = 5V$)	I_P	135	μA
Vlnová délka max. citlivosti	λ_{Smax}	850	nm
Spektrální rozsah citlivosti	$\lambda_{10\%}$	400-1100	nm
Spektrální citlivost ($\lambda = 870nm$)	$S_{\lambda typ}$	0.65	A/W
Temný proud ($U_R = 20V$)	I_R	1	nA

Tabulka 6.1: Parametry p-i-n fotodiody SFH213[1].



Obrázek 6.1: Průběh spektrální citlivosti p-i-n fotodiody SFH213 [1].

6.1.2 Integrované obvody

Pro sestavení zesilující kaskády byl zvolen IO obvod LT1028 značky *Linear Technology*, jehož hlavní výhodou je nízká úroveň vlastních šumů:

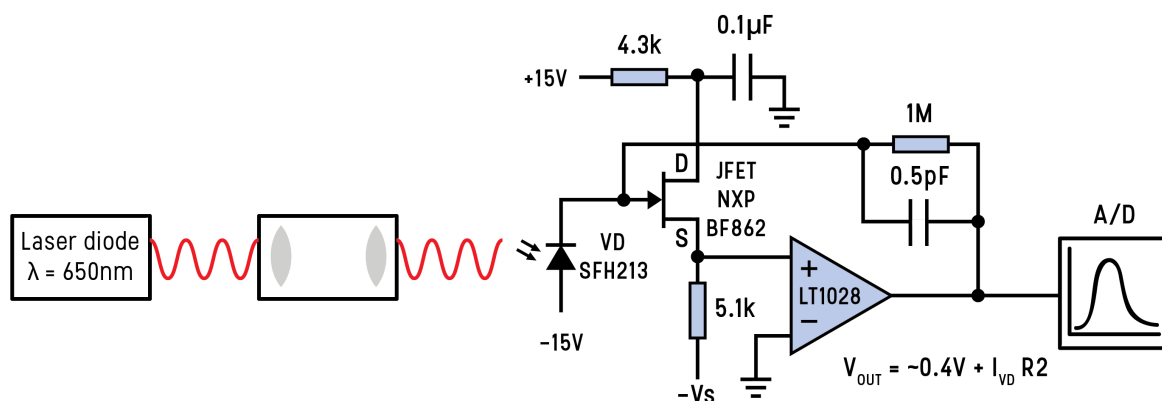
Parameter	Hodnota	Jednotky
$S_N(f = 1kHz)Max$	1.1	nV/\sqrt{Hz}
$S_N(f = 1kHz)Typ$	0.85	nV/\sqrt{Hz}
$S_N(f = 10Hz)Typ$	1.0	nV/\sqrt{Hz}
$A_N(f = 0.1 - 10Hz)Typ$	35	nV_{P-P}

Tabulka 6.2: Šumové parametry LT1028.

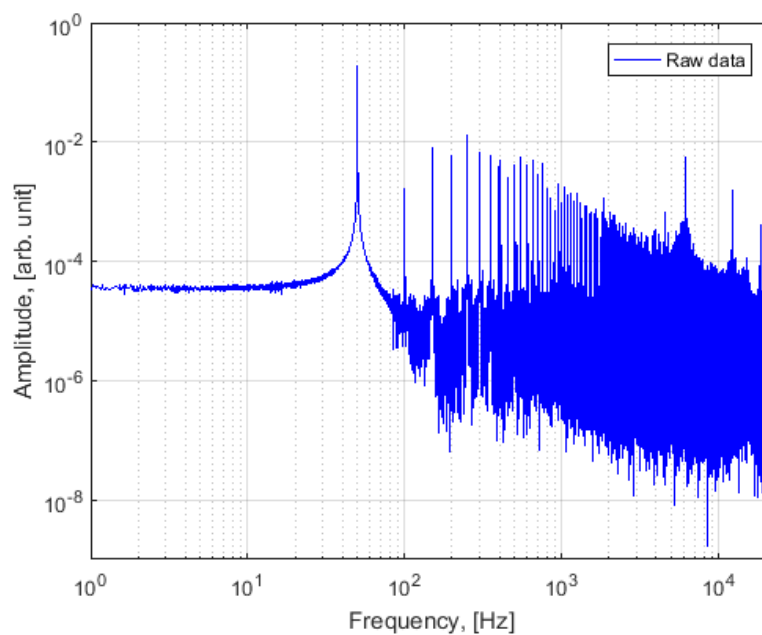
Pro sestavení heterodynu byl zvolen IO obvod AD835 značky *Analog Devices*. Hlavní důvod použití - funkce násobení ve tvaru $W = (X \cdot Y + Z)$ [2], na odlišnost od jiných, poměrně levných komponentů [3]. Další výhodou je zase nízká úroveň vlastních šumů[2].

6.2 Přímá detekce

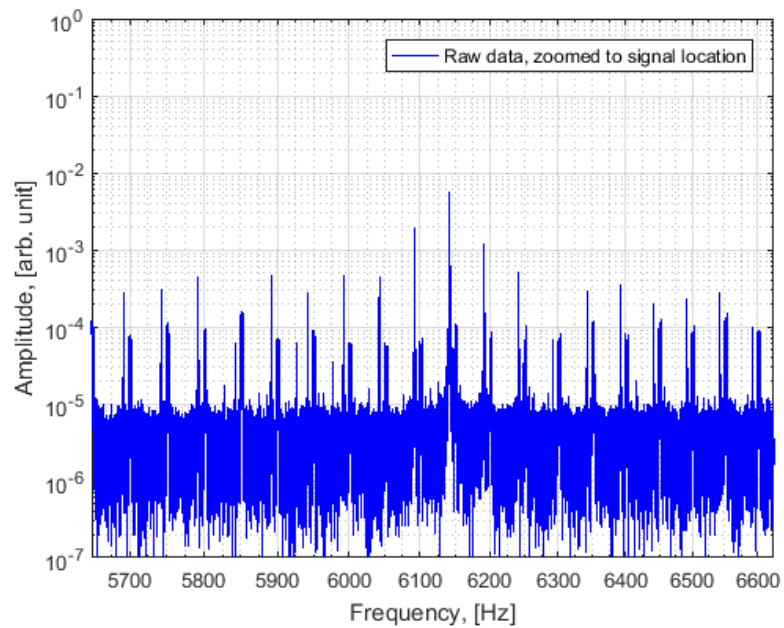
Experiment přímé detekce byl proveden podle schématu, zobrazeného na 6.2. Frekvence signálu byla zvolena $f = 6142\text{Hz}$.



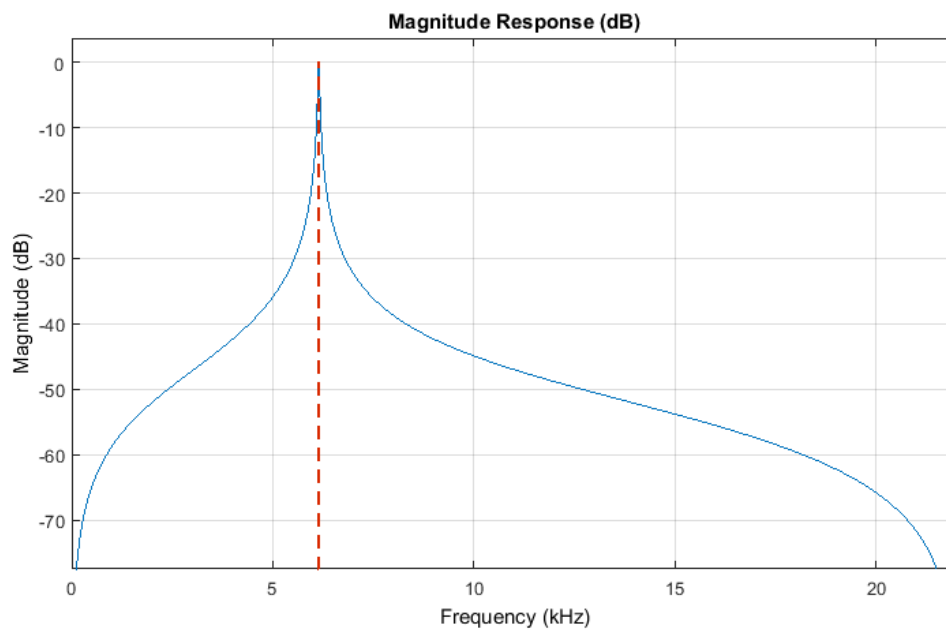
Obrázek 6.2: experimentální schéma přímé detekce.



Obrázek 6.3: Prvotní data ve frekvenční doméně.



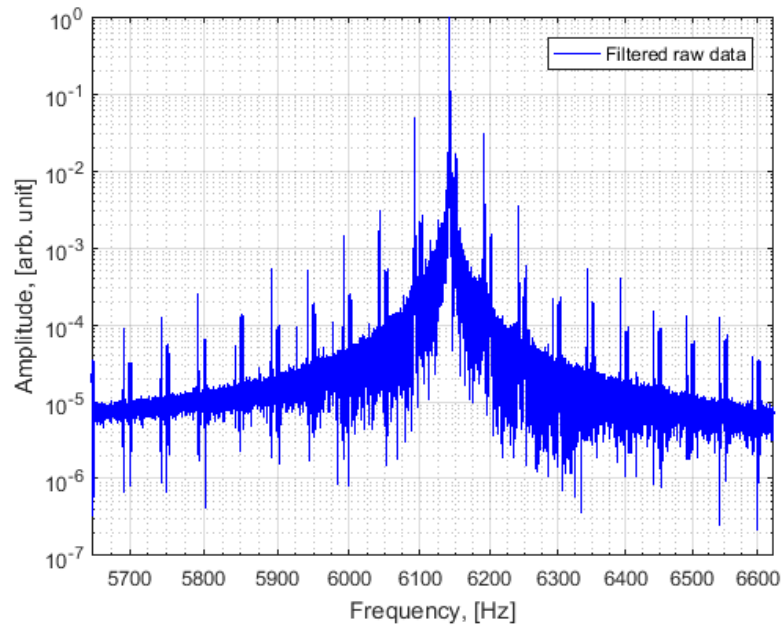
Obrázek 6.4: Úsek spektra, ve které lokalizovan signál.



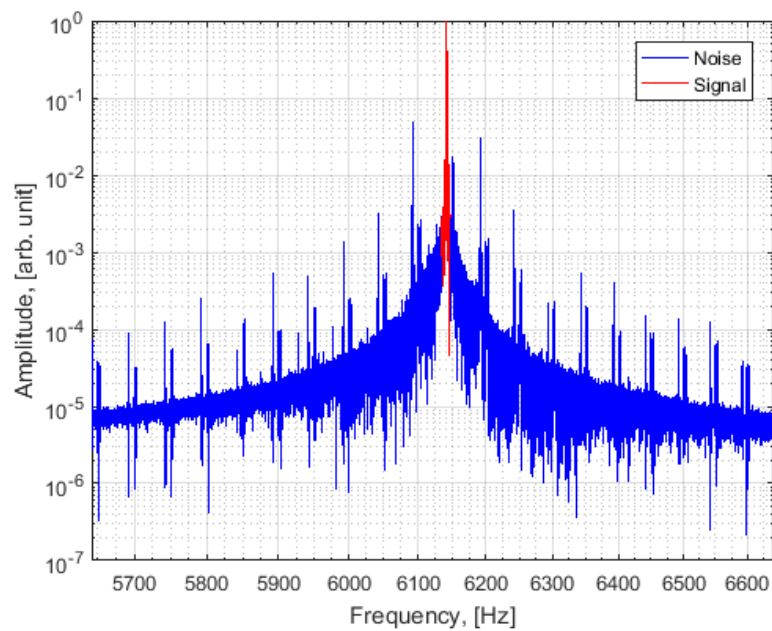
Obrázek 6.5: Frekvenční charakteristika filtru.

Parametry filtru:

- Typ filtru: 2nd order IIR bandpass Butterworth
- Centrální frekvence: 6142 Hz
- Šířka frekvenčního pásma(-3dB): 40 Hz



Obrázek 6.6: Vyfiltrovaný normovaný spektrum metodou `designfilt`.

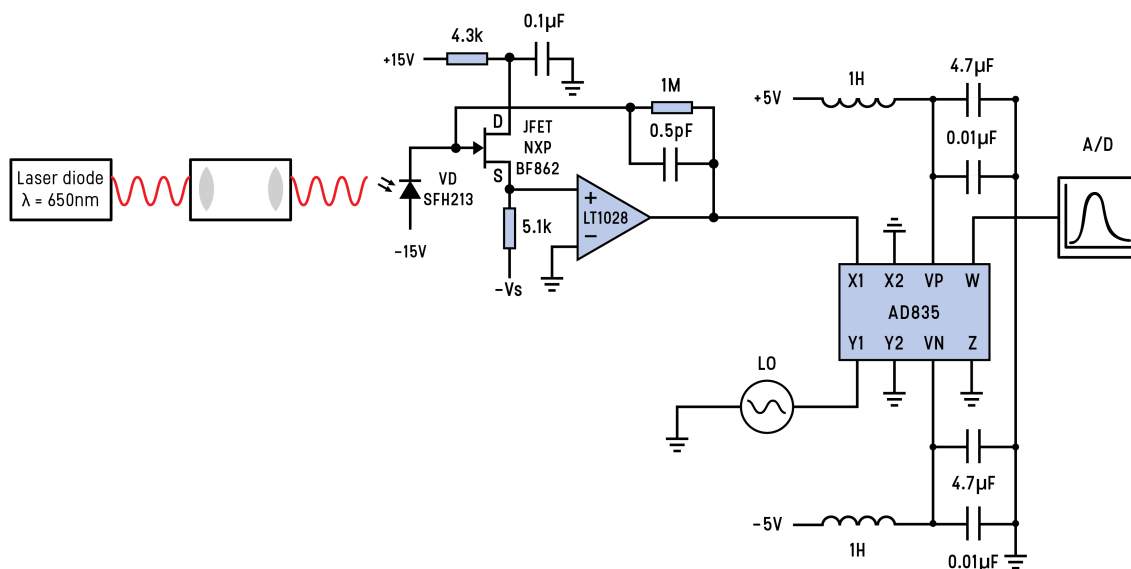


Obrázek 6.7: Vysledný úsek spektra, který byl použit pro výpočet SNR.

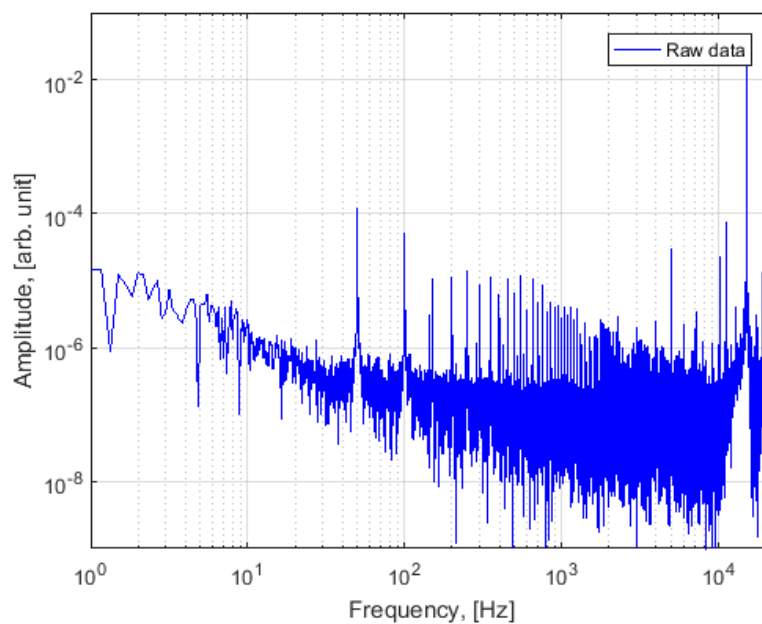
Vypočet SNR zpracovaného signálu dává hodnotu $SNR_{Direct} = 7.7417 \text{ dB}$. Tehdy, zlepšení je $SNR_{Direct} - SNR_{Raw} = 7.7417 - 3.0088 = 4.7329 \text{ dB}$

6.3 Heterodynní detekce

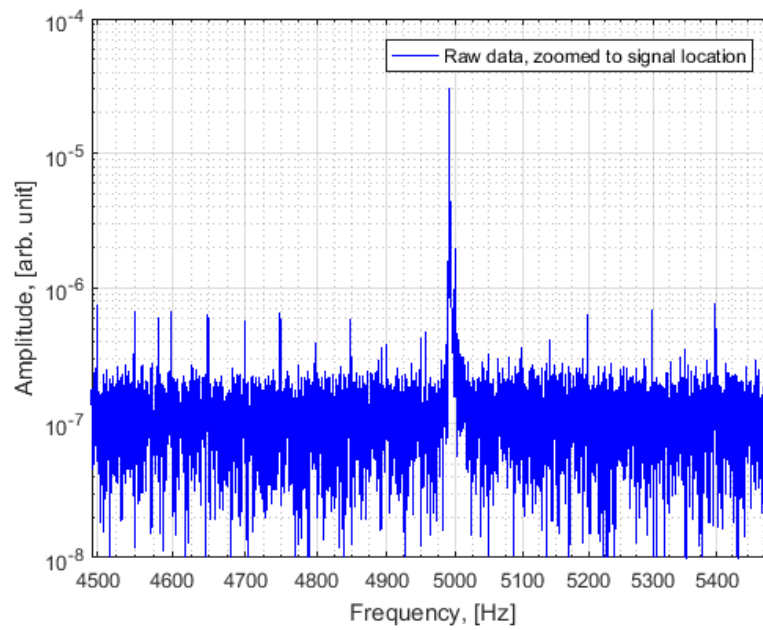
Experiment heterodynní detekce byl proveden podle schématu, zobrazeného na 6.8. Frekvence heterodynu byla zvolena $f = 15080\text{Hz}$, tedy $f_{\text{signal}} - f_{\text{heterodyne}} = 4992\text{Hz}$.



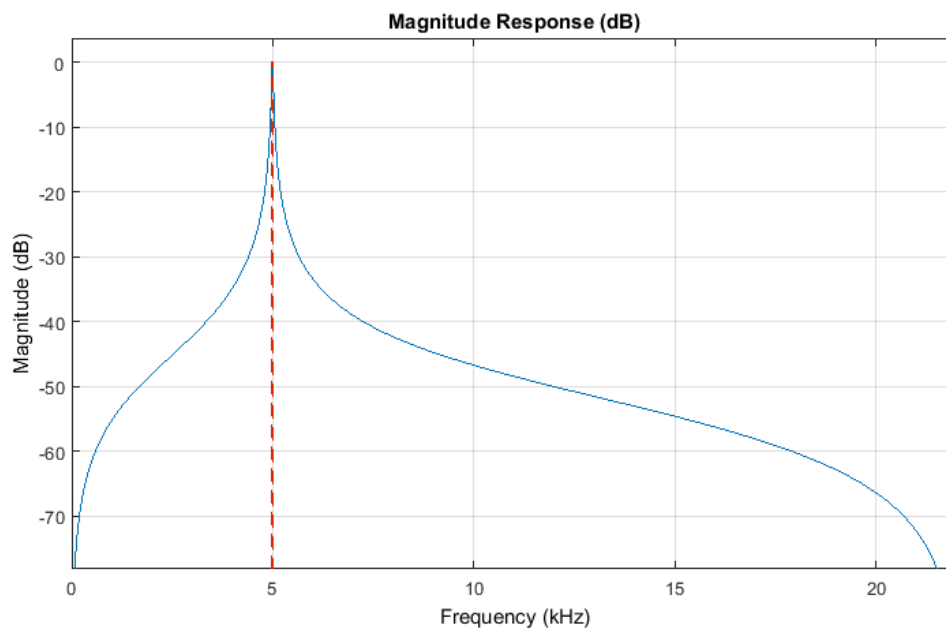
Obrázek 6.8: experimentální schéma heterodynní detekce.



Obrázek 6.9: Prvotní data ve frekvenční doméně.



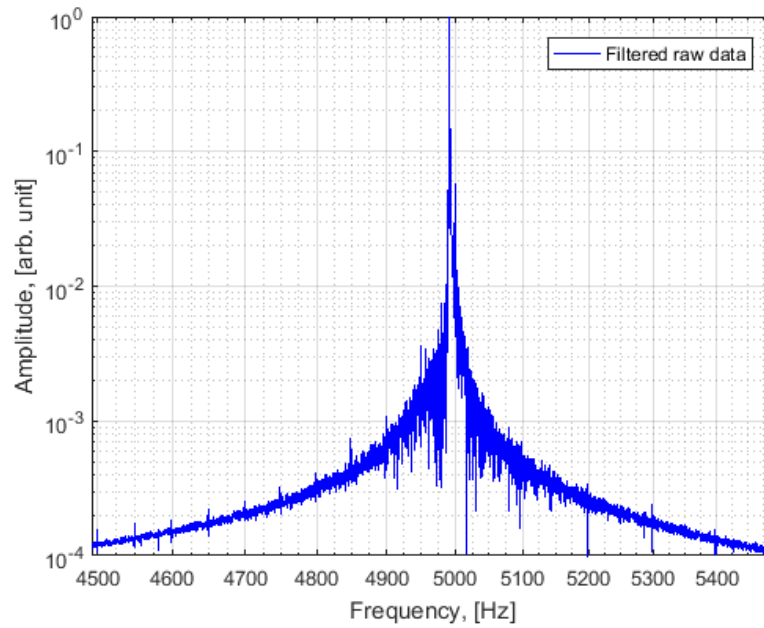
Obrázek 6.10: Úsek spektra, ve které lokalizovan signál.



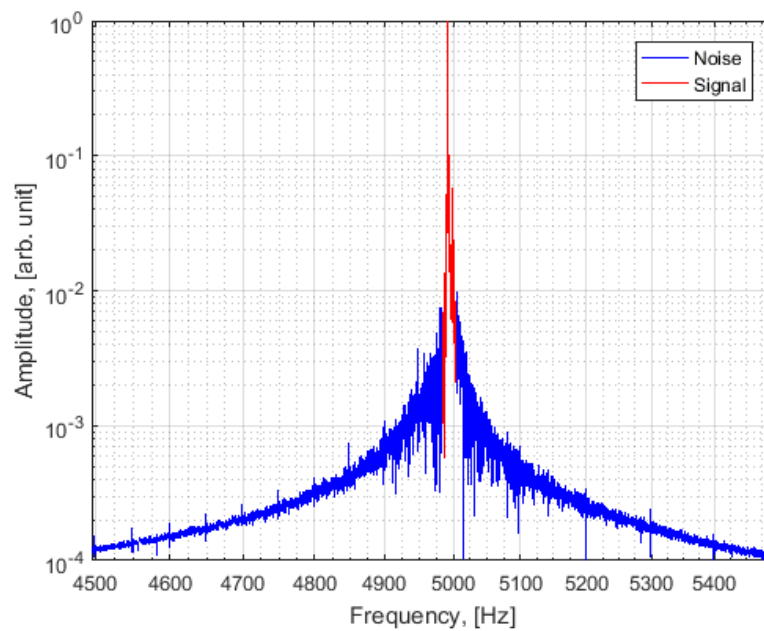
Obrázek 6.11: Frekvenční charakteristika filtru.

Parametry filtru:

- Typ filtru: 2nd order IIR bandpass Butterworth
- Centrální frekvence: 4992 Hz
- Šířka frekvenčního pásma(-3dB): 40 Hz



Obrázek 6.12: Vyfiltrovaný normovaný spektrum metodou designfilt.

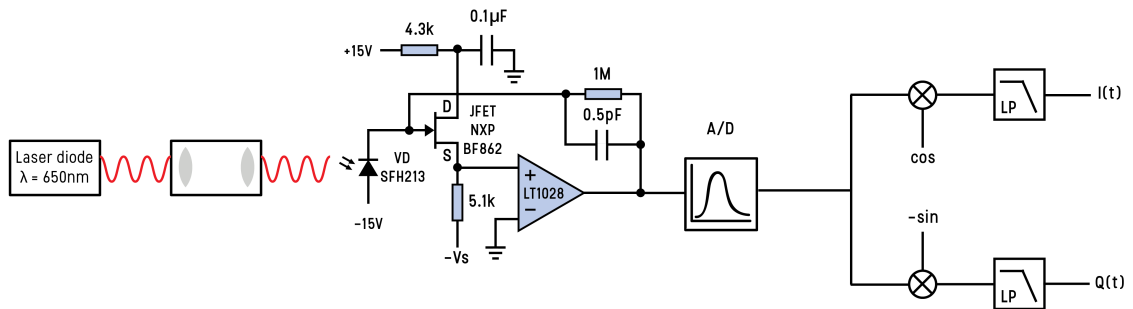


Obrázek 6.13: Vysledný úsek spektra, který byl použit pro výpočet SNR.

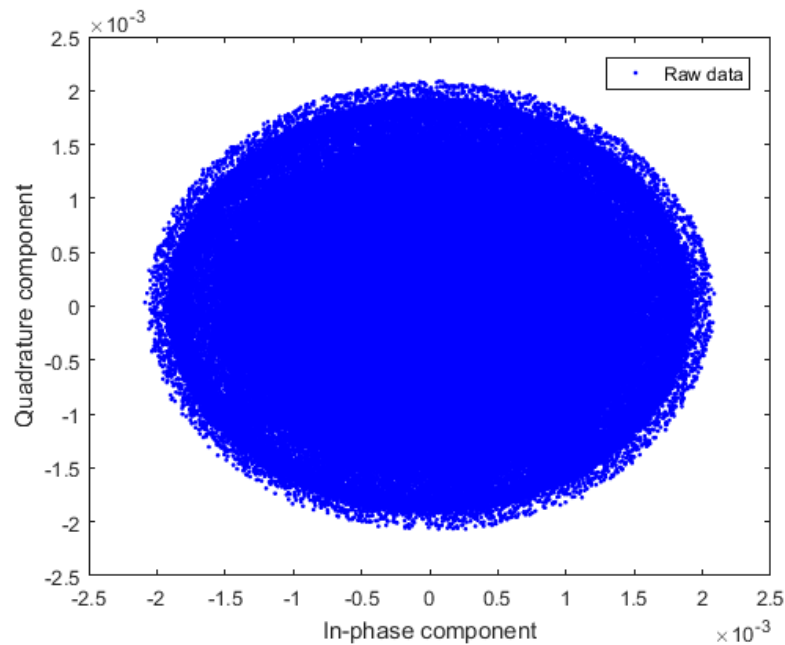
Vypočet SNR zpracovaného signálu dává hodnotu $SNR_{Heterodyne} = 17.6823 \text{ dB}$.
 Tehdy, zlepšení je $SNR_{Heterodyne} - SNR_{Raw} = 17.6823 - 3.0088 = 14.6735 \text{ dB}$.

6.4 Kvadrurní(IQ) demodulace

Experiment kvadrurní demodulace byl proveden podle schématu, zobrazeného na 6.14.



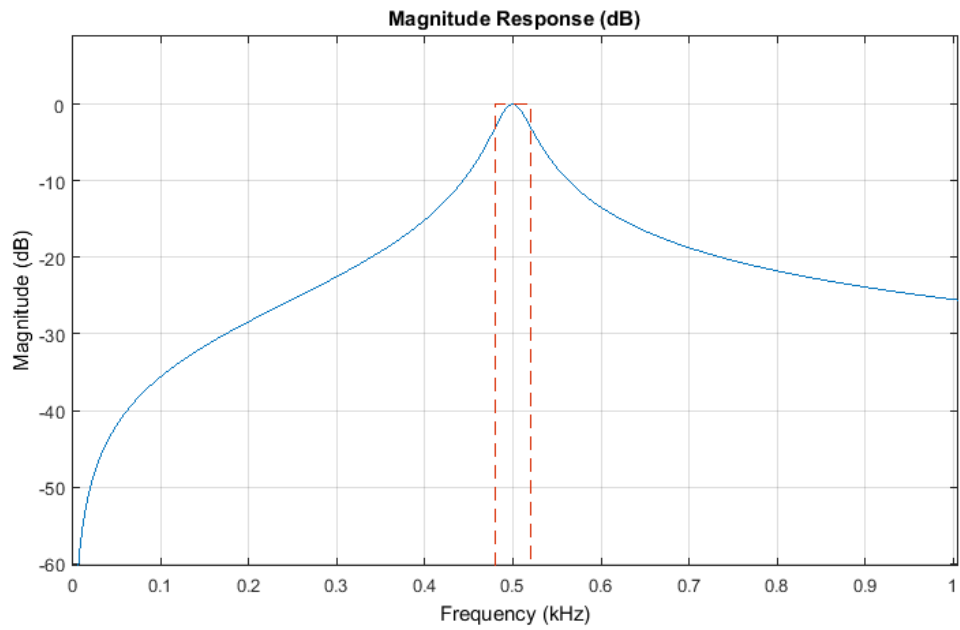
Obrázek 6.14: experimentální schéma kvadrurní demodulace.



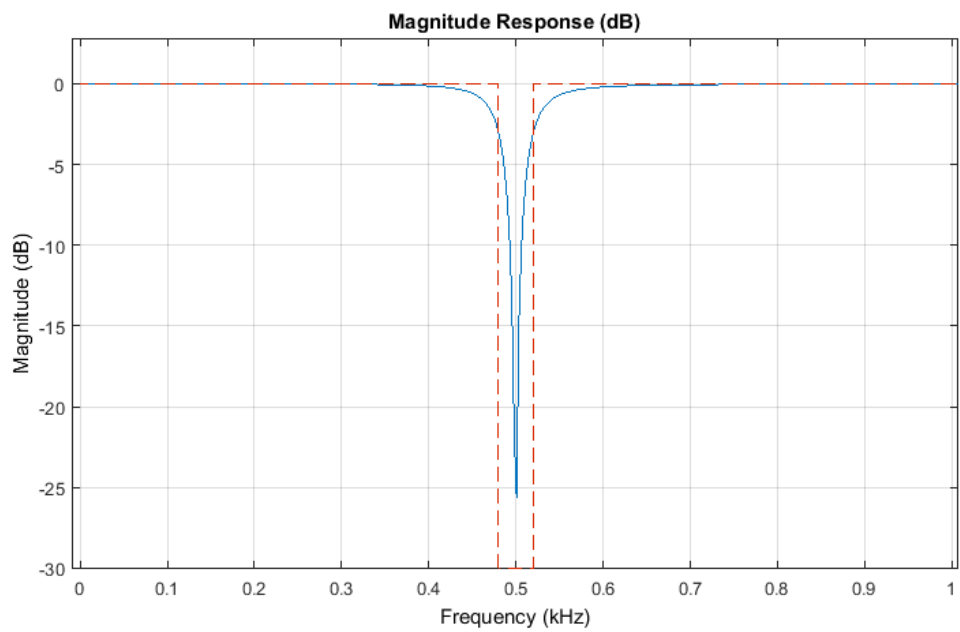
Obrázek 6.15: Kvadrurní demodulace prvotních dat.

Parametry filtru:

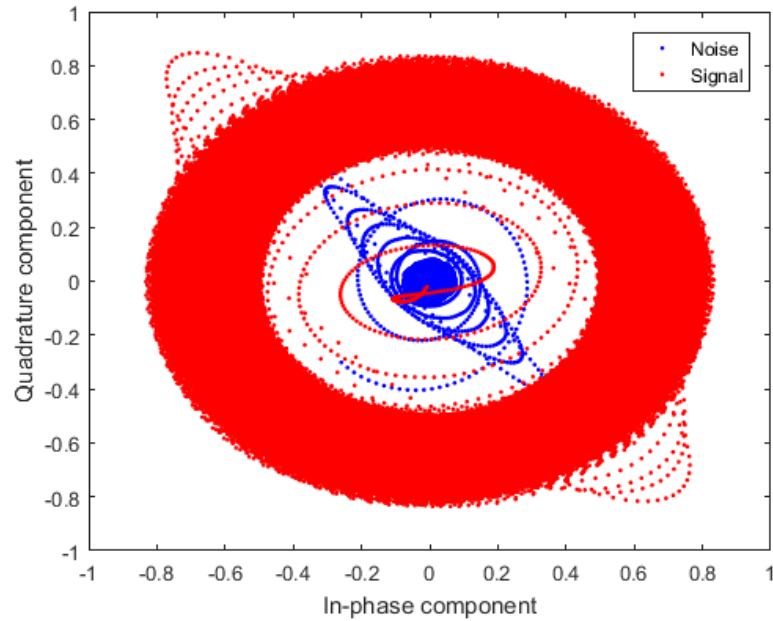
- Typ filtru pro signál: 2nd order IIR bandpass Butterworth
- Typ filtru pro šum: 2nd order IIR bandstop Butterworth
- Centrální frekvence: 500 Hz
- Šířka frekvenčního pásma(-3dB): 40 Hz



Obrázek 6.16: Frekvenční charakteristika bandpass filtru.



Obrázek 6.17: Frekvenční charakteristika bandstop filtru.



Obrázek 6.18: Kvadraturně demodulovaný signál na pozadí šumu.

Tady byla využita následující metoda:

1. Ze surových dat byla vyfitrována IQ složka (bandpass filtrace).
2. Dále, ze spektru IQ složky byla vyfiltrována sama IQ složka (bandstop filtrace).
3. Vysledný spektrum byl považován za šum.

Numerický vypočet SNR byl proveden pomocí vztahu:

$$SNR = 20 \lg \frac{\int Q_{signal} dI_{signal}}{\int Q_{noise} dI_{noise}} = 20 \lg 433.8435 = 53.0024 \text{ dB} \quad (6.1)$$

Kde Q_{signal} - kvadrurní složka signálu, I_{signal} - infázní složka signálu, Q_{noise} - kvadrurní složka šumu, I_{noise} - infázní složka šumu.

6.5 Výsledky

Na základě numerických zpracování a výpočtů byly porovnány šumové vlastnosti třech metod detekce. Numerické výsledky jsou reprezentované v tabulce 6.3.

1. Přímá detekce signálu bez filtrace dává hodnotu $SNR = 3.0088 \text{ dB}$.
2. Přímá detekce signálu s následujícím zesílením a jednostupňovou filtrací dává hodnotu $SNR = 7.7417 \text{ dB}$. Je vidět, že jednostupňová filtrace zlepšuje detekci surového signálu.
3. Detekce s využitím heterodynu dává hodnotu $SNR = 17.6823 \text{ dB}$, což prokazuje její výhodu oproti přímé detekci a dává možnost detekovat výrazně slabší signály.
4. Detekce s využitím kvadraturní demodulace dává hodnotu $SNR = 53.0024 \text{ dB}$, čímž prokazuje svou nejlepší odolnost proti šumu ve srovnání s přímou a heterodynní detekci.

Metoda	$SNR, [dB]$	Rozdíl $SNR_{Raw} - SNR_{Method}, [dB]$
Přímá detekce bez filtrace	3.0088	0
Přímá detekce s filtrací	7.7417	4.7329
Heterodynní detekce	17.6823	14.6735
Kvadraturní demodulace	53.0024	49,9936

Tabulka 6.3: Porovnání SNR metod detekce.

Závěr

V dané práci bylo provedeno experimentální ověření třech široce používaných metod detekce signálů, numerické zpracování a analýza experimentálních dat.

Metoda přímé detekce je nejzákladní metodou detekci signálů, zároveň i nejsnazší v praktické realizaci. Šumové vlastnosti ale má nejhorší, což bylo prokázáno v tomto experimentu. Může být použita pro snadný přenos informace, kde bezpečnost a odolnost proti rušení není důležitá.

Metoda heterodynní detekce je pokročilejší metodou, má značně lepší šumové vlastnosti vůči přímé detekce, vysokou selektivitu a citlivost. Zároveň ale je náročnější v praktické realizaci. Hlavními nároky jsou vysoké požadavky k technickým parametrům: vysoká spektrální čistota a stabilita lokálního oscilátoru, uzkopasmost filtru mezifrekvence.

Další nevýhodou je tzv. *zrcadlový signál* f_{mirror} , který může proniknout do heterodýnu, pokud splní podmínku: $f_{heterodyne} - f_{signal} = f_{mirror} - f_{heterodyne}$, čímž bude rušit detekci žádaného signálu.

Metoda Kvadrurní(IQ) demodulace umožňuje sledovat amplitudu a fázi signálu zároveň, což je její výhodou oproti předcházejícím metodám. V většině případů, tato metoda se používá pro signály s *klíčováním fázovým posuvem* (ang. *Phase-shift keying*), a v takovém použití bude mít nejlepší odolnost proti rušení, než přímá detekce a heterodyn zároveň.

Literatura

- [1] *SFH213 Silicon PIN Photodiode*. OSRAM Opto Semiconductors, 2014.
- [2] *250 MHz Voltage Output 4-Quadrant Multiplier*. Analog Devices, 2017.
- [3] *Low Cost Analog Multiplier*. Analog Devices, 2017.
- [4] *Signal-to-Noise Ratio. MATLAB reference*. MathWorks, 2017.
- [5] L. C. Comandar, B. Frohlich, M. Lucamarini, K. A. Patel, A. W. Sharpe, J. F. Dynes, Z. L. Yuan, R. V. Penty, and A. J. Shields. Room temperature single-photon detectors for high bit rate quantum key distribution. *Applied Physics Letters*, 104(2):021101, 2014.
- [6] Casimer DeCusatis and Jay M Enoch. *Handbook of Optics, Third Edition Volume II*. McGraw-Hill Publishing, 2009.
- [7] Alan V Oppenheim and Ronald W Schafer. *Digital signal processing*. Prentice-Hall, 1975.
- [8] Darek Palubiak, Munir M. El-Desouki, Ognian Marinov, M. Jamal Deen, and Qiyin Fang. High-speed, single-photon avalanche-photodiode imager for biomedical applications. *IEEE Sensors Journal*, 11(10):2401–2412, 2011.
- [9] T. P. Pearsall. Photodetectors for optical communication. *Journal of Optical Communications*, 2(2), 1981.
- [10] G. H Rieke. *Detection of light*. Cambridge University Press, 2009.
- [11] Emmanuel Rosencher and Borge Vinter. *Optoelectronics*. Cambridge University Press, 2002.
- [12] Bahaa E. A Saleh and Malvin Carl Teich. *Fundamentals of photonics*. Wiley, 2013.
- [13] Tapan K Sarkar. *History of wireless*. Wiley, 2006.
- [14] A. B. Sergijenko. *Cifrovaja obrabotka signalov*. Piter, 2 edition, 2007.
- [15] K. V. Shalimova. *Fizika poluprovodnikov*. Lan, 4 edition, 2010.

Příloha A

Zdrojový kod MATLAB zpracování přímé detekce

```
clear all
data = importdata('19_04_2016_Single_6145Hz_3mA.mat');
x = data(:,1);      %Komplete Audio 6 Input 1
y = data(:,2);      %Komplete Audio 6 Input 2
L = length(y);
Fs = 44100;         % Sample rate
T = 1/Fs;          % Sampling period
t = (0:L-1)*T;     % Time vector
f = Fs*(0:(L/2))/L; % Frequency vector

signalFreq = 6142;
bandWidth = 500;
bandFlow = signalFreq - bandWidth;
bandFHigh = signalFreq + bandWidth;
bandOrder = 8;

BPRAW = designfilt(
    'bandpassiir',
    'FilterOrder', bandOrder,
    'HalfPowerFrequency1', bandFlow,
    'HalfPowerFrequency2', bandFHigh,
    'SampleRate', Fs);
y_raw = filtfilt(BPRAW,y);
signalFreq = 6142;
bandWidth = 20;
bandFlow = signalFreq - bandWidth;
bandFHigh = signalFreq + bandWidth;
bandOrder = 2;
bandPass = designfilt(
    'bandpassiir',
    'FilterOrder', bandOrder,
    'HalfPowerFrequency1', bandFlow,
    'HalfPowerFrequency2', bandFHigh,
    'SampleRate', Fs);
```

```

iiry = filtfilt (bandPass , y_raw );
iirF2 = abs (fft ( iiry )/L);
iirF1 = iirF2 (1:L/2+1);
iirF1 (2:end-1) = 2*iirF1 (2:end-1);
iirF1 = iirF1 ./max(iirF1); %Unity normalization

```

```

%__SNR Calculation__%
SNR_Raw_dBc = snr (y_raw)
SNR_Signal_dBc = snr (iiry)
Delta_SNR = SNR_Signal_dBc-SNR_Raw_dBc

```

```

%__RAW__%
Sy = fft (y);
Pyy = abs (Sy/L);
PY = Pyy (1:L/2+1);
PY (2:end-1) = 2*PY (2:end-1);

```

```

figure
loglog (f ,PY, 'blue ');
ylabel ('Amplitude , [arb. unit] ')
xlabel ('Frequency , [Hz] ')
ylim ([1e-9 1e+0])
xlim ([1e+0 2.205e+4])
legend ('Raw data ')
grid on
grid minor

```

```

%__RAW_SIGNAL_ZOOM__%
figure
loglog (f ,PY, 'blue ');
ylim ([1e-7 1e+0])
xlim ([5650 6625])
ylabel ('Amplitude , [arb. unit] ')
xlabel ('Frequency , [Hz] ')
legend ('Raw data , zoomed to signal location ')
grid on

```

```

%__FILTERED RAW__%
figure
loglog (f ,iirF1 , 'blue ')
ylabel ('Amplitude , [arb. unit] ')
xlabel ('Frequency , [Hz] ')
ylim ([1e-7 1e+0])
xlim ([5650 6625])
legend ('Filtered raw data ')
grid on
grid minor

```



```

%---SIGNAL---%
fsignal = 6142;
Shbw = 7;
fmin = fsignal - Shbw;
fmax = fsignal + Shbw;
Nhbw = 500;
Hz = 1./0.0166665; %Data points to Hz
f_noise_min = f((fsignal-Nhbw)*Hz:(fsignal-Shbw)*Hz);
f_noise_max = f((fsignal+Shbw)*Hz:(fsignal+Nhbw)*Hz);
S_noise_min = iirF1((fsignal-Nhbw)*Hz:(fsignal-Shbw)*Hz);
S_noise_max = iirF1((fsignal+Shbw)*Hz:(fsignal+Nhbw)*Hz);
f_signal = f(fmin*Hz:fmax*Hz);
S_signal = iirF1(fmin*Hz:fmax*Hz);

figure
loglog(f_noise_min , S_noise_min , 'blue ')
hold on
loglog(f_signal , S_signal , 'red ')
hold on
loglog(f_noise_max , S_noise_max , 'blue ')
ylabel('Amplitude , [arb. unit]')
xlabel('Frequency , [Hz]')
legend('Noise ', 'Signal ')
grid on

```

Příloha B

Zdrojový kod MATLAB heterodynní detekce

```
clear all
data = importdata('26_04_2017_Heterodyne_3mA.mat');
x = data(:,1);      %Komplete Audio 6 Input 1
y = data(:,2);      %Komplete Audio 6 Input 2

L = length(y);
Fs = 44100;          % Sample rate
T = 1/Fs;           % Sampling period
t = (0:L-1)*T;      % Time vector
f = Fs*(0:(L/2))/L; % Frequency vector

signalFreq = 4992;
bandWidth = 20;
bandFLow = signalFreq - bandWidth;
bandFHigh = signalFreq + bandWidth;
bandOrder = 2;
bandPass = designfilt(
    'bandpassiir',
    'FilterOrder', bandOrder,
    'HalfPowerFrequency1', bandFLow,
    'HalfPowerFrequency2', bandFHigh,
    'SampleRate', Fs);

iiry = filtfilt(bandPass, y);
iirF2 = abs(fft(iiry)/L);
iirF1 = iirF2(1:L/2+1);
iirF1(2:end-1) = 2*iirF1(2:end-1);
iirF1 = iirF1./max(iirF1);

fsignal = 4992;
hbw = 10;
fmin = fsignal - hbw;
fmax = fsignal + hbw;
Nw = 500;
```

```

Hz = 1./0.166665;
f_noise_min = f((fsignal-Nw)*Hz:(fsignal-hbw)*Hz);
f_noise_max = f((fsignal+hbw)*Hz:(fsignal+Nw)*Hz);
S_noise_min = iirF1((fsignal-Nw)*Hz:(fsignal-hbw)*Hz);
S_noise_max = iirF1((fsignal+hbw)*Hz:(fsignal+Nw)*Hz);
f_signal = f(fmin*Hz:fmax*Hz);
S_signal = iirF1(fmin*Hz:fmax*Hz);

%__SNR Calculation__%
SNR_dBc = snr(iiry)

%__RAW__%
Sy = fft(y);
Pyy = abs(Sy/L);
PY = Pyy(1:L/2+1);
PY(2:end-1) = 2*PY(2:end-1);
figure
loglog(f,PY,'blue');
ylabel('Amplitude, [arb. unit]')
xlabel('Frequency, [Hz]')
ylim([1e-9 1e-1])
xlim([1e+0 2.205e+4])
legend('Raw data')
grid on

%__RAW_ZOOM__%
figure
loglog(f,PY,'blue');
ylabel('Amplitude, [arb. unit]')
xlabel('Frequency, [Hz]')
ylim([1e-8 1e-4])
xlim([4492 5492])
legend('Raw data, zoomed to signal location')
grid on

%__FILTERED_RAW__%
figure
loglog(f,iirF1,'blue')
ylabel('Amplitude, [arb. unit]')
xlabel('Frequency, [Hz]')
ylim([1e-4 1e+0])
xlim([4492 5492])
legend('Filtered raw data')
grid on

```

```
%---SIGNAL---%
figure
loglog(f_noise_min , S_noise_min , 'blue ')
hold on
loglog(f_signal , S_signal , 'red ')
hold on
loglog(f_noise_max , S_noise_max , 'blue ')
ylabel('Amplitude, [arb. unit]')
xlabel('Frequency, [Hz]')
legend('Noise ', 'Signal ')
ylim([1e-4 1e+0])
grid on
```

Příloha C

Zdrojový kod MATLAB kvadraturní demodulace

```
clear all
data = importdata('19_04_2016_Single_6145Hz_3mA.mat');

x = data(:,1);      %Komplete Audio 6 Input 1
y = data(:,2);      %Komplete Audio 6 Input 2

L = length(y);
Fs = 44100;          %Sampling frequency
T = 1/Fs;           % Sampling period
t = (0:L-1)*T;      % Time vector
f = Fs*(0:(L/2))/L; %Frequency vector

IQFreq = 6142.32+500;
IQAmp = 9e-03;
sine = transpose(IQAmp.*sin(2*pi*IQFreq*t));
cosine = transpose(IQAmp.*cos(2*pi*IQFreq*t));
yi = 0.5*y.*sine;
yq = 0.5*y.*cosine;

%-----BANDPASS-----%
bandWidth = 20;
bandFLow = 500 - bandWidth;
bandFHigh = 500 + bandWidth;
bandOrder = 2;
bandPASS = designfilt(
    'bandpassiir',
    'FilterOrder',bandOrder,
    'HalfPowerFrequency1',bandFLow,
    'HalfPowerFrequency2',bandFHigh,
    'SampleRate',Fs);
bandSTOP = designfilt(
    'bandstopiir',
    'FilterOrder',bandOrder,
    'HalfPowerFrequency1',bandFLow,
```

```
'HalfPowerFrequency2', bandFHigh,
'SampleRate', Fs);
```

```
I = filtfilt (bandPASS, yi);
Q = filtfilt (bandPASS, yq);
IN = filtfilt (bandSTOP, I);
QN = filtfilt (bandSTOP, Q);
```

```
I = I./4e-5;
Q = Q./4e-5;
IN = IN./4e-5;
QN = QN./4e-5;
```

```
%---RAW---%
Sy = fft(y);
AAy = abs(Sy/L);
Ay = AAy(1:L/2+1);
Ay(2:end-1) = 2*Ay(2:end-1);
```

```
%---RAW_IQ---%
Syi = fft(yi);
AAyi= abs(Syi/L);
Ayi = AAyi(1:L/2+1);
Ayi(2:end-1) = 2*Ayi(2:end-1);
```

```
%---FILTERED_I---%
SyI = fft(I);
AAyI= abs(SyI/L);
AyI = AAyI(1:L/2+1);
AyI(2:end-1) = 2*AyI(2:end-1);
```

```
figure
plot(yi,yq,'b.')
legend('Raw data')
ylabel('Quadrature component')
xlabel('In-phase component')
```

```
figure
plot(IN,QN,'b.')
hold on
plot(I,Q,'r.')
ylabel('Quadrature component')
xlabel('In-phase component')
legend('Noise', 'Signal')
```

```
%__SNR Calculation__%  
Sa = trapz(I,Q)  
Na = trapz(IN,QN)  
SNR_Mag = trapz(I,Q) / trapz(IN,QN)  
SNR_dB = 20*log10(SNR_Mag)  
SNR_mag2db = mag2db(SNR_Mag)
```