

PŘÍRODOVĚDECKÁ FAKULTA  
UNIVERZITY PALACKÉHO V OLOMOUCI

KATEDRA EXPERIMENTÁLNÍ FYZIKY



Optické vláknové děliče  
BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

Vladimír Večeřa

Vedoucí práce: RNDr. František Petráš

Studijní obor Specializace v pedagogice – základy technických věd a fyzika

Práce převzata dne

---

### Poděkování

Rád bych poděkoval RNDr. Františkovi Petrášovi za vedení bakalářské práce, odbornou pomoc při realizaci i zpracování práce, vstřícný přístup i trpělivost.

Dále bych rád poděkoval za pomoc při práci s programem Matematica Mgr. Janu Říhovi Ph.D a Mgr. Davidu Smrčkovi.

V Olomouci Dne \_\_\_\_\_

Podpis \_\_\_\_\_

<u>1</u>	<u>Seznam použitého značení</u>	<u>5</u>
<u>2</u>	<u>Abstrakt</u>	<u>7</u>
	Abstract	7
<u>3</u>	<u>Úvod</u>	<u>8</u>
	3.1 Světlo jako elektromagnetická vlna	9
	3.2 Fázová stabilita elektromagnetických vln a její aplikace	9
	3.2.1 Kritéria stability systému	9
	3.3 Koherence	10
	3.4 Interference elektromagnetických vln	11
<u>4</u>	<u>Laser a vlastnosti jeho záření</u>	<u>11</u>
<u>5</u>	<u>Vedení světelného paprsku</u>	<u>11</u>
	5.1 Optické vlnovody	12
	5.1.1 Teorie úplného odrazu	12
	5.1.2 Vedení elektromagnetických vln vlnovodem	12
	5.1.3 Teorie optických módů	13
	5.1.4 Interferenční pole módů	14
	5.1.5 Disperze v optickém vlákně	15
	5.1.6 Jednomódové optické vlákno	17
	5.2 Děliče světelného paprsku	18
	5.2.1 Parametry děličů optického svazku	20
	5.2.2 Typy děličů optického svazku	20
	5.2.3 Konstrukce vláknového děliče optického svazku	21
	5.3 Spojování a navazování optických vláken	23
	5.4 Polarizace	23
	5.5 Fázová modulace	24
	5.5.1 Základní principy fázové modulace	24
	5.5.2 Provedení modulátorů	25
<u>6</u>	<u>Detekce světelného paprsku</u>	<u>26</u>
	6.1 Typy detektorů	27
	6.1.1 Balanční detekce	29
	6.2 Zpracování signálu	29
	6.2.1.1 Tektronix TDS 3054B	29
	6.2.1.2 eLock-in Anfatec 204	29
	6.2.1.3 Analogový osciloskop GW G05-6586 50 Hz	29
<u>7</u>	<u>Metodika měření fázové stability</u>	<u>29</u>
	7.1 Měření fáze pomocí Mach-Zehnderova interferometru	29
	7.1.1 Mach Zehnderův interferometr	30
	7.1.2 Určení fáze výstupního signálu	31
	7.1.3 Metoda mode Lock-in s aplikací na Mach-Zehnderův interferometr	32
	7.1.4 Metoda synchronní detekce	33
	7.1.5 Metoda heterodynní detekce	35
	7.2 Teorie zpracování výsledků, popis chyb a nejistot	35
<u>8</u>	<u>Přípravy na měření</u>	<u>36</u>
	8.1 Měření koherenční délky laseru 975 nm	36
	8.2 Konstrukce použitých detektorů	37
	8.2.1 Zapojení použitých detekčních prvků	38
	8.2.2 Konstrukce detektorů	39
	8.3 Zapojení a kalibrace jednotlivých použitých prvků	40
	8.3.1 Kalibrace detektorů	40
	8.4 Použité přístroje	40

8.4.1.1	Použité zdroje záření	40
8.4.1.2	Použité vláknové děliče	40
8.4.1.3	Použitý fázový modulátor	40
8.4.1.4	Použité signálový generátor	40
8.4.1.5	Celková délka vláken v ramenech Mach-Zendrova interfeometru	40
8.4.1.6	Použité zobrazovací zařízení	40
<b>9</b>	<b>Realizace</b>	<b>41</b>
9.1	Průběh měření	41
9.1.1	Výběr metod	41
9.1.2	Sestavení experimentu	41
9.1.3	Postup při měření	43
9.1.4	Postup při zpracování	44
9.2	Interpretace výsledků	44
9.2.1	Modulace obdélníkovým signálem o frekvenci 5 Hz	45
9.2.2	Modulace obdélníkovým signálem o frekvenci 50 Hz	46
9.2.3	Modulace obdélníkovým signálem o frekvenci 100 Hz	47
9.2.4	Modulace obdélníkovým signálem o frekvenci 200 Hz	48
9.2.5	Modulace obdélníkovým signálem s frekvencí 500 Hz	49
9.2.6	Modulace obdélníkovým signálem o frekvenci 4 kHz	49
9.2.7	Modulace obdélníkovým signálem o frekvenci 70 kHz	50
9.2.8	Vyhodnocení znázornění různých frekvencí modulace obdélníkovým signálem	51
9.2.9	Měření pro modulaci sinusovým signálem o frekvenci 50 Hz	52
9.2.10	Modulace sinusovým signálem o frekvenci 600 Hz	53
9.2.11	Měření při modulaci sinusovým signálem o frekvenci 800 Hz	53
9.2.12	Měření při modulaci sinusovým signálem o frekvenci 950 Hz	54
9.2.13	Příklad průběhu sinus 20 kHz	55
9.2.14	Měření při modulaci sinusovým signálem o frekvenci 50 kHz	56
9.2.15	Měření při modulaci sinusovým signálem o frekvenci 80 MHz	56
9.2.16	Vyhodnocení měření signálů Při modulaci sinusovým signálem	57
9.2.17	Modulace pilovým signálem o frekvenci 4 kHz	58
9.2.18	Měření při modulaci pilovým signálem o frekvenci 9 kHz	59
9.2.19	Modulace pilovým signálem o frekvenci 49 kHz	59
9.2.20	Vyhodnocení měření signálů při modulaci pilovým signálem	60
<b>10</b>	<b>Závěr</b>	<b>61</b>
10.1.1	Stabilita systému a stabilita zkoumaného vláknového optického děliče	61
10.1.2	Vliv modulační frekvence	61
10.1.3	Vliv modulačního signálu na výstupní fázový rozdíl	62
<b>11</b>	<b>Seznam příloh</b>	<b>63</b>
<b>12</b>	<b>Seznam obrázků</b>	<b>63</b>
<b>13</b>	<b>Seznam rovnic</b>	<b>64</b>
13.1.1	Citované publikace	66
13.1.2	Použitá literatura	67
13.1.3	Technické podklady:	69
<b>14</b>	<b>Autorské prohlášení</b>	<b>69</b>
<b>15</b>	<b>Bibliografická identifikace</b>	<b>70</b>
<b>16</b>	<b>Bibliografic identification</b>	<b>70</b>

# 1 Seznam použitého značení

Vlnová délka	$\lambda$
Frekvence	$f$
Rychlost světla	$c$
Zářivý tok	$\Phi_e$
Intenzita vyzařování	$H_e$
Ozáření	$E_e$
Zářivost	$I_e$
Zář	$L_e$
Světelný tok	$\Phi_r$
Osvětlení	$E_r$
Svítivost	$I_r$
Jas	$L_r$
Celková energie	$\mathcal{E}$
Planckova konstanta	$h$
Čas	$t$
Krátký časový úsek obecně $dt$	$\tau$
Komplexní časová koherence	$\Gamma(\tau)$
Celkový čas, perioda	$T$
Komplexní amplituda	$U$
Intenzita	$I$
Komplexní stupeň časové koherence	$\gamma(\tau)$
Koherenční doba	$\tau_c$
Koherenční délka	$l_c$
Koherenční plocha	$d_c^2$
Činitel útlumu	$b_v$
Délka	$l$
Výkon	$P$
Skupinové (grupové) zpoždění	$t_g$
Grupová rychlost	$v_g$
Index lomu zde značen	$n$
Elektrická intenzita elektromagnetického pole	$\vec{E}$
Magnetická intenzita elektromagnetického pole	$\vec{H}$
Vlnová funkce odpovídající $E_z$ nebo $H_z$	$\Psi$
Poloměr plochy průřezu	$r$
Je vlnové číslo (vlnočet)	$k_0$
Podélná konstanta šíření	$\beta$
Azimutální úhel šíření	$\varphi_r$
Funkce šíření závislá na poloměru	$R(r)$
Funkce šíření závislá na azimutu	$\Phi(\varphi_r)$
Cylindrické funkce prvního druhu	$J_m$
Cylindrické funkce druhého druhu	$Y_m$
Řád cylindrické funkce	$m$
Fázový úhel (fáze)	$\varphi$
Úhel dopadu na rozhraní	$\theta_r$
Tloušťka vrstvy	$h$
Normovaná konstanta šíření	$B$
Efektivní index lomu vrstvy	$\mathcal{N}'$

Normovaný kmitočet	$\mathcal{V}$
Stupeň vlnovodné nesymetrie	$\alpha_r$
Úhlová rychlost	$\omega$
Vlnová disperze	$D_W$
Zjednodušená disperze vlnovodu	$D_v$
Normalizovaná frekvence režimu jednomódového přenosu	$u_c$
Permitivita	$\varepsilon$
Spektrální citlivost detektoru	$S_\lambda$
Integrální citlivost detektoru	$S$
Koeficient využití zářivého toku	$k_S$
Prahový (zářivý) tok (NEP)	$\Phi_{eP}$
Střední kvadratická odchylka šumového signálu	$\sigma_N$
Výkon prahového toku	$P_{NEP}$
Detektivita	$D$
Normovací hladina na 1mW	$\Phi_{eN}$
Odstup signálu od hladiny šumu	$\ell$
Citlivost detektoru pro daný odstup	$C$
Přírůstek proudové hustoty	$i_F$
Proud detektorem	$I_F$
Plocha	$S$
Sériový odpor	$R_S$
Vnitřní kapacita diody	$C_j$
Odpor	$R$
Koeficienty popisující numericky aproximaci vlastností optického děliče	$a, b$
Výstupní amplitudy výstupního vláknového optického děliče	$a_{3,4}$

## **2 Abstrakt**

Cílem práce je seznámit se s teorií vláknových optických vazebných členů a v experimentální části navrhnout a ověřit metodu měření fázové stability těchto prvků. Proměřili jsme parametry předloženého optického vazebného členu  $2 \times 2$  se zřetelem na fázovou stabilitu při frekvenční modulaci svazku.

### **Abstract**

The aim of this thesis is learn about the theory of fiber optic couplers and in the experimetal part design and verify a method of measuring the phase stability of these elements. We measured the parameters of submitted optical  $2 \times 2$  fiber coupler with regard to the phase stability at a frequency beam modulation.

### 3 Úvod

Úkolem práce bylo seznámit se s teorií vláknových optických vazebných členů a v experimentální části navrhnout, případně ověřit metodu měření fázové stability těchto prvků. Byly proměřeny parametry předloženého optického vazebného členu typu 2×2 se zřetelem na fázovou stabilitu při frekvenční modulaci svazku.

V úvodu teoretické části je věnována pozornost popisu základních principů šíření světla. Jsou zde vysvětleny pojmy interference a koherence, jejichž pochopení je nezbytné pro porozumění dalším částem práce. Rovněž je zaveden pojem stabilita systému a jsou zde zmíněny některé způsoby přístupu k jeho určení a popisu.

V kapitole 4 jsou připomenuty základní informace principu činnosti laserů, využívané v experimentální části.

V teoretické části je věnována pozornost popisu šíření záření v optickém vlákně a optickém vláknovém děliči (vazebním členu). Tuto problematiku zpracovává kapitola 5.

Důraz je kladen na popis šíření optických módů v odstavci 5.1.3 a na disperzní jevy ve vláknech v 5.1.6.

Poznatky z těchto odstavců jsou základem k popisu principů rozdělení energie v optických vláknových děličích. Funkce optických vláknových děličů je popsána v části 5.2 pomocí vztahů vycházejících z teorie elektromagnetického pole a teorie optických módů. Dále je v odstavci 5.2.2 a 5.2.3 uveden popis používaných konstrukcí optických děličů a technologií jejich výroby.

S ohledem na úkoly experimentální části je připomenut v podkapitole 5.3 způsob spojování optických vláken a v podkapitole 5.4 znázorněná funkce polarizačního kontroleru. Pro úspěšné stanovení metod měření fázové stability, bylo také nezbytné seznámit se s možnostmi modulace světelného paprsku, což je zpracované v podkapitole 5.5, zabývající se fázovou modulací.

S ohledem na potřeby praktické části, bylo také nutné obeznámit se s metodami vhodné detekce a zpracování detekovaného signálu. Tato část byla významná, pro návrh metody měření vlastností optického vazebného členu, se zřetelem na fázovou stabilitu. Studium této problematiky, zpracované v kapitole 6, tvoří základ pro konstrukci detektorů, použitých pro naše měření.

Abychom byli schopni vybrat vhodnou měřicí metodu pro experimentální část, byly porovnávány v kapitole 7 různé metody uváděné v literatuře používané pro obdobná měření. Největší důraz byl kladen na experimentální část práce. Pro experimentální část byla vybrána sestava s Mach-Zehnderovým interferometrem. Byla použita měřicí metoda Lock-in. Pro porovnání byla provedena také metoda synchronní detekce. Pro modulaci v referenčním rameni Mach-Zehnderova interferometru byl aplikován krystalový LiNbO<sub>3</sub> fázový modulátor. Měření jsme prováděli pro modulaci signálem obdélníkovým, sinusovým i pilovým. Měření bylo provedeno s dvěma frekvenčními generátory, abychom dosáhli přesnějších výsledků. Při měření bylo použito analogového i digitálního typu osciloskopu a eLock-inu Anfatech pro zobrazování výstupních signálů. Jejich vlastnosti a důvody použití jsou uvedeny v části 6.2.

Vyhodnocení experimentální části bylo provedeno prostřednictvím záznamu měření, zpracováním dat a jejich interpretací v kapitole 9 - Realizace.

Poznatky z teoretické části i závěry části praktické, byly vyhodnoceny v kapitole 10 - Závěr.



### 3.1 Světlo jako elektromagnetická vlna

Světlo je záření příčných elektromagnetických vln. Toto záření lze charakterizovat vlnovou délkou ( $\lambda$ ), která určuje jeho barvu a intenzitou určující amplitudu elektrických a magnetických složek a polarizací, jež nám popisuje prostorové šíření obou provázaných složek elektromagnetické vlny.

$$\lambda = f \cdot c \quad \text{r. 1}$$

Vlnová délka viditelného spektra (světla) se udává v intervalu  $\langle 380\text{nm}; 790\text{nm} \rangle$ , větší vlnové délky náleží infračervenému záření (do 1mm) a menší vlnové délky delší než 1nm náleží ultrafialové oblasti. Šíření elektromagnetických vln lze popisovat pomocí Maxwellových rovnic. Během postupu elektromagnetické vlny vyvolává časová změna složky elektrické buzení složky magnetické a naopak přičemž vektor elektrické intenzity je vždy kolmý k vektoru magnetické intenzity.

Světlo je popisováno veličinami radiometrickými, k nimž patří zářivý tok  $\Phi_e$  [W], intenzita vyzařování  $H_e$  [ $\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$ ], ozáření  $E_e$  [ $\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$ ], zářivost  $I_e$  [ $\text{W} \cdot \text{s} \cdot \text{r}^{-1}$ ] a zář  $L_e$  [ $\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1}$ ] a veličinami fotometrickými, jako jsou světelný tok  $\Phi_r$  [lm], osvětlení  $E_r$  [ $\text{lm} \cdot \text{m}^{-2}$ ], svítivost  $I_r$  [cd] a jas  $L_r$  [ $\text{cd} \cdot \text{m}^{-2}$ ].

Energie fotonu je:

$$\mathcal{E} = h \cdot f, \quad \text{r. 2}$$

kde  $f$  je frekvence elektromagnetického vlnění a  $h$  je Planckova konstanta.

Jeden optický paprsek může obsahovat více elektromagnetických vln s různou vlnovou délkou. Seřazením těchto vln podle vzestupné vlnové délky získáme spektrum záření.

Obsahuje -lispektrum světelného paprsku jedinou vlnovou délku, hovoříme o záření monochromatickém.

Světelné paprsky se šíří přímočaře a vzájemně nezávisle, přičemž rychlost šíření monochromatického záření v daném prostředí závisí na indexu lomu.

*Je třeba rozlišovat fázovou a grupovou rychlost. Fázová popisuje rychlost šíření ploch se stejnou fází a grupová rychlost se vztahuje k obálce amplitudy, neboli k rychlosti šíření signálu. Grupová rychlost nemůže přesáhnout rychlost  $c$ , ale fázová rychlost, která není spojena s přenosem informace, může nabývat téměř libovolných hodnot. [převzato z cit[12]].*

### 3.2 Fázová stabilita elektromagnetických vln a její aplikace

Modulace je nelineární proces vzájemného působení modulované vlny a nosného signálu.

Tento proces se obvykle vyvolává záměrně. Běžné použití tkví v kódování a dekódování signálů za účelem jejich transportu. Lze provést modulování jakéhokoli systému vykazujícího kmitání či vlnění, v praxi ale nejčastěji využíváme modulaci elektromagnetických vln.

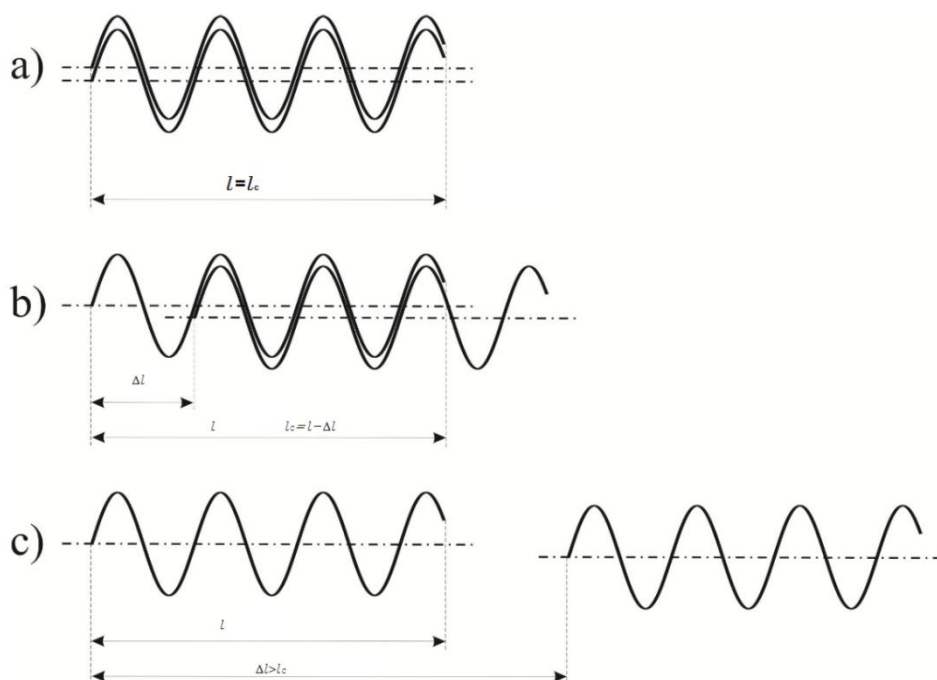
Principiálně rozeznáváme modulaci fázovou, frekvenční a amplitudovou. Podle spojitosti modulačního signálu pak mluvíme o spojitě či diskrétní modulaci. [cit[7]]. Pro udržení žádaného výstupu z modulátoru je podstatný pojem stabilita. Protože jsou procesy modulování signálů jevy nelineární, vykazuje modulátor omezené pásmo použitelnosti. Pokud systém modulátoru překročí mezní parametry výkonu, frekvence či úrovně modulace, dojde k nestabilitě odezvy. Ta se obvykle projevuje časovým zpožděním, zákmity nebo úplným rozkmitáním odezvy. Systém s takovými parametry pak není schopen správně a předvídatelně plnit modulační funkci.

#### 3.2.1 Kritéria stability systému

Celková odezva systému je dána superpozicí odezvy na počáteční podmínky systému a odezvy na vstupní signály. Systém je stabilní, pokud nedochází k samovolné změně parametrů. Při změně parametrů vnějším působením má stabilní systém tendenci

asymptoticky se blížit původní nebo jiné reálné hodnotě parametru (asymptotická stabilita). Stabilitu systému je možno zjišťovat experimentálně nebo analyticky. Základem analytického řešení je popis systému pomocí matematické funkce a následná komplexní analýza kořenů této funkce. Tu lze provést v časové oblasti, nebo v Laplaceově prostoru. Reálné kořeny charakteristické funkce pak určují aperiodické složky řešení a komplexně sdružené kořeny určují složky kmitavé. Stabilní systémy mohou být periodické či aperiodické. Pro matematický popis kritérií stability se používá například Routhovo kritérium. Možnosti grafického řešení pak skýtá například vyjádření amplitudových a frekvenčních charakteristik. Experimentálním měřením lze stabilitu systému prokázat například pomocí interferenčních obrazců, Lissajusovými obrazci dvojice signálů nebo i jen měřením periodicity výstupního signálu a její změny při změně vstupu.

### 3.3 Koherence



Obrázek 1. znázornění významu koherenční délky [převzato z cit [3]]

Koherentní vlny mají v každém bodě šíření konstantní fázový rozdíl vln, vlny tedy mají nutně shodnou vlnovou délku a jejich fázový rozdíl je nutně časově nezávislý. Nejjednodušším způsobem, jak získat tuto situaci, je použít k vytvoření obou vln jeden zdroj, nejlépe monochromatický. Pro takové vlnění lze definovat funkci pro časovou koherenci na základě vzájemného zpoždění dvou posuzovaných paprsků [cit [16]]:

$$\Gamma(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \left( \frac{1}{2T} \int_{-T}^T U(t + \tau) \cdot U^*(t) dt \right) , \quad \text{r. 3}$$

kde

$$\tau = t_2 - t_1. \quad \text{r. 4}$$

Časová koherenční funkce je nutně Hermitovská, tedy  $\Gamma(-\tau) = \Gamma^*(\tau)$ . V běžných aplikacích je podstatná zejména statistická podoba vlastností nezávislá na střední intenzitě záření. Proto zavádíme komplexní **stupeň časové koherence**:

$$\gamma(\tau) = \frac{\Gamma(\tau)}{\Gamma(0)} = \frac{\langle U(t+\tau) \cdot U^*(t) \rangle}{\langle |U(t)|^2 \rangle}. \quad \text{r. 5}$$

Odtud lze vyjádřit koherenční dobu a koherenční délku. [cit[21]]

**Koherenční doba** (někdy též relaxační doba) má význam doby trvání vyzařování fotonu vybuzenými atomy.

$$\tau_c = \int_{-\infty}^{\infty} |\gamma(\tau)|^2 d\tau \quad \text{r. 6}$$

*Tato doba je ale velmi krátká, u klasických zdrojů je řádově asi  $10^{-9}$  s. Koherenční době odpovídá **koherenční délka**  $l_c$ , úměrná přes rychlost světla  $c$  koherenční době, tedy*

$$l_c = c \cdot \tau_c, \quad \text{r. 7}$$

*Je to vlastně délka jedné spojitě elementární vlny. Je jasné, že dráhový rozdíl vln z virtuálních zdrojů musí být vždy menší, než koherenční délka zdroje. Pokud se elementární vlny překrývají jen částečně, mluvíme o částečné časové koherenci. V tomto případě, znázorněném na obrázek 1 - b, se může vlna jednoho rozruchu částečně překrývat (interferovat) s fázově posunutou vlnou jiného rozruchu a zeslabovat tak kontrast interferenčního obrazce. Říkáme, že koherenční doba  $\tau_c$  a koherenční délka  $l_c$  jsou mírou časové koherence. Na základě kvantové teorie je možné dokázat, že časová koherence přímo souvisí s mírou monochromatickosti zdroje. Platí vztah*

$$l_c = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda}. \quad \text{r. 8}$$

*Tedy čím je zdroj monochromatictější, tím větší má koherenční délku. V případě použití rozlehlejšího světelného zdroje se na jeho záření podílí větší počet atomů, jejichž kmity přestávají být koordinované. Tento jev obecně závisí na principu zdroje. Musíme se tedy omezit na takový příčný rozměr zdroje  $d_c^2$  v jehož rámci atomy emitují ještě téměř koordinované světelné rozruchy. Potom  $d_c^2$  je definováno jako **koherenční plocha zdroje** a je mírou jeho prostorové koherence. [převzato z cit[3]]*

### 3.4 Interference elektromagnetických vln

Jsou - li elektromagnetické vlny, tedy i světlo, koherentní a nacházejí-li se v daném čase na stejném místě v prostoru, dojde ke skládání amplitud těchto vln. V tomto případě hovoříme o interferenci. Interference má dva mezní případy. Pokud se setkají dvě vlny posunutě o celistvý násobek vlnové délky, dojde k maximálnímu zesílení amplitudy a nastává interferenční maximum (konstruktivní interference). Jestliže se setkají dvě vlny posunutě o lichý násobek poloviny vlnové délky, projeví se maximální zeslabení, přičemž hovoříme o interferenčním minimu (destruktivní interference).

## 4 Laser a vlastnosti jeho záření

LASER je zdroj monochromatického lineárně polarizovaného záření s velkou koherentní délkou a úzkým svazkem, pracující na principu stimulované emise.

Pro popis záření emitovaného laserem je podstatná monochromatickost. Určujeme, zda rezonátor neemituje kromě dominantní vlnové délky některou z vyšších harmonických vlnových délek, případně je-li nutné tento jev dále kompenzovat (např. filtrem). Dalším faktorem, který je nezbytné znát pro kvalitní a úspěšné měření, jsou koherenční vlastnosti zdroje.

## 5 Vedení světelného paprsku

Světelný paprsek je elektromagnetická vlna šířící se přímočaře. Pro světlo platí zákony odrazu, ohybu a lomu.

**Činitel útlumu**  $b_v$  [ $\text{dB} \cdot \text{km}^{-1}$ ]:

$$b_v = \frac{1}{l} 10 \cdot \log \frac{P_2}{P_1}$$

r. 9

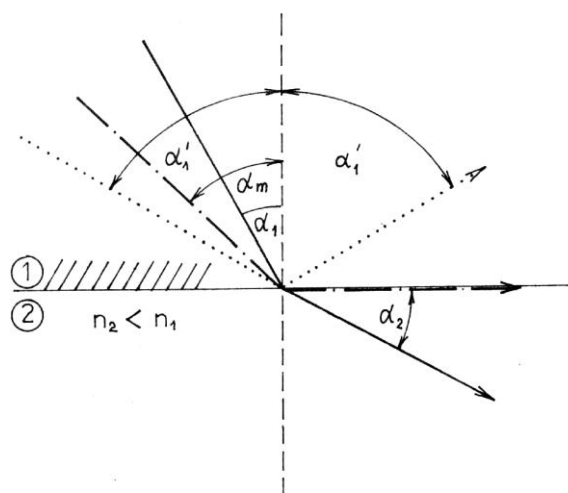
Kde  $l$  délka přenosové trasy a  $P_{1,2}$  vstupní a výstupní výkon

## 5.1 Optické vlnovody

Princip vedení světelného paprsku pomocí totálního odrazu uvnitř světlovodné struktury je znám již dlouhou dobu. Avšak teprve v roce 1970 přišla firma Gorning Glass Co. s vývojem extrémně nízko ztrátových skel použitelných pro přípravu světlovodů vhodných k vedení paprsku na vzdálenost několika kilometrů. V roce 1978 již technologie umožňovala přenos s útlumem řádově  $0,1 \text{ dB} \cdot \text{km}^{-1}$ .

### 5.1.1 Teorie úplného odrazu

Odraz se řídí Snellovým zákonem. Z toho plyne, že absolutní odraz může nastat pouze při styku prostředí, pro jejichž indexy lomu platí  $n_1 > n_2$ . Z Maxwellových rovnic lze vyjádřit složky intenzit a efektivní Poyntingův vektor. Aplikací Frenelových zákonů lze chod odražených paprsků vyhodnotit.



Obrázek 2. Chod paprsků na rozhraní (odraz, lom) [převzato z cit[9]]

### 5.1.2 Vedení elektromagnetických vln vlnovodem

Použité optické vlnovody jsou dvouvrstvé, proto nebudeme dále zmiňovat gradientní vlnovody a jejich výpočty.

Optický vlnovod (optické vlákno) pracuje na principu totálního odrazu elektromagnetické vlny na rozhraní dvou prostředí. Skládá se z jádra, ve kterém se záření pohybuje a pláště, jež vytváří rozhraní. Vlákno může být opatřeno také povrchovou ochrannou vrstvou.

Obecně se dá každá homogenní vrstva vlnovodu popsat vztahem cit[8]:

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial r^2} + \frac{\partial \Psi}{\partial x} + \frac{\partial^2 \Psi}{r^2 \cdot \partial \varphi_r} + (n^2 k_0^2(r) - \beta^2) \cdot \Psi = 0 \quad \text{r. 10}$$

V tomto vztahu je  $\Psi$  vlnová funkce odpovídající  $E_z$  nebo  $H_z$ , poloměr plochy průřezu se značí  $r$ , index lomu je značen  $n$ ,  $k_0$  je vlnové číslo (vlnčet) a  $\beta$  je podélná konstanta šíření záření  $\varphi_r$  je pak azimutální úhel šíření.

Pak hledáme funkci  $\Psi(r, \varphi_r)$  ve tvaru  $\Psi(r, \varphi_r) = R(r) \cdot \phi(\varphi_r)$ .  $R(r)$  je přitom funkce šíření závislá na poloměru a  $\phi(\varphi_r)$  je funkce šíření závislá na azimutu.

Pokud tuto funkci budeme hledat pro případ homogenní vrstvy, dojdeme k výslednému vztahu:

$$\frac{d^2\mathbf{R}(r)}{dr^2} + \frac{d\mathbf{R}(r)}{r \cdot dr} + \left( \mathbf{k}_p^2(r) + \frac{\left( \frac{d^2\phi(\varphi_r)}{d\varphi_r^2} \right)}{\phi(\varphi_r)} \right) \cdot \mathbf{R}(r) = \mathbf{0}, \quad \text{r. 11}$$

přičemž pro  $k_p^2(r)$  platí vztah  $k_p^2(r) = \sqrt{(n^2 k_0^2(r)) - \beta^2}$ .

Odtud se dá vyjádřit rovnice pro pole v jádře vlnovodu:

$$\mathbf{R}(r) = C_{r3} \cdot \mathbf{J}_m(k_p^2, r) + C_{r4} \cdot \mathbf{Y}_m(k_p^2, r), \quad \text{r. 12}$$

kde  $J_m$  a  $Y_m$  jsou cylindrické funkce prvního a druhého druhu  $m$ . řádu.

Je-li konstanta šíření v jádře  $k_{p1} = \sqrt{k_1^2 - \beta^2}$  reálná a splňuje - li  $k_2^2 \leq \beta^2 \leq k_1^2$  přičemž  $k_1$  a  $k_2$  jsou vlnová čísla, pak v plášti, pro nějž platí  $k_{p2} = \sqrt{k_2^2 - \beta^2}$  je tento koeficient ryze imaginární, což koresponduje s šířením evanescentní vlny při absolutním odrazu viz. teorie úplného odrazu [cit[9]].

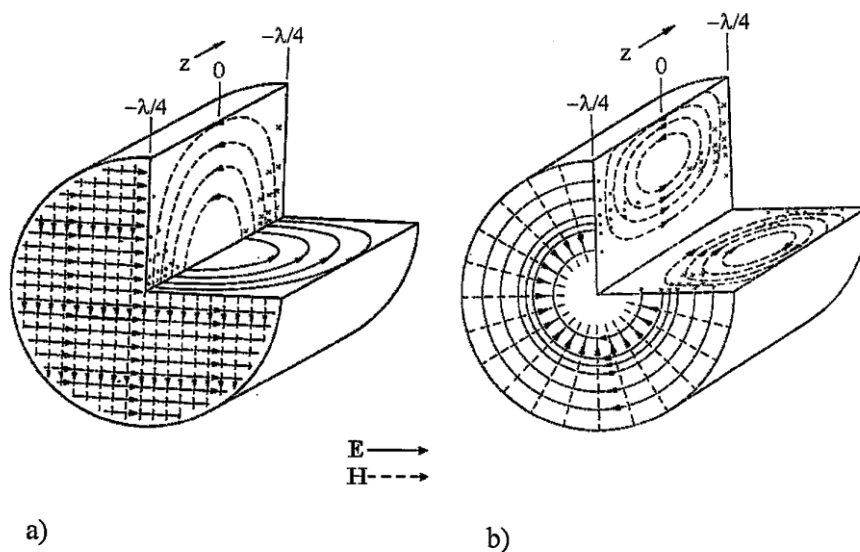
### 5.1.3 Teorie optických módů

Zvolená vlnová délka se může vláknovým vlnovodem šířit pouze s konečným počtem geometrií elektromagnetických vln. Samostatně existující podoby šíření elektromagnetických vln (jež splňují také další podmínky) označujeme jako vidy (módy).

Značení módů je převzato z mikrovlnné techniky a je charakterizováno šesti složkami elektromagnetických intenzit ve válcových souřadnicích, tedy  $E_r, E_\varphi, E_z, H_r, H_\varphi, H_z$ .

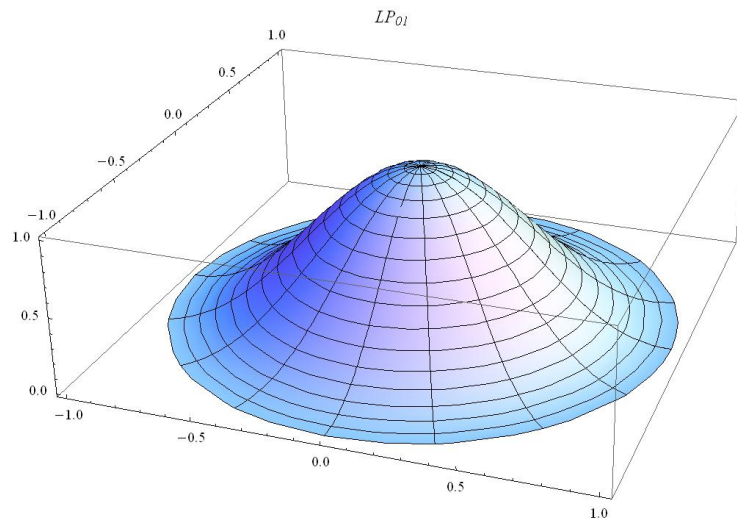
Dojde-li k situaci, kdy je jeden vektor intenzity (rozumíme elektrické či magnetické) nulový hovoříme o módech transverzálních (módech s nulovou složkou). Transverzálně elektrický mód označujeme TE a platí pro něj  $E_z = 0$  a transverzálně magnetický značíme TM a pro něj platí  $H_z = 0$ .

Pokud se v módu uplatňuje všech šest složek elektromagnetických intenzit, hovoříme o módech hybridních a značíme je HE - magneto elektrické a EH - elektro magnetické. Módy HE a EH se liší vzájemným vztahem podélných složek intenzit  $E_z, H_z$ .



Obrázek 3. Rozložení pole módů v jádře a) HE<sub>11</sub>, b) TE<sub>01</sub> převzato z cit[8]

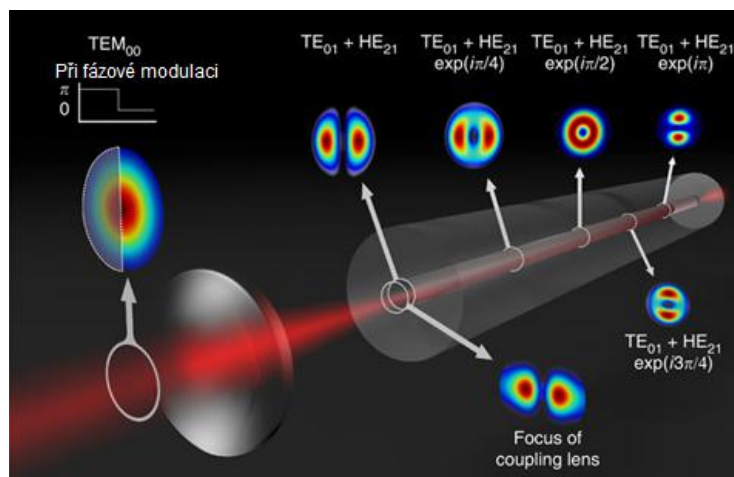
Lineárně polarizované módy LP vznikají superpozicí výše zmíněných módů.



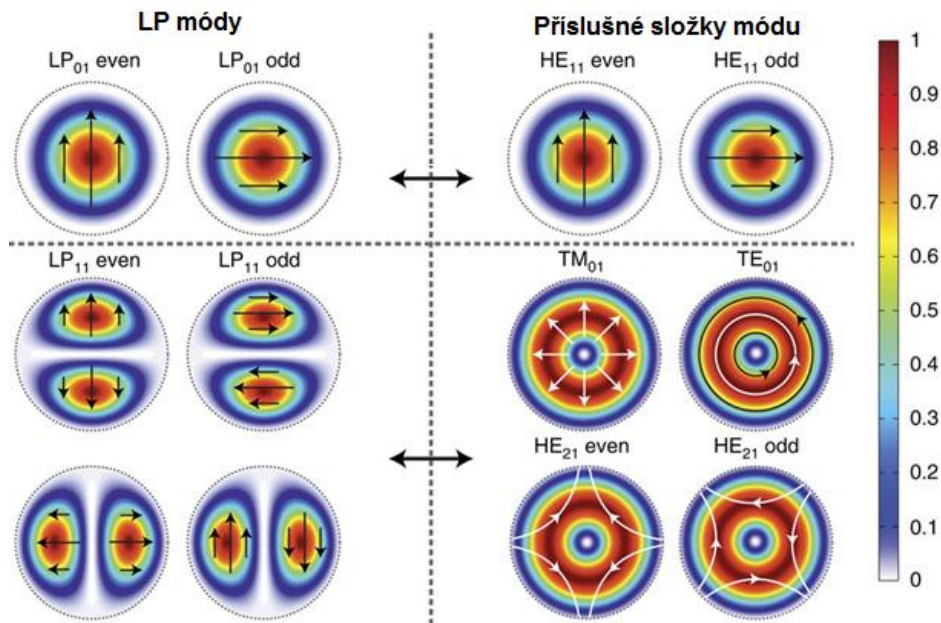
Obrázek 4. model intenzity v lineárně polarizovaného módu  $LP_{01}$  vyjádřeného pomocí cylindrické Besselovy funkce

### 5.1.4 Interferenční pole módů

Interferenční pole módů je zobrazeno obrázky 5,6 zachycujícími vývoj módů a složky módů LP.



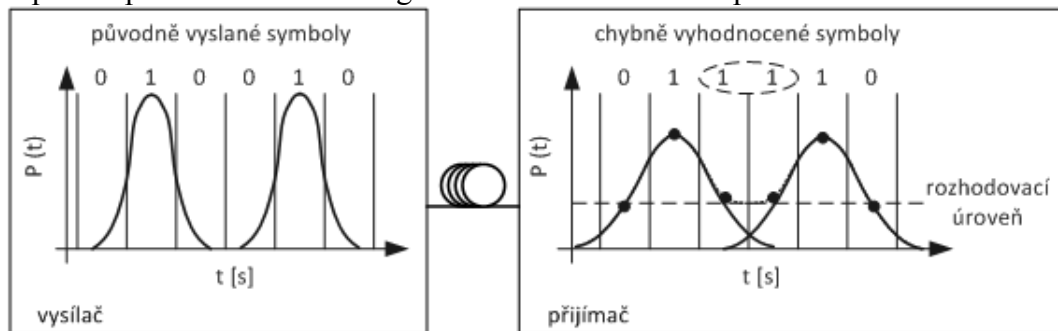
Obrázek 5. Vývoj složek  $TEM_{00}$  módu při fázové modulaci [převzato z cit[23]]



Obrázek 6. popis směrů intenzit základního a prvního vyššího LP módu a znázornění příslušných složek [převzato z cit[23]]

### 5.1.5 Disperze v optickém vlákne

Vliv disperze optického vlákna na signál můžeme znázornit například takto:



Obrázek 7. Znázornění disperze signálu na vedení [převzato z cit[27]]

Nepočítáme-li s problematikou nelineární optiky, rozeznáváme ve vláknových vlnovodech dvě základní příčiny disperze a to vlastnosti vlnovodu a vedení většího počtu signálů popřípadě módů. V prvním případě se jedná zejména o závislost indexu lomu na vlnové délce signálu, jeho vliv na fázovou a skupinovou rychlost přenášených signálů a módů, hovoříme o **materiálové disperzi**. V kombinaci s disperzí při změně geometrie módu při jeho vedení vlnovodem jde o **disperzi vlnovodnou**. Výsledkem této kombinace je **Chromatická disperze**. Geometrické vady vlákna, jako jsou nedokonalá kruhovost a nehomogenita, jsou vyjádřeny **polarizačně módovou disperzí**, která způsobuje různou rychlost šíření módů různých polarizačních stavů. Pokud vlákno přenáší výkon signálů ve více módech, způsobí rozdílná rychlost šíření jednotlivých módů navíc **disperzi módovou (vidovou)**. **Disperzní rovnice vlnovodu** (obecná, zjednodušená, linearizovaná na základě geometrické optiky a rovinného šíření)

$$k_2 \cdot 2h \sqrt{1 - \frac{\beta^2}{k_2^2}} - 2\varphi_b(\beta) - 2\varphi_c(\beta) = m \cdot 2\pi, \quad \text{r. 13}$$

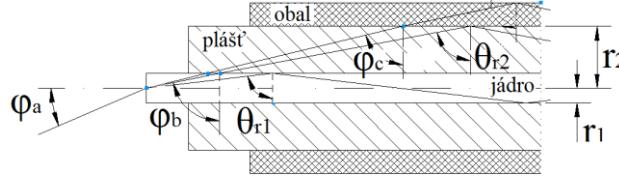
kde podélná konstanta šíření

$$\beta = nk_0(r) \cdot \sin\theta_{r1}. \quad \text{r. 14}$$

Odtud pak:

$$k_2 \cdot h \cdot 2\sin\theta_1 - 2\varphi_b(\beta) - 2\varphi_c(\beta) = m \cdot 2\pi . \quad \text{r. 15}$$

Vzhledem k tomu, že fázové úhly  $\varphi_b(\beta)$ ,  $\varphi_c(\beta)$  zpoždění vln při totální reflexi na rozhraní jsou rozdílné pro TE, TM vlny jsou řešením disperzní rovnice dvě soustavy závislosti konstant šíření na kmitočtu, určující distribuci souboru módů TE, TM.



Obrázek 8. Šíření paprsků vláknem

Definujeme-li normovanou konstantu šíření  $\mathcal{B}$  efektivní index lomu vrstvy  $\mathcal{N}'$ , normovaný kmitočet  $\mathcal{V}$  a stupeň vlnovodné nesymetrie  $\alpha_r$ :

$$\mathcal{B} = \frac{\mathcal{N}'^2 - n_1^2}{n_1^2 - n_2^2}, \quad \text{r. 16}$$

$$\mathcal{N}' = \mathcal{N} \cdot \sin\theta_{r2} = n_2 \cdot \sin\theta_{r1} \cdot \sin\theta_{r2}, \quad \mathcal{N} = \frac{\beta}{k_0}, \quad \text{r. 17, r. 18}$$

kde  $\theta_r$  je úhel dopadu na rozhraní.

$$\mathcal{V} = h \cdot k_0 \cdot \sqrt{n_1^2 - n_2^2}, \quad \text{r. 19}$$

kde  $h$  je v tomto případě tloušťka vrstvy pláště.

$$\alpha_r = \frac{n_1^2 - n_3^2}{n_1^2 - n_2^2} \quad \text{r. 20}$$

Pak mezní kmitočet musí vyhovovat rovnosti  $\beta_c = k_2$ .

**Numerická apertura vlákna:**

$$NA = \sin\varphi_a = \sqrt{n_1^2 - n_2^2}. \quad \text{r. 21}$$

Pro nejjednodušší případ dvojnásobného odrazu u příčných módů je konstanta šíření  $\beta$  určena rovnicí vlastních hodnot podobnou vztahu pro planární vlnovod:

$$k_1 \cdot h \cdot 2\sin\theta_1 - 2\varphi_b(\beta) - 2\varphi_c(\beta) = m \cdot 2\pi , \quad \text{r. 22}$$

Po zjednodušení:

$$\mathcal{B} = \frac{\beta^2 - k_1^2}{k_0^2 \cdot (n_1^2 - n_2^2)}, \quad \text{r. 23}$$

$$\mathcal{V} = \frac{2\pi \cdot \alpha_r}{\lambda} \cdot \sqrt{n_1^2 - n_2^2}. \quad \text{r. 24}$$

Pro vícenásobný odraz ve dvou kolmých směrech obvykle módovou strukturu popisujeme pomocí tvaru rozložení příčné složky elektrického pole. Rovnice vlastních hodnot pak stanovují podmínku pro radiální chod paprsků jádrem (radiální módové číslo  $m$  udává počet změn polarity intenzity pole podél poloměru jádra) a pro spirálový chod paprsku (cylindrické módové číslo  $\ell$  vyjadřuje počet změn polarity intenzity pole módu v rozsahu  $<0; \pi >$  úhlu válcových souřadnic). Příslušný mód pak značíme  $LP_{\ell m}$ .

Je zřejmé že každý mód vykazuje závislost rychlosti šíření na kmitočtu. To způsobuje změnu fáze vedeného módu  $\Delta\varphi$  a časové zpoždění  $\tau$  při průchodu vláknem o délce  $l$ .



$$\Delta\varphi = \beta \cdot l = \frac{\omega}{v_f} \cdot l \quad \text{r. 25}$$

$$\tau = \frac{\Delta\varphi}{\omega} \quad \text{r. 26}$$

Takto vzniká **vlnovodná disperze** (fázové zkreslení a změna geometrie módu viz. obrázek 7). Skupinové zpoždění pro skupinu vln blízkých kmitočtů vyvolané touto disperzí můžeme popsat vztahem:

$$\tau_D = \frac{d\Delta\varphi}{d\omega} = l \cdot \frac{d\beta}{d\omega}. \quad \text{r. 27}$$

Vztažením na jednotkovou délku vlákna:

$$\tau_{GL} = \frac{d\tau_D}{dl} = \frac{d\beta}{d\omega}, \quad \text{r. 28}$$

odtud lze vyjádřit pomocí veličin  $\mathcal{B}$ ,  $\mathcal{V}$ :

$$\tau_{GL} = \frac{1}{c} \left( n_2(n_1 - n_2) \cdot \frac{d(\mathcal{B} \cdot \mathcal{V})}{d\mathcal{V}} \right). \quad \text{r. 29}$$

V pásmu vedení jednoho módu lze najít oblast minimálního zkreslení skupinovým zpožděním. Naproti tomu vedeme-li větší počet módů, nastává diferencování tohoto zpoždění pro jednotlivé vedené módy (různá rychlost šíření jednotlivých módů jednoho kmitočtu) a projevuje se **módová disperze** popsatelná zpožděním:

$$\Delta\tau_{GL} \cong \frac{1}{c} \cdot (n_1 - n_2). \quad \text{r. 30}$$

Celkový počet vedených módů ve vlákně  $N_V$  je omezen úhlem dopadu na rozhraní  $\theta_{r0}$  a je dán součtem módů tunelujících  $N_T$  a módů jádra  $N_J$ . Pro zvolenou vlnovou délku lze psát:

$$N_V = N_T + N_J, \quad N_J = \frac{v_g^2}{2}, \quad N_T = \frac{v_g^2}{2tg^2(\theta_{r0})}, \quad v_g = \alpha_r \cdot \frac{2\pi \cdot n_1}{\lambda} \cdot \sin\theta_{r0}. \quad \text{r. 31, r. 32, r. 33, r. 34}$$

**Vlnovodná disperze jednomódového vlákna** se projevuje zejména fázovým zpožděním a lze ji vyjádřit například vztahem:

$$D_W = \frac{1}{2\pi \cdot c} \cdot \mathcal{V}^2 \cdot \frac{d^2\mathcal{B}}{d\mathcal{V}^2}. \quad \text{r. 35}$$

Vlnová disperze  $D_W$  [ $s \cdot (km \cdot nm)^{-1}$ ]

**Zjednodušená disperzní rovnice vlnovodu**

$$D_v = \frac{dt_g}{l} = \frac{1}{dv_g}. \quad \text{r. 36}$$

Přičemž  $D_v$  je disperze ve vlákně [ $s \cdot km^{-1}$ ]  $dt_g$  je úplný diferenciál skupinového zpoždění a  $dv_g$  je úplný diferenciál grupové rychlosti.

[cit[8]]

### 5.1.6 Jednomódové optické vlákno

Podmínka jednomódového přenosu cit[8]:

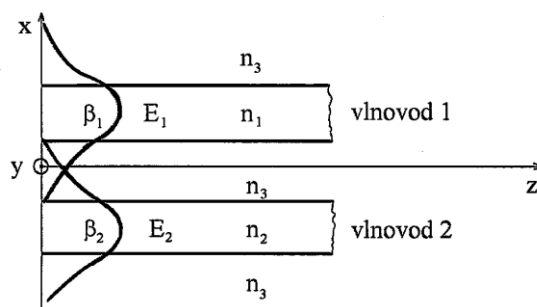
$$\lambda > \frac{2\pi \cdot \alpha_r \cdot \sqrt{n_1^2 - n_2^2}}{u_c} \Rightarrow 2\pi \cdot \frac{\alpha_r}{\lambda} \cdot NA < 2,405, \quad \text{r. 37}$$

přičemž  $u_c$  je normalizovaná frekvence režimu vedení jednoho módu. Pro LP<sub>10</sub> se  $u_c = 2,405$ . Pro zajištění existence jednoho vidu ve vlákně je nutné zajistit malý průměr jádra (velikost průměru jádra by měla přibližně řádově odpovídat vlnové délce použitého zdroje, což vede ke zvýšeným konstrukčním nárokům a problémům s dodržením přesné geometrie při daném

rozměru). Další možností je zajistit malou numerickou aperturu. Prakticky se dá využít malý rozdíl mezi indexem lomu jádra a pláště. V tomto případě jde o slabě vodivá vlákna. Z nutnosti dodržet malou  $NA$  vyplývají i problémy s navazováním vlákna a zvýšení pravděpodobnosti ztrát během vedení (ztráty vlnovodného efektu při deformacích a zakřivení). Tento typ vlnovodů však vykazuje velmi malou disperzi signálu.

## 5.2 Děliče světelného paprsku

Dělič optického svazku či odbočnice je pasivní optická součástka schopná rozdělit či přeměřovat výkon paprsku elektromagnetického záření. Dělení výkonu může být realizováno na základě dělení intenzity, vlnové délky, polarizace, nebo dalších parametrů.



Obrázek 9. Dvojice vzájemně vázaných jednovidových vlnovodů [cit[8]]

Pole módů vedených v každém vlnovodu lze psát ve tvaru [cit[8]]:

$$E_1 = U_1(z) \cdot U_1(x, y) \cdot e^{j(\omega t - \beta_1 z)} = U_1 \cdot e^{j\omega t}, \quad \text{r. 38}$$

$$E_2 = U_2(z) \cdot U_2(x, y) \cdot e^{j(\omega t - \beta_2 z)} = U_2 \cdot e^{j\omega t}. \quad \text{r. 39}$$

Dle cit[12] lze vazebné členy studovat pomocí teorie vázaných módů a odvozených vztahů. V souladu s teoriemi elektromagnetického pole, jež formuloval Maxwell lze amplitudy módů normovat tak aby optický výkon nesený vlnovody 1,2 odpovídal  $P_1 = |U_1|^2, P_2 = |U_2|^2$ . Budeme-li se zabývat situací, kdy se oba módy šíří ve stejném směru osy  $z$  lze řešení vyjádřit vztahy:

$$U_1(z) = \left( U_1 \cdot \left( \cos(\beta_0 \cdot z) + j \frac{\beta_1 - \beta_2}{2\beta_0} \cdot \sin(\beta_0 \cdot z) \right) + \frac{c_{1,2}}{\beta_0} \cdot U_2 \right) \cdot e^{-j \frac{\beta_1 + \beta_2}{2} \cdot z}, \quad \text{r. 40}$$

$$U_2(z) = \left( U_1 \cdot \left( \cos(\beta_0 \cdot z) + j \frac{\beta_1 - \beta_2}{2\beta_0} \cdot \sin(\beta_0 \cdot z) \right) + \frac{c_{1,2}}{\beta_0} \cdot U_1 \right) \cdot e^{-j \frac{\beta_1 + \beta_2}{2} \cdot z}. \quad \text{r. 41}$$

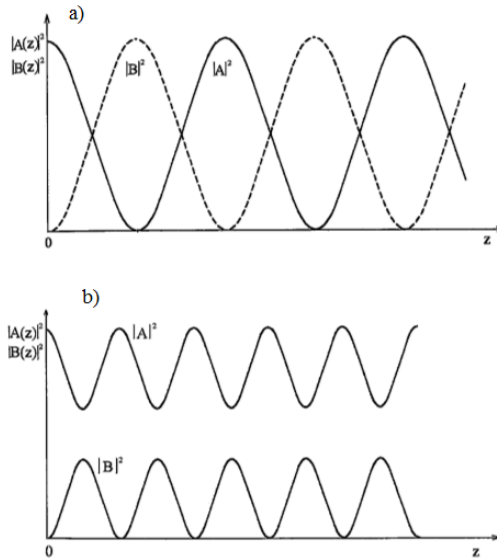
[cit[11]]

Vazebnou délku bezztrátového vazebného členu  $l_0$  lze vyjádřit vztahem

$$l_0 = \frac{\pi}{2 \cdot \Delta\beta}. \quad \text{r. 42}$$

[cit[8]]

Pokud necháme oba vázané módy šířit po dostatečně dlouhé dráze, dochází ve ztrátovém vedení k vyrovnání výkonů nesených oběma vlnovody. Rychlost tohoto děje závisí na velikosti imaginární složky  $\Delta\beta$ . Výkonovou výměnu po vyrovnání výkonů znázorňuje následující charakteristika :



Obrázek 10. Příklad výkonové výměny v optickém vazebném členu v a)  $\Delta\beta=0$ , b)  $\Delta\beta\neq 0$

V prvním případě  $\Delta\beta = 0$  ve druhém  $\Delta\beta \neq 0$ .

$\Delta\beta$  lze určit z následujícího obecného vztahu [r 43] :

$$\Delta\beta = \pm \omega \cdot \epsilon_0 \sqrt{\frac{\iint (n_1^2 - n_0^2) E_1^- E_2 dx dy \cdot \iint (n_2^2 - n_0^2) E_2^- E_1 dx dy}{\iint z (E_1^- \times H_1 + E_1 \times H_1^-) dx dy \cdot \iint z (E_2^- \times H_2 + E_2 \times H_2^-) dx dy}} . \quad \text{r. 43}$$

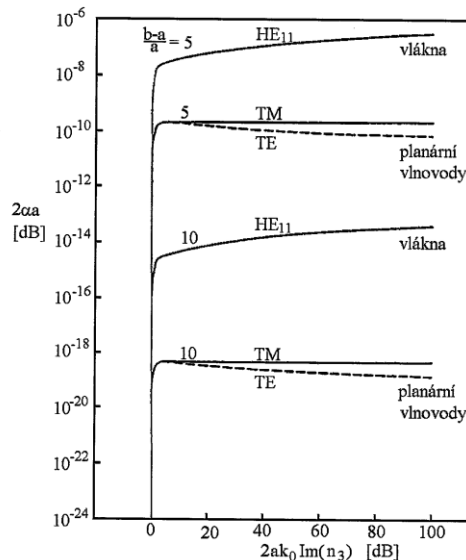
V případě reálných indexů lomu dojde ke komplexnímu sdružení původních polí

$$E_{1,2}^- = E_{1,2}^* \quad a \quad H_{1,2}^- = H_{1,2}^* . \quad \text{r. 44}$$

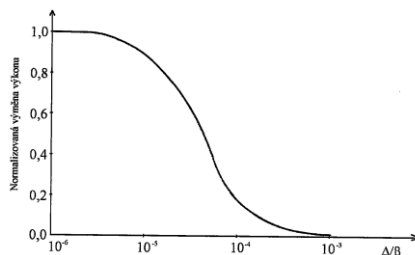
Při dobrém vedení módů lze zanedbat výkon tunelujících módů a můžeme psát:

$$\Delta\beta = \pm \frac{\omega \cdot \epsilon_0}{4P} \iint (n_2^2 - n_0^2) E_2^* E_1 dx dy . \quad \text{r. 45}$$

Stejně vyjádření je možné použít pro lehce ztrátové vlnovody.

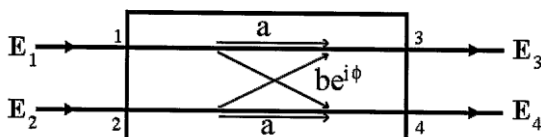


Obrázek 11. Módová ztráta ve ztrátovém prostředí cit[8]



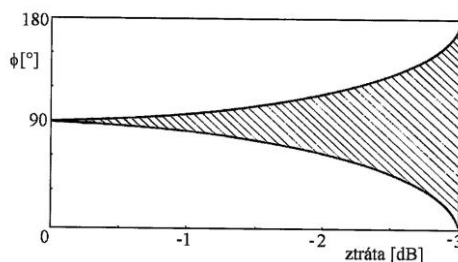
Obrázek 12. výkonová výměna jako funkce normalizovaného fázového rozdělení pro  $z \rightarrow \infty$  cit[8]

Model vazby:



Obrázek 13. schématický model vazebného členu

Charakteristický úhel vazebného členu je fázová změna způsobená vazbou,  $a$  a  $b$  jsou reálná čísla popisující velikost vazby ( $a = 0$  – úplná vazba-výměna výkonu,  $b = 0$  – vazba nenastává).



Obrázek 14. možné hodnoty charakteristického úhlu vazebného členu jako funkce ztrát symetrického vazebného členu [cit[12]]

Podmínka pro  $\phi$  :

$$\arccos\left(\frac{-a}{1-a}\right) \leq \phi \leq \arccos\left(\frac{a}{1-a}\right).$$

r. 46

### 5.2.1 Parametry děličů optického svazku

Většina paramerů děličů optického svazku jsou explicitně či experimentálně získané hodnoty udávané výrobcem, popřípadě změřené před vlastním experimentem.

Běžně se setkáváme s těmito parametry vláknových děličů optického svazku:

**optimální pracovní vlnová délka, nominální dělicí poměr, limitní dělicí poměr, maximální ztráty při nominálním dělicím poměru, pracovní teplota, maximální tepelné ztráty, počet vstupních a výstupních portů, vložné ztráty, zpětné ztráty, polarizační ztráty, dělicí poměr a nadměrné ztráty** definující celkový úbytek energie na děliči, jedná se tedy o vyjádření celkové účinnosti pomocí úbytku v dB

Při použití vláknových děličů, popřípadě integrovaných dělicích přípravků, je také podstatným údajem typ použitých vstupních a výstupních vláken a způsob jejich navázání.

### 5.2.2 Typy děličů optického svazku

Děliče optického svazku rozeznáváme hranolové a vláknové.

Obvyklým způsobem dělení svazku je použití hranolů. Principem je vedení svazku na rozhraní a využití transmisních a reflexních paprsků. Výhodou je snadné použití a jednoduchý matematický aparát. Závislost na vlnové délce dopadajícího záření je sice patrná avšak je

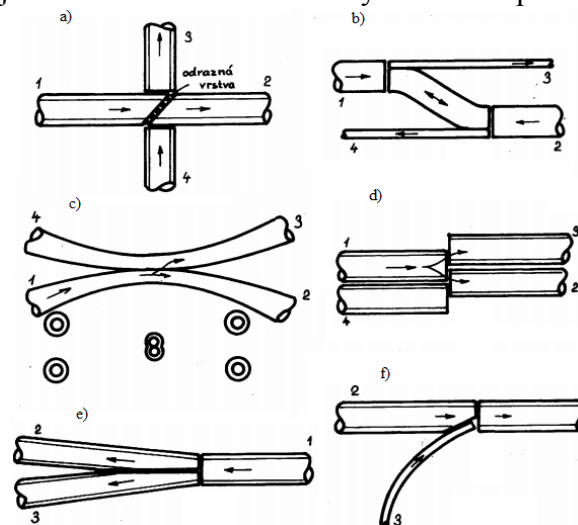
možné barevný posuv kompenzovat vhodným prostředím, tvarem a úhlem dopadu na rozhraní.

Dalším běžným prostředkem je využití vláknových děličů.

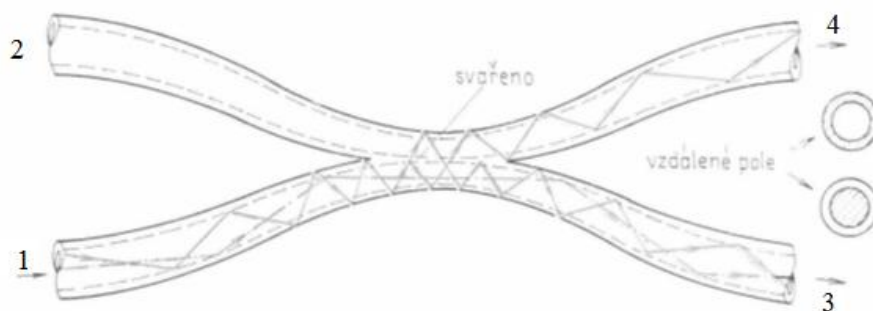
Vláknové děliče svazku (couplers) jsou pasivní optické komponenty, které rozdělují paprsky záření na principu vlnodivé vazby. K té dochází u dvou, nejčastěji rovnoběžných vláken, jejichž jádra se vzájemně přímo dotýkají nebo pronikají, což vede k jevu, kdy paprsek vedený jedním vláknem částečně proniká i do vlákna druhého a elektromagnetické pole paprsků v jednom vlákně ovlivňuje elektromagnetické pole paprsku ve druhém vlákně. Vazbu elektromagnetických vln přitom může zprostředkovávat i pole evanescentní.

### 5.2.3 Konstrukce vláknového děliče optického svazku

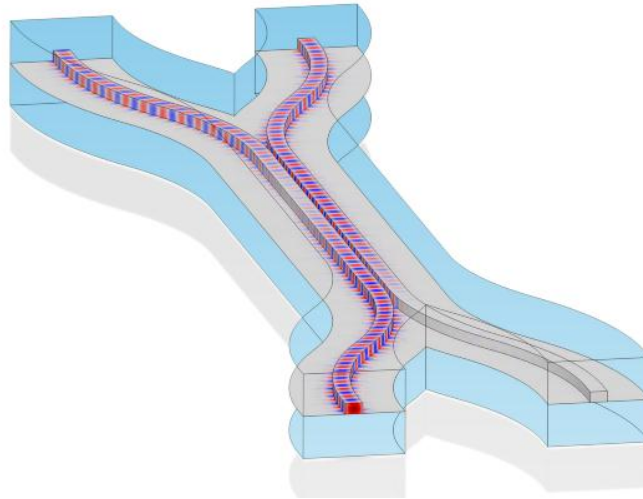
Obrázky 15-18 zachycují běžné konstrukce vláknových děličů optického svazku.



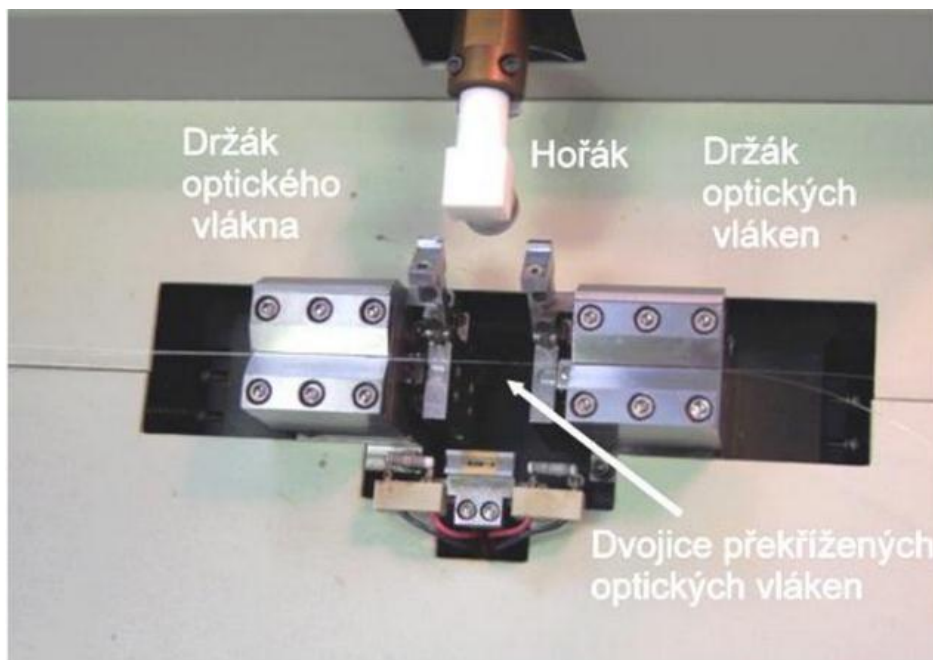
Obrázek 15. běžné konstrukce vláknových děličů a) lepený T, b) lepený H, c) svařovaný X (FTB), d) čelní X lepený, e) lepený Y, f) Y nesymetrický [převzato z cit[10]]



Obrázek 16. Technologii svařování vytvořený dělič FTB (fused taper biconic) s naznačením chodu paprsků cit[8]



Obrázek 17. Znázornění průchodu vlny „couplerem“ včetně evanescentních složek znázorněno na „coupleru“ s vlnovody se čtvercovým průřezem pro LP<sub>01</sub>



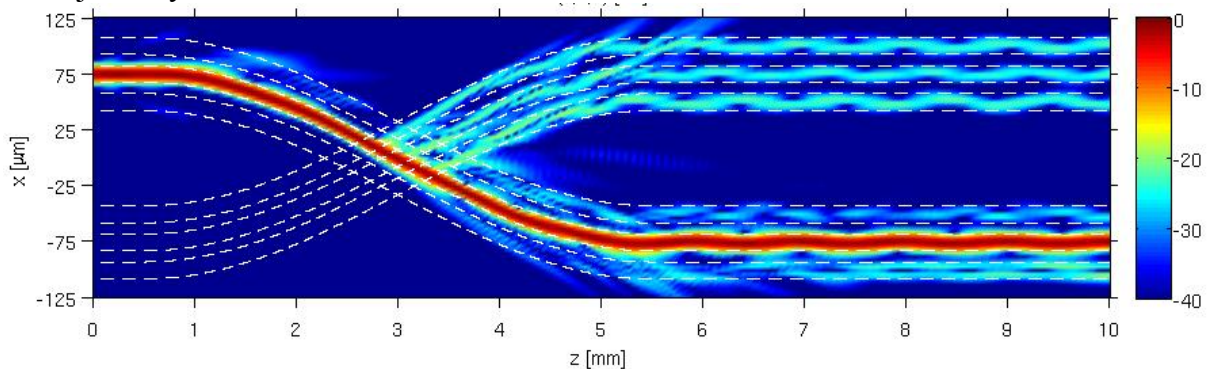
Obrázek 18. Výroba svařovaného „coupleru“ FTB [převzato z cit[34]]

Energie paprsků vedených jedním vláknem se mezi oběma vlákny přelévá. V určité vzdálenosti nastane jev úplného přelití energie z jednoho vlákna do druhého. Tato vzdálenost se nazývá **vazebná délka**. Je-li vzdálenost několikanásobně větší než vazebná délka, je přelévání energie periodické. Z předchozího je patrné, že je-li vzdálenost vazby obou vláken rovna celistvým násobkům poloviny vazebné délky, dochází k rozdělení energií přenášených vlákny 50/50%. Vazebná délka závisí zejména na parametrech vláken, jako jsou indexy lomu a průměry jader popřípadě jejich tvar, nezanedbatelný vliv má také přenášená vlnová délka.

*Poměr dělení optického výkonu do dvou výstupních vláken může být různý, podle potřeby. Používá se tak kromě běžného dělicího poměru 50/50 % (stejný výstupní výkon do obou vláken) také poměr jiný, např. 10/90 %, 30/70 % a nebo i 1/99 %. Z principu funkce Coupleru vyplývá, že při použití poměru dělení optického signálu 50/50 % bude vložný útlum takového Coupleru cca 3,5 až 4,5 dB, v závislosti na typu vlákna. Tři decibely útlumu jdou na*

vrub skutečnosti dělení výkonu na 50 %, zbytek spadá na vlastní ztráty součástky. Pro celou optickou trasu potom musíme počítat s přidaným útlumem cca 7 až 9 dB. [cit [4]]

Simulace průběhu výkonu a výkonových ztrát ideálního svařovaného optického vazebného členu je zachycena na obrázku 19.



Obrázek 19. Simulace práce 2×2, 50% „coupleru“ buzeného jedním vstupem s kruhovým průřezem jádra znázorněn průběh výkonu. Vidíme rovněž výstup módů LP<sub>01</sub>, LP<sub>11</sub>. [Převzato z cit[25]]

### 5.3 Spojování a navazování optických vláken

Optická vlákna lze navazovat distančně, svařováním nebo pomocí konektorů. V našem případě jsme měli k dispozici vlákna zakončená konektory PC a vzájemné navazování prováděli pomocí spojek FC.



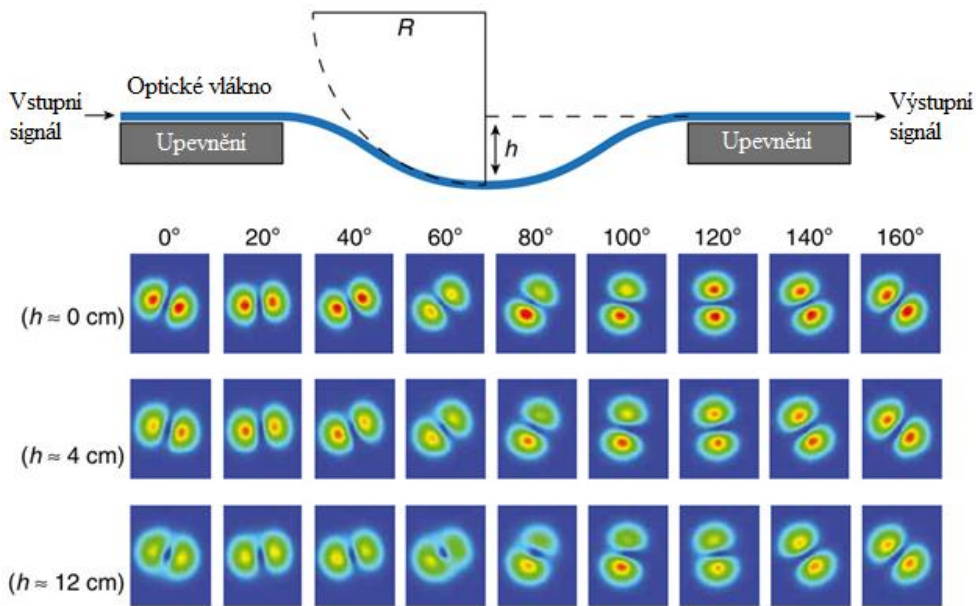
Obrázek 20. Provedení ferule a spojky optického konektoru převzato z cit[5]

Navazování optických vláken je vždy doprovázeno ztrátami optického výkonu. Pro vyjádření těchto ztrát se užívá exaktních hodnot útlumu. Na konferenci sdělovací techniky Optické sítě, Vláknová optika 2012 [cit[5]] byla zveřejněna následující data:

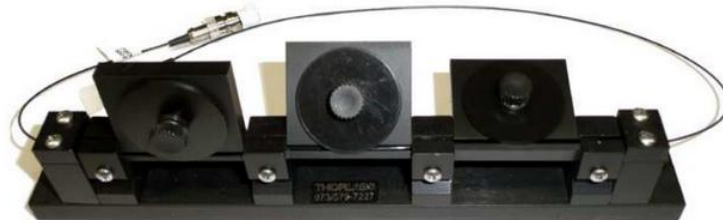
Útlum konektoru - 0,75 dB, útlum spojení FC - 3 dB, útlum svaru – 0,3 dB, maximální hodnota útlumu takového spojení je dána vztahem: Počet konektorů × 0,75 + počet spojek × 3 + počet svarů × 0,3 + délka jednotlivých vláken × měrný útlum jednotlivých vláken = Maximální útlum.

### 5.4 Polarizace

Z vlnové teorie víme, že pro popis polarizace se mohou použít vyjádření intenzit (elektrické a magnetické) kolmých ke směru šíření elektromagnetické vlny. Rozlišujeme pravotočivost či levotočivost a průběh polarizace (obecný eliptický nebo dosahující dvou mezních stavů – lineární polarizace a kruhová polarizace). Princip vláknového polarizačního kontroleru vyplývá ze stáčení polarizační roviny vlivem zakřivení optické trasy vlnovodu.



Obrázek 21. Princip stáčení roviny polarizace polarizačním kontrolerem [převzato z cit[28]]



Obrázek 22. polarizační kontroler foto

## 5.5 Fázová modulace

Rozeznáváme dva základní přístupy k modulaci optických svazků. Modulace přímá se provádí pomocí úpravy budícího signálu zdroje paprsku a v našem měření ji využívat nebudeme. Druhým přístupem je použití externího zařízení zvaného vnější optický modulátor, který moduluje konstantní optický tok. Tento přístup nám umožňuje pracovat s optickým svazkem za použití vyšších frekvencí modulace až desítky GHz. Externí modulátor může využívat těchto principů modulace signálu

### 5.5.1 Základní principy fázové modulace

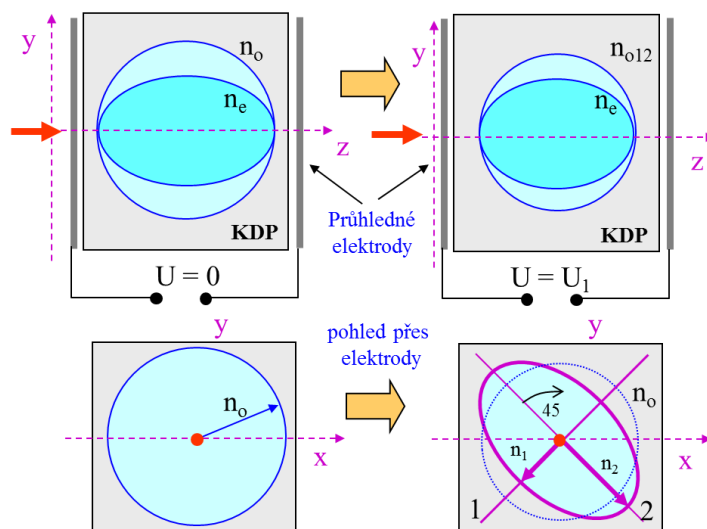
[Dle cit[22].] K frekvenční modulaci se využívá řízené změny optické dráhy při průchodu koherentního paprsku materiálem. Prostorové modulátory pracující s elektricky buzenou změnou polohy optických os indexových krystalů (Pockelsův jev, Kerrův jev). Přičemž využíváme-li lineárních jevů, působíme elektrickou intenzitou ve směru optické osy krystalu a modulované paprsky musí být polarizovány shodně s touto osou. Působí-li elektrická intenzita ve směru osy z, lze zjednodušeně popsat Pockelsův jev takto:

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi l}{\lambda} (\Delta n_x - \Delta n_y) = \frac{2\pi l}{\lambda} \cdot 2P \frac{U}{l} = \frac{4\pi}{\lambda} PU \quad \dots \quad \Delta n_x(E_z) = -\Delta n_y(E_z) \quad \text{r. 47}$$

Pockelsova cela je elektro-optické zařízení, založené na principu modifikace dvojlomných látek elektrickým polem E. Při  $U = U_1$  se z jednoosého dvojlomného krystalu stane dvojosý a po průchodu světla podél původní optické osy se tím změní fázový rozdíl. Původně lineárně



polarizovaný paprsek se rozdělí ve dva polarizované kolmo na sebe (vektory  $E$  leží ve směrech 1 a 2). [převzato z cit[10]]

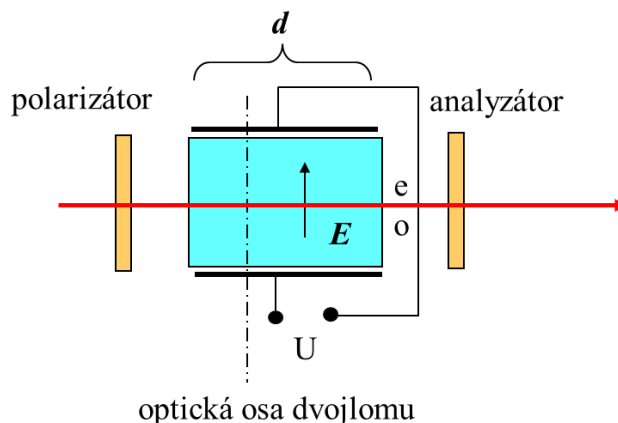


Obrázek 23. Princip práce fázového modulátoru [převzato z cit[22]]

Jako elektrooptických krystalů s Pockelsovým jevem se využívá  $NH_4PO_4$ (ADP),  $KH_4PO_4$ (KDP),  $LiNbO_3$ . [převzato z cit[10]]. Obdobně pracuje také Kerrova cela:

$$\varphi(E) = \frac{2\pi d(n_e - n_o)}{\lambda} = \frac{2\pi k d E^2}{\lambda}$$

r. 48



Obrázek 24. Princip práce fázového modulátoru založeném na Kerrově jevu [převzato z cit[22]]

Další možností je využití magnetooptických jevů. Zejména se pak využívá Faradayova jevu popřípadě Cotton – Moutonova jevu.

Modulaci je možno provádět také modulátorem s využitím elastomeru [cit[10]].

Jednorozměrné (páskové) signálové fázové modulátory obvykle založené na principu fotoelektrického jevu. Existuje také modulace piesokrystalem, modulace paralelní větví se změnou indexu lomu, akustická modulace, modulace tekutými krystaly či modulace optickou bránou.

### 5.5.2 Provedení modulátorů

Rychlé fázové modulátory se realizují pomocí krystalu  $LiNbO_3$ , založeném na Pocklesově jevu, v němž je konstanta šíření magnetoelektrických módů závislá na indexu lomu materiálu modulovatelného elektrickým polem. Z principu funkce nesmí být vlna vstupující do modulátoru kruhově polarizovaná.

## 6 Detekce světelného paprsku

Detektory převádějí změnu intenzity dopadajícího elektromagnetického záření nejčastěji na změnu elektrických veličin, napětí či proudu. Z hlediska principu lze dělit detektory na tepelné (dopad záření vyvolá změnu teploty a následně změnu odporu nebo vznik termoelektrické síly) a kvantové (pracují s přímou interakcí detektoru a záření, obvykle využívají fotoelektrického jevu). Fotodetektory jsou v technické praxi popisovány parametry, které určují jejich použití a účinnost. Základním parametrem fotodetektorů je **spektrální citlivost detektoru**, která určuje míru odezvy na monochromatický zářivý tok:

$$S_{\lambda} = \frac{dU_{\lambda}}{d\Phi_{e\lambda}}. \quad \text{r. 49}$$

Spektrální citlivost detektoru pro celé spektrum se označuje jako **integrální citlivost detektoru**.

$$S = \frac{U}{\Phi_e} \quad \text{r. 50}$$

Reálný detektor vykazuje různou spektrální citlivost pro různé vlnové délky. Zavádí se proto koeficient využití zářivého toku popisující odezvu detektoru v celém spektru ve srovnání s odezvou při maximální spektrální citlivosti.

$$k_S = \frac{\frac{1}{S_{\lambda m}} \int_0^{\infty} S_{\lambda} d\Phi_{e\lambda}}{\int_0^{\infty} d\Phi_{e\lambda}} \quad \text{r. 51}$$

Každý detektor detekuje pozorovaný signál a šum. Pro úspěšné měření je zapotřebí, aby odezva na pozorovaný signál převyšovala odezvu na detekovaný šum. K tomu slouží **prahový tok**, někdy také ekvivalentní výkon záření vztažený k šumu, charakterizující hladinu vlastního šumu detektoru. V anglické literatuře se užívá zkratky NEP (noise equivalent power).

$$\Phi_{eP} = \frac{\sigma_N}{S}, \quad \text{r. 52}$$

kde  $\sigma_N$  je střední kvadratická odchylka šumového signálu.

Parametr, kterým se prahový tok popisuje, se nazývá detektivita, jež se vyjadřuje jako převrácená hodnota výkonu prahového toku.

$$D = \frac{1}{P_{NEP}} \quad \text{r. 53}$$

S rostoucí citlivostí a klesající úrovní šumu roste.

**Citlivost detektoru pro daný odstup detekovaného signálu od signálu šumu** je poměrem světelného toku nutného k získání odezvy vztaženého na normovaný výkon světelného toku (1 mW). Udává se v logaritmické míře a vyjádří se jako:

$$C = \frac{\ell}{2} + 10 \log \frac{\Phi_{eP}}{\Phi_{eN}}, \quad \text{r. 54}$$

kde  $\ell$  je odstup hladiny signálu od hladiny šumu a  $\Phi_{eN}$  je normovací hladina zářivého toku normovaná na 1 mW.

Pro detekci rychlých změn jsou důležitým parametrem **dynamické vlastnosti** detektoru určené zejména relaxační konstantou  $\tau_c$ . V technické praxi se používá, krom V-A charakteristiky, také impulsová a přechodová charakteristika.

Interpretace naměřených údajů se provádí pomocí **V-A charakteristiky** prvku. Pro charakteristiky fotonásobičů a diod je důležitý **proud za temna**.

## 6.1 Typy detektorů

Několik elektrotechnických součástí používaných pro fotodetekci:

**Fotodioda** je založen na fotoelektrickém jevu. Rozlišujeme příčnou a podélnou konstrukci

**Fotodiody** využívá fotoelektrický jev. Foton je absorbován PN přechodem, kde excituje atomy předáním své energie. Elektron získá absorbcí energii, nutnou k přechodu z valenčního do vodivostního pásu a tím dojde k odpoutání elektronu od atomu a jeho volného pohybu v rámci krystalické mřížky, přičemž na jeho původním místě vzniká volný nosič kladného náboje (díra). Uvolněné elektrony jsou pak volné nosiče záporného náboje. Vybuzením polovodiče klesá jeho vnitřní odpor.

Vliv rovnoměrného nárůstu ozáření přechodu se projeví zejména ve fotovodivostním směru lineárním nárůstem proudu diodou. Odpor diody v závěrném směru je závislý na ozáření. Odezva fotodiody bývá řádově v  $\mu\text{s}$  až ns. [cit[10,18]]

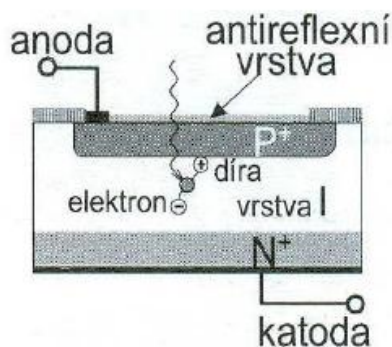
**Fototranzistor**

**Lavinová PIN dioda s heteropřechodem**

**Fotonásobiče**

**Tepelné detektory**

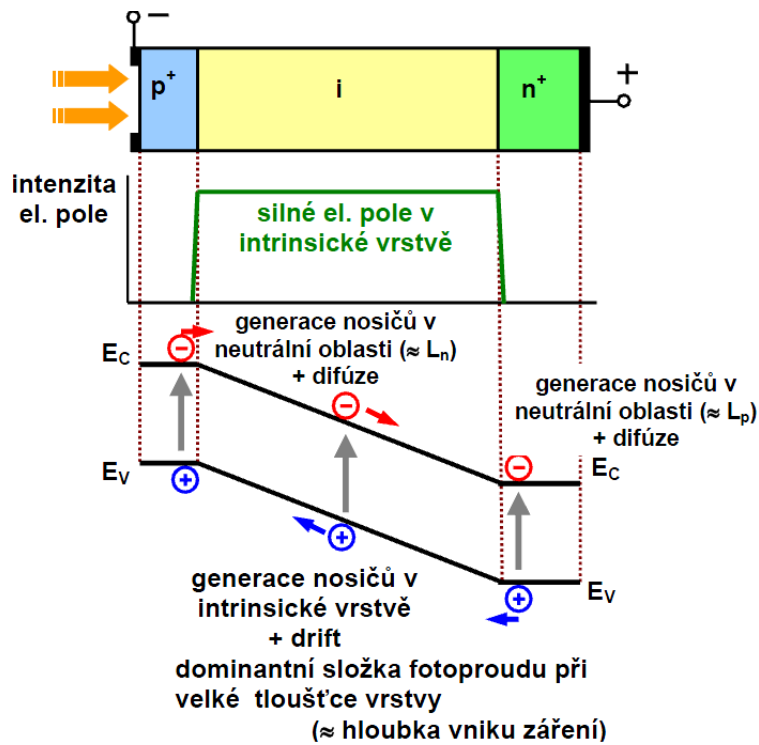
PIN dioda:



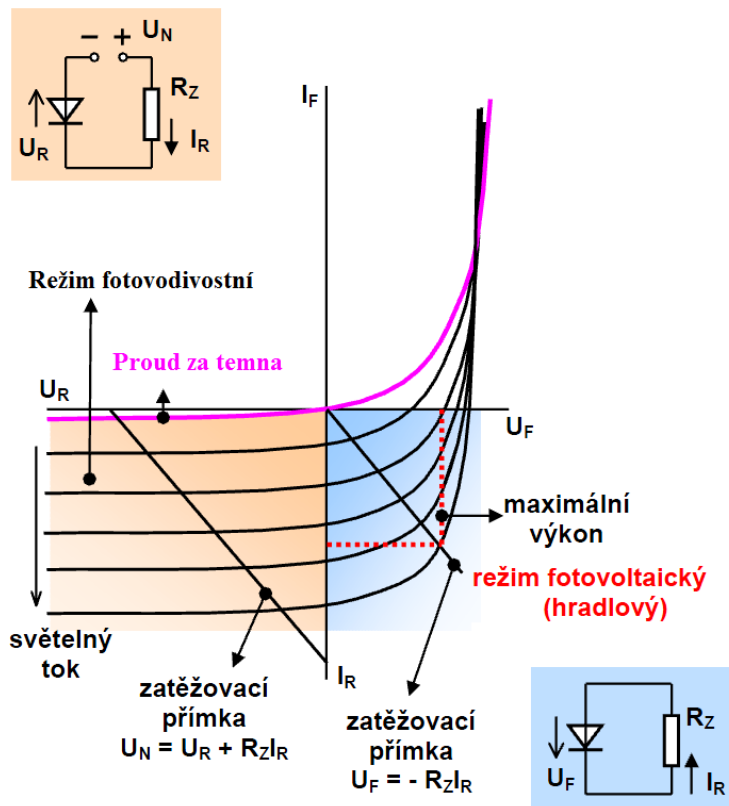
Obrázek 25. Konstrukce PIN diody [převzato z cit[17]]

Počet generovaných párů elektron-díra je úměrný tloušťce vrstvy, v níž generace nastává. Tloušťka závěrné vrstvy přechodu PN je u diod obvykle menší, než hloubka vniku záření, tedy tloušťka vrstvy, v níž mohou být efektivně generovány nosiče náboje. To způsobuje u klasických PN diod omezení rozměrů aktivní absorpční plochy. Tuto nepříznivou geometrii proto kompenzujeme u PIN diod vložením intrinsické vrstvy mezi polovodič p a n, čímž vznikne široká vrstva s vysokou intenzitou elektrického pole. Šířka intrinsické vrstvy odpovídá hloubce vniku záření a typicky se pohybuje  $h = \langle 1; 200 \rangle \mu\text{m}$ . Účinnost roste úměrně šířce této vrstvy. Silné elektrické pole v intrinsické vrstvě způsobí, že elektrony a díry se pohybují maximální možnou rychlostí a proto jsou diody PIN velmi rychlé. Krátká doba odezvy je určována především dobou průletu volných nosičů náboje přes absorpční oblast. Rychlost je nepřímo úměrná šířce intrinsické vrstvy. Pro dosažení krátké doby odezvy je třeba optimalizovat také sériový odpor  $R_s$  a kapacitu diody  $C_j = \epsilon S/w$ . V praxi se PIN diody obvykle navrhují tak, aby bylo možné kompenzaci provést přímo připojením k analyzátoru signálu s vnitřním odporem typicky  $R = 50 [\Omega]$ . Absorbce záření závisí také na vlnové délce dopadajícího záření, která musí být větší než odpovídající šířka zakázaného pásu. Pokud je vlnová délka příliš velká, bude se PIN dioda chovat jako transparentní. Je-li vlnová délka řádově menší než šířka zakázaného pásu bude chování PIN diody podobné proudově řízenému odporu. Fotodiody PIN mají obecně velmi malý (zanedbatelný) temný proud. Výjimkou jsou fotodiody PIN zhotovené z polovodičů s malou šířkou zakázaného pásu. Pak je nutno diodu důsledně chladit (kapalným dusíkem nebo i héliem), protože tento typ diod má silně teplotně závislou VA-charakteristiku a zanedbatelný proud za temna, který je nutno

chlazením zmenšovat na provozní hodnoty. Fotodiody PIN se vyznačují velmi malým šumem a krátkou dobou odezvy. Materiálem pro zhotovení PIN diod je výhradně křemík. [cit [17,10]]



Obrázek 26. Práce PIN diody [převzato z cit[18]]



Obrázek 27. VA charakteristika PIN diody [převzato z cit[18]]

### 6.1.1 Balanční detekce

Tato metoda pro vyhodnocení parametrů signálu je založena na pozorování referenčního a zkoumaného průběhu, ale lze ji využít také k vyhodnocení dvou signálů se známými, matematicky určitými vztahy. Při zkoumání balanční detekcí je předmětem zájmu porušení rovnovážného vztahu mezi signály, jeho časový průběh popřípadě míra jeho projevu. Metoda má široké použití v elektrotechnice, při analýze signálů, v zabezpečovacích systémech či při konstrukci přesných detekčních zařízení. Realizuje se přímo, vyhodnocením signálů, nebo pomocí obvodových prvků. V našem případě Jsme využili přímou interpretaci digitálních dat získaných pomocí symetrických detektorů a jejich vyhodnocení pomocí matematických operací. Tento způsob proti zpracování signálů pomocí dalších obvodových prvků zmenšuje zatížení chybou a má také větší variabilitu použitých matematických postupů.

## 6.2 Zpracování signálu

Signál z detektoru je zobrazován osciloskopem.

### 6.2.1.1 Tektronix TDS 3054B

Jeho základní nevýhodou je náročné propojení s počítačem. Naopak výhodou je jednoduché a známé ovládání a dobrá přesnost. Pro propojení s počítačem jsme sestavovali obslužný program avšak bez prakticky použitelného výsledku. Je také druhým detekčním přístrojem, abychom mohli lépe posoudit přesnosti přístrojů a vzájemnou přesnost měření

### 6.2.1.2 eLock-in Anfatec 204

Na přístroji jsme se naučili měřit zvolené průběhy v různých režimech měření. Seznámili jsme se s ovládáním časové základny i s možnostmi matematických operací v přístroji. Nastudovali jsme a naučili se používat digitální sběr dat (zejména pro funkci osciloskopu.) Přístroj jsme zprovoznili pro komunikaci s počítačem. Seznámili jsme se s možnostmi vzdáleného ovládání přístroje pomocí softwaru Anfatec, ale také pomocí direktivního vzdáleného přístupu ke kerneru a jeho nastavení. Jsme schopni pomocí něj měřit „vzdáleným experimentem“. V průběhu měření jsme vytvářeli program pro sběr dat při delším měření, než je záznam 60 s. Pro naše měření byl tento čas dostatečný (nesetkali jsme se s nutností měřit delší čas), tento obslužný podprogram bude vhodné dopracovat. Dnes umí program samostatně pomocí globálních příkazů přístroje zahájit měření a opakovat sběr dat po určenou dobu s intervalem 5 s. Dalším krokem bude provázání se skriptem v programu Matematica, který shromážděná data seřadí a překryvy charakteristik provádí. K úspěšnému vytvoření plně funkční verze však doposud nedošlo.

### 6.2.1.3 Analogový osciloskop GW G05-6586 50 Hz

Přístroj je vhodný pro zobrazování Lissajusových obrazců jak lineárních, tak i typu XY. Pro naše účely sloužil ke kontrole výsledků, k doplňujícím měřením a pro zobrazování Lissajusových obrazců, které dobře demonstrují výstupní fázi i stabilitu systému. Základní nevýhodou tohoto osciloskopu je poměrně značně omezená frekvenční oblast použitelnosti. V našem případě bylo zobrazování Lissajusových obrazců možné do frekvencí blízkých 50 kHz. Při frekvencích vyšších přechází linearizovaný obrazec do podoby nepřehledného šumu a XY obrazec je nutno zobrazovat natolik podrobně, že není možné výsledky reprodukovat a je možné pouze usuzovat na podobu skutečného průběhu.

## 7 Metodika měření fázové stability

Proměření fázové stability je možno provést řadou nepřímých metod.

### 7.1 *Měření fáze pomocí Mach-Zehnderova interferometru*

Jednou z možností jak elegantně měřit vlastnosti optického vláknového děliče je použití Mach-Zehnderova interferometru, v našem případě vláknového. Mach-Zehnderův

interferometr pracuje automaticky se synchronizací signálů mode-Lock-in jejíž základní vlastnosti i výhodnost použití je popsána níže. Srovnávání fází probíhá při kombinaci fázově posunutých signálů jednotlivých ramen interferometru pomocí zvýšení či snížení intenzity signálu na výstupu. Ve sdělovací technice tento způsob detekce napomáhá ke zpřesnění detekce výstupního signálu demultiplexorů a částečně kompenzuje disperzní jevy ve vláknech. Umožňuje tak přesnější vyhodnocení zejména multikanálových datových přenosů a zhuštění kanálů v použitém spektru.

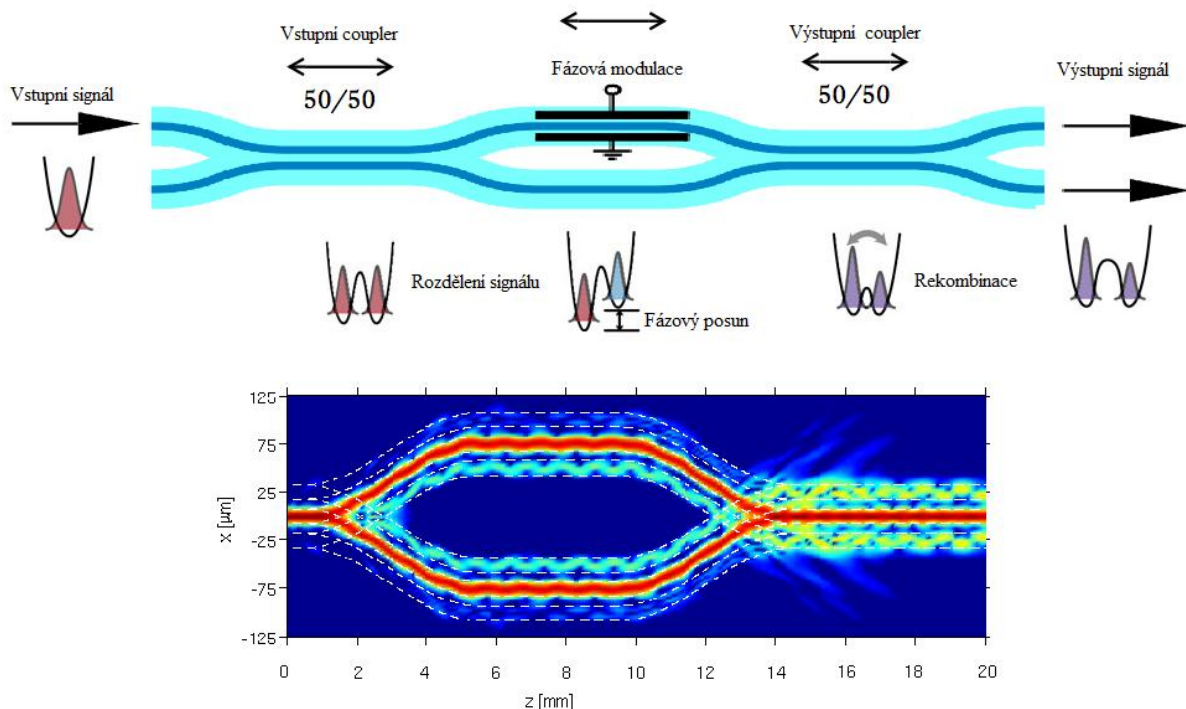
### 7.1.1 Mach Zehnderův interferometr

*Ranganath a Wang (1977) navrhli vlnovod využívající Mach- Zehnderův interferometrický modulátor. Ramena interferometru slouží jako senzor. Vliv okolí na detekční rameno způsobí změnu fáze světla v tomto rameni. Druhé rameno slouží jako reference. Pokud je senzor vystaven vnějším vlivům, dojde k ovlivnění světla v sensorickém ramenu díky změně indexu lomu okolí. Tyto indikované změny mohou být způsobeny cíleně detekovaným jevem, nebo také jinými jevy okolního prostředí. Kvalitní návrh referenčního kanálu je zásadní pro maximalizaci detekce.*

*Kanávkové Mach-Zehnderovy interferometry mají kanálky vyrobeny „na“ nebo „v“ planární podložce. Existují dva základní druhy kanálků: vzniklé iontovou výměnou (v substrátu) (Helmers et al., 1996; Drapp et al., 1997; Luff et al., 1998), nebo deponované pásky (Fisher a Müller, 1992; Brosinger et al. 1997; Schipper et al., 1997; Stamm et al., 1998; Weisser et al., 1999).[převzato z cit[33]]*

Multiplexory a demultiplexory využívající Mach - Zehnderova interferometru pro rozlišení jednotlivých kanálů mohou být použity k rozlišování až 1000 kanálů. Výkonové ztráty v interferometru založeného na Si vláknech jsou přitom menší než 30 dB.

[cit [6]]



Obrázek 28. Znázornění práce Mach-Zehnderova interferometru včetně simulace výkonové charakteristiky jeho ideálního symetrického provedení [použity zdroje cit [24, 25, 26]]

$$\Delta\phi = 2\pi f\Delta\tau ,$$

r. 55

$$\Delta\tau = \frac{n}{c}\Delta l. \quad \text{r. 56}$$

Kde  $n$  je index lomu a  $\Delta l$  dráhový rozdíl. Pro správnou funkci je nutné aby dráhový rozdíl byl menší (pokud možno výrazně) než koherenční délka záření.

Z předchozího je jasné, že výstupní interference vzniká součtem vzájemně zpožděných vln.

$$\mathbf{a}_3 + \mathbf{a}_4 = C_1\mathbf{a}_3(t - t_1) + C_2\mathbf{a}_4(t - t_2) \quad \text{r. 57}$$

Přičemž koeficienty  $C_1, C_2$  charakterizují vstupní a výstupní optické vláknové děliče a jsou obecně komplexními čísly. Odpovídající veličina detekovaná na výstupu je potom příslušná intenzita interferenční vlny. Vztah pro výslednou intenzitu interferujících vln:

$$\langle I \rangle = I_0(C_1^2 + C_2^2) \cdot \left( 1 + \frac{2 \cdot C_1 \cdot C_2}{C_1^2 + C_2^2} \cdot |\gamma(\tau)| \cdot \cos(\alpha(\tau) - 2\pi f_0 \tau) \right). \quad \text{r. 58}$$

Odtud lze charakterizovat použitím kritérií pro koherenci vztah:

*Reálný vazebný člen typu  $2 \times 2$  nemá konstantní hodnotu velikosti ztrát, ale jejich konkrétní hodnota závisí na vzájemném vztahu polí elektromagnetických vln na vstupu. Takový člen, je-li symetrický (tedy dělicí poměr 50:50), lze charakterizovat třemi konstantami  $a, b, \phi$ , které získáme experimentálním měřením.* [převzato z cit[8]]

### 7.1.2 Určení fáze výstupního signálu

Dále popisovaný přístup k vyhodnocování fáze signálů na výstupu vláknového děliče jednovidových vláken byl popisován v časopise Electronics letters články [cit[10,11,12,13,14]] na základě metod cit[15] uveřejňujících postupy a vztahy shrnuté níže: Z teorie vázaných módů je možné vyvodit pro ideální lineární vazebný člen  $2 \times 2$ , 50 % přenosové matice ( redukované rozptylové matice ) cit[12].

$$\mathcal{M} = \begin{bmatrix} s_{31} & s_{32} \\ s_{41} & s_{42} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} s_{31} \cdot e^{j\phi_{31}} & s_{32} \cdot e^{j\phi_{32}} \\ s_{41} \cdot e^{j\phi_{41}} & s_{42} \cdot e^{j\phi_{42}} \end{bmatrix} \quad \text{r. 59}$$

Maticové elementy popisují vztahy mezi vstupními a výstupními poli znázorněnými na Obrázek 13. schématický model . Pro symetrický člen platí  $s_{31} = s_{42}, s_{32} = s_{41}$ . Pak lze matici přepsat do tvaru:

$$\mathcal{M} = \begin{bmatrix} a & b \cdot e^{j\phi} \\ b \cdot e^{j\phi} & a \end{bmatrix}. \quad \text{r. 60}$$

Metoda pro určení výstupního fázového rozdílu je založena na skutečnosti, že numerický součet měřených výkonů  $P_3, P_4$  je cosinová funkce s amplitudou  $a_{3+4}$ . Vztahy fází výstupních signálů lze charakterizovat:

$$\varphi_{P_3} = \varphi_{32} - \varphi_{31} + \varphi_2 - \varphi_1, \quad \text{r. 61}$$

$$\varphi_{P_4} = \varphi_{42} - \varphi_{41} + \varphi_2 - \varphi_1, \quad \text{r. 62}$$

a výpočet výsledné amplitudy:

$$(a_3 + a_4)^2 = a_3^2 + a_4^2 + 2a_3a_4 \cos \Delta\varphi_{43}. \quad \text{r. 63}$$

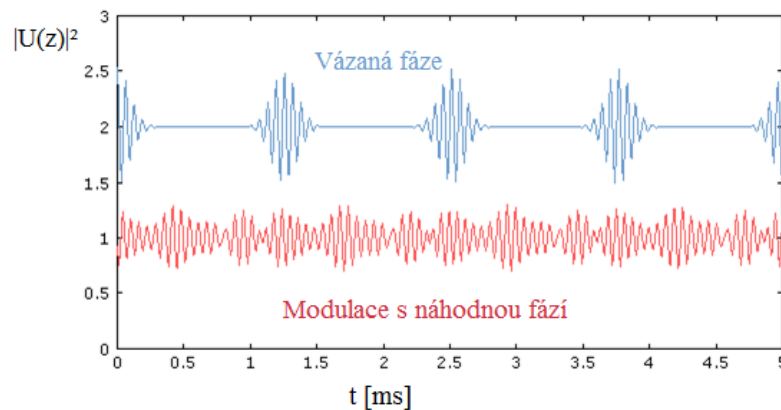
Kde  $\Delta\varphi_{43} = |\varphi_{P_4} - \varphi_{P_3}| = |\varphi_{42} - \varphi_{41} - \varphi_{32} - \varphi_{31}|$  je hledaný fázový rozdíl.

Odtud lze vyjádřit fázový rozdíl vztahem:

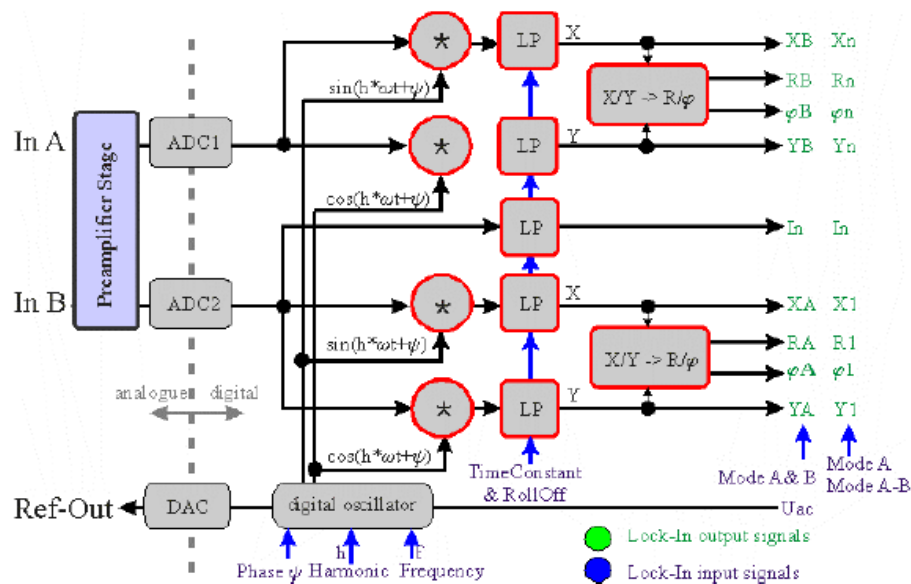
$$\Delta\varphi_{43} = \arccos \frac{(a_3 + a_4)^2 - a_3^2 - a_4^2}{2a_3a_4}. \quad \text{r. 64}$$

Podrobně je metoda rozpracována také v cit[16], kde je použito místo Mach-Zehnderova interferometru modulace laseru a užití zpožďovacího vlákna.

### 7.1.3 Metoda mode Lock-in s aplikací na Mach-Zehnderův interferometr



Obrázek 29. Příklad Lock-in a náhodné modulace [cit[30]]



Obrázek 30. schématický diagram činnosti Lock-in Amplifier [převzato z cit[32]]

Lock-in amplifier je měřicím nástrojem pro extrakci slabých signálů od šumu a jejich analýzu na základě porovnání s referenčním signálem. Aby mohl být signál analyzován, je nezbytné znát časovou závislost signálu. V praxi je signál modulován referenční frekvencí  $\omega_{ref}$  také výsledné frekvenční spektrum je na této frekvenci průběžně vyhodnocováno.

Pro analýzu vzniklého signálu se provede transformace časově závislého signálu  $\omega_{ref}$  do frekvenční oblasti a výsledek se zprůměruje. Parametrem průměrování je čas  $\tau$ . Jinými slovy může být Lock-in amplifier popisován jako úzkopásmový zesilovač se střední frekvencí  $\omega_{ref}$  a šířkou pásma popisovanou časovou konstantou  $\tau$ .

Schématický diagram činnosti Lock-inu vyobrazuje obrázek 30. Signál se nejprve digitalizuje a následně se rozdělí do dvou nezávislých kanálů.

Poté se signál násobí referenční frekvencí

$\omega_{ref}$  a vzniká signál fázově posunutý o  $90^\circ$  respektive o fázové posunutí referenčního signálu.

Referenční signál je vytvářen vnitřním oscilátorem. Další implementovaná fáze značená v obrázku 30  $\Psi$  umožňuje kompenzovat fázové rozdíly vznikající při analýze pomocí Lock-In amplyfieru. Po multiplikaci projdou signály dolní propustí a předávají signály o reálné části  $X$  imaginární části  $Y$  analyzovaného signálu vypovídající o fázi signálu. Mimo to vyhodnocuje amplitudu  $R$  [převzato z cit[32]]



Termín režim Mode-Lock-in pochází z popisu ve frekvenční oblasti: krátký puls je vytvořen v rezonátoru laseru, kdy je dosaženo pevného fázového rozdílu mezi jeho podélnými módy, nebo přesněji, mezi spektrálními čarami laseru. Nicméně základní mechanismy vedoucí k mode-Lock-in režimu může mnohem srozumitelněji objasnit v časové oblasti (viz. obrázek 29).

Fázová nestabilita vlivem rušivých signálů vede ke konečné šířce spojitých pulsů. Zajímavé jsou také vztahy mezi různými typy rušení v režimu mode-Lock-in.

Aktivní režim Mode-Lock-in zahrnuje periodické modulace ztrát rezonátoru nebo periodické změny fáze, dosažené např. s elektro-optickým modulátorem integrovaném v Mach-Zehnderově interferometru. V případě, že modulace je synchronizována s rezonanční periodou, může to vést ke generování ultrakrátkých impulsů, obvykle s pikosekundovou délkou trvání. Většinou je doba trvání pulsu určena mírou zkrácení pulsu prostřednictvím modulátoru a mírou prodloužení pulsu prostřednictvím jiných vlivů, jako je šířka pásma. V případě, že modulace je synchronizována s rezonanční frekvencí rezonátoru, vede to ke generaci ultrakrátkých impulsů vedoucích k periodické modulaci ztrát rezonátoru, nebo k periodické změně fáze.

K zablokování aktivního režimu modulací ztrát rezonátoru (mode-Lock-in režim AM) dojde, jestliže puls projde modulátorem v době, kdy jsou ztráty na minimum. Přitom dochází k mírnému pulznímu zkrácení v každé periodě, dokud tento jev nebude kompenzován jinými vlivy (např. zisk zúžení), které mají tendenci pulz rozšířit.

V jednoduchých případech, kdy je doba trvání pulsu dosaženo v ustáleném stavu, může být tato doba vypočtena (podle metody Kuizenga-Siegmana).[převzato z cit[30,31]]

Použití Lock-in amplifier.

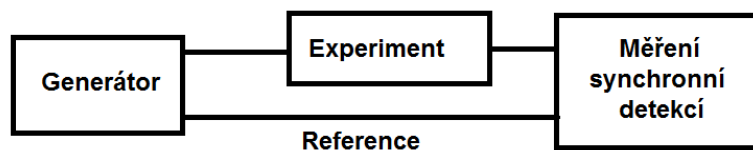
Pro detekci modulovaného signálu je výhodné použít Lock-In amplifier, který umožňuje separaci nosné vlny na základě referenčního vstupu a následnou zpětnou analýzu modulačního signálu. Tento systém umožní v případě potřeby ověřit režim modulátoru, nebo provést analýzu výstupních signálů z detektoru v závislosti na modulačním signálu (z generátoru do modulátoru). Měření může poskytnout další informace o stabilitě systému popřípadě podklady pro analýzu průběhů a příčin nestability.

#### 7.1.4 Metoda synchronní detekce

Tato metoda zpracování signálu umožňuje separaci i slabých signálů v silném šumu. Používá se zejména při zpracování signálů v radiotechnice. Metoda vyžaduje modulovaný a referenční signál. Každý periodický signál složený z harmonických složek je možno zapsat vztahem:

$$X(t) = X_0 + \sum_{k \in N} X_k \sin(k\omega t + \varphi_k) . \quad \text{r. 65}$$

K analýze signálů do frekvenční oblasti se používá Fourierova transformace (FFT analyzátor), nebo spektrální analyzátor. Grafický popis činnosti synchronní detekce:

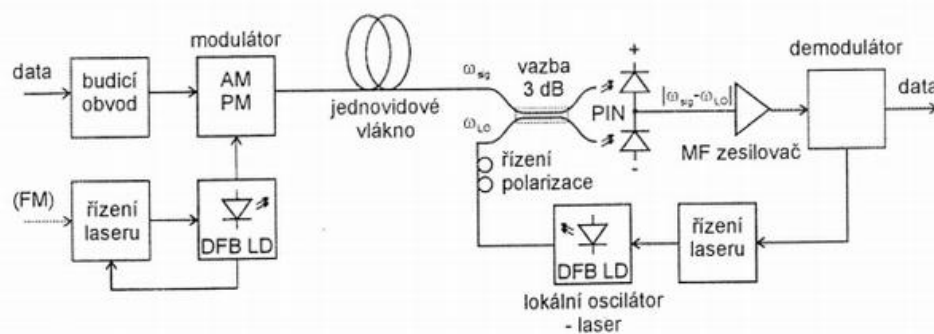


Obrázek 31. Základní podoba experimentu využívajícího metodu synchronní detekce

Předností metody je jednoduchost. Její realizaci lze provést pomocí běžných přístrojů. Výhodou je také možnost detekce signálů i řádově slabších než úroveň šumu. Základní nevýhodou je citlivost na všechny periodické signály i jiná frekvence než je frekvence referenční snadno ovlivní výsledky. Máme-li například signál šumu o stanovených frekvencích, bude pak patrně měření zkreslovat. Použití obdélníkové modulace (spínačová detekce) způsobí citlivost na všechny liché vyšší harmonické složky tohoto signálu.[cit[29]]

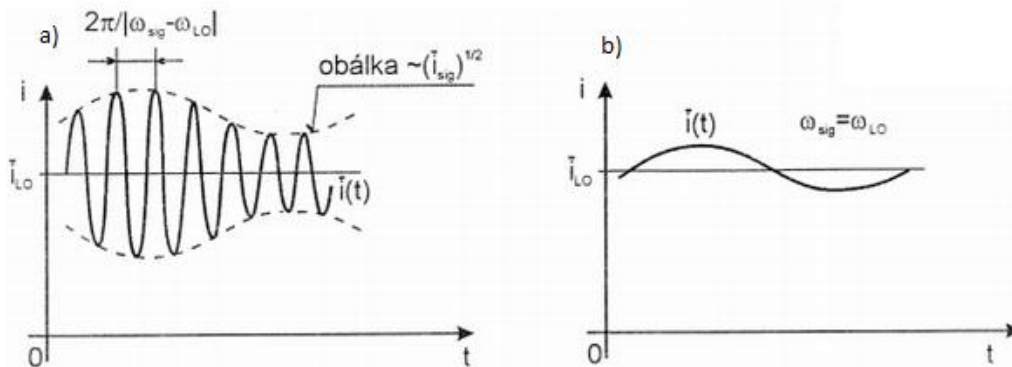
## 7.1.5 Metoda heterodynní detekce

Princip je popisován [cit[19]]



Obrázek 32. Základní uspořádání koherentního komunikačního systému při heterodynní detekci

Principem heterodynní (koherentní) detekce je násobení signálu pomocí amplitudové modulace zdrojového signálu. Výsledný signál obsahuje mimo jiné složku s rozdílovou frekvencí signálů a amplitudou závislou na zdrojovém signálu. Rozdílový signál je nositelem informace o amplitudě i fázi původního signálu. V případě shody obou optických frekvencí se jedná o homodynní detekci a signál je v základním pásmu. Na rozdíl od přímé detekce, kdy je detekovaný signál také v základním pásmu, je však bilance šumu podstatně příznivější, neboť signál lokálního oscilátoru způsobuje přirozený konverzní zisk a to zcela prostý šumu [převzato z cit[19]].



Obrázek 33. Detekovaný proud v případě a) heretodynní detekce b) homodynní detekce cit[19]

## 7.2 Teorie zpracování výsledků, popis chyb a nejistot

Zpracování hodnot je normováno ČSN-TEN-13005, ISO-ano a je metodicky zpracováno ÚNMZ.

Obvykle používané chyby a nejistoty měření.

Chyba měřidla:

$$\Delta X_m = X - X_s - \delta X_{CS} - \delta X_P . \quad \text{r. 66}$$

Kde  $X$  je měřená skalární veličina,  $X_s$  je konvenčně pravá hodnota,  $X_{CS}$  je neznámá chyba etalonu a  $\delta X_P$  je kombinace všech ostatních neznámých chyb.

Absolutní chyba měření:

$$\Delta X = X - X_s \sim X - \bar{X} . \quad \text{r. 67}$$

Ve většině případů konvenčně pravou hodnotu neznáme a nahrazujeme ji průměrnou hodnotou naměřených výsledků  $\bar{X}$

Relativní chyba měření:

$$(\delta_x) = \frac{\Delta X}{\bar{X}} \cdot 100 \quad [\%] . \quad \text{r. 68}$$

Směrodatná odchylka:

$$\bar{s} = \sqrt{\frac{1}{n \cdot (n-1)} \cdot \sum_i^n \Delta X_i^2} . \quad \text{r. 69}$$

r 70

Standartní nejistota typu A (použijeme-li Gausovo rozložení výsledků) :

$$u_A = k_t \cdot \sqrt{\frac{1}{n \cdot (n-1)} \cdot \sum_i^n \Delta X_i^2} . \quad \text{r. 71}$$

Standartní nejistota typu B (použijeme-li Gausovo rozložení výsledků) :

$$u_b = \frac{\Delta X}{2} . \quad \text{r. 72}$$

Kombinovaná standartní nejistota typu C:

$$u_c = \sqrt{u_a^2 + u_b^2} . \quad \text{r. 73}$$

Nejistota měření

$$\sigma = \frac{|(X+\delta_x) - (X-\delta_x)|}{2} . \quad \text{r. 74}$$

Celková neurčitost měření

$$\Sigma_X = u_c + \sigma + \text{hrubé chyby měření} + \text{soustavné chyby měření} . \text{r. 75}$$

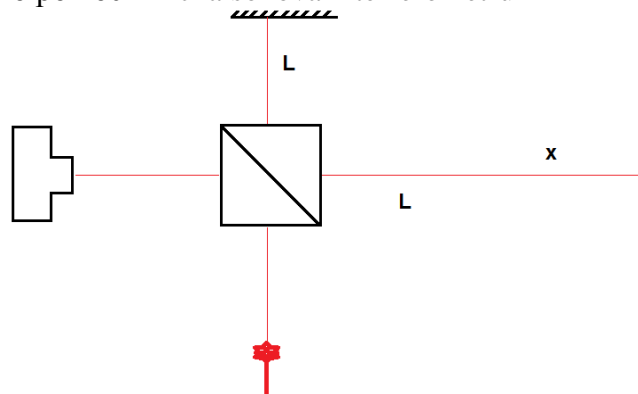
[cit[20]]

## 8 Přípravy na měření

Lasery z principu funkce jsou plošně koherentní. Důležitým faktorem je však koherenční délka, kterou je nutné pro získání relevantních výsledků zachovat i v našem případě. Proto musí být optická dráha všech paprsků v toleranci vzdálenosti určené právě koherenční délkou tak aby nedocházelo k vzájemnému časovému posunu průběhů vedených paprsků.

### 8.1 Měření koherenční délky laseru 975 nm

Měření bylo provedeno pomocí Michalsonova interferometru



Obrázek 34. Sestava Michalsonova interferometru

Tento experiment měří koherenční délku na základě nutnosti splnění podmínek koherence při vzniku interference. Interference je pozorována pomocí kamery Handvision HVDUO-10M osazená CCD čipem Foveon X3.



Obrázek 35. Kamera foto

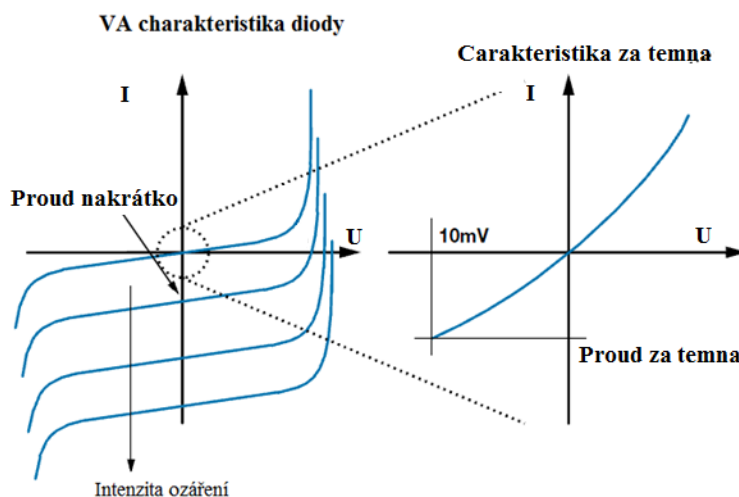
Na optické lavici měníme dráhový rozdíl ( $2x$ ) posunem zrcátka směrem od optického hranolu. V okamžiku, kdy dráhový rozdíl  $2x$  přesáhne koherenční délku, zanikne interferenční obrazec snímaný kamerou. Vzdálenost  $x$ , tedy polovinu dráhového rozdílu jsme měřili pomocí měřidla s dílkem 1mm.

Proměřili jsme koherenční délku laseru 975 nm a určili její hodnotu 47,4 cm.

Proměřili jsme koherenční délku laseru 671 nm a určili její hodnotu 2850 cm.

## 8.2 Konstrukce použitých detektorů

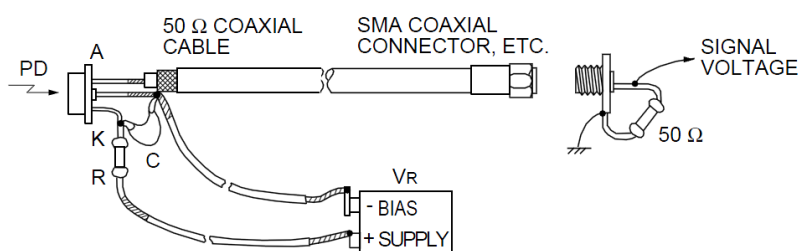
Pro účely měření jsme zhotovili vlastní detektory. Při jejich návrhu jsme předpokládali detekci signálu pomocí kvalitního osciloskopu, a proto jsme volili takové alternativy, které budou mít zejména krátkou dobu odezvy a jednoduchou konstrukci. Zcela nevhodné by bylo použití CCD čipů, neboť jeho použití v kombinaci s osciloskopem nebo lock-in analyzátozem by bylo neefektivní i nepřesné. Fotorezistory jsou v principu nejjednodušší, ale vykazují nezanedbatelnou úroveň šumu, což by mělo za následek zkreslení experimentu. Vhodnými kandidáty tedy byly fototranzistor, fotodioda a PIN dioda, kterou jsme nakonec pro její výhodné vlastnosti použili. V našem případě byla použita jako detekční zařízení High-speed Si PIN dioda s odezvou 100 MHz s kruhovým detekčním prostorem o průměru 1,2 mm a intervalem senzitivity  $\langle 320; 1060 \rangle$  nm, přičemž spektrální citlivost v maximu absorpce je uváděna  $0,55 \text{ AW}^{-1}$ .



Obrázek 36. Výrobce udávaná VA charakteristika použitých PIN diod

### 8.2.1 Zapojení použitých detekčních prvků

Zvažovali jsme různé druhy zapojení doporučené výrobcem. Po důkladném zvážení kladů a nevýhod různých zapojení jsme zvolili dále uvažované zapojení:



PD: High-speed PIN photodiodes (S5052, S5971, S5972, S5973, etc.)  
 R : 10 k $\Omega$ , Voltage drop by photocurrent should be sufficiently smaller than  $V_R$ .  
 C : 0.1  $\mu$ F ceramic capacitor

The leads of PD and C from coaxial cable should be as short as possible.  
 (Chip components are recommended.)

KPDC0022ED

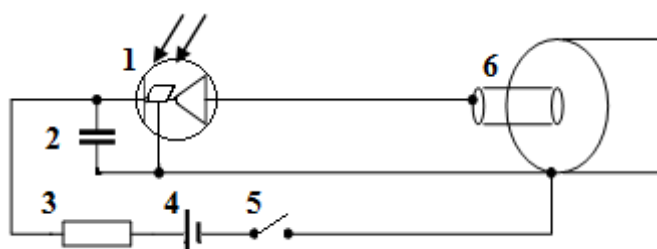
Obrázek 37. Highspeed PIN diode detector, specifikace zapojení převzato z katalogu Hamamatsu

K našemu měření je nutno klást důraz na rychlost odezvy, zesilování signálů pro nás nehrálo takovou roli a proto jsme zvolili zapojení, které poskytovalo nejrychlejší odezvu. Vytvořili jsme sadu symetrických detektorů.

Práce detektoru:

PIN Dioda je zapojena ve fotovodivostním směru. Při osvětlení intrinsické vrstvy dojde ke zvýšení napětí vlivem zvýšení počtu generovaných párů elektron – díra v této aktivní vrstvě, které jsme schopni detekovat. Zdroj vytváří přepětí, které působí na diodu. Tím dochází k jejímu urychlenému otevření vlivem vznikajícího náboje a zároveň sycením aktivní vrstvy. Citlivost se zvyšuje díky posunu pracovního bodu.

## 8.2.2 Konstrukce detektorů



obrázek 38. Schéma zapojení detektorů 1)PIN fotodioda, 2)kompenzační kapacitor, 3)zatěžovací odpor 4) DC zdroj realizovaný baterií, 5) vypínač, 6) BNC konektor



Obrázek 39. Pohled na vnitřní uspořádání detektorů při konstrukci zapojené podle schéma zapojení detektorů (viz obrázek 37)



Obrázek 40. pohled na sestavené detektory zapojené podle schéma zapojení 1

Při konstrukci jsme kladli důraz na dobré stínění komponent zejména PIN diod. Na paměti jsme měli také snadné použití v kombinaci s měřicími přístroji, jako jsou osciloskop, Lock-In a další. Proto jsme osadili oba detektory BNC konektory. Velký důraz jsme kladli na symetrii přístrojů. Všechny součástky jsme vybírali s velkou pečlivostí a po opakovaných měřeních tak, abychom dosáhli shodných parametrů. Veškeré spoje drátem jsou realizovány púlením jednoho kusu a zarovnáním s přesností na 1mm a to včetně propojovacího koaxiálního kabelu. Pro prodloužení životnosti je do obvodu přidán vypínač, kterým je možno vypnout napájení realizované baterií shodného typu i série. Délku propojovacího koaxiálního kabelu jsme volili 1,47 m s ohledem na použití v laboratoři a snadnou manipulaci. Vzhledem k přímé úměře rušení vnějšími vlivy a délky kabelu byly později kabely nahrazeny BNC koaxiálními konektory.

### 8.3 Zapojení a kalibrace jednotlivých použitých prvků

Pro provedení kvalitního měření je nezbytné určit charakteristiky použitých prvků, jejich vliv na měření a provést případnou korekci či kompenzaci, je-li to nutné. Proto jsme provedli měření detektorů za temna.

#### 8.3.1 Kalibrace detektorů

Kalibrace vychází z měření parametrů za temna. Toto základní zkalibrování je zcela nezbytné provést s ohledem na potřebu balanční detekce a z toho vyplývající nutnost vykompenzovat drobnou nesymetrii způsobenou pravděpodobně použitím bateriového zdroje (akumulátory nejsou dokonale shodně vybité).

### 8.4 Použité přístroje

#### 8.4.1.1 Použité zdroje záření

LASER: -MRL 671 nm

Byl zvolen pro vhodnou vlnovou délku vyzařovaného paprsku. Generuje v oblasti viditelného spektra, konkrétně v červené oblasti.

Bylo provedeno také měření s infračerveným laserem PL980P200 vyzařujícím 975 nm.

V tomto případě nebyly výsledky uspokojivé a od jeho dalšího použití bylo upuštěno.

#### 8.4.1.2 Použité vláknové děliče

Vstupní vláknový dělič NewtronicsN33595, 850nm, 50%, WL, 2×2, SGL, SPC

Výstupní vláknový optický dělič (zkoumaný) OPTOCON 311000910004, 2×2, 50%, SGL, SPC

#### 8.4.1.3 Použitý fázový modulátor



Obrázek 41. modulátor foto

EOSPACE PM-OK5-00-PFU-PFUP-830-5, SN.73932

#### 8.4.1.4 Použitý signálový generátor

GWInsTek SFG 2120

Signal modulator HP 8665B <0,1;990> MHz

#### 8.4.1.5 Celková délka vláken v ramenech Mach-Zendrova interferometru

signálové-2604mm, referenční-2208mm

#### 8.4.1.6 Použitá zobrazovací zařízení

Osciloskop Tektronix TDS 3054B

Lock-in eLock-in Anfatec 204

Osciloskop analogový GW G05-6586 50 Hz



## 9 Realizace

Pro naše experimenty bylo použito fázové modulace monochromatického koherentního paprsku.

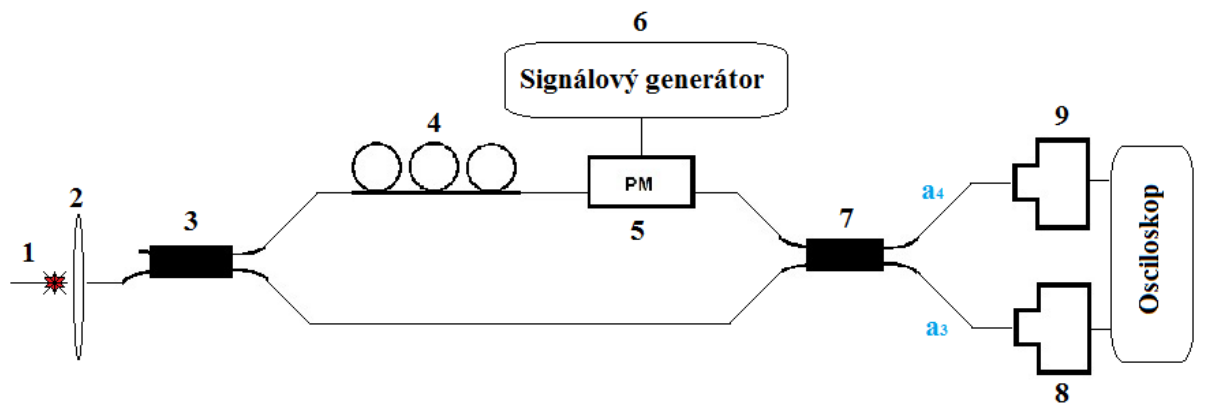
### 9.1 Průběh měření

Navrhli jsme metodu, sestavili experiment a proměřili stabilitu pro různé průběhy modulace. Měření jsme prováděli digitálními přístroji, ze kterých jsme data ukládali k pozdějšímu zpracování pomocí softwaru a přístrojem analogovým, kterým jsme ověřovali správnost hypotéz, i výsledků měření. Pro dokumentaci jsme pořizovali také fotografie a to jak z měření, tak i z konstrukce detektorů a dalších prováděných činností. Součástí práce je výběr fotografií.

#### 9.1.1 Výběr metod

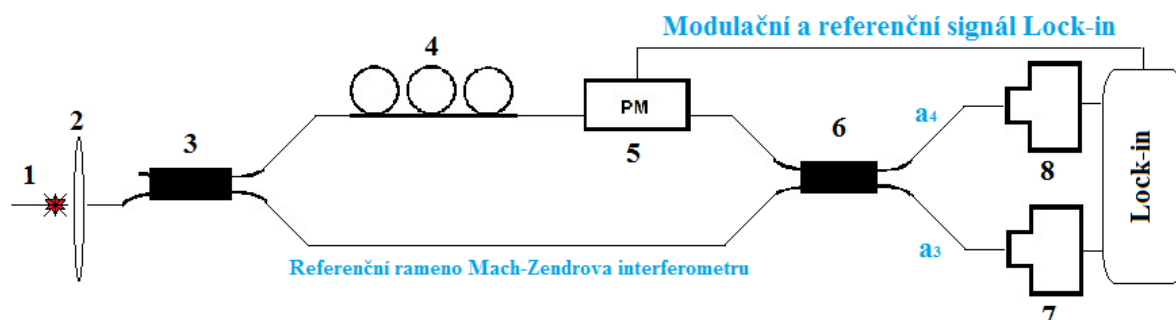
Pro praktickou část práce jsme vybrali metodu synchronní detekce (zapojení s osciloskopem) a metodu Lock-in (zapojení s Lock-in amplyfierem)

#### 9.1.2 Sestavení experimentu



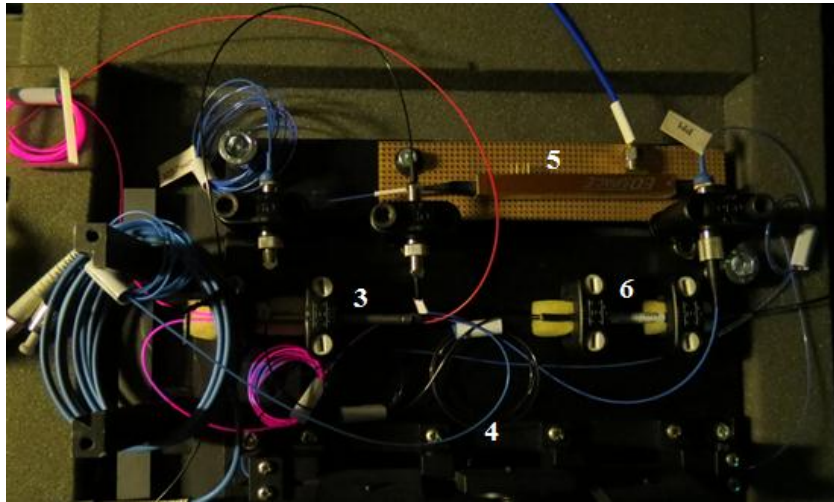
Obrázek 42. Schéma sestavení experimentu

- 1) Laser, 2) barevný filtr, 3) vstupní optický vláknový dělič, 4) polarizační kontroler, 5) fázový modulátor, 6) signálový generátor, 7) výstupní optický vláknový dělič, 8) detektor 1, 9) detektor 2.

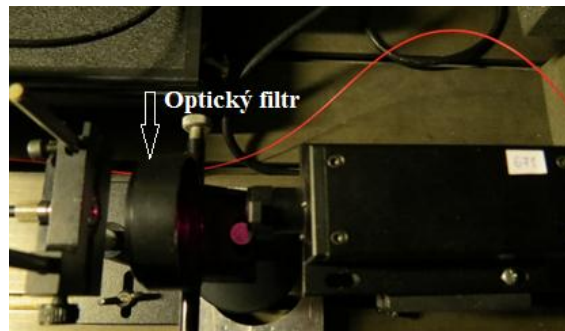


Obrázek 43. Schéma sestavení experimentu

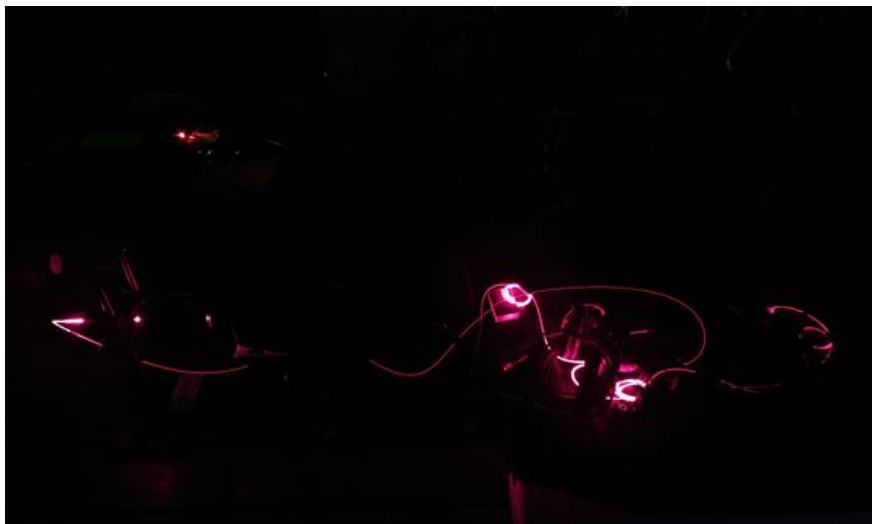
- 1) Laser, 2) barevný filtr, 3) vstupní optický vláknový dělič, 4) polarizační kontroler, 5) fázový modulátor, 6) výstupní optický vláknový dělič, 7) detektor 1, 8) detektor 2.



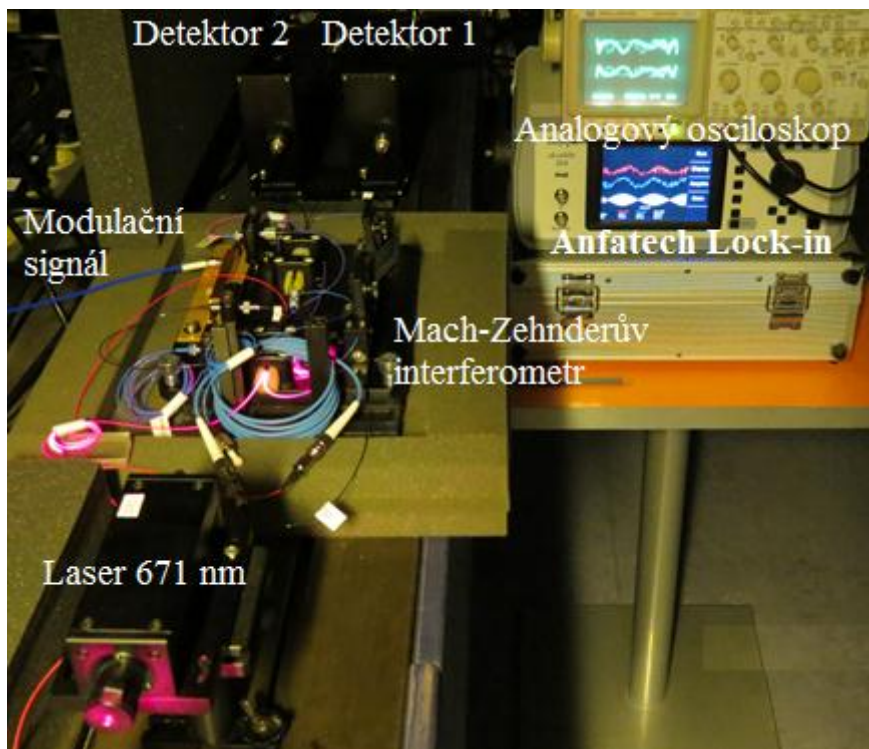
Obrázek 44. Sestava experimentu Mach-Zehnderova interferometru podle schéma zapojení obr 41,42. Číslování koresponduje s obrázky41,42.



Obrázek 45. Laser 671 nm s filtrem navázaný na vstupní vlákno



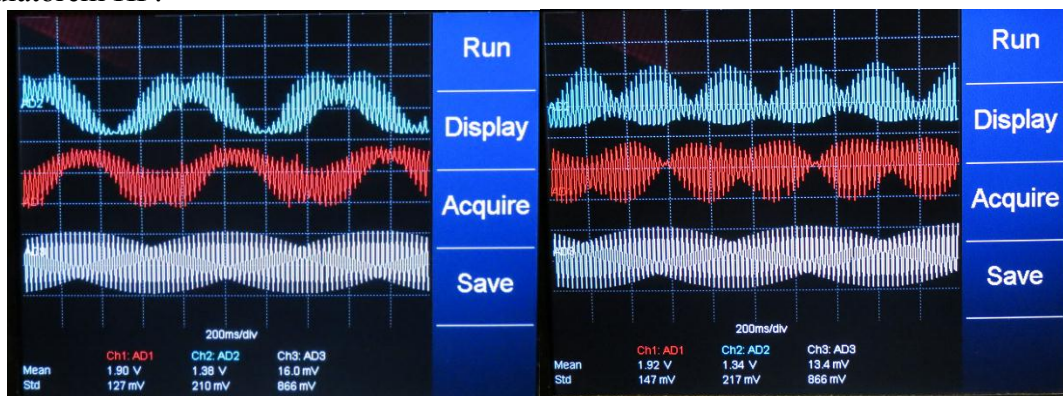
Obrázek 46. Sestava obvodu Mach-Zehnderova interferometru (viz obrázek 44) při nasvícení 671 nm  
Obrázky44,45 a 46 zachycují sestavu při justáži.



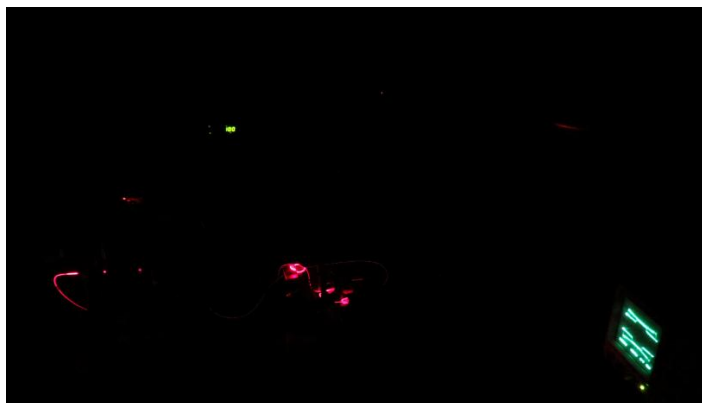
Obrázek 47. Celková sestava v laboratoři

### 9.1.3 Postup při měření

Detektory jsme zkalibrovali měřením charakteristiky za temna. Proměřili jsme odezvu na sinusový, pilový a obdélníkový modulační signál v celém rozsahu signálového generátoru GW (tj. <math><1 \text{ Hz}; 20 \text{ MHz}>>). Pro kontrolu jsme modulaci provedli také vnitřním generátorem přístroje Lock-In Animatech <math><1 \text{ Hz}; 2 \text{ MHz}>). Modulaci vysokými frekvencemi jsme prováděli modulátorem HP.



Obrázek 48. Ukázka měření na přístroji Animatech modulační sinusovým signálem o frekvenci 80 kHz



**Obrázek 49.** Ukázka kontrolního měření linearizovaných Lissajusových obrazců analogovým osciloskopem Obdélkový modulační signál 100 Hz

### **9.1.4 Postup při zpracování**

Výsledky jsme převedli do formátu vhodného pro programy Mathematica a Excel. Provedli jsme korekci pro signál detektoru 2 ( $a_4$ ) přičtením korekční konstanty získané měřením při proudu za temna (+0,0027)[V]. Vyjádřili jsme naměřené průběhy a vzájemné Lissajusovi obrazce pro oba měřené průběhy, přičemž signál z detektoru 1 ( $a_3$ ) byl vynášen na ose X a signál z detektoru 2 ( $a_4$ ) byl vynášen na ose Y. Podle rovnice r. 64 (str. 32) jsme určili fázový rozdíl výstupních signálů. Výsledky jsme zpracovali graficky i slovním hodnocením. Vyhodnocení měření jsme provedli v závěru.

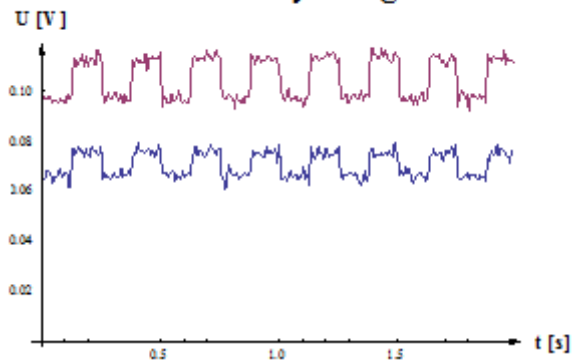
## **9.2 Interpretace výsledků**

Nejprve vyjádříme závěry z výsledků měření podle průběhu modulačního signálu a použité modulační frekvenci

Zvláštním fenoménem je skutečnost, že fázový rozdíl vychází podle použitého výpočtu přesně o  $90^\circ$  pootočen. Zapojení i měřené charakteristiky odpovídají teorii popsané v [cit[14]], ale ve výsledku dochází ke zmíněnému posuvu. Vysvětlujeme si to tak, že vzhledem k teorii popsané v [cit[8]] a souvisejícímu obrázku 10 str. 18, byl jako nulový posuv stanoven fázový rozdíl  $90^\circ$ . Dále uvádím pouze vypočtená data neuvažující tuto domněnku.

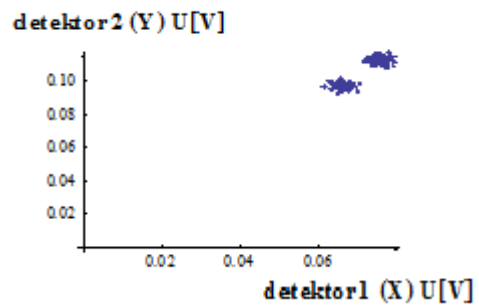
## 9.2.1 Modulace obdélníkovým signálem o frekvenci 5 Hz

### Průběh měřených signálů



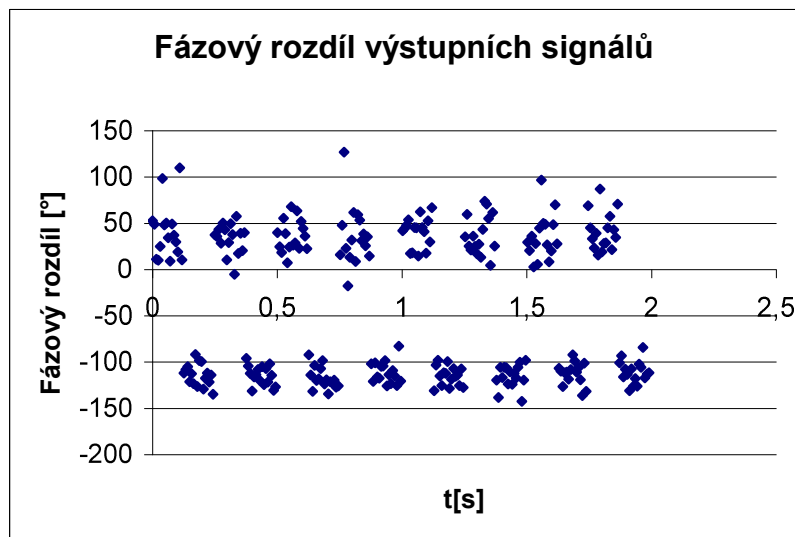
Graf 1. Průběh výstupních signálů

### Lissajusův XY obrazec



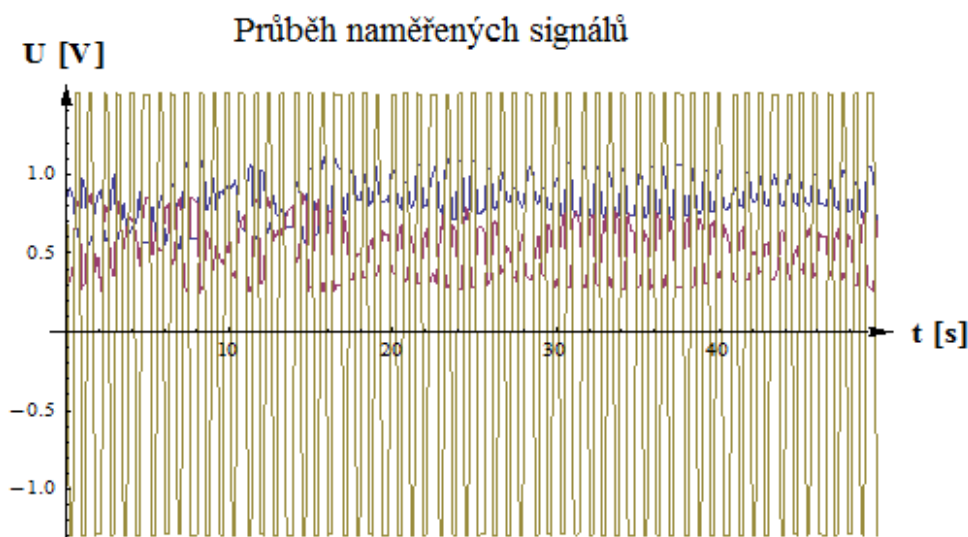
Graf 2. Lissajusovi XY obrazce

Při velmi nízkých frekvencích nedochází k vzájemnému posunutí výkonů, jak je zpracováno na str. 18 zejména obrázkem 10. Vzájemný fázový rozdíl na výstupu pak odpovídá v ideálním případě  $\pm 90^\circ$ .



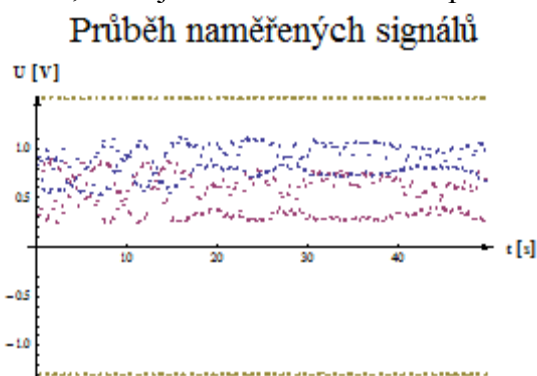
Graf 3. Fázový rozdíl výstupních signálů

## 9.2.2 Modulace obdélníkovým signálem o frekvenci 50 Hz

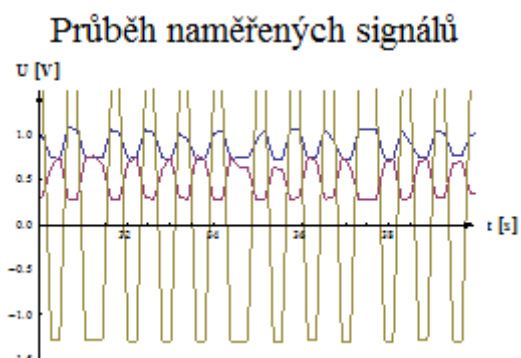


Graf 4. Průběh výstupních signálů během měření s dlouhou měřicí dobou (50 s)

Graf 4 vyobrazuje průběh signálů, také je patrná vnější nestabilita, tedy stabilita výstupu po částech, která je daná nestabilitami optického obvodu před výstupním optickým děličem.

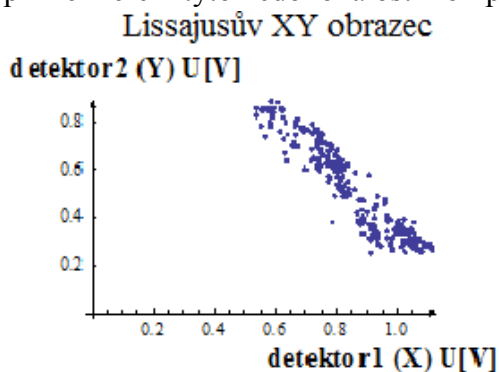


Graf 5. Vyjádření měřených záznamů grafu 4.

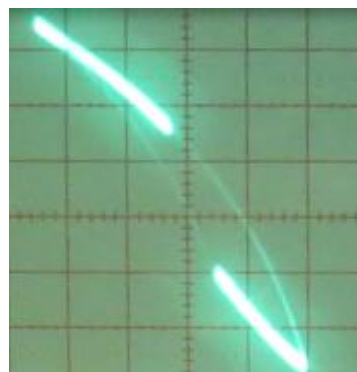


Graf 6. Měření výstupních signálů s dobou měření (30 [s])

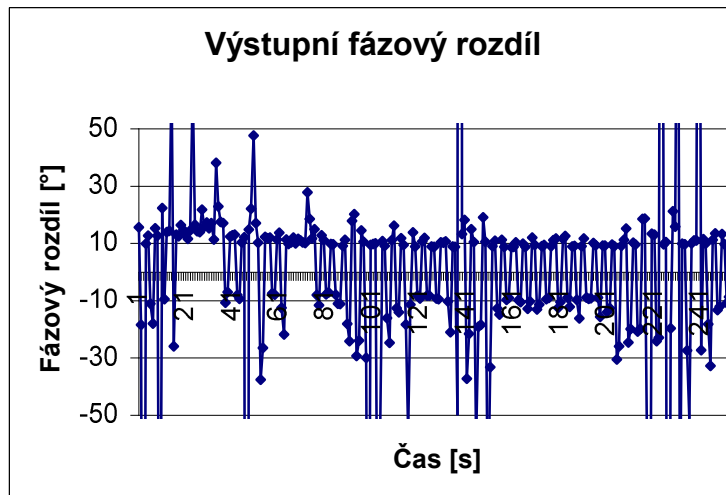
Na grafech 4, 5. a grafu 6. je dobře patrný vliv vzorkovací frekvence, dané délkou měření na výslednou podobu grafů založených na měřených datech. Na grafu 6. jsou patrné drobné nestability (např. mezi 27. a 28. [s]), které mají vliv na výstupní fázi. Ty způsobují rozdíl mezi Lissajusovými obrazci XY na grafu 7. (vypočteným) a grafu 8. (přímo měřeným), protože přímé měření tyto nedokonalosti kompenzuje.



Graf 7. Dopočtený XY Lissajusův obrazec



Graf 8. Analogově měřený XY obrazec

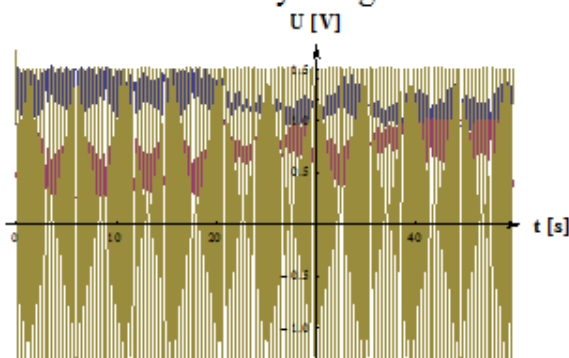


Graf 9. Výstupní rozdíl fáze měřeného signálu

Je patrné, že při měření s obdélníkovou modulací o frekvenci 50 Hz je výrazně stabilnější modulace kladnou půlvlnou. Tento trend se projevuje v mnoha dalších měřeních a naznačuje, že modulátor nemá stejně kvalitní odezvu na obě polarity modulačního signálu.

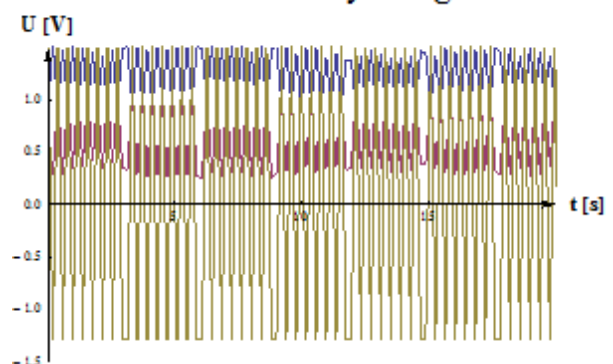
### 9.2.3 Modulace obdélníkovým signálem o frekvenci 100 Hz

Průběh naměřených signálů



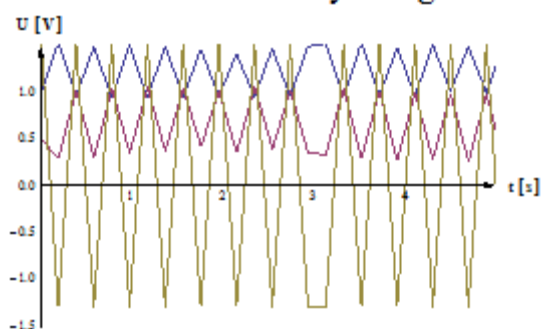
Graf 10. Měření po měřicí čas 50 s

Průběh naměřených signálů

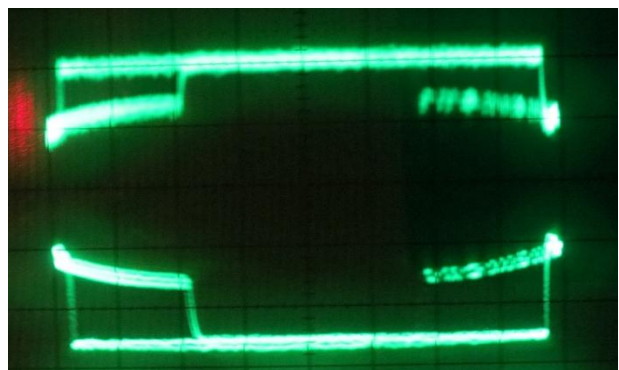


Graf 11. Měření po měřicí čas 20 s

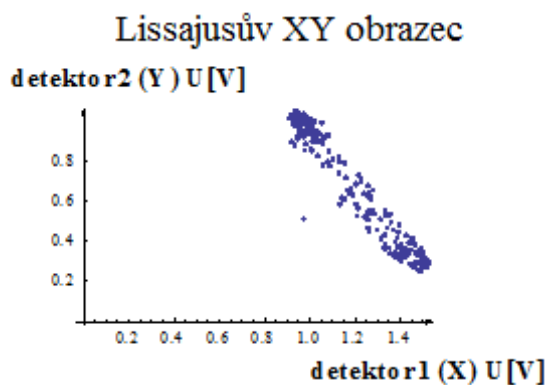
Průběh naměřených signálů



Graf 12. Měření po měřicí čas 5 s



Graf 13 Linearizovaný Lissajusův obrazec dvou detekovaných signálů při modulaci obdélníkovým signálem o frekvenci 100 Hz.



**Graf 14. Dupočtený XY Lissajusův obrazec**

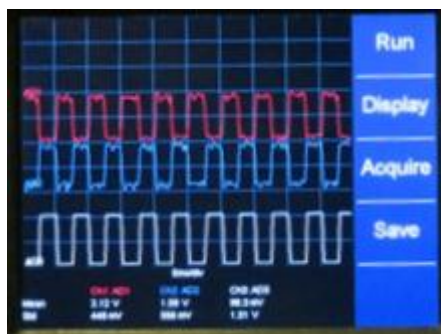
Tímto měřením demonstrujeme zejména stabilizaci systému při vyšších frekvencích, vlivem potlačení šumu obvodu před optickým děličem.

### 9.2.4 Modulace obdélníkovým signálem o frekvenci 200 Hz

Na obrázku 15 demonstrujeme deformaci náběžné a sestupné hrany obdélníkového signálu.



**Graf 15 Linearizovaný Lissajusův obrazec při modulaci obdélníkovým signálem o frekvenci 200 Hz**



**Graf 16. Měření po měřicí čas 20 ms**

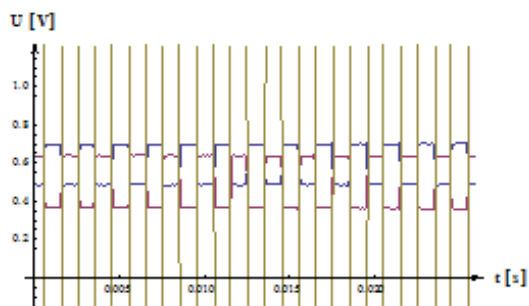


**Graf 17. Měření po měřicí čas 10 ms**



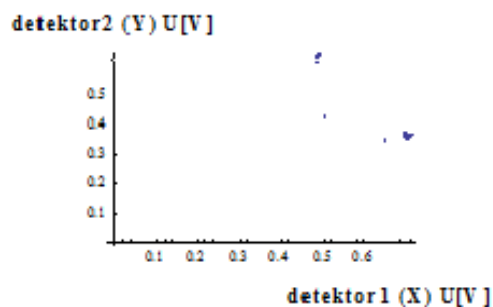
## 9.2.5 Modulace obdélíkovým signálem s frekvencí 500 Hz

Průběh naměřených signálů

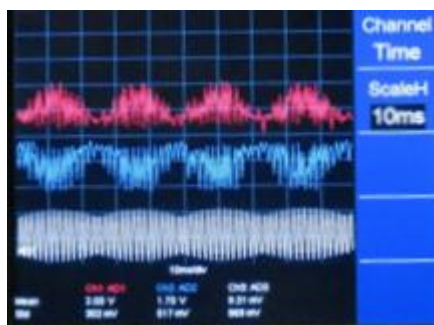


Graf 18. Měření po měřicí čas 5 ms

Lissajusův XY obrazec



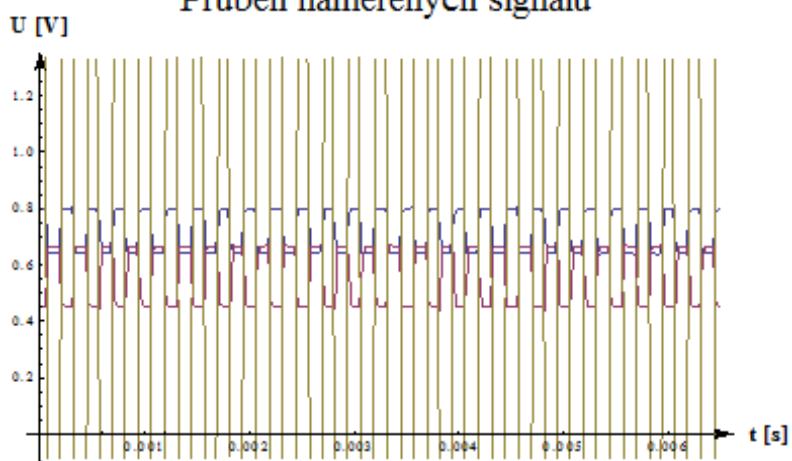
Graf 19. Dopočtený XY Lissajusův obrazec



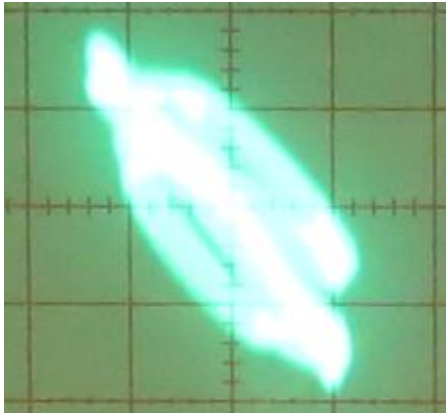
Graf 20. Měření po měřicí čas 10 ms při modulaci obdélíkovým signálem o frekvenci 500 Hz

## 9.2.6 Modulace obdélíkovým signálem o frekvenci 4 kHz

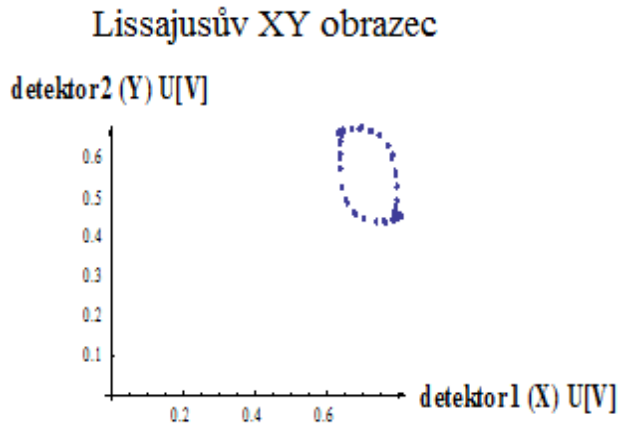
Průběh naměřených signálů



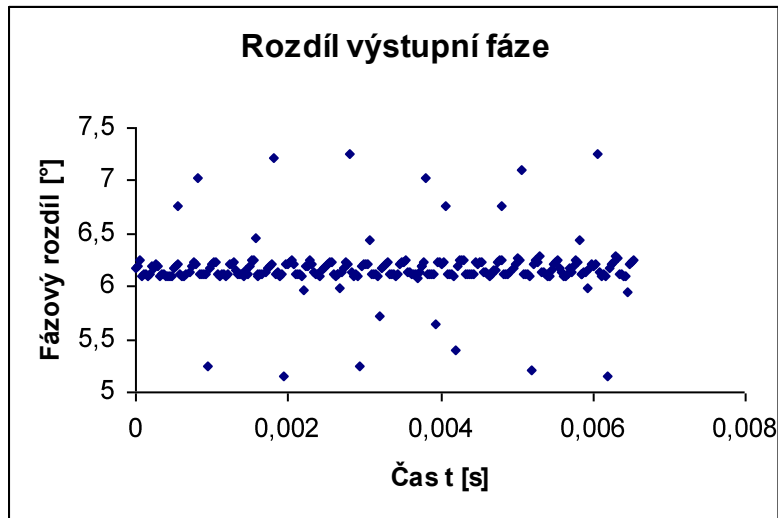
Graf 21. Měření po měřicí čas 2 ms



Graf 22. Měřený XY Lissajusův obrazec



Graf 23. Dypočtený XY Lissajusův obrazec



Graf 24. Rozdíl výstupní fáze.

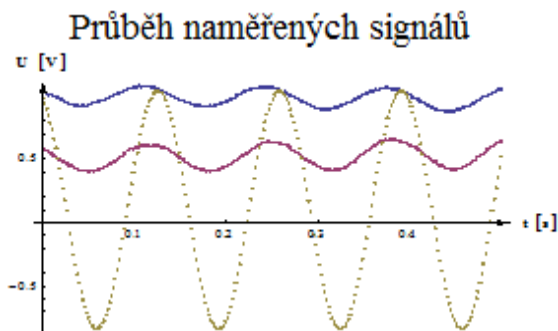
Tímto měřením demonstrujeme stabilní systém s kruhově polarizovaným výstupem při modulaci obdélkovým signálem s frekvencí 4 kHz.

### 9.2.7 Modulace obdélkovým signálem o frekvenci 70 kHz

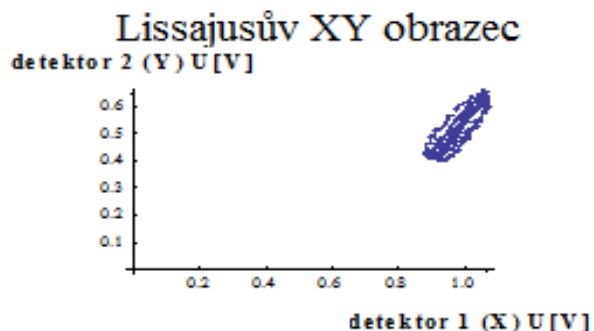


Graf 25. Naměřený linearizovaný Lissajusův obrazec

Tento průběh nám demonstruje frekvenční omezení použitelnosti analogového osciloskopu



Graf 26.. Měření po měřicí čas 5 s



Graf 27. Dopočtený XY Lissajusův obrazec

Zde demonstrujeme pomocí grafu 26., vliv zvoleného času měření a tím stanovené vzorkovací frekvence signálu na zkreslení výsledků měření. Ačkoli jsou naměřená data správná a výsledek výpočtů se shoduje s předpoklady a také odpovídá měření okolních hodnot, může být zavádějící. Pokud bychom tento výsledek pozorovali nezasvěceně, snadno bychom se spletli a modulační signál považovali za sinusový.



Graf 28. Rozdíl výstupní fáze

### 9.2.8 Vyhodnocení znázornění různých frekvencí modulace obdélníkovým signálem

Je zde dobře patrné snižování množství poruch směrem k vyšším frekvencím. Je to způsobeno, jak se domníváme zejména snížením vlivu optické dráhy před interferometrem a vlivem interferometru při vyšších frekvencích, než 140 Hz. Tento jev postupně pozorujeme při všech měřeních. Systémy jsou po částech stabilní a od frekvence 145 Hz je výstupní rozdíl fáze, až na poruchy, výrazně konstantní. Tento trend pokračuje do frekvence 1 kHz.

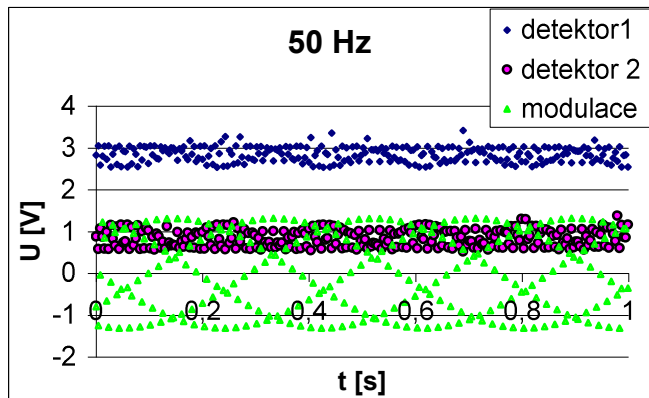
Při modulaci obdélníkovým signálem je patrné velké množství šumu. To může být způsobeno například tvarováním modulačního signálu generátorem. Při frekvenci nad 1 kHz dochází ke zpoždění modulačního krystalu modulátoru za modulačním signálem.

Při vyšších frekvencích počínaje, 48 kHz, dochází ke stabilnímu průběhu s periodickou fází. Periodicita výstupní fáze při 70 kHz je zajímavá jednak tím, že odpovídá tangenciálnímu průběhu a dále tím, že se systém nachází na mezi stability. Nad 100 kHz obdélníkového modulačního signálu je pak výstup nestabilní.

## 9.2.9 Měření pro modulaci sinusovým signálem o frekvenci 50 Hz

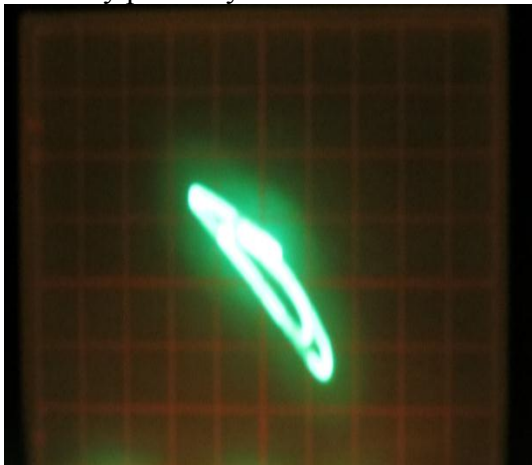


Graf 29 Měření linearizace Lissajusových



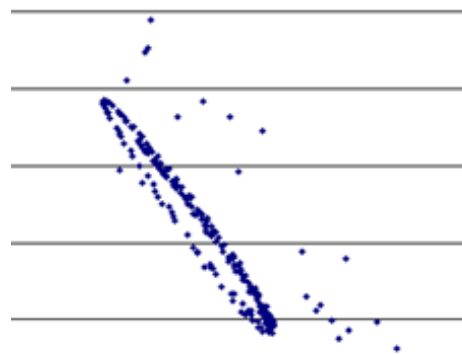
Graf 30 Příslušný záznam detektorů  
 $a_3 = \text{detektor1}$ ,  $a_4 = \text{detektor2}$

Zejména na grafu 29. jsou velmi dobře patrné poruchy. To potvrzuje dříve komentovaný vliv optické dráhy při nízkých frekvencích.

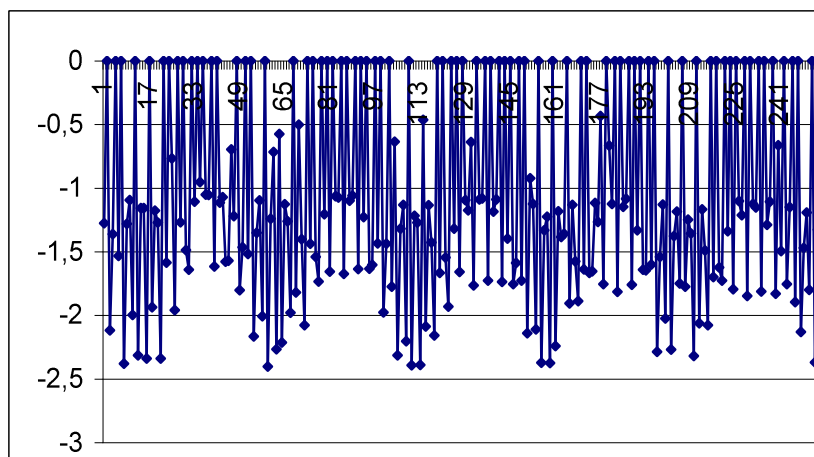


Graf 31 Příslušné Lissajusovy obrazce nejprve analogovým záznamem a níže pak příslušným výpočtem

Lissajusův XY obrazec

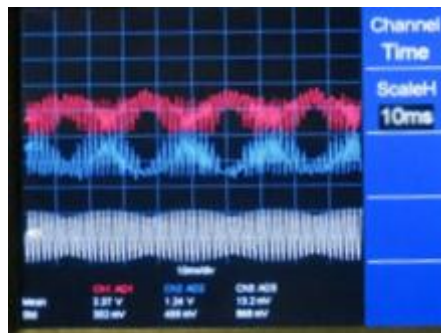


Graf 32 XY Lissajusovy obrazce dopočtené



Graf 33 Výstupní fázový rozdíl modulace sinusovým signálem s frekvencí 50Hz

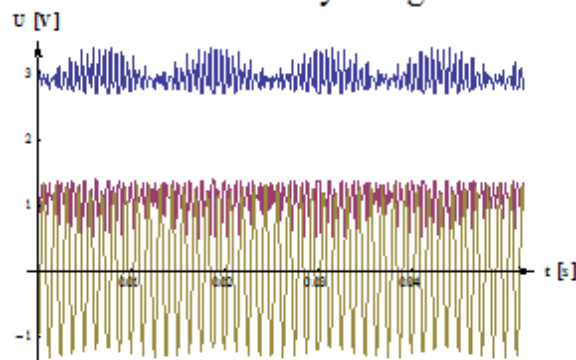
### 9.2.10 Modulace sinusovým signálem o frekvenci 600 Hz



Graf 34 Záznam měření výstupních signálů

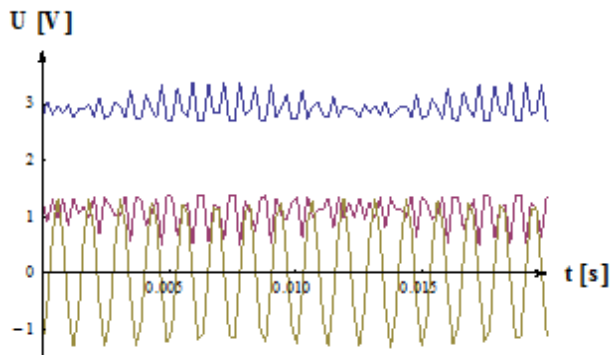
### 9.2.11 Měření při modulaci sinusovým signálem o frekvenci 800 Hz

Průběh naměřených signálů

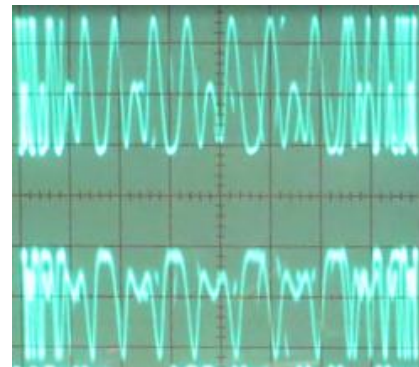


Graf 35. Průběh výstupních signálů

Průběh naměřených signálů

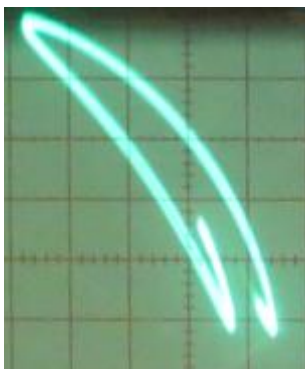


Graf 36 Průběh výstupních signálů

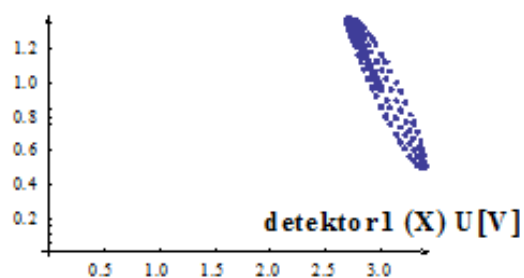


Graf 37 Lissajusovy obrazce linearizované

Lissajusův XY obrazec



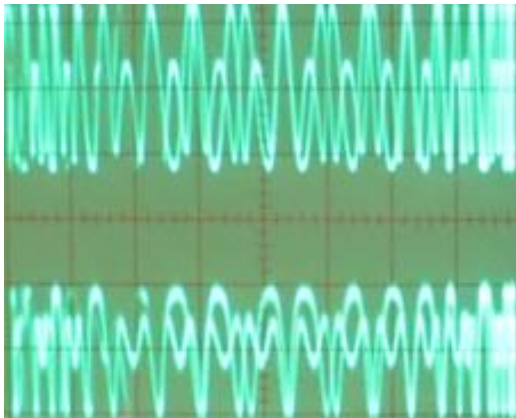
detektor2 (Y) U [V]



Graf 38. XY Lissajusovy obrazce

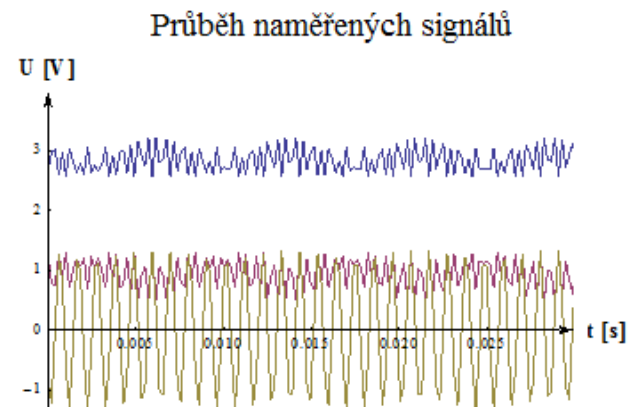
Graf 39. XY Lissajusovy obrazce dopočtené

### 9.2.12 Měření při modulaci sinusovým signálem o frekvenci 950 Hz

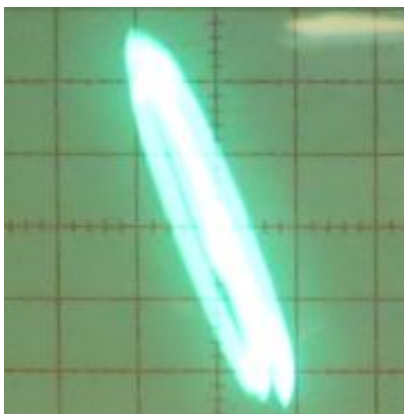


Graf 40. Lissajusovy obrazce linearizované

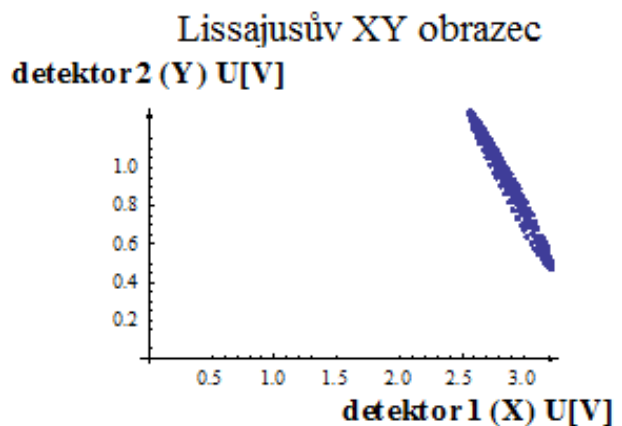
Na grafu 37. je velmi dobře patrný vznik 1. vyšší harmonické frekvence. Její amplituda je periodicky proměnlivá. To je dobře patrné na grafu 38. Superpozice obou frekvencí vytváří maxima a minima.



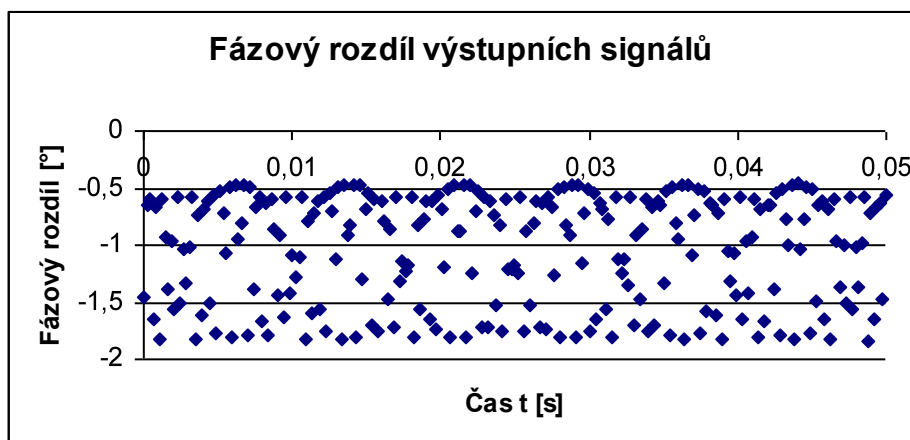
Graf 41. Záznam výstupních signálů



Graf 42. XY Lissajusovy obrazce



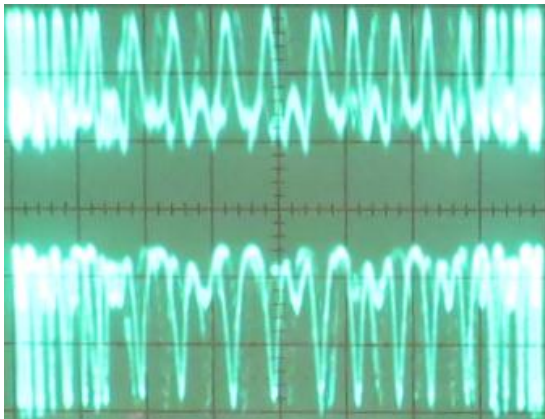
Graf 43. XY Lissajusovy obrazce dopočtené



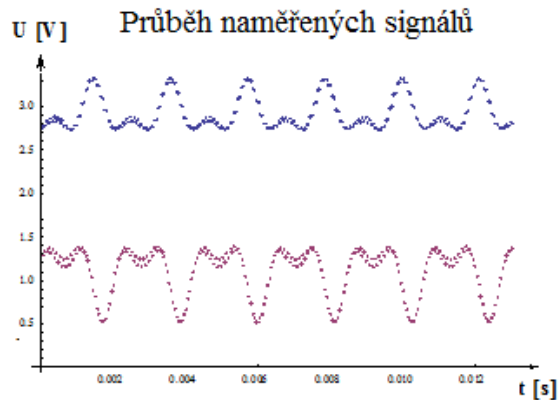
Graf 44. Průběh výstupní fáze

Je patrný vliv 1. harmonické frekvence a jeho působení na periodickou změnu fázového rozdílu výstupních signálů.

### 9.2.13 Příklad průběhu sinus 20 kHz

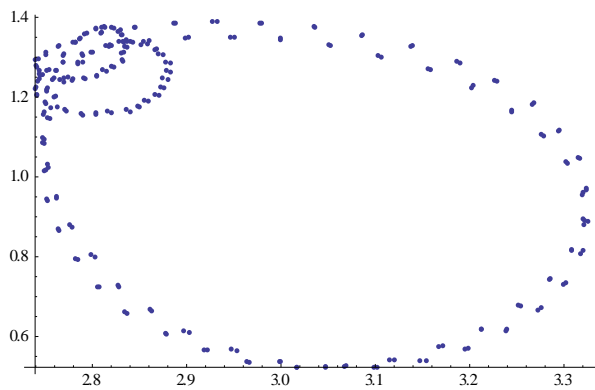


Graf 45 Lissajusovy obrazce linearizované

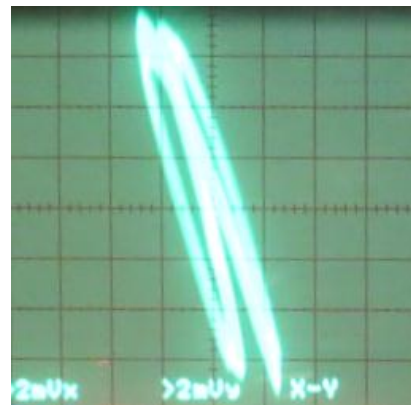


Graf 46 Příklad průběhu výstupních signálů

Fáze 1. harmonické frekvence má výrazný vliv na výstupní signál i podobu jeho Lissajusových obrazců.

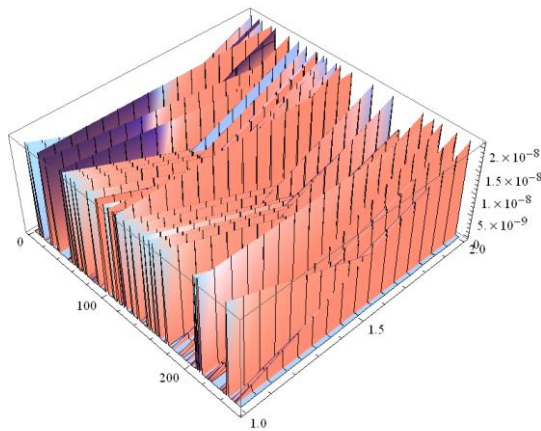


Graf 47 Příklad příslušných XY Lissajusových obrazců dopočtených

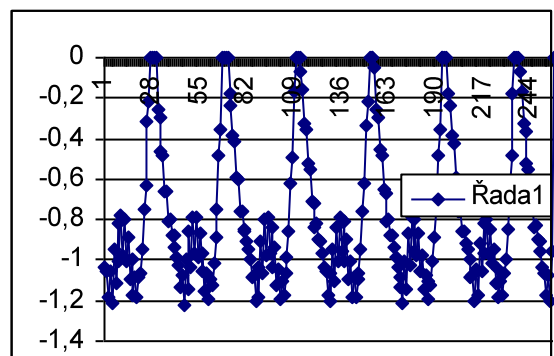


Graf 48 Příklad příslušných Lissajusových obrazců XY

1. harmonická frekvence způsobuje ovlivňování výstupní fáze. Abychom tento vliv postihli a zdůraznili, zobrazili jsme vzájemný průběh frekvence na grafu 47.



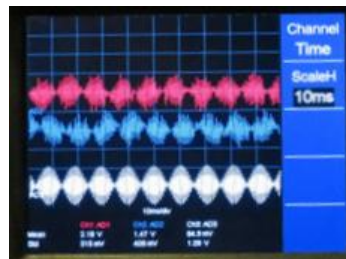
Graf 49 Výstupní fáze



Graf 50 Průběh reálné složky v závislosti na měřícím pokusu

Na tomto měření jsme demonstrovali vliv vyšších harmonických frekvencí na příkladu stabilního systému.

### 9.2.14 Měření při modulaci sinusovým signálem o frekvenci 50 kHz

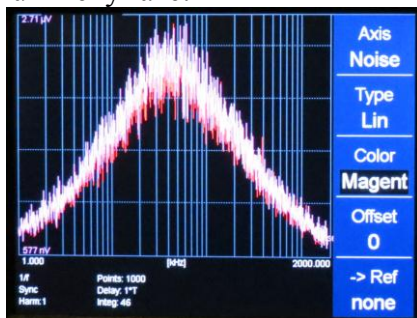


Graf 51. Výstupní signály pro měření se sinusovou modulací o frekvenci 50 kHz

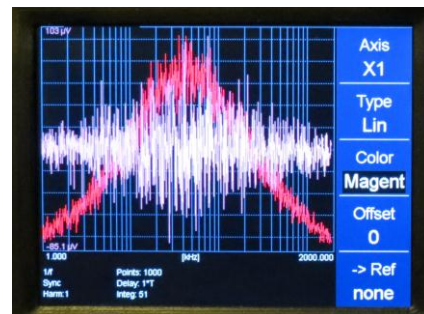
Vidíme stabilní systém a demonstrujeme, že fázové posunutí harmonických změn systému neodpovídá vzájemnému fázovému posunutí výstupních signálů činícímu  $-0,75^\circ$ .

### 9.2.15 Měření při modulaci sinusovým signálem o frekvenci 80 MHz

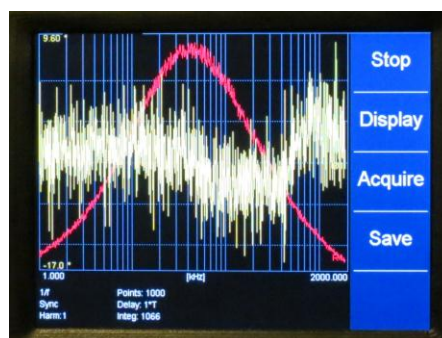
Výstupem měření pomocí Lock-in je charakteristika ve frekvenční oblasti. Tato metoda nám poskytuje informace o amplitudě, fázi, ale i úrovni šumu nebo podobě interferenčního pole výstupních signálů. V případě měření nižších frekvencí je možno zaznamenat přechodové charakteristiky. Pro vysoké frekvence (MHz), jako v tomto případě, je velmi výhodné použití této metody pro vyjádření fázového rozdílu a určení vyšších harmonických frekvencí v signálech. Výhodou tohoto měření je možnost integrace výsledků po delší čas. Provedená měření se statisticky vyhodnocují a výsledek je superpozicí naměřených průběhů. Počet takto provedených cyklů je vypisován proměnnou *integ*.. Tato funkce dobře vyhodnotí právě fázi, pokud má harmonický průběh. Značnou nevýhodou této funkce je, že potlačuje skripty pro ukládání dat online a brání tak sběru digitálních dat. Následující vyobrazení zachycují nestabilní systém. Systém je nestabilní vlivem vysoké úrovně šumu a neharmonického průběhu změny fáze:



Graf 52. Vyjádření úrovně šumu pomocí metody Lock-in



Graf 53. Interferenční pole výstupních signálů

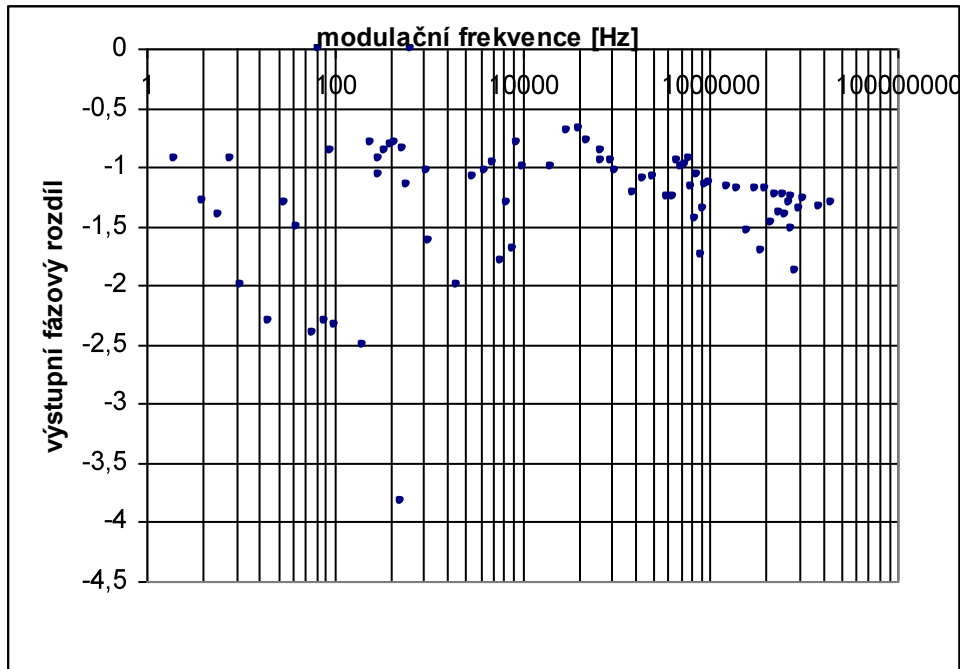


Graf 54. Vyjádření výstupní fáze měřením Lock-in



Ve fázové frekvenční charakteristice vidíme stabilní (přibližně do 1,2 MHz) oblast a následně projevy nestabilních frekvencí. Také je patrné „vyrýsování“ výstupní amplitudy vlivem integrační metody. Čas měření 1000 průběhů byl 45 minut.

### 9.2.16 Vyhodnocení měření signálů Při modulaci sinusovým signálem

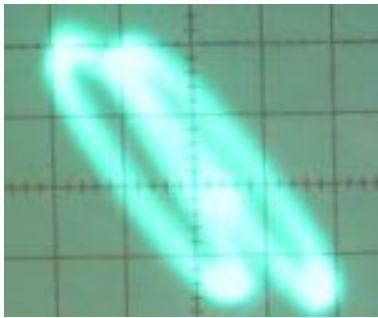


Graf 55 Znárodnění střední hodnoty rozdílů fáze pro měření se sinusovou modulací

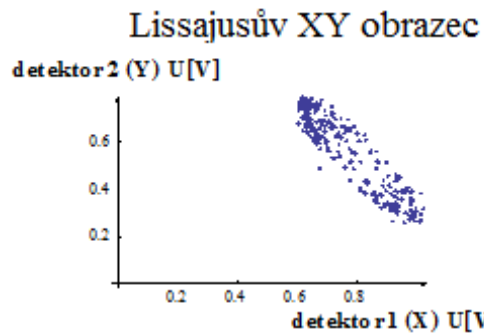
Nejpodstatnějším závěrem je, že rozdíl výstupních fází v případě stabilního systému modulovaného sinusovým signálem má podobu harmonické funkce. Důsledkem toho je, že bychom neměli hodnotit tyto fázové rozdíly pomocí nejistot přímo vypočtených podle vztahů r. 68-57. Při vyhodnocování měření je patrné, že systém je stabilní do frekvence modulačního signálu 1 MHz. Poté nastává nestabilita. Tato nestabilita je narušena stabilními průběhy v intervalu  $\langle 2; 10 \rangle$  MHz.

V případě stabilních signálů se sinusovou modulací je střední hodnota fázových rozdílů na výstupu v intervalu  $\langle -0,9; -1,2 \rangle^\circ$ .

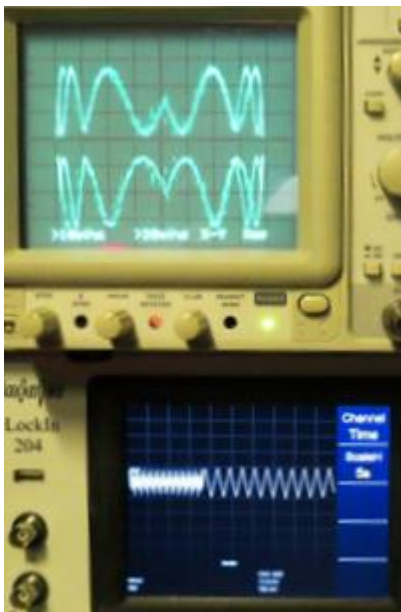
## 9.2.17 Modulace pilovým signálem o frekvenci 4 kHz



Graf 56. XY Lissajusovy obrazce

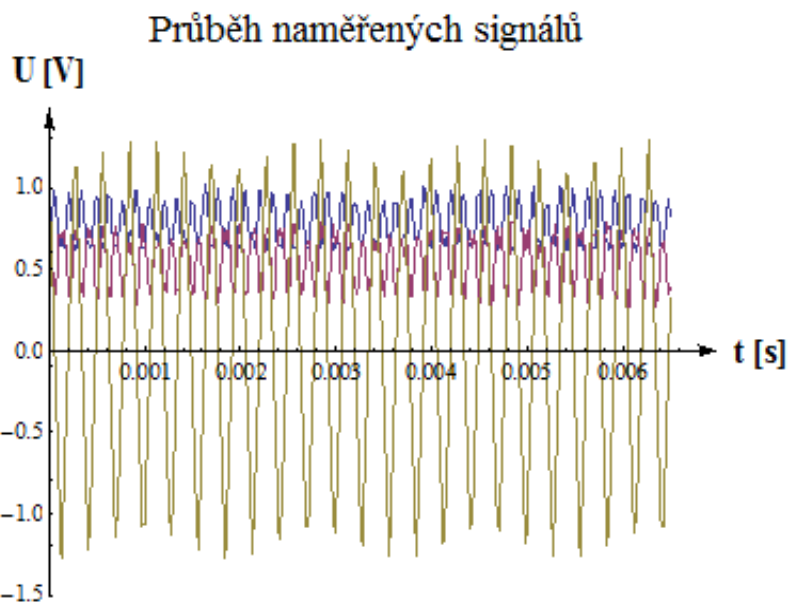


Graf 57. XY Lissajusovy obrazce dopočtených



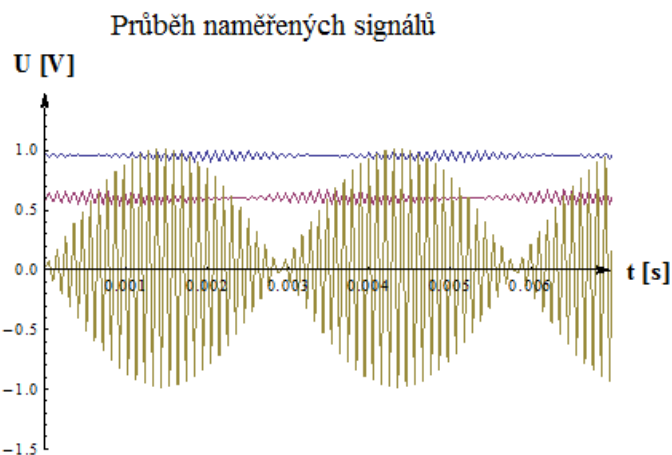
Graf 58. Lissajusovy obrazce se záznamem průběhu modulační frekvence

Zejména na grafu 58. si povšimněme 1 vyšší harmonické frekvence a zároveň absence jejího projevu při měření analogovým osciloskopem. V grafu 59. se pak projevuje fázovými rozdíly menšími než  $7^\circ$

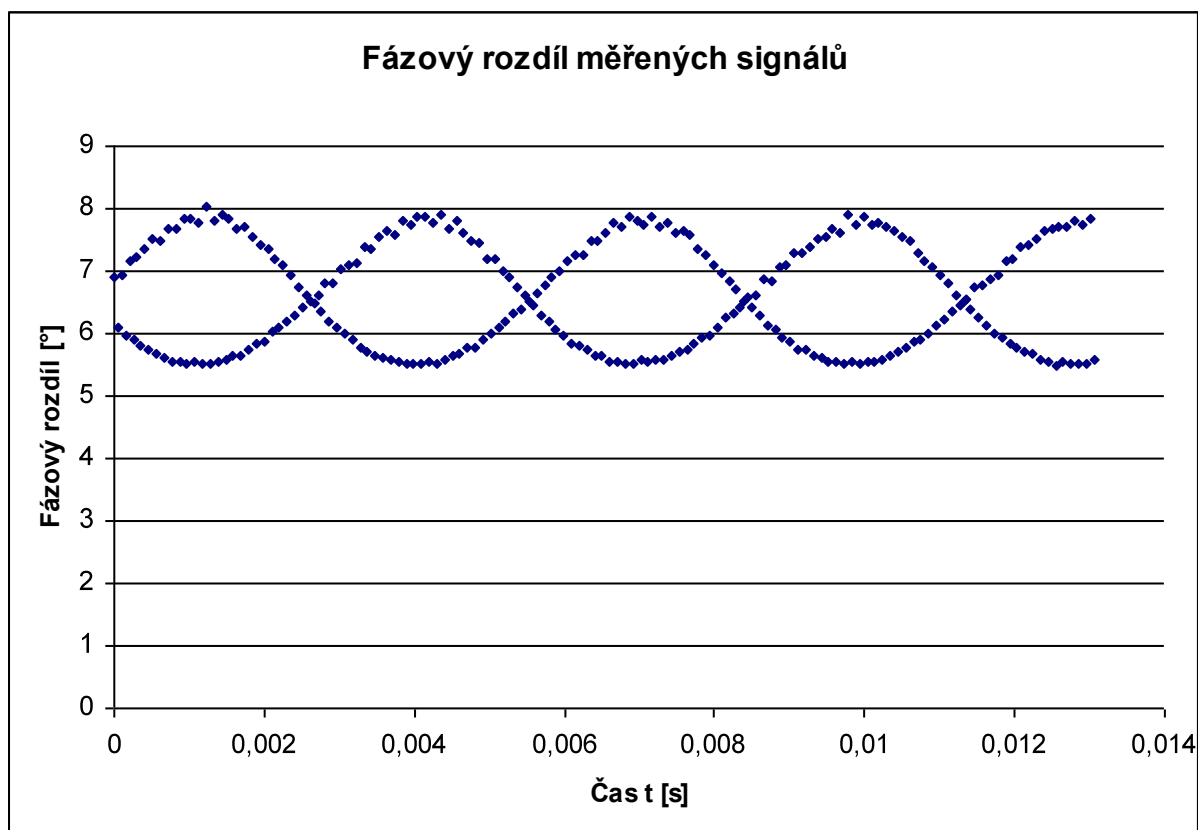


Graf 59. Průběh výstupních signálů





Graf 64. Záznam výstupních signálů



Graf 65. Fázový rozdíl výstupních signálů

### 9.2.20 Vyhodnocení měření signálů při modulaci pilovým signálem

Z měření je patrné, že odezva systému na pilové průběhy je velmi podobná, jako odezva na signály sinusové. Specifikem je kupříkladu absence opětovné stabilizace v oblasti vysokých frekvencí, Projevy 1. vyšší harmonické frekvence v signálech na výstupu v intervalu <100 Hz; 7 kHz> a projevy 1. i 2. harmonické frekvence v intervalu <8 kHz; 20 kHz>. Ve vyšších frekvencích nejsou vyšší harmonické frekvence patrné. Při frekvencích nad 20 kHz zároveň dochází ke snížení amplitudy modulace ve výstupních signálech (patrné na grafu 64.). System je podle výsledků měření stabilní při modulaci pilovým signálem do frekvence 1,5 MHz.

## 10 Závěr

Byly prostudovány principy a metody vyhodnocení měření optického vláknového děliče, se zřetelem na fázovou stabilitu. Pro dané měření byly navrženy a sestaveny vhodné detektory s PIN diodami (firmy Hamamatsu). Pro jejich konstrukci bylo zvoleno katalogové zapojení doporučené firmou Hamamatsu, které zachycuje obrázek 50 (str. 37). Detektory byly odladěny tak, aby byly identické a použitelné pro naše měření. Zkonstruované detektory byly srovnatelné komerčně prodávanými produkty. Metodou Lock-in a metodou synchronní detekce byla vyhodnocena fázová stabilita celé sestavy Mach-Zehnderova interferometru se zvláštní pozorností věnované měřenému výstupnímu vazebnému členu.

Z výsledků měření vyplývá, že stabilita systému je závislá na frekvenci, tvaru modulačního signálu a amplitudě modulačního signálu.

Optický vláknový dělič je řádově stabilnější než ostatní části systému. To působí komplikace při vyhodnocení frekvenční a fázové použitelnosti (stability) optického vazebného členu.

### 10.1.1 Stabilita systému a stabilita zkoumaného vláknového optického děliče

Z teorie stability vyplývá, že systém navenek stabilní se může skládat z jednotlivě nestabilních částí. V našem případě se jedná dokonce o tři členy systému a to:

- optická dráha před Mach-Zehnderovým interferometrem, včetně navázání laserového paprsku

- vláknový Mach-Zehnderův interferometr

- měřený vláknový optický dělič, jež je výstupním vláknovým optickým děličem interferometru a v němž k vlastní interferenci modulované a referenční vlny dochází.

Nestability vstupní optické dráhy a Mach-Zehnderova interferometru se projevují vzájemným posunutím harmonických průběhů a počtem poruch za jednotku času. Při posuzování systému na mezích stability způsobují disharmonizaci výstupních průběhů, avšak fázové posunutí je v těchto případech stabilní. Případy, kdy je systém stabilní, ale zkoumaný vláknový optický dělič nestabilní, se posuzují podstatně hůře, protože není v našem případě možné tyto případy stanovit fundamentálně a lze nanejvýše vycházet z predikce nepředpokládané stability systému. Ta je patrná zejména pro sinusový průběh modulovaný vysokými frekvencemi. Po nestabilitě výstupního signálu a také celého systému v intervalu  $<2; 10>$  MHz dochází k opětovné stabilizaci systému. Tuto nestabilitu si vysvětlujeme právě vlivem působení Mach-Zehnderova interferometru. Je možné, že v této oblasti frekvencí dochází k rezonanci interferometru což systém destabilizuje.

### 10.1.2 Vliv modulační frekvence

Při nízkých frekvencích, řádově desítky Hz, je patrný výrazný vliv optické dráhy a Mach-Zehnderova interferometru na stabilitu výstupního signálu. Projevují se výrazné a časté poruchy. Naproti tomu je výrazně stabilní modulace a výstupní vláknový dělič vykazuje výraznou míru stability a proto se systém úspěšně stabilizuje po každé poruše v relativně krátkém čase.

Nejlepších vlastností systém dosahuje při modulaci frekvencemi řádově 100 Hz až 1 kHz. Při modulaci signálem o frekvencích 1 kHz až 100 kHz dochází ke zpoždění reakce modulátoru na modulační signál a nastává fázový posuv mezi výstupními signály a modulačním signálem generátoru. Tato frekvenční hranice se projevuje zejména při obdélníkovém signálu deformací průběhu modulace. Na sinusový a pilový signál nemá výrazný vliv. Obdélníkový signál vykazuje také nejmenší interval, ve kterém je systém stabilní. Systém při modulaci obdélníkovým signálem dosahuje meze stability při 70 kHz. Nad 50 kHz dochází k tomu, že případné poruchy mají delší časové působení na výstupní

signál, po poruše se déle systém vrací do stabilních poloh. Nad 1 MHz je již systém nestabilní. Ke stabilizaci dochází pouze v případě modulace sinusovým signálem, jak již bylo zmíněno.

### **10.1.3 Vliv modulačního signálu na výstupní fázový rozdíl**

Fázové posunutí i fázová stabilita je silně závislá na tvaru modulačního signálu. Použijeme-li k modulaci obdélníkový signál, výsledný fázový rozdíl v případě stabilního systému bude lineární funkce, popřípadě konstantní hodnota. Konstantní hodnota fázového rozdílu na výstupu má pak charakter úzkého intervalu a lze ji tudíž vyjádřit numericky jako střední hodnotu tohoto intervalu. Výsledek bude zatížen poruchami, jejichž četnost s frekvencí roste. Lze hovořit o stabilním systému do modulační frekvence 1 kHz. Poté dochází k deformaci modulačního signálu, jak bylo zmíněno v předchozím odstavci. Systém lze považovat za stabilní do 1 MHz respektive 70 kHz při modulaci obdélníkovým signálem. V případě modulace sinusovou nebo pilovou funkcí bude stabilní systém vykazovat periodickou funkci fázového rozdílu výstupních signálů. To způsobuje větší odolnost vůči poruchám, avšak numerické vyjádření fázového rozdílu je značně problematické. Ve výstupních signálech se také projevuje 1. vyšší harmonická frekvence modulačního signálu pro frekvence modulačního signálu nad 500 Hz. Dalším specifíkem je opětovná stabilizace systému při modulačních frekvencích vyšších než 2 MHz. Experimentálně jsme dle možností vyhodnotili stabilitu systému do modulační frekvence 20 MHz.

## 11 Seznam příloh

Příloha 1 CD obsahující: Technické podklady, výběr z naměřených hodnot

## 12 Seznam obrázků

Obrázek 1. znázornění významu koherenční délky [převzato z cit [3]].....	10
Obrázek 2. Chod paprsků na rozhraní (odraz, lom) [převzato z cit[9]] .....	12
Obrázek 3. Rozložení pole módů v jádře a) $HE_{11}$ , b) $TE_{01}$ převzato z cit[8] .....	13
Obrázek 4. model intenzity v lineárně polarizovaného módu $LP_{01}$ vyjádřeného pomocí cylindrické Besselovy funkce.....	14
Obrázek 5. Vývoj složek $TE_{m00}$ módu při fázové modulaci [převzato z cit[23]].....	14
Obrázek 6. popis směrů intenzit základního a prvního vyššího LP módu a znázornění příslušných složek[převzato z cit[23]] .....	15
Obrázek 7. Znázornění disperze signálu na vedení [převzato z cit[27]] .....	15
Obrázek 8. Šíření paprsků vláknem .....	16
Obrázek 9. Dvojice vzájemně vázaných jednovidových vlnovodů [cit[8]] .....	18
Obrázek 10. Příklad výkonové výměny v optickém vazebném členu v a) $\Delta\beta=0$ , b) $\Delta\beta\neq 0$ .....	19
Obrázek 11. Módová ztráta ve ztrátovém prostředí cit[8] .....	19
Obrázek 12. výkonová výměna jako funkce normalizovaného fázového rozdělení pro $z \rightarrow \infty$ cit[8] .....	20
Obrázek 13. schématický model vazebného členu.....	20
Obrázek 14. možné hodnoty charakteristického úhlu vazebného členu jako funkce ztrát symetrického vazebného členu [cit[12]] .....	20
Obrázek 15. běžné konstrukce vláknových děličů a) lepený T, b) lepený H, c) svařovaný X (FTB), d) čelní X lepený, e) lepený Y, f) Y nesymetrický [převzato z cit[10]].....	21
Obrázek 16. Technologii svařování vytvořený dělič FTB (fused taper biconic) s naznačením chodu paprsků cit[8] .....	21
Obrázek 17. Znázornění průchodu vlny „couplerem“ včetně evanescentních složek znázorněno na „coupleru“ s vlnovody se čtvercovým průřezem pro $LP_{01}$ .....	22
Obrázek 18. Výroba svařovaného „coupleru“ FTB [převzato z cit[34]] .....	22
Obrázek 19. Simulace práce $2 \times 2$ , 50% „coupleru“ buzeného jedním vstupem s kruhovým průřezem jádra znázorněn průběh výkonu. Vidíme rovněž výstup módů $LP_{01}$ , $LP_{11}$ . [Převzato z cit[25]] .....	23
Obrázek 20. Provedení ferule a spojky optického konektoru převzato z cit[5] .....	23
Obrázek 21. Princip stáčení roviny polarizace polarizačním kontrolerem [převzato z cit[28]] .....	24
Obrázek 22. polarizační kontroler foto .....	24
Obrázek 23. Princip práce fázového modulátoru [převzato z cit[22]] .....	25
Obrázek 24. Princip práce fázového modulátoru založeném na Kerrově jevu [převzato z cit[22]] .....	25
Obrázek 25. Konstrukce PIN diody [převzato z cit[17]] .....	27
Obrázek 26. Práce PIN diody[převzato z cit[18]] .....	28
Obrázek 27. VA charakteristika PIN diody [převzato z cit[18]].....	28
Obrázek 28. Znázornění práce Mach-Zehnderova interferometru včetně simulace výkonové charakteristiky jeho ideálního symetrického provedení [použity zdroje cit [24, 25, 26]]	30
Obrázek 29. Příklad Lock-in a náhodné modulace [cit[30]] .....	32
Obrázek 30. schématický diagram činnosti Lock-in Amplifier [převzato z cit[32]] .....	32
Obrázek 31. Základní podoba experimentu využívajícího metodu synchronní detekce.....	33
Obrázek 32. Základní uspořádání koherentního komunikačního systému při heterodynní detekci .....	35

Obrázek 33. Detekovaný proud v případě a) heretodynní detekce b) homodynní detekce cit[19] .....	35
Obrázek 34. Sestava Michalsonova interferometru .....	36
Obrázek 35. Kamera foto .....	37
Obrázek 36. Výrobce udávaná VA charakteristika použitých PIN diod .....	38
Obrázek 37. Highspeed PIN diode detector, specifikace zapojení převzato z katalogu Hamammatsu.....	38
obrázek 38. Schéma zapojení detektorů 1)PIN fotodiody, 2)kompenzační kapacitor, 3)zatěžovací odpor 4) DC zdroj realizovaný baterií, 5) vypínač, 6) BNC konektor.....	39
Obrázek 39. Pohled na vnitřní uspořádání detektorů při konstrukci zapojené podle schéma zapojení detektorů (viz obrázek 37) .....	39
Obrázek 40. pohled na sestavené detektory zapojené podle schéma zapojení 1.....	39
Obrázek 41. modulátor foto .....	40
Obrázek 42. Schéma sestavení experimentu 1) Laser, 2) barevný filtr, 3) vstupní optický vláknový dělič, 4) polarizační kontroler, 5) fázový modulátor, 6) signálový generátor, 7) výstupní optický vláknový dělič, 8) detektor 1, 9) detektor 2.....	41
Obrázek 43. Schéma sestavení experimentu 1) Laser, 2) barevný filtr, 3) vstupní optický vláknový dělič, 4) polarizační kontroler, 5) fázový modulátor, 6) výstupní optický vláknový dělič, 6) detektor 1, 8) detektor 2. ....	41
Obrázek 44. Sestava experimentu Mach-Zehnderova interferometru podle schéma zapojení obr 41,42. Číslování koresponduje s obrázky41,42. ....	42
Obrázek 45. Laser 671 nm s filtrem navázaný na vstupní vlákno .....	42
Obrázek 46. Sestava obvodu Mach-Zehnderova interferometru (viz obrázek 44) při nasvícení 671 nm.....	42
Obrázek 47. Celková sestava v laboratoři .....	43
Obrázek 48. Ukázka měření na přístroji Anfatec modulace sinusovým signálem o frekvenci 80 kHz .....	43
Obrázek 49. Ukázka kontrolního měření linearizovaných Lissajusových obrazců analogovým osciloskopem Obdélníkový modulační signál 100 Hz.....	44

## 13 Seznam rovnic

r. 1 .....	9
r. 2 .....	9
r. 3 .....	10
r. 4 .....	10
r. 5 .....	10
r. 6 .....	11
r. 7 .....	11
r. 8 .....	11
r. 9 .....	12
r. 10 .....	12
r. 11 .....	13
r. 12 .....	13
r. 13 .....	15
r. 14 .....	15
r. 15 .....	16
r. 16 .....	16
r. 17 .....	16



r. 18	.....	16
r. 19	.....	16
r. 20	.....	16
r. 21	.....	16
r. 22	.....	16
r. 23	.....	16
r. 24	.....	16
r. 25	.....	17
r. 26	.....	17
r. 27	.....	17
r. 28	.....	17
r. 29	.....	17
r. 30	.....	17
r. 31	.....	17
r. 32		17
r. 33		17
r. 34		17
r. 35	.....	17
r. 36	.....	17
r. 37	.....	17
r. 38	.....	18
r. 39	.....	18
r. 40	.....	18
r. 41	.....	18
r. 42	.....	18
r. 43	.....	19
r. 44	.....	19
r. 45	.....	19
r. 46	.....	20
r. 47	.....	24
r. 48	.....	25
r. 49	.....	26
r. 50	.....	26
r. 51	.....	26
r. 52	.....	26
r. 53	.....	26
r. 54	.....	26
r. 55	.....	30
r. 56	.....	31
r. 57	.....	31
r. 58	.....	31
r. 59	.....	31
r. 60	.....	31
r. 61	.....	31
r. 62	.....	31
r. 63	.....	31
r. 64	.....	31
r. 65	.....	33
r. 66	.....	35
r. 67	.....	35

r. 68	.....	36
r. 69	.....	36
r. 70	.....	36
r. 71	.....	36
r. 72	.....	36
r. 73	.....	36
r. 74	.....	36
r. 75	.....	36

### 13.1.1 Citované publikace

- [cit[1]] VEIT, J. *Vybrané stati z matematické teorie pole*. ČVUT V Praze: Státní nakladatelství technické literatury. Praha. 1964. Vydání 1. číslo publikace 32922
- [cit[2]] *Fázový závěs*. Praha. ČVUT. dostupné z: <http://radio.feld.cvut.cz/courses/E37EAA/materialy.php?akce=dlf&zdroj=vpm&fkey=4&xtgt=2f686f6d652f53657276696365732f7777772f68746d6c2f6564755f6465706f742f2f583337524642>
- [cit[3]] VYŠÍN, Ivo a ŘÍHA, Jan. *Paprsková a vlnová optika*. Univerzita Palackého v Olomouci, Přírodovědecká fakulta. Olomouc. 2012
- [cit[4]] ŠÍMA, Jaromír. *Optická vlákna – stačí pouze jedno?*. RLC Praha a.s. 23.9.2014. publikován na serveru www.hw.cz .dostupné z.: [http://rlc.cz/?page\\_id=114](http://rlc.cz/?page_id=114)
- [cit[5]] Šíma, Jaromír. *Optické sítě, Vláknová optika*. RLC Praha a.s. Brno. 2012. dostupné z: [http://www.klfree.net/store/skoleni\\_optika\\_2008\\_klfree\\_2.pdf](http://www.klfree.net/store/skoleni_optika_2008_klfree_2.pdf)
- [cit[6]] CLAIR, J.J. *Télécommunications optiques, Introduction a l'optique intégrée*. MASSON. Paris. 1977. ISBN 2 225 47916 X
- [cit[7]] HALLEY, Pierre. *Fibre optic systems*. WILEY. New York. 1987. ISBN 0 471 91410 X
- [cit[8]] SCHÖFEL, Josef a NOVOTNÝ, Karel. *Optické vlnovody*. STN:ALFA. Praha. 1986. IČ 04 511 86
- [cit[9]] ČECHOVÁ, Marie. *Elektromagnetické vlny*. Vydavatelství Univerzity Palackého. Olomouc. 1993. ISBN 80 7067 237 4
- [cit[10]] *Optoelektronika*. FEKT, VUT. Brno. 2013. dostupné z: <http://www.umel.feec.vutbr.cz/oks/cz/pdf/skripta.pdf>
- [cit[11]] CHAUS, CH. *Vlny i polja v optoelektronice*. Moskva. 1988
- [cit[12]] SANZ, I a MURIEL, M. A. *New behavior in nonideal couplers*. Electronics Letters 1992. Vol 31. No 22
- [cit[13]] SCHLIEP, F a HERETH, R. *Phase sensitive measurement technique for single mode fibre directional couplers*. Electronics Letters 1992. Vol 28. No 16
- [cit[14]] SANZ, I a MURIEL, M. *Measurement technique for characterization of 2x2 couplers*. Electronics Letters. 1992. Vol 28. No 14
- [cit[15]] GOTTWALD, E a PIETZSCH, J. *Measurement method for determination of optical phase shift in 3x3 fibre couplers*. Electronics Letters. 1988. Vol 24. No 5
- [cit[16]] SALEH, B a TEICH, M.C. *Základy fotoniky 3*. ČVUT: Matfyzpress. Praha. 1995. ISBN 80-85863-00-6
- [cit[17]] DOLEČEK, Jaroslav. *Moderní učebnice elektroniky: 3.díl optoelektronika*. BEN. Praha. 2005. ISBN 80-7300-184-5
- [cit[18]] SVAČINA, J. *Speciální elektronické součástky a jejich aplikace*. VUT FEKT: elektronická opora BES02. Brno. 2004.
- [cit[19]] NOVOTNÝ, Karel, MARTAN, Tomáš a ŠÍSTEK, Jan. *Systémy pro optické komunikace*. ČVUT: Vydavatelství ČVUT. Praha. 2003. ISBN 80-01-02810-0

- [cit[20]] LUDVÍK, Vladimír. *Sborník technické normalizace*. ÚNMZ Praha. 2005. dostupné z: [http://www.unmz.cz/sborniky\\_th/sb8/nejistoty.pdf](http://www.unmz.cz/sborniky_th/sb8/nejistoty.pdf)
- [cit[21]] MACHULKA, Radek. *Konstrukce vláknového interferometru s použitím nových moderních komponent*. Univerzita Palackého Olomouc. Olomouc. 2008. Diplomová práce
- [cit[22]] SYNEK, Svatopluk. *Aplikovaná optika*. Masarykova univerzita. Brno 1997. Prezentace z přednášek. dostupné z: [www.med.muni.cz/ocnipek/aplikoptII.ppt](http://www.med.muni.cz/ocnipek/aplikoptII.ppt)
- [cit[23]] KREYSING, M. *et al.* *Dynamic operation of optical fibres beyond the single-mode regime facilitates the orientation of biological cells*. Nature Communications. 5:5481 doi: 10.1038/ncomms6481 (2014). dostupné z: <http://www.nature.com/ncomms/2014/141120/ncomms6481/full/ncomms6481.html>
- [cit[24]] Optimizing Mach-Zehnder Modulator Designs with COMSOL Software. COMSOL. 2015. online článek. dostupné z: <http://www.comsol.com/blogs/optimizing-mach-Zehnder-modulator-designs-comsol-software/>
- [cit[25]] *BeamLab*. 2015. web. dostupné z: <http://beamware.at/>
- [cit[26]] BBERRADA, T. *Integrated Mach-Zehnder interferometer for Bose-Einstein condensates*. Nature Communications. 4:2077 doi: 10.1038/ncomms3077 (2013). ISSN (online): 2041-1723 dostupné z: <http://www.nature.com/ncomms/2013/130627/ncomms3077/full/ncomms3077.html>
- [cit[27]] FAJKUS, Marcel. *Disperze(1)*. VŠB OPTE IMATTE. Brno. 2013. elektronický článek. dostupné z: <http://opte.imatte.cz/teorie/opticke-vlakna/72-disperze-1>
- [cit[28]] *Insensitivity of mode rotation to fibre bending*. Nature Communications. Online obrázek ISSN (online): 2041-1723. dostupné z: [http://www.nature.com/ncomms/2014/141120/ncomms6481/fig\\_tab/ncomms6481\\_F4.html](http://www.nature.com/ncomms/2014/141120/ncomms6481/fig_tab/ncomms6481_F4.html)
- [cit[29]] PLATIL, A. *Úvod do synchronní detekce*. VUT. Brno. Dostupné z: [http://measure.feld.cvut.cz/cs/system/files/files/cs/vyuka/predmety/x38szp/synchronn\\_ED\\_detekce.pdf](http://measure.feld.cvut.cz/cs/system/files/files/cs/vyuka/predmety/x38szp/synchronn_ED_detekce.pdf)
- [cit[30]] PASCHOTA, Rüdiger. *RP Photonics Encyclopedia; Mode Lock-ing*. online encyklopedie laserové fyziky. dostupné z: [http://www.rp-photonics.com/mode\\_Lock-ing.html](http://www.rp-photonics.com/mode_Lock-ing.html)
- [cit[31]] PASCHOTA, Rüdiger. *RP Photonics Encyclopedia; Active Mode Lock-ing*. online encyklopedie laserové fyziky. dostupné z: [http://www.rp-photonics.com/active\\_mode\\_Lock-ing.html](http://www.rp-photonics.com/active_mode_Lock-ing.html)
- [cit[32]] *Anfatec; eLock-in204*. Anfatec Instruments AG. Web výrobce. dostupné z: <http://www.anfatec.de/anfatec/eLock-in04.html>
- [cit[33]] CAMPBELL, D.P. a McCLOSKEY, C.J. *FBMI interferometricke biosenzory*: překlad CUDZIK, Leopold. Georgia Tech Research Institute, Atlanta, GA 30332 dostupné z: [https://www.fbmi.cvut.cz/files/nodes/598/public/FBMI\\_interferometricke\\_biosenzory.pdf](https://www.fbmi.cvut.cz/files/nodes/598/public/FBMI_interferometricke_biosenzory.pdf)
- [cit[34]] KOUŘIL, Marek. *Charakterizace vláknových děličů svazku*. Univerzita Palackého v Olomouci. 2013. bakalářská práce

### 13.1.2 Použitá literatura

- KAVICKÝ Martin. *OPTICKÝ VLNOVÝ MULTIPLEX*. VUT FEKT Brno. 2007. Diplomová práce. dostupné z: [http://www.vutbr.cz/www\\_base/zav\\_prace\\_soubor\\_verejne.php?file\\_id=9460](http://www.vutbr.cz/www_base/zav_prace_soubor_verejne.php?file_id=9460)
- TADEUSIAK, Andrej, Bruno CROSGIANI a Giancarlo de MARCHIAS. *Śwaitłowodowy w telekomunikacji*. WKŁ. Warszawa. 1987. ISBN 83 206 0653 5.

ČECHOVÁ, Marie a VYŠÍN, Ivo. *Teorie elektromagnetického pole*. UP: Vydavatelství Univerzity palackého. Olomouc. 1998. ISBN 80 7067 805 4  
 Havelka B. *Geometrická optika 1díl*. Československá akademie věd; sekce matematicko fyzikální. Praha. 1955. dostupné z: <http://www.opto.cz/havelkaI/index.html>  
 Havelka B. *Geometrická optika 2díl*. Československá akademie věd; sekce matematicko fyzikální. Praha. 1955. dostupné z: <http://www.opto.cz/havelkaII/index.html>  
 KVÍČALA, Radek. *Univerzální optický vysílač*. VUT. Brno. 2005. elektronický článek. Dostupné z : <http://www.elektrorevue.cz/clanky/05006/index.html>  
 REICHL, Jaroslav a VŠETIČKA, Martin. *Encyklopedie fyziky*. 2015. webový dokument. dostupné z: <http://fyzika.jreichl.com/main.article/view/1569-projektory-typu-i>  
*Vysokoškolské studium optiky*. Univerzita Palackého v Olomouci; katedra optiky. Olomouc. Web. Dostupné z: <http://www.opto.cz/studium/>  
 ŠRETROVÁ, Pavla. *Zpracování experimentálních dat z oblasti atomové fyziky v programu Mathematica*. Univerzita palackého v olomouci. Olomouc. 2014. bakalářská práce  
 FAJKUS, Marcel. *Vláknové optické senzory*. VUT. Brno 2012. dostupné z: [http://opte.imatte.cz/files/Fiber\\_Optic\\_Sensors\\_Yin\\_Ruffin.pdf](http://opte.imatte.cz/files/Fiber_Optic_Sensors_Yin_Ruffin.pdf)  
 KOYŠ, Martin. *GENERÁCIA SUPERKONTINUA V DVOJADROVÝCH MIKROŠTRUKTÚRNYCH VLÁKNACH*. Univerzita Komenského Bratislava. Bratislava. 2010. autoreferát dizertační práce. dostupné z : [https://www.fmph.uniba.sk/fileadmin/user\\_upload/editors/studium/PhD/autoreferaty/AR\\_Koy\\_s.pdf](https://www.fmph.uniba.sk/fileadmin/user_upload/editors/studium/PhD/autoreferaty/AR_Koy_s.pdf)  
 JYOTHIKUMAR, Jagannathan, *All-fiber Spectral Filters Based on LP<sub>01</sub> - LP<sub>11</sub> Mode Coupling and Applications in Wavelength Division Multiplexing and Dispersion Compensation*. Blacksburg Virginia. 1996. dostupné z: <http://scholar.lib.vt.edu/theses/available/etd-505012959661801/unrestricted/etd.pdf>  
*Poznámky k přednášce*. dostupné z: [https://moodle.dce.fel.cvut.cz/pluginfile.php/1692/mod\\_resource/content/0/POZNAMKY\\_K\\_PREDNASCE\\_6\\_FINAL.DOC](https://moodle.dce.fel.cvut.cz/pluginfile.php/1692/mod_resource/content/0/POZNAMKY_K_PREDNASCE_6_FINAL.DOC)

### 13.1.3 Technické podklady:

#### Vstupní optický vláknový dělič:

Newtronics. webové stránky výrobce:

<http://search.newport.com/?x2=sku&q2=F-CPL-B12355-FCAPC>

#### Výstupní optický vláknový dělič:

Optocon

#### Fázový modulátor:

Eospace. webové stránky výrobce:

[http://www.eospace.com/phase\\_modulator.htm](http://www.eospace.com/phase_modulator.htm)

[http://www.eospace.com/12.5G\\_modulator.htm](http://www.eospace.com/12.5G_modulator.htm)

#### Laser 671:

CNI. webové stránky prodejce:

[http://www.cnilaser.com/red\\_laser671.htm](http://www.cnilaser.com/red_laser671.htm)

#### Detekční diody:

Hamamatsu. webové stránky výrobce:

<http://www.hamamatsu.com/jp/en/product/application/1508/4379/S5971/index.html>

#### eLock-In Anfatech amplyfier:

Anfatech. Webové stránky výrobce <http://www.anfatec.de/anfatec/eLock-in04.html>

#### laser 975 PL980P200:

Thorlab. Webové stránky prodejce

<http://www.thorlabs.de/thorproduct.cfm?partnumber=PL980P200>

Všechny citované odkazy byly úspěšně spuštěny dne 22.6.2015 v 8:00 hodin.

## 14 Autorské prohlášení

Prohlašuji, že jsem práci vypracoval samostatně a k vyhotovení práce použil literaturu uvedenou citacemi.

Podpis

Datum:

---

---

Tato práce byla zpracována s podporou projektu:  
Inovace výuky optiky se zaměřením na získání experimentálních dovedností  
Registrační číslo projektu: CZ.1.07/2.2.00/28.0157

## **15 Bibliografická identifikace**

Autor: Vladimír Večeřa

Název práce: Optické vláknové děliče

Typ práce: Bakalářská

Pracoviště: Katedra experimentální fyziky

Vedoucí práce: RNDr František Petráš.

Rok obhajoby: 2015

Počet stran:70

Počet příloh:1

Jazyk: Český

Klíčová slova: Optická vlákna, Optické vláknové děliče, stabilita systému, optické módy, Vláknový Mach-Zehnderův interferometr

## **16 Bibliografic identification**

Autor: Vladimír Večeřa

Title: Optics fiber couples

Type of thesis: Bachelor

Department: Department of Experimental Physics

Supervisor: RNDr František Petráš.

Year of presentation: 2015

Number of pages:70

Number of appendices:1

Language: Czech

Keywords: Optics fiber, optics fiber couples, system stability, optics modes, fiber Mach-Zehnder interferometer