

VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

FAKULTA ELEKTROTECHNIKY A KOMUNIKAČNÍCH TECHNOLOGIÍ
ÚSTAV AUTOMATIZACE A MĚŘICÍ TECHNIKY

FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING AND COMMUNICATION
DEPARTMENT OF CONTROL AND INSTRUMENTATION

MĚŘENÍ ÚHLOVÉ RYCHLOSTI POMOCÍ VLÁKNOVÉHO
INTERFEROMETRU

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE
BACHELOR'S THESIS

AUTOR PRÁCE
AUTHOR

MICHAL SKALSKÝ

BRNO 2014



VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY



FAKULTA ELEKTROTECHNIKY A KOMUNIKAČNÍCH
TECHNOLOGIÍ

ÚSTAV AUTOMATIZACE A MĚŘICÍ TECHNIKY

FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING AND COMMUNICATION
DEPARTMENT OF CONTROL AND INSTRUMENTATION

MĚŘENÍ ÚHLOVÉ RYCHLOSTI POMOCÍ VLÁKNOVÉHO INTERFEROMETRU

ANGULAR VELOCITY MEASUREMENT WITH FIBER OPTIC INTERFEROMETER

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

BACHELOR'S THESIS

AUTOR PRÁCE

AUTHOR

MICHAL SKALSKÝ

VEDOUCÍ PRÁCE

SUPERVISOR

Ing. ZDENĚK HAVRÁNEK, Ph.D.

BRNO 2014



VYSOKÉ UČENÍ
TECHNICKÉ V BRNĚ

Fakulta elektrotechniky
a komunikačních technologií

Ústav automatizace a měřicí techniky

Bakalářská práce

bakalářský studijní obor
Automatizační a měřicí technika

Student: Michal Skalský

ID: 146953

Ročník: 3

Akademický rok: 2013/2014

NÁZEV TÉMATU:

Měření úhlové rychlosti pomocí vláknového interferometru

POKYNY PRO VYPRACOVÁNÍ:

Cílem práce je návrh a sestavení optovláknového gyroskopu na principu Sagnacova jevu ve formě laboratorního demonstrátoru. Zadání lze shrnout do následujících bodů:

- 1) Zpracujte literární rešerši týkající se problematiky měření úhlové rychlosti na principu Sagnacova jevu. Podrobně popište základní konstrukční uspořádání optických vláknových gyroskopů využívajících Sagnacův jev, zejména konfigurace s otevřenou i uzavřenou smyčkou.
- 2) Vypracujte přehled fyzikálních omezení a parazitních vlivů působících na základní konfiguraci optovláknového gyroskopu včetně vlivu jednotlivých optických komponent.
- 3) Navrhnete konkrétní konstrukční uspořádání optického vláknového gyroskopu s fázovou modulací v otevřené smyčce.
- 4) Realizujte sestavu optovláknového gyroskopu dle vlastního návrhu s použitím dostupných optických a optovláknových komponent v laboratoři.
- 5) Ověřte funkčnost gyroskopu měření s pomocí kalibračního rotačního stolku. Vyhodnoťte naměřená data a vytvořte kalibrační protokol sestaveného gyroskopu.

DOPORUČENÁ LITERATURA:

- [1] DeCusatis, C.M., DeCusatis, C.J.S. Fiber Optic Essentials. Academic Press/Elsevier, 2006. ISBN 0-12-208431-4.
- [2] Iiyuka, K. Engineering Optics. Third Edition, Springer, 2008. ISBN 978-0-387-75723-0.

Termín zadání: 10.2.2014

Termín odevzdání: 26.5.2014

Vedoucí práce: Ing. Zdeněk Havránek, Ph.D.

Konzultanti bakalářské práce:

doc. Ing. Václav Jirsík, CSc.

Předseda oborové rady

UPOZORNĚNÍ:

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

ABSTRAKT

Tato práce se zabývá obecným teoretickým popisem a poté návrhem a sestavením snímače úhlové rychlosti na principu Sagnacova interferometru, neboli interferometrického optického vláknového gyroskopu.

Teoretická část je zaměřena nejprve na vysvětlení základních principů a odvození důležitých vztahů. Dále jsou rozebrány známé koncepce uspořádání a ukázány jejich rozdíly. Jsou zde rovněž popsány limitní možnosti vláknového gyroskopu a parazitní vlivy. Pozornost je věnována rovněž vlastnostem a vhodnosti použití jednotlivých optických komponent.

Praktická část se zabývá zejména rozbořem možností realizace vláknového gyroskopu s použitím běžného nízkodvojlomného vlákna. V první fázi byly testovány základní vlastnosti komponent a nejjednodušší varianty gyroskopu. Z nich poté vyplynuly důležité poznatky pro návrh finálního řešení s fázovou modulací v otevřené smyčce. Následně jsou podrobně popsány jednotlivé prvky navrženého demonstračního snímače spolu s jeho konstrukčním provedením. Navržený gyroskop využívá výhradně vláknových komponent tvořených běžným nízkodvojlomným vláknem, čímž jsou výrazně sníženy náklady na realizaci. Charakteristické je použití nepolarizovaného záření a vložení depolarizátoru pro zajištění stability. Netypickým prvkem je rovněž zdroj využívající spontánní emise erbiem dopovaného vlákna. Závěrem jsou uvedeny základní parametry navrženého gyroskopu získané měřením, je rovněž sestaven kalibrační protokol.

KLÍČOVÁ SLOVA

Sagnacův jev, vláknový interferometr, snímač úhlové rychlosti, optický vláknový gyroskop, nepolarizované záření, vláknový depolarizátor, zdroj záření s erbiem dopovaným vláknem.

ABSTRACT

This thesis deals with general theoretical description, design and construction of sensor of angular velocity based on Sagnac interferometer, or interferometric fiber-optic gyroscope. The theoretical part is focused firstly on explanation of basic principles and finding important formulas. Secondly, some state-of-the-art configurations of the fiber-optic gyroscope and their differences are analysed. Limiting factors and parasitic effects are also described. Attention is also paid to properties and suitability of particular optical components.

The practical part especially deals with an utilization of common low-birefringent optical fiber in an fiber-optic gyroscope. Firstly, some basic properties of components and the simplest configurations of gyroscope were tested. They provided an important knowledge for design of final solution working in an open loop configuration with phase modulation. Further, specific components used in this demonstration sensor and its construction are described in more detail. Designed gyroscope utilizes all-fiber components made of common low-birefringent fiber so this solution is unexpensive. It uses an unpolarized light and depolarizer to ensure stability. Another specificity is a light source using spontaneous emission of erbium-doped fiber. Finally, some basic parameters of designed gyroscope acquired by measurement as well as record of calibration are stated.

KEYWORDS

Sagnac effect, fiber interferometer, angular velocity sensor, fiber-optic gyroscope, unpolarized light, fiber depolarizer, erbium-doped fiber light source.

SKALSKÝ, Michal *Měření úhlové rychlosti pomocí vláknového interferometru*: bakalářská práce. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, Ústav automatizace a měřicí techniky, 2014. 95 s. Vedoucí práce byl Ing. Zdeněk Havránek, Ph.D

PROHLÁŠENÍ

Prohlašuji, že svou bakalářskou práci na téma „Měření úhlové rychlosti pomocí vláknového interferometru“ jsem vypracoval samostatně pod vedením vedoucího bakalářské práce a s použitím odborné literatury a dalších informačních zdrojů, které jsou všechny citovány v práci a uvedeny v seznamu literatury na konci práce.

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

Brno

.....

(podpis autora)

PODĚKOVÁNÍ

Rád bych poděkoval vedoucímu bakalářské práce panu Ing. Zdeňku Havránkovi, Ph.D. za odborné vedení, poskytnutí potřebných prostředků, ochotu a pomoc při realizaci.

Brno

.....

(podpis autora)

OBSAH

Úvod	10
1 Měření úhlové rychlosti a Sagnacův jev	11
1.1 Gyroskop	11
1.2 Sagnacův jev	11
1.3 Základní rozdělení	12
2 Základní princip I-FOG	13
2.1 Odvození fázového posuvu	13
2.1.1 Odvození z hlediska změny fáze	13
2.1.2 Odvození z hlediska změny frekvence	15
2.2 Vliv prostředí	17
3 Možnosti uspořádání I-FOG	19
3.1 Základní konfigurace	19
3.2 Reciprocita a minimální konfigurace	23
3.3 Konfigurace s fázovou modulací v otevřené smyčce	25
3.4 Konfigurace s fázovou modulací v uzavřené smyčce	30
3.4.1 Analogové řešení	30
3.4.2 Digitální řešení	33
4 Fyzikální omezení a parazitní jevy	36
4.1 Působení šumu	36
4.1.1 Kvantový šum	36
4.1.2 Šum zdroje a detekční elektroniky	38
4.2 Parazitní vlivy	39
4.2.1 Rayleighův rozptyl	39
4.2.2 Vliv polarizace	40
4.2.3 Faradayův jev	41
4.2.4 Kerrův jev	41
4.2.5 Shupův jev	42
5 Optické komponenty	43
5.1 Optické vlákno	43
5.2 Vazební člen	44
5.3 Zdroj záření	44
5.4 Detektor záření	46
5.5 Fázový modulátor	47

6	Návrh a realizace I-FOG	49
6.1	Základní poznatky pro návrh I-FOG	49
6.1.1	Ověřování parametrů komponent	49
6.1.2	Testování I-FOG v základní konfiguraci	51
6.1.3	Testování I-FOG v minimální konfiguraci	53
6.2	Návrh a sestavení výsledného I-FOG v konfiguraci s fázovou modulací v otevřené smyčce	55
6.2.1	Shrnutí základních požadavků	55
6.2.2	Lytův depolarizátor	55
6.2.3	Fázový modulátor	57
6.2.4	Zdroj záření	58
6.2.5	Zpracování signálu	60
6.2.6	Fyzické sestavení I-FOG	61
7	Ověření parametrů I-FOG	63
7.1	Provedení měření	63
7.2	Výsledky měření	64
7.3	Katalogový list	68
8	Závěr	69
	Literatura	71
	Seznam symbolů, veličin a zkratk	76
	Seznam příloh	77
A	Seznam komponent	78
B	Doplňující charakteristiky	80
C	Návrh desky plošných spojů	81
D	Dokumentace k návrhu cívky	83
E	Schéma zapojení komponent I-FOG	89
F	Tabulky výsledků měření	91
G	Fotodokumentace	94

ÚVOD

Snímání fyzikálních veličin z reálného světa je dnes v mnoha oblastech nepostradatelné. Snímače jsou klíčovými prvky v oblasti procesní automatizace, robotiky, vojenské techniky, navigace a mnoha dalších aplikací. Jedněmi z nejpoužívanějších typů jsou snímače mechanických veličin, jako například posunutí, polohy, rychlosti, zrychlení či síly. Velmi často snímanou veličinou je také úhlová rychlost. Snímače úhlové rychlosti, neboli gyroskopy, mohou mít různé fyzikální principy. Jedním z nich je optický gyroskop. Kvůli jeho velmi dobrým vlastnostem, jakými jsou vysoká přesnost a spolehlivost, je současnou snahou docílit snížení jeho ceny. Klíč představují moderní technologická řešení, jakými jsou optická vlákna a integrované optické prvky.

Tato práce se zabývá právě optickým vláknovým gyroskopem, konkrétně jeho interferometrickým provedením. Důvodem výběru tématu je již uvedená perspektivita a zajímavost zdánlivě jednoduchého principu snímání.

Práci je možné rozdělit na teoretickou a praktickou část. Teoretická část se zabývá nejprve stručným rozdělením a popisem základních principů. Poté již následuje rozbor možných uspořádání, v jakých může optický vláknový gyroskop fungovat. Kromě nejjednodušších uspořádání budou popsány i varianty s otevřenou i uzavřenou smyčkou používané v praxi. Dále budou podrobněji rozebrána různá omezení optovláknových gyroskopů a také srovnány jednotlivé komponenty, které lze pro jejich konstrukci použít.

Na základě teoretických poznatků bude poté přistoupeno k návrhu optického gyroskopu a praktické realizaci. Cílem bude nejprve prozkoumat vlastnosti komponent, které jsou k dispozici, a na jejich základě pak postupně sestavovat funkční optický vláknový gyroskop. Je snahou používat v maximální míře vláknové komponenty a co nejvíce tak omezit potřebné náklady. K tomu má přispět i použití běžného nízkodvojlomného vlákna. Parametry sestaveného snímače jsou poté ověřeny měřením pomocí kalibračního rotačního stolku. Je ovšem nutné zdůraznit, že úkolem praktické části je zejména návrh demonstračního řešení optického vláknového gyroskopu, nikoliv sestavení přesného snímače pro praxi. Komerčně používaná řešení pro náročné aplikace jsou totiž značně složitá a velmi náročná na vývoj i výrobu.

Doufám, že tato práce napomůže k pochopení principů a různých možností řešení interferometrického optického vláknového gyroskopu a předvede možnost, jak lze na jejich základě takovýto snímač zkonstruovat i z komerčně dostupných komponent.

1 MĚŘENÍ ÚHLOVÉ RYCHLOSTI A SAGNACŮV JEV

1.1 Gyroskop

Gyroskopem se obecně rozumí snímač úhlové rychlosti. Lze jím tedy snímat rotaci vzhledem k inerciálnímu vztažnému systému [1], nezávisle na své poloze a translačním pohybu.

Gyroskopy spolu s akcelerometry a GPS tvoří základ inerciální navigace. Lze je nalézt v letectví, astronautice, v námořních i v pozemních aplikacích. Gyroskopy jsou zvláště užitečné tam, kde je potřeba přesného snímání pohybu, ale nelze přijímat GPS signál, jako např. navigace ponorek nebo hloubení tunelů. Jsou nepostradatelnými rovněž ve vojenství pro řízení střel a strategických zbraní, kde je taktéž požadována nezávislost na okolním signálu. Gyroskopy se používají rovněž v robotice a v neposlední řadě také pro přesné měření v oblasti vědy [1], [2].

Podle principu rozlišujeme tři základní skupiny gyroskopů: mechanické gyroskopy, gyroskopy na principu Coriolisovy síly a optické gyroskopy.

Mechanický gyroskop se sestává z rotujícího setrvačnicku, který se snaží zachovat směr osy rotace. Tento principiálně jednoduchý gyroskop bývá poměrně rozměrný a těžký, navíc podléhá opotřebení mechanických částí [1].

Dalším typem je gyroskop využívající působení Coriolisovy síly na vibrující element, jejíž účinky lze vyhodnocovat jako změnu kapacity. Využívá se technologie MEMS, která umožňuje dosáhnout velmi malých rozměrů a nízké ceny [1].

Některé aplikace, jako například inerciální navigace, však vyžadují mnohem vyšší přesnost než nabízí uvedené principy. K těmto účelům se používají optické gyroskopy. Optické gyroskopy se rozdělují na dva základní typy: laserový kruhový gyroskop – Ring laser gyroscope (RLG) a optický vláknový gyroskop – Fiber-optic gyroscope (FOG). Oba využívají vlivu rotace na šíření světla po uzavřené dráze, neboli Sagnacova jevu [1].

1.2 Sagnacův jev

Tento jev poprvé prezentoval George Sagnac v roce 1913. Je založen na poměrně jednoduchém principu. Světlo je rozděleno na dva identické svazky, které se proti sobě šíří po téže uzavřené dráze, ale v opačných směrech. Pokud bude systém v klidu, dráhy obou svazků budou stejné a svazky se zpět vrátí ve fázi. Pokud ale bude rotovat kolem osy kolmé na rovinu šíření světla, bude doba oběhu pro jeden ze svazků větší a pro druhý menší. Z pohledu inerciálního systému se tedy situace jeví

tak, že aby se světlo dostalo zpět do výchozího bodu, musí v různých směrech urazit různou dráhu. Toto se projeví jako fázový rozdíl mezi oběma světelnými vlnami [3]. Situace je znázorněna na obr. 2.1.

1.3 Základní rozdělení

Jak už bylo řečeno, z hlediska konstrukce lze optické gyroskopy rozdělit na RLG a FOG. To však není jediný pohled. Optické gyroskopy se dají dělit také z hlediska způsobu vyhodnocování rotace na základě rozdílné dráhy šíření světla. V předchozím výkladu byl zmíněn jednodušší případ, kdy rozdílná optická dráha vedla na fázový posuv. Takovýto princip se nazývá interferometrický, neboť fázový rozdíl se vyhodnocuje interferencí obou svazků. Kromě tohoto principu však existuje i jiný, nazývaný rezonátorový. Zatímco u interferometrického principu se vyhodnocuje odlišná fáze obou svazků, u rezonátorového principu je detekován frekvenční rozdíl [1].

Rezonátorový princip je typický zejména pro RLG, kde se světelný paprsek šíří v dutině po nejčastěji trojúhelníkové trajektorii mezi třemi zrcadly, z nichž jedno je polopropustné. Rezonance nastane, pokud je délka dráhy světla celočíselným násobkem vlnové délky. Když bude rezonátor rotovat, budou optické dráhy v protichůdných směrech odlišné, tudíž budou odlišné také rezonanční frekvence. Rezonátor může být aktivní nebo pasivní. U aktivního rezonátoru je mezi zrcadly navíc aktivní prostředí zesilující vlnu s rezonanční frekvencí. V důsledku skládání vln s odlišnou frekvencí pak výstupní intenzita osciluje. Měřením frekvence oscilací lze určit úhlovou rychlost rezonátoru. Tento princip je nejstarší, poprvé jej realizovali W. M. Macek a D. T. M. Davis v roce 1963. Navzdory vyšší ceně a obtížné miniaturizaci se v různých modifikacích dodnes používá, neboť se zatím nepodařilo překonat jeho vysokou přesnost (rozlišitelnost lepší než $0,001^\circ/\text{h}$) [1], [2], [4].

Tato práce se ovšem zabývá optickým vláknovým gyroskopem, pro nějž je typický zejména interferometrický princip. Odtud nese označení interferometrický optický vláknový gyroskop – Interferometric fiber-optic gyroscope (I-FOG). Poprvé jej realizovali V. Vali a R. W. Shorthill v roce 1976. Jeho hlavními přednostmi jsou nižší výrobní náklady a modularita. I přes jeho rozsáhlé nasazení v méně náročných oblastech se neustále vyvíjí. Dá se očekávat, že postupně bude nahrazovat RLG i v přesnějších aplikacích [4].

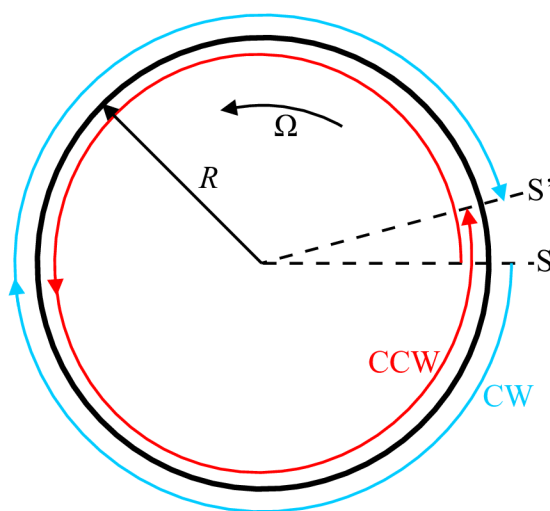
Pro úplnost je ještě vhodné zmínit, že existuje také rezonátorový optický vláknový gyroskop – Resonator fiber-optic gyroscope (R-FOG). Princip je podobný jako u RLG, rovněž se lze setkat s pasivním i aktivním rezonátorem. Je však nutno poznamenat, že na rozdíl od I-FOG je R-FOG zatím velmi málo používanou koncepcí a je tedy spíše ve fázi vývoje [4], [5].

2 ZÁKLADNÍ PRINCIP I-FOG

2.1 Odvození fázového posuvu

2.1.1 Odvození z hlediska změny fáze

Představa, jak v důsledku rotace gyroskopu kolem osy kolmé na rovinu šíření světla vzniká fázový posun, je poměrně jednoduchá. Pokud je ale požadavkem takto přesně snímat úhlovou rychlost, je nutné tento rozdíl fáze nějak matematicky kvantifikovat. Tento problém bude nyní rozebrán podrobněji.



Obr. 2.1: Vliv úhlové rychlosti Ω na optické dráhy paprsků [2]; upraveno

Nejprve pro jednoduchost předpokládejme, že dráha světla bude kruhová o poloměru R a prostředím bude vakuum. Směr šíření svazku ve směru hodinových ručiček – Clockwise (matematicky záporný směr) bude označen jako CW, směr proti směru hodinových ručiček – Counterclockwise (matematicky kladný směr) jako CCW. Na obr. 2.1 je znázorněna situace, kdy systém rotuje kolem ose kolmé na rovinu šíření světla úhlovou rychlostí Ω v matematicky kladném směru. Paprsky jsou nyní vyslány ze zdroje S . Během doby, za niž paprsky oběhnou dokola a vrátí se zpět do místa, odkud byly vyslány, se tento bod z polohy S pootočí do polohy S' . Paprsek ve směru CW tak urazí kratší dráhu

$$L_{cw} = 2\pi R - R\Omega t_{cw} = ct_{cw} \text{ [m]}, \quad (2.1)$$

zatímco paprsek ve směru CCW urazí delší dráhu

$$L_{ccw} = 2\pi R + R\Omega t_{ccw} = ct_{ccw} \text{ [m]}, \quad (2.2)$$

kde t_{cw} a t_{ccw} jsou časy mezi vysláním paprsku z bodu S a jeho detekcí v bodě S' a c je rychlost šíření světla ve vakuu [6]. Čas t_{cw} bude tedy kratší než čas t_{ccw} . To ovšem znamená, že ve skutečnosti má detekční bod S' nepatrně jinou polohu pro svazek CW a CCW. Úhlový rozdíl mezi body S a S' je pro svazek CW dán $\varphi_{cw} = \Omega t_{cw}$ a pro svazek CCW pak $\varphi_{ccw} = \Omega t_{ccw}$. Doby oběhů pro oba svazky lze pak vyjádřit jako

$$t_{cw} = \frac{\varphi_{cw}}{\Omega} = \frac{R(2\pi - \varphi_{cw})}{c} \text{ [s]} \quad (2.3)$$

a

$$t_{ccw} = \frac{\varphi_{ccw}}{\Omega} = \frac{R(2\pi + \varphi_{ccw})}{c} \text{ [s]}. \quad (2.4)$$

Řešením rovnic 2.3 a 2.4 se získají doby oběhu t_{cw} a t_{ccw}

$$t_{cw} = \frac{2\pi R}{c + \Omega R} \text{ [s]}, \quad (2.5)$$

$$t_{ccw} = \frac{2\pi R}{c - \Omega R} \text{ [s]}. \quad (2.6)$$

Rozdíl oběžných dob obou svazků Δt pak lze vyjádřit

$$\Delta t = t_{ccw} - t_{cw} = \frac{2\pi R}{c - \Omega R} - \frac{2\pi R}{c + \Omega R} = \frac{4\pi R^2 \Omega}{c^2 - R^2 \Omega^2} \text{ [s]}. \quad (2.7)$$

Pro všechny praktické aplikace je ovšem obvodová rychlost $R\Omega$ mnohem menší než rychlost světla c . Člen $R^2\Omega^2$ je pak o mnoho řádů menší člen c^2 , proto jej lze zanedbat. Vztah 2.7 se pak zjednoduší na

$$\Delta t = \frac{4\pi R^2 \Omega}{c^2} \text{ [s]}. \quad (2.8)$$

Odpovídající dráhový rozdíl ΔL bude

$$\Delta L = c\Delta t = \frac{4\pi R^2 \Omega}{c} \text{ [m]}. \quad (2.9)$$

Nyní předpokládejme, že světlo je koherentní a má vlnovou délku λ . Fázový rozdíl obou svazků ϕ_s si lze představit jako 2π násobek počtu vlnových délek na dráhovém rozdílu ΔL

$$\phi_s = 2\pi \frac{\Delta L}{\lambda} = \frac{8\pi^2 R^2 \Omega}{\lambda c} = \frac{8\pi A \Omega}{\lambda c} \text{ [rad]}, \quad (2.10)$$

kde A je obsah plochy ohraničené dráhou světelných svazků. Fázový rozdíl ϕ_s se označuje jako Sagnacův.

Z rovnice 2.10 je vidět, že Sagnacův fázový posun je přímo úměrný ploše A a úhlové rychlosti Ω . Jelikož fázový posun dvou koherentních svazků je možné měřit,

lze tak Sagnacův jev využít k měření úhlové rychlosti. Čím bude plocha A větší, tím menší úhlovou rychlost lze měřit [1].

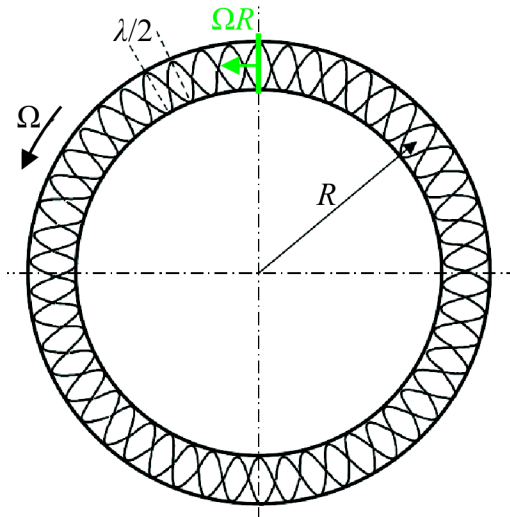
Pro praktické použití se však nehodí, aby zařízení bylo příliš velké. Pokud budou světelné svazky vedeny optickým vláknem, je možné zvýšit citlivost navinutím vlákna vícekrát dokola. Pokud se z vlákna o celkové délce L utvoří N závitů s poloměrem R , pak lze vztah 2.10 přepsat jako

$$\phi_s = \frac{8\pi NA\Omega}{\lambda c} = \frac{4\pi LR\Omega}{\lambda c} \text{ [rad]}. \quad (2.11)$$

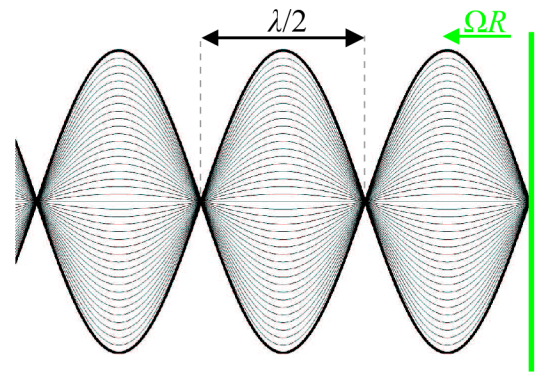
2.1.2 Odvození z hlediska změny frekvence

Mohlo by se zdát, že uvedené odvození není zcela přesné. Nebyl brán v úvahu Dopplerův jev. Zdroj i detektor se totiž pohybují. Nyní však bude ukázáno, že to není třeba. Bude podáno jiné jednoduché vysvětlení Sagnacova jevu.

Uvažujme nyní kruhový vlnovod, kde optickým prostředím je vakuum. Pokud se proti sobě šíří dvě elektromagnetické vlny stejné vlnové délky, vytvoří se podél celé kruhové dráhy stojaté vlnění s periodou $\lambda/2$, jak je vidět na obr. 2.2. Jelikož mezi vlněním a vlnovodem nedochází k výměně energie, nemá úhlová rychlost vlnovodu Ω na stojatou vlnu žádný vliv. Z pohledu detektoru (na obr. 2.2 znázorněn jako zelená příčka), který rotuje spolu s vlnovodem, se vlnění pohybuje rychlostí ΩR . Detailní znázornění situace je na obr. 2.3.



Obr. 2.2: Stojaté vlny rotujícího vlnovodu [4]; upraveno



Obr. 2.3: Detailní znázornění stojatých vln

Pokud bude uvažována pouze elektrická složka elektromagnetické vlny, budou se spolu skládat dvě postupné vlny $E_{cw}(x, t) = E_m \sin(kx - \omega t)$ a $E_{ccw}(x, t) = E_m \sin(kx + \omega t)$ šířící se opačnými směry, kde E_m je amplituda postupných vln,

$k = \omega/c$ je vlnové číslo (vlnčet), x je poloha na obvodu vlnovodu, ω je úhlová frekvence elektromagnetického vlnění a t je čas¹. Vzniklá stojatá vlna bude mít tvar

$$E_{\text{st}}(x, t) = E_{\text{cw}}(x, t) + E_{\text{ccw}}(x, t) = 2E_{\text{m}} \cdot \sin(kx) \cdot \cos(\omega t) [\text{V} \cdot \text{m}^{-1}]. \quad (2.12)$$

Stojatá vlna je funkcí polohy a času. Projekcí stojaté vlny do soustavy souřadnic pohybující se rychlostí ΩR , jak je znázorněno na obr. 2.3, je možné získat následující tvar

$$E_{(\Omega R)\text{st}}(x, t, \Omega) = 2E_{\text{m}} \cdot \sin[k(x - \Omega R t)] \cdot \cos(\omega t) [\text{V} \cdot \text{m}^{-1}]. \quad (2.13)$$

Tento tvar říká, že z hlediska detektoru se pohyb projeví jako změna frekvence obou postupných vln. Uvažujme, že postupné vlny budou mít odlišné frekvence o $\pm \Delta f/2$, budou tedy popsány rovnicemi

$$E_{(+\Delta f/2)\text{cw}}(x, t) = E_{\text{m}} \cdot \sin \left[\frac{2\pi}{c} \left(f + \frac{\Delta f}{2} \right) x - 2\pi \left(f + \frac{\Delta f}{2} \right) t \right] [\text{V} \cdot \text{m}^{-1}] \quad (2.14)$$

a

$$E_{(-\Delta f/2)\text{ccw}}(x, t) = E_{\text{m}} \cdot \sin \left[\frac{2\pi}{c} \left(f - \frac{\Delta f}{2} \right) x + 2\pi \left(f - \frac{\Delta f}{2} \right) t \right] [\text{V} \cdot \text{m}^{-1}]. \quad (2.15)$$

Výsledná stojatá vlna pak bude

$$\begin{aligned} E_{(\pm \Delta f)\text{st}}(x, t) &= E_{(+\Delta f)\text{cw}}(x, t) + E_{(-\Delta f)\text{ccw}}(x, t) = \\ &= 2E_{\text{m}} \cdot \sin(kx - \pi \Delta f t) \cdot \cos \left(\omega t - \frac{\pi}{c} \Delta f x \right) [\text{V} \cdot \text{m}^{-1}]. \end{aligned} \quad (2.16)$$

Lze ukázat, že člen $\frac{\pi}{c} \Delta f x$ je velice malý a je možné jej zanedbat. Rovnici 2.16 pak lze psát ve tvaru

$$E_{(\pm \Delta f)\text{st}}(x, t) = 2E_{\text{m}} \cdot \sin(kx - \pi \Delta f t) \cdot \cos(\omega t) [\text{V} \cdot \text{m}^{-1}]. \quad (2.17)$$

Tento tvar je již formálně podobný rovnici 2.13 pro stojatou vlnu zobrazenou na pohybuující se detektor (zelená příčka na obr. 2.3). Pokud se tedy detektor pohybuje, jsou z jeho pohledu vlny ekvivalentní tomu, jakoby se nepohyboval, ale namísto toho měly detekované vlny frekvenční rozdíl Δf . Porovnáním vztahů 2.13 a 2.17 lze pro frekvenční rozdíl Δf odvodit vztah

$$\Delta f = \frac{k\Omega R t}{\pi t} = 2 \frac{\Omega R}{\lambda} [\text{Hz}]. \quad (2.18)$$

Nyní zbývá odvodit odpovídající Sagnacův fázový posuv ϕ_{s} . Jestliže doba jednoho oběhu světla kolem kruhové dráhy je $T = 2\pi R/c$, pak každé zvýšení frekvence vlny

¹Přestože je intenzita elektrického pole \vec{E} ve skutečnosti vektorovou veličinou, je zde brána pouze skalárně, neboť je uvažována jen v jednom směru.

o $f = 1/T$ má za následek posun fáze o 2π . Ekvivalentně, změnou frekvence o Δf se fáze změní o ϕ_s . Porovnáním lze získat vztah

$$\frac{\phi_s}{2\pi} = \Delta f \frac{2\pi R}{c} [-]. \quad (2.19)$$

Z 2.18 a 2.19 pro Sagnacův fázový posun plyne

$$\phi_s = \frac{8\pi^2 R^2 \Omega}{\lambda c} = \frac{8\pi A \Omega}{\lambda c} [\text{rad}]. \quad (2.20)$$

Je zřejmé, že vztahy 2.10 a 2.20 jsou shodné [4].

Existují tedy dvě ekvivalentní interpretace Sagnacova jevu. Buďto se lze na problém dívat z hlediska různých vzdáleností a různých časů, nebo z pohledu odlišných frekvencí [7].

Je ovšem nutno říci, že ani uvedené interpretace nejsou zcela korektní. Systém totiž rotuje, a tudíž je neinerciální. K fyzikálně přesnějšimu popisu by musela být použita obecná teorie relativity [1]. To je ovšem dosti náročné, navíc uvedené řešení je pro praktické aplikace více než dostačující.

2.2 Vliv prostředí

Až doposud bylo vždy uvažováno, že prostředím, kterým se světlo šíří, je vakuum. V případě optického vláknového gyroskopu je však tímto prostředím jádro optického vlákna, které má na rozdíl od vakua index lomu $n > 1$. To znamená, že světlo se v něm bude šířit n -krát pomaleji než ve vakuu. Vystává tedy důležitá otázka, zda není odvozený vztah pro Sagnacův fázový posuv vyjádřený rovnicí 2.11 závislý na materiálu, ve kterém se světlo šíří. Nyní bude ukázáno, že tomu tak skutečně není.

Jak již bylo uvedeno, v prostředí o indexu lomu n se světlo bude šířit rychlostí c/n . Optická dráha světla tedy n -krát vzroste. Pokud se ovšem bude prostředí pohybovat, v popsáném případě rychlostí ΩR , uplatní se tzv. Fresnelův-Fizeauův jev, kdy v důsledku unášení prostředím bude rychlost světla vzhledem k inerciálnímu systému vyšší, resp. nižší, než c/n , podle toho, jedná-li se o svazek CW nebo CCW [7].

Rychlosti je však nutno sčítat relativistickým způsobem. V souladu se závislostí, kterou Fizeau objevil, lze v tomto případě pro nové rychlosti světla c_{cw} a c_{ccw} psát

$$c_{cw} = \left[\frac{c}{n} - \Omega R \left(1 - \frac{1}{n^2} \right) \right] [\text{m} \cdot \text{s}^{-1}] \quad (2.21)$$

a

$$c_{ccw} = \left[\frac{c}{n} + \Omega R \left(1 - \frac{1}{n^2} \right) \right] [\text{m} \cdot \text{s}^{-1}]. \quad (2.22)$$

S využitím rovnic 2.5 a 2.6 pak pro doby oběhu t_{cw} a t_{ccw} platí

$$t_{\text{cw}} = \frac{2\pi R}{c_{\text{cw}} + \Omega R} = \frac{2\pi R}{\frac{c}{n} + \frac{\Omega R}{n^2}} \text{ [s]} \quad (2.23)$$

a

$$t_{\text{ccw}} = \frac{2\pi R}{c_{\text{ccw}} - \Omega R} = \frac{2\pi R}{\frac{c}{n} - \frac{\Omega R}{n^2}} \text{ [s]}. \quad (2.24)$$

Rozdíl oběžných dob Δt lze podobně jako v 2.7 vyjádřit

$$\begin{aligned} \Delta t = t_{\text{ccw}} - t_{\text{cw}} &= \frac{2\pi R}{\frac{c}{n} - \frac{\Omega R}{n^2}} - \frac{2\pi R}{\frac{c}{n} + \frac{\Omega R}{n^2}} = \frac{2\pi R n}{c} \left(\frac{1}{1 - \frac{\Omega R}{nc}} - \frac{1}{1 + \frac{\Omega R}{nc}} \right) = \\ &= \frac{2\pi R n}{c} \left[\frac{2\frac{\Omega R}{nc}}{1 - \left(\frac{\Omega R}{nc}\right)^2} \right] \text{ [s]}. \end{aligned} \quad (2.25)$$

Člen $\left(\frac{\Omega R}{nc}\right)^2$ je opět obdobně jako v 2.7 možné zanedbat a lze psát

$$\Delta t = \frac{2\pi R n}{c} \cdot \frac{2\Omega R}{nc} = \frac{4\pi R^2 \Omega}{c^2} \text{ [s]}. \quad (2.26)$$

Tento vztah je již shodný s 2.8, proto obdobně platí i 2.9, odkud pro Sagnacův fázový posun plyne shodně s 2.10

$$\phi_s = \frac{8\pi^2 R^2 \Omega}{\lambda c} = \frac{8\pi A \Omega}{\lambda c} \text{ [rad]}. \quad (2.27)$$

Tímto je dokázáno, že výsledný vztah pro fázový posuv vzniklý v důsledku Sagnacova jevu je nezávislý na prostředí, jímž se světlo šíří [1].

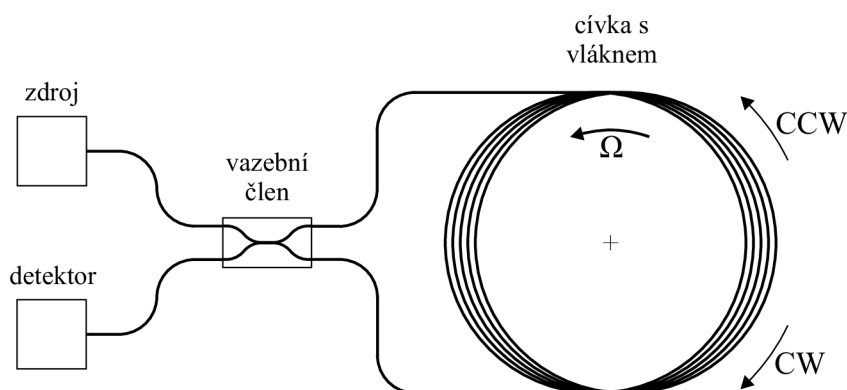
3 MOŽNOSTI USPOŘÁDÁNÍ I-FOG

3.1 Základní konfigurace

Jakým způsobem se uplatní Sagnacův jev v optickém vláknovém gyroskopu již bylo řečeno. Dále bude podrobně ukázáno, jak lze z fázového posuvu vyhodnotit úhlovou rychlost a co je k tomu potřeba.

Z předchozího vysvětlení je zřejmé, že kromě optického vlákna musí být součástí snímače zdroj a detektor světla. Předpokladem pro fázový posun podle vztahu 2.27 je, že v klidovém stavu jsou dráhy obou paprsků identické a tedy se šíří stejným vláknem, pouze v opačných směrech. Využívá se tedy principu nezávislosti šíření světla. Je nutné zajistit, aby do vlákna světlo oběma konci vstupovalo a zároveň vystupovalo. K tomu se používá dělič svazku, nebo též vazební člen (angl. coupler) [1], který světlo vstupující v jednom směru rovnoměrně rozdělí do obou protilehlých vývodů¹.

Toto je tzv. základní konfigurace, která vyhovuje principu I-FOG, jak je vyložený v kapitole 1. Její schéma je na obr. 3.1. Světlo ze zdroje se tedy rovnoměrně rozdělí



Obr. 3.1: Schéma základní konfigurace I-FOG [4], [5]; upraveno

do dvou svazků, které se proti sobě nezávisle šíří podél vlákna. Přitom mohou vlivem rotace získat fázový rozdíl. Oba svazky se pak ve vazebním členu opět spojí. Polovina světla směřuje do detektoru, zatímco druhá polovina se neužitečně vrací do zdroje [6].

¹Všechny komponenty a požadavky na jejich vlastnosti jsou detailněji popsány v kapitole 5. V této kapitole bude pouze odůvodněno jejich použití a stručně zmíněna funkce.

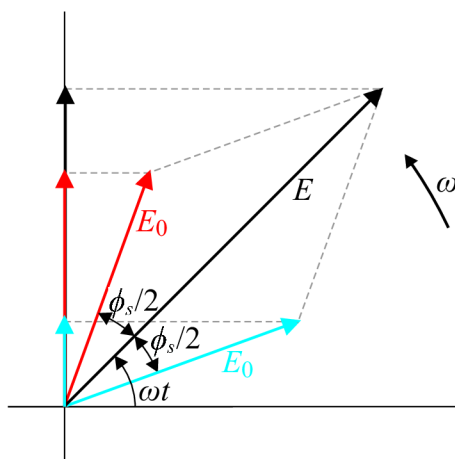
Intenzita světla snímaná detektorem je dána interferencí obou svazků, tedy fázovým posuvem, který je přímo úměrný rotaci v rovině cívky optického vlákna ². Aby spolu mohly oba svazky interferovat, musí být světlo koherentní. Oba světelné svazky tedy budou mít stejnou vlnovou délku a stejnou rovinu polarizace. Opět je tedy intenzita elektrického pole uvažována jako skalární veličina. Předpokládejme, že vlivem rotace cívky s vláknem kolem své osy vzniká mezi svazky fázový rozdíl ϕ_s , daný rovnicí 2.27. Pak intenzita elektrického pole vln světla v bodě detektoru je v souladu s obr. 2.1 dána

$$E_{cw}(t) = E_0 \cdot \sin\left(\omega t - \frac{\phi_s}{2}\right) [\text{V} \cdot \text{m}^{-1}] \quad (3.1)$$

a

$$E_{ccw}(t) = E_0 \cdot \sin\left(\omega t + \frac{\phi_s}{2}\right) [\text{V} \cdot \text{m}^{-1}], \quad (3.2)$$

kde E_0 je amplituda elektrické složky vlny a ω je úhlová frekvence elektromagnetické vlny. Tyto elektrické složky vln lze skládat metodou fázorů. Situace je znázorněna na obr. 3.2. Vlny se složkami E_{cw} a E_{ccw} jsou vyjádřeny fázory o velikosti E_0 , které



Obr. 3.2: Skládání vektorů intenzity elektrického pole metodou fázorů [8]; upraveno

rotují kolem počátku úhlovou rychlostí ω . Jejich projekcí do svislé osy lze získat časové závislosti E_{cw} a E_{ccw} . Vektorovým součtem obou složek pak je možné dostat elektrickou intenzitu výsledného pole, jejíž velikost E je dána

$$E = 2E_0 \cdot \cos\frac{\phi_s}{2} [\text{V} \cdot \text{m}^{-1}]. \quad (3.3)$$

²Intenzita je výrazně ovlivněna spoustou parazitních jevů a zdrojů šumu, kterým se podrobně věnuje kapitola 4. Nyní je uvažován ideální případ.

Ta má pak také úhlovou frekvenci ω . Detekovanou veličinou ovšem není intenzita elektrického pole, ale intenzita záření I , která je přímo úměrná druhé mocnině amplitudy elektrické intenzity E

$$I \sim E^2. \quad (3.4)$$

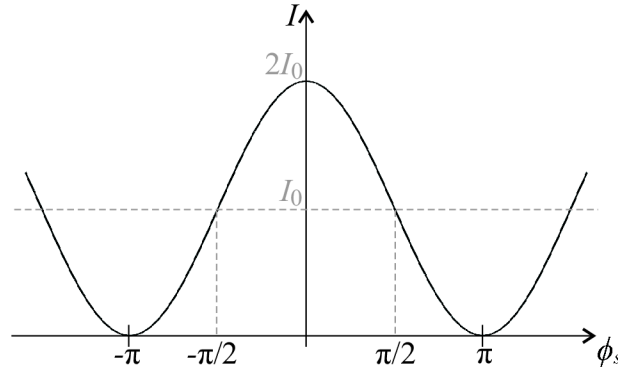
Po umocnění rovnice 3.3 platí

$$E^2 = 4E_0^2 \cdot \cos^2 \frac{\phi_s}{2} = 2E_0^2 \cdot (1 + \cos \phi_s) [\text{V}^2 \cdot \text{m}^{-2}]. \quad (3.5)$$

Pokud složky E_{cw} a E_{ccw} s amplitudou E_0 mají intenzity $I_0/2$, pak výsledná intenzita záření vzniklého jejich skládáním bude [8]

$$I = I_0(1 + \cos \phi_s) [\text{W} \cdot \text{m}^{-2}]. \quad (3.6)$$

Závislost detekované intenzity záření na fázovém posuvu ϕ_s je znázorněna na obr. 3.3. Je zřejmé, že při nulové rotaci, tedy při nulovém fázovém posuvu, budou oba svazky

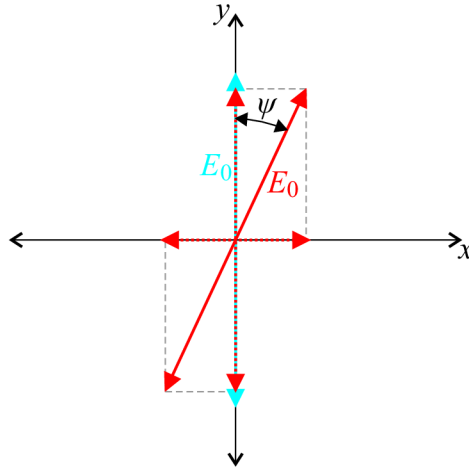


Obr. 3.3: Závislost výstupní intenzity na fázovém posuvu [2]; upraveno

ve fázi a výstupní intenzita bude v důsledku konstruktivní interference maximální. Naopak, pokud bude fázový rozdíl ϕ_s způsobený rotací roven $\pm\pi$, budou svazky interferovat destruktivně a výsledkem bude nulová výstupní intenzita.

Dosud byla uvažována stejná polarizace obou svazků. Je ale známo, že pokud jsou roviny polarizace na sebe kolmé, interference nenastane a výsledná intenzita bude prostým součtem intenzit obou svazků, tedy I_0 . Vztah 3.6 platí pouze tehdy, pokud jsou roviny polarizace obou svazků totožné. To je často poměrně přísný požadavek, neboť jak bude ukázáno později, polarizace se může s průchodem světla vláknem měnit.

Nyní bude popsán případ, kdy se roviny polarizace obou svazků liší o úhel ψ . Na obrázku 3.4 je znázorněn čelní pohled na vlnu a na směry kmitů intenzity elektrických polí \vec{E}_{cw} a \vec{E}_{ccw} ve zvoleném souřadném systému. Intenzitu elektrického pole



Obr. 3.4: Čelní pohled na vektory intenzity elektrického pole složek CW a CCW

lze rozložit do vzájemně kolmých složek totožných s osami x a y , jak jsou znázorněny na obr. 3.4. Průmět vektoru $\vec{E}_{cw}(t)$ do osy x je

$$E_{cw(x)}(t) = 0 \text{ [V} \cdot \text{m}^{-1}\text{]}. \quad (3.7)$$

a do osy y

$$E_{cw(y)}(t) = E_0 \cdot \sin\left(\omega t - \frac{\phi_s}{2}\right) \text{ [V} \cdot \text{m}^{-1}\text{]}. \quad (3.8)$$

Průmět vektoru $\vec{E}_{ccw}(t)$ do osy x je

$$E_{ccw(x)}(t) = E_0 \cdot \sin\left(\omega t - \frac{\phi_s}{2}\right) \cdot \sin\psi \text{ [V} \cdot \text{m}^{-1}\text{]} \quad (3.9)$$

a do osy y

$$E_{ccw(y)}(t) = E_0 \cdot \sin\left(\omega t - \frac{\phi_s}{2}\right) \cdot \cos\psi \text{ [V} \cdot \text{m}^{-1}\text{]}. \quad (3.10)$$

Situaci si je opět možno představit jako skládání fázorů, ale ve dvou kolmých rovinách. Postup bude obdobný jako podle obr. 3.2, svislou osu ale bude postupně tvořit osa x a y podle obr. 3.4. V prvním případě je zde pouze jeden fázor, velikost výsledné intenzity elektrického pole ve směru x tedy bude

$$E_x = E_0 \cdot \sin\psi \text{ [V} \cdot \text{m}^{-1}\text{]}. \quad (3.11)$$

V rovině osy y se budou vektorově sčítat fázory složek $E_{cw(y)}$ a $E_{ccw(y)}$, které mají nyní rozdílnou velikost. Pro velikost výsledné intenzity elektrického pole ve směru y podle kosinové věty platí

$$\begin{aligned} E_y &= \sqrt{E_0^2 + E_0^2 \cdot \cos^2\psi + 2E_0^2 \cdot \cos\psi \cdot \cos\phi_s} = \\ &= \sqrt{E_0^2 (1 + \cos^2\psi + 2\cos\psi \cdot \cos\phi_s)} \text{ [V} \cdot \text{m}^{-1}\text{]}. \end{aligned} \quad (3.12)$$

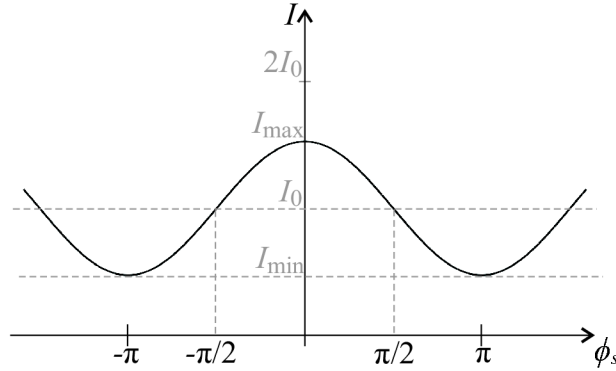
Jelikož jsou směry x a y na sebe kolmé, bude výsledná intenzita záření I dána prostým součtem intenzit I_x a I_y . Platí tedy

$$\begin{aligned} E^2 &= E_x^2 + E_y^2 = E_0^2 (\sin^2 \psi + 1 + \cos^2 \psi + 2 \cos \psi \cdot \cos \phi_s) = \\ &= 2E_0^2 (1 + \cos \psi \cdot \cos \phi_s) \text{ [V}^2 \cdot \text{m}^{-2}\text{]}. \end{aligned} \quad (3.13)$$

Odtud s použitím 3.4 a uvažováním, že intenzita záření svazků CW a CCW působících samostatně je $I_0/2$, pro výslednou intenzitu platí

$$I = I_0 (1 + \cos \psi \cdot \cos \phi_s) \text{ [W} \cdot \text{m}^{-2}\text{]}. \quad (3.14)$$

Možný tvar závislosti detekované intenzity záření na fázovém posuvu ϕ_s pro nenulový úhel ψ je znázorněna na obr. 3.5. Je zřejmé, že pokud bude úhel ψ nulový,



Obr. 3.5: Závislost výstupní intenzity na fázovém posuvu při nestejně polarizaci svazků

přejde vztah 3.14 na vztah 3.6 odvozený výše. Naopak s rostoucím úhlem ψ výsledná závislost intenzity na fázovém rozdílu ϕ_s postupně přechází z tvaru interferenčního obrazce na monotónní průběh bez interference. Kontrast interferenčního obrazce definuje tzv. vizibilita [9]

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} [-]. \quad (3.15)$$

Závěrem je tedy třeba říci, že pro přesné měření rotace na základě snímání intenzity záření dopadajícího na detektor je nutné, aby oba svazky měly shodnou polarizaci. I při malém úhlu ψ je sice interferenční obrazec patrný, ovšem jeho zkreslení může znamenat chybné určení fázového rozdílu, a tedy velikosti snímané rotace.

3.2 Reciprocita a minimální konfigurace

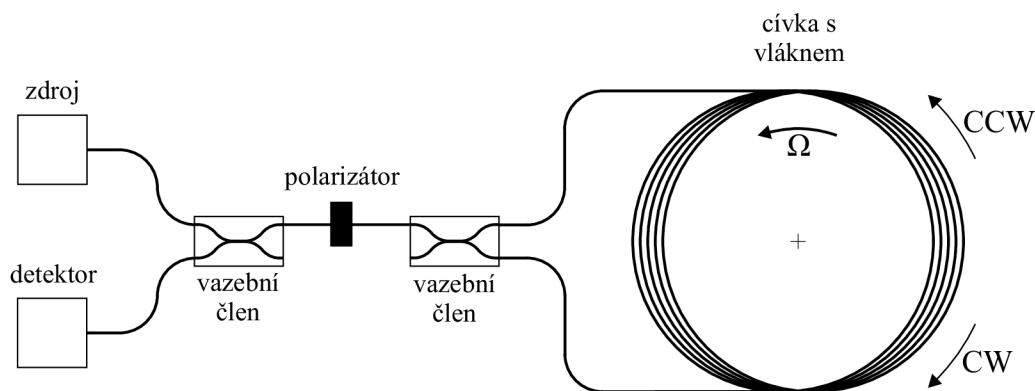
Mohlo by se zdát, že výše uvedené základní uspořádání je pro snímání úhlové rychlosti postačující. Pokud se světlo šíří po identické dráze, ale v opačných směrech,

mělo by se působení okolních vlivů promítnout na oba směry stejně. Tato vlastnost je nazývána reciprocita. Znamená, že systém vykazuje stejné vlastnosti v obou směrech [1].

Jestliže se daný měřicí systém otáčí, vlivem Sagnacova jevu se dráhy obou svazků začnou lišit a svazky získají fázový posuv stejné velikosti, ale opačného znaménka. Sagnacův jev je tedy nerekiproký [1]. Tato nerekiprocita je ovšem žádoucí a je zde předmětem měření.

Z tohoto plyne jedna velmi důležitá podmínka. Aby byl snímán pouze tento fázový rozdíl, je nutné zamezit všem dalším zdrojům nerekiprocity. Fáze se tedy nesmí měnit z jiných příčin, než z těch, které jsou dány Sagnacovým jevem. Při podrobnějším pohledu na základní uspořádání na obr. 3.1 je zřejmé, že uvedený požadavek nesplňuje. Problém je v tom, že vazební člen není z hlediska struktury pro oba svazky ekvivalentní. Vstupní svazek se totiž dělí tak, že polovina světla se odrazí a vychází ven horní větví a polovina prochází skrze do dolní větve. (Situace je podobná jako u polopropustného zrcadla, vláknové provedení je podrobněji popsáno v kapitole 5.) Zatímco svazek jdoucí ve směru CW se při cestě ze zdroje do detektoru dvakrát odrazí, svazek ve směru CCW projde dvakrát skrze vazební člen. Díky tomu nemusí být svazky z hlediska fáze a polarizace ekvivalentní [2]. Aby bylo uspořádání reciproké, musí se záření šířit symetricky všemi optickými komponentami [4].

Tento problém řeší tzv. minimální konfigurace znázorněná na obr. 3.6³. Na roz-



Obr. 3.6: Schéma minimální konfigurace I-FOG [5]; upraveno

díl od předchozího uspořádání je zde vložen další vazební člen. Oba svazky se při své cestě do detektoru ve vazebních členech dvakrát odrazí a jdou přímou cestou a dvakrát projdou křížem skrze vazební člen.

³Poprvé prezentovali H. J. Shaw se svým týmem ve Stanfordu roku 1981 [6].

Dalším vloženým prvkem je polarizátor. Jeho funkcí je propouštění pouze té složky záření, která má rovinu polarizace shodnou s rovinou polarizátoru. Zajistí tak, aby svazky ve vlákne měly shodnou polarizaci, což je pro přesné měření žádoucí. Podrobnější zdůvodnění bude ukázáno později. Dalším účelem polarizátoru je zajištění souhlasné polarizace obou svazků dopadajících na detektor a jejich úplná interference [6].

Tímto však byla odstraněna jen část nežádoucích nereciprokých vlivů. Další představují různé parazitní jevy, jakými jsou např. zpětný rozptyl, Faradayův jev či Kerrův jev, kterými se podrobně zabývá kapitola 4.

3.3 Konfigurace s fázovou modulací v otevřené smyčce

Dosud bylo pojednáno pouze o základním způsobu, jak převést úhlovou rychlost na informaci ve formě výstupní intenzity, jak je znázorněno na obr. 3.3. Je však patrné, že tato forma výstupního signálu je poněkud nevýhodná. Ze vztahu 3.6 si lze vyjádřit citlivost jako poměr změny intenzity a Sagnacova fázového posuvu

$$\frac{dI}{d\phi_s} = -I_0 \sin \phi_s [\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{rad}^{-1}]. \quad (3.16)$$

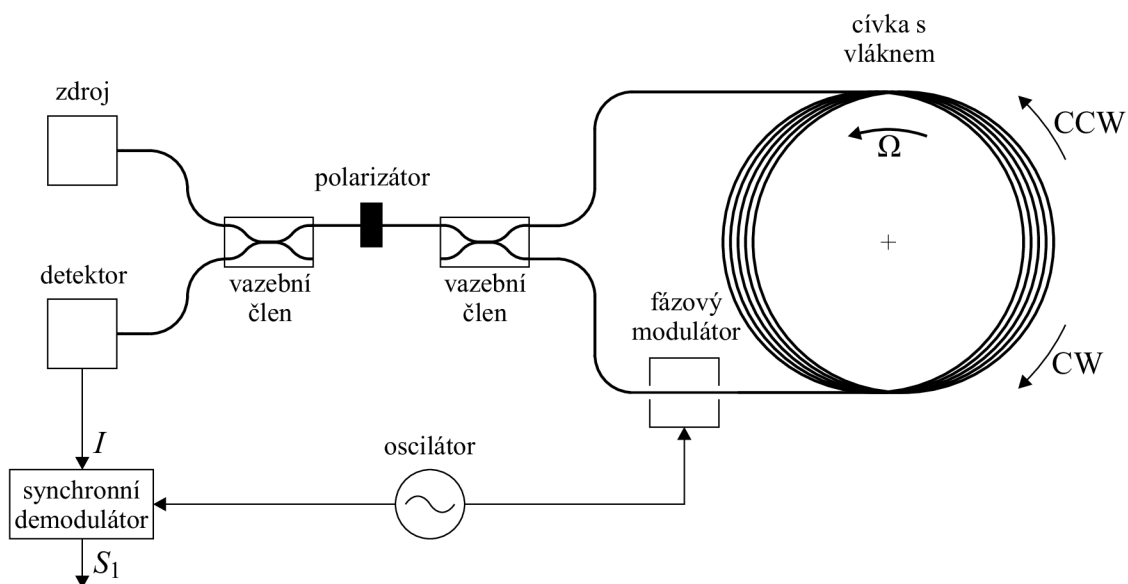
Jelikož platí $\phi_s \sim \Omega$, lze psát

$$\frac{dI}{d\phi_s} \sim -\sin \Omega. \quad (3.17)$$

Je zřejmé, že pokud se bude úhlová rychlost blížit nule, bude i změna výstupního signálu nulová. To znemožňuje detekovat velmi malé rotace. Z obr. 3.3 je dále patrné, že výstupní intenzita je stejná pro Sagnacův posun $+\phi_s$ i $-\phi_s$. Tím pádem takto nelze určit ani směr rotace [6].

Tyto problémy je možné odstranit dalším rozšířením minimální konfigurace, a sice vložením fázového modulátoru. Schéma uspořádání je znázorněno na obr. 3.7. Fázový modulátor je komponenta, která umožňuje posunout fázi procházejícího světelného svazku. Existují různé principy, požadovaný fázový posuv je nejčastěji řízen pomocí napětí. O fázovém modulátoru je blíže pojednáno v kapitole 5.

Fázový modulátor je ovšem reciprokový, což znamená, že fázi svazků CW i CCW mění shodně. Pokud by tedy byl fázový modulátor buzen konstantním signálem, fázový rozdíl způsobený modulací zůstane nulový a výsledek by byl shodný s předchozím případem. Proto musí být fázový modulátor buzen střídavým signálem. Využívá se toho, že modulátor je připojen pouze na jedné straně cívky vlákna, celkové uspořádání je tedy nereciproké. Pro názornost je možné uvažovat, že světelný paprsek ze zdroje je tvořen sledem svazků o délce L , která je rovna délce navinutého



Obr. 3.7: Schéma konfigurace I-FOG s fázovou modulací v otevřené smyčce [2], [6]; upraveno

vlákna. Každý tento svazek se ve druhém vazebním členu rozdělí na svazky CW a CCW. Svazek CCW kompletně vnikne do vlákna za dobu $\tau = n_f L/c$, kde n_f je index lomu vlákna. Po tuto dobu bude na fázový modulátor působit kladné napětí a fáze svazku CCW se posune v kladném směru. Počátky obou svazků mezitím dorazí na konec vlákna a vycházejí z něj ven zpět do vazebního členu. V tomto okamžiku, kdy fázovým modulátorem prochází pro změnu svazek CW, začne na modulátor působit záporné napětí a jeho fáze se tak posouvá v záporném směru. Tím je dosaženo toho, že se fáze obou svazků mění s opačnými znaménky a zavádí se tak neregulovaný fázový posuv. Zmíněné svazky CW a CCW o délce L jsou pak následovány dalšími svazky. Proto následující CCW svazek délky L bude mít naopak fázový posuv záporný, zatímco následující CW svazek opět kladný. Tím pádem i jejich neregulovaný fázový rozdíl bude po dobu τ kladný a po následující dobu τ záporný. V principu to znamená, že aktuální pracovní bod se bude po kosinusové převodní charakteristice fázového posuvu na intenzitu neustále periodicky pohybovat okolo bodu odpovídajícímu aktuálnímu Sagnacovu fázovému posuvu [6].

V tomto uspořádání se nejčastěji používá analogové řešení s harmonickým průběhem fázové modulace. Výstupní intenzita je dána

$$I(t) = I_0[1 + \cos(\phi_s + \phi_m(t))] [\text{W} \cdot \text{m}^{-2}], \quad (3.18)$$

kde $\phi_m(t)$ je časově závislý fázový rozdíl vytvořený modulátorem. Ten má obecně tvar

$$\phi_m(t) = 2\Phi_{m(\max)} \sin(\omega_m \tau/2) \cdot \sin(\omega_m t) = \Phi_m \sin(\omega_m t) \text{ [rad]}, \quad (3.19)$$

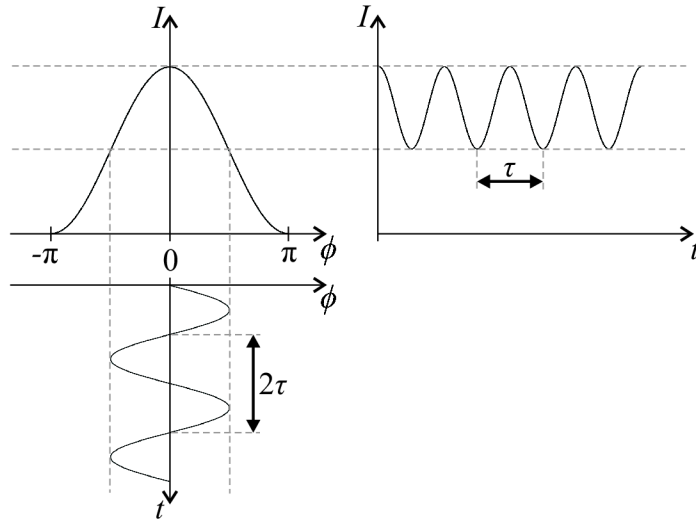
kde $\Phi_m = 2\Phi_{m(\max)} \sin(\omega_m \tau/2)$ je amplituda, $\omega_m = 2\pi f_m$ je úhlová frekvence fázové modulace a $\Phi_{m(\max)}$ je hloubka modulace. Amplituda Φ_m bude maximální pro $\omega_m \tau/2 = f_m \pi \tau = \pi/2$, neboli $f_m = 1/(2\tau)$, což odpovídá výše popsanému případu, kdy se znaménko modulované fáze mění vždy za dobu oběhu světla podél vlákna [4]⁴. Pokud bude zvolena hloubka modulace vln jednotlivých svazků $\Phi_{m(\max)} = \pi/4$, pak výsledná intenzita, která je obecně dána vztahem

$$I(t) = I_0 \{1 + \cos[\phi_s + \Phi_m \sin(\omega_m t)]\} \text{ [W} \cdot \text{m}^{-2}], \quad (3.20)$$

bude

$$I(t) = I_0 \{1 + \cos[\phi_s + (\pi/2) \sin(\omega_m t)]\} \text{ [W} \cdot \text{m}^{-2}]. \quad (3.21)$$

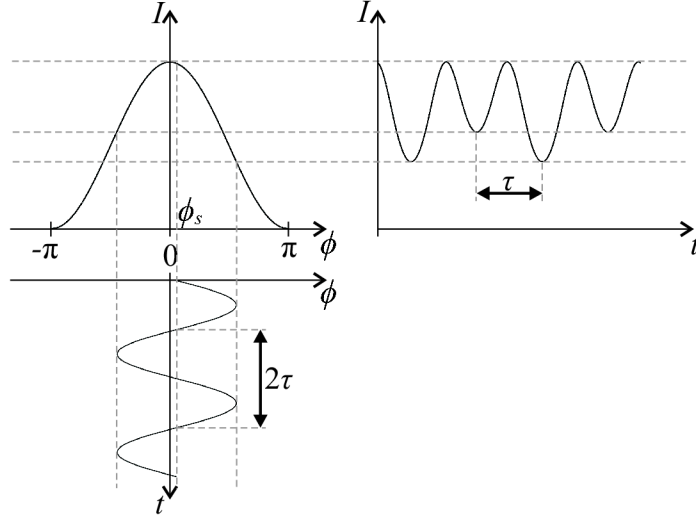
V případě nulové rotace, neboli $\phi_s = 0$, bude fáze rozmítána mezi body $-\pi/2$ a $+\pi/2$. Situace je znázorněna na obr. 3.8.



Obr. 3.8: Výstupní signál detektoru při sinusové fázové modulaci a při $\Omega = 0$ [6], [11]; upraveno

⁴Dodržení této modulační frekvence je důležité, neboť se lze vyhnout působení mnoha parazitních jevů způsobených nedokonalostmi fázové modulace (zejména parazitní závislost útlumu na hloubce modulace) či zpětnému rozptylu ve vlákně. Díky frekvenci dojde k vykompenzování nežádoucích složek signálu, které by jinak způsobovaly chybu měření [10]. O chybách a parazitních vlivech bude podrobněji pojednáno v kapitole 4.

Ze vztahu 3.16 vyplývá, že v bodech $-\pi/2$ a $+\pi/2$ je citlivost maximální, tudíž tato konfigurace již umožňuje přesně měřit i velmi malé rychlosti. Pokud se bude systém otáčet úhlovou rychlostí $\Omega \neq 0$, k fázovému rozdílu $\phi_s \sim \Omega$ se přičte modulovaná fáze $\phi_m(t)$. Situace je znázorněna na obr. 3.9. Je patrné, že při opačném



Obr. 3.9: Výstupní signál detektoru při sinusové fázové modulaci a při $\Omega \neq 0$ [6], [11]; upraveno

Sagnacovu posuvu $-\phi_s$ bude i průběh intenzity odlišný, použití fázové modulace tedy umožňuje také rozeznat směr otáčení [6].

Výstupní signál v podobě jako na obr 3.9 je ale nepraktický, proto bude ještě ukázáno, jak získat signál nezávislý na čase a úměrný pouze ϕ_s . Výstupní intenzitu danou vztahem 3.20 lze užitím goniometrických vzorců zapsat jako

$$I(t) = I_0 \{ 1 + \cos(\phi_s) \cdot \cos[\Phi_m \sin(\omega_m t)] - \sin(\phi_s) \cdot \sin[\Phi_m \sin(\omega_m t)] \} [\text{W} \cdot \text{m}^{-2}], \quad (3.22)$$

kde členy $\cos[\Phi_m \sin(\omega_m t)]$ a $\sin[\Phi_m \sin(\omega_m t)]$ je možné rozvinout do řady Besselových funkcí

$$\cos[\Phi_m \sin(\omega_m t)] = J_0(\Phi_m) + 2J_2(\Phi_m) \cdot \cos(2\omega_m t) + 2J_4(\Phi_m) \cdot \cos(4\omega_m t) + \dots \quad (3.23)$$

$$\sin[\Phi_m \sin(\omega_m t)] = 2J_1(\Phi_m) \cdot \sin(\omega_m t) + 2J_3(\Phi_m) \cdot \sin(3\omega_m t) + \dots \quad (3.24)$$

Dosažením do vztahu 3.22 lze po úpravě psát

$$\begin{aligned}
 I(t) = I_0 & [1 + J_0(\Phi_m) \cdot \cos(\phi_s) \\
 & + J_1(\Phi_m) \cdot 2 \sin(\omega_m t) \cdot \sin(\phi_s) \\
 & + J_2(\Phi_m) \cdot 2 \cos(2\omega_m t) \cdot \cos(\phi_s) \\
 & + J_3(\Phi_m) \cdot 2 \sin(3\omega_m t) \cdot \sin(\phi_s) \\
 & + J_4(\Phi_m) \cdot 2 \cos(4\omega_m t) \cdot \cos(\phi_s) \\
 & + \dots] [\text{W} \cdot \text{m}^{-2}].
 \end{aligned} \tag{3.25}$$

Signál výstupní intenzity je tímto rozepsán do jednotlivých spektrálních složek, které je možné získat demodulací na příslušných frekvencích [12]. Demodulací na frekvenci $f_m = \omega_m/(2\pi)$ lze obdržet signál první harmonické složky

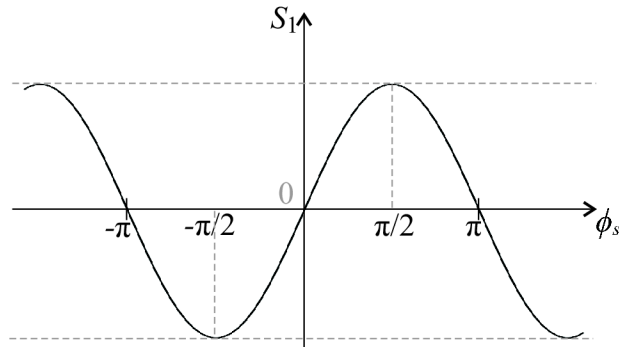
$$S_1 = A_1 I_0 \cdot J_1(\Phi_m) \cdot 2 \sin(\phi_s) [-], \tag{3.26}$$

kde A_1 je její zesílení [5]. Složka $J_1(\Phi_m)$ je maximální pro $\Phi_m = 1,8$, tedy nikoliv $\pi/2$, jak bylo pro demonstraci zvoleno dříve. Položením $2A_1 I_0 \cdot J_1(1,8) = S_{10}$ lze vztah 3.26 zjednodušit na

$$S_1 = S_{10} \sin(\phi_s) [-]. \tag{3.27}$$

Pro sesynchronizování demodulátoru s fázovou modulací je na obr. 3.7 do demodulátoru zavedena reference na zdroj harmonického signálu [4].

Závislost výstupního signálu S_1 na Sagnacovu fázovém posuvu ϕ_s je znázorněna na obr. 3.10. Je vidět, že lze nejen přesně snímat i malé úhlové rychlosti a rozlišovat



Obr. 3.10: Závislost výstupního signálu na fázovém posuvu [13]; upraveno

směr rotace, ale v okolí nuly je převodní charakteristika navíc lineární. Pokud tedy budou měřené úhlové rychlosti malé, může se výstup demodulátoru přímo využít jako údaj odpovídající rotaci.

Díky těmto výhodným vlastnostem je konfigurace I-FOG s fázovou modulací a otevřenou smyčkou již uspořádáním, které se používá v praxi.

Bylo zde zmíněno zpracování signálu demodulátorem. Nutno ale říci, že část schématu na obr. 3.7 zabývající se zpracováním signálu bývá obvykle složitější a často i mírně odlišná a vždy záleží na provedení konkrétního výrobce. Jako příklad lze uvést způsob popsáný v [5], kdy je demodulací signálu I na vyšší harmonické frekvenci obdržen signál S_2 a poměrem k S_1 tak elegantně odstraněna závislost na výkonu světelného zdroje, který může kolísat.

3.4 Konfigurace s fázovou modulací v uzavřené smyčce

Z obr. 3.10 je zřejmé, že výše popsané uspořádání s fázovou modulací v otevřené smyčce poskytuje lineární závislost výstupního signálu na rychlosti Ω jen v úzkém pásmu okolo nulové rotace. Dynamický rozsah je tedy omezen [4].

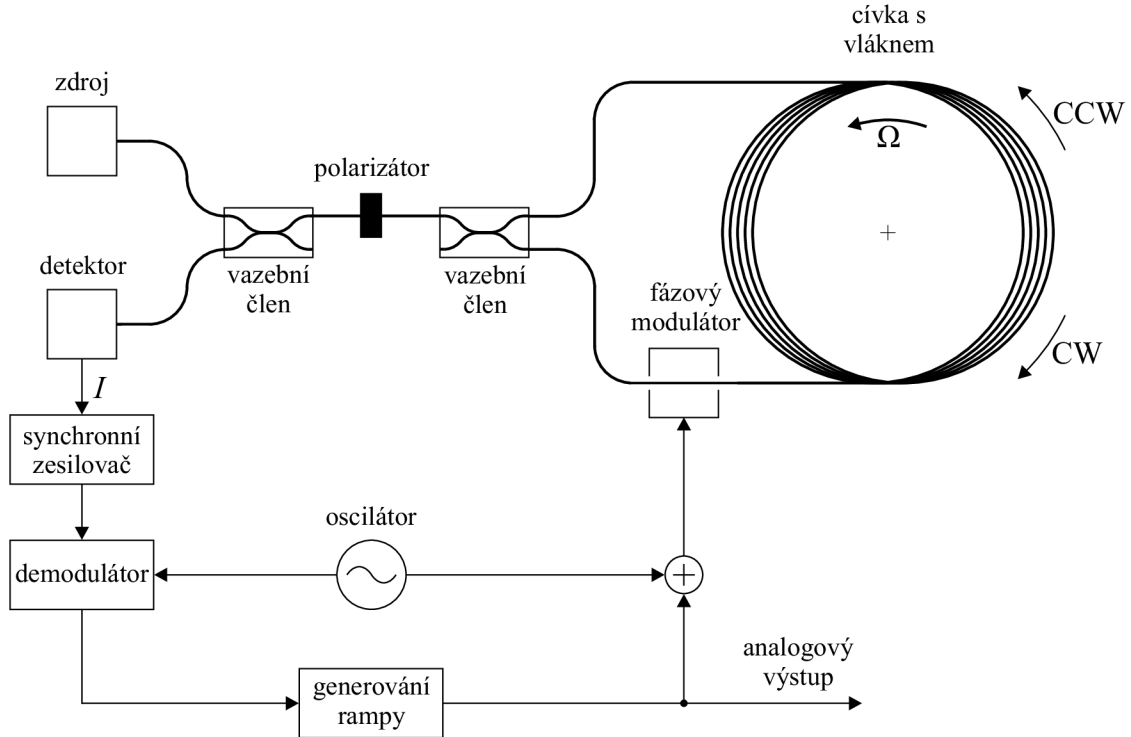
Tento problém řeší uspořádání v uzavřené smyčce (na obr. 3.11 je znázorněna varianta s analogovým zpracováním). Vychází se zde z uspořádání s otevřenou smyčkou, ovšem nyní je Sagnacův fázový posuv kompenzován pomocí zpětné vazby zaváděním dalšího řízeného posuvu ϕ_{komp} . Chybový signál (signál otevřené smyčky) zde představuje odchylku, která je trvale udržována v nule. Tímto je zajištěna linearity v širokém rozsahu měřených úhlových rychlostí. Kompenzační fázový posuv ϕ_{komp} se zavádí opět pomocí fázové modulace a je zároveň i výstupním signálem celého systému, neboť je přímo úměrný rotaci. Z toho plyne také další výhoda tohoto uspořádání. Výstupní signál totiž přímo odpovídá Sagnacovu fázovému posuvu a je nezávislý na fluktuacích intenzity zdroje záření [13]. Podle způsobu zpracování signálu a řízení fázového modulátoru je rozlišováno analogové a digitální řešení.

3.4.1 Analogové řešení

Pro získání nulového výstupu je nutné fázi svazků CW a CCW posunout opačným směrem, než způsobuje Sagnacův jev. V Kapitole 2 bylo ukázáno, že fázový posuv je ekvivalentní změně frekvence svazků CW a CCW. Odtud vycházelo i první řešení s uzavřenou smyčkou navržené J. L. Davisem a S. Ezekielem roku 1981 [2]. Spočívalo v použití akusto-optického fázového modulátoru, u nějž zvuková vlna vyvolá vlnu proměnlivého indexu lomu, chovající se jako pohybující se mřížka. Na ní se pak světlo dopadající pod tzv. Braggovým úhlem odráží a v důsledku Dopplerova jevu se mění jeho frekvence. Aby svazky CW a CCW měly odlišné frekvence, musí pod

tímto úhlem dopadat pouze jeden z nich. Odtud je zřejmé, že tato koncepce je nerecipoká, což je její hlavní nevýhoda [2].

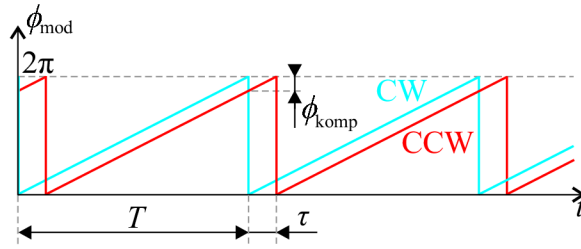
Proto bude nyní analyzováno pozdější řešení, které odstraňuje všechny výše uvedené problémy ⁵. Jeho principiální schéma je na obr. 3.11. Vychází z již popsané



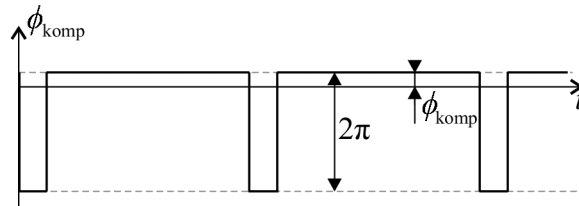
Obr. 3.11: Principiální schéma konfigurace I-FOG s analogovou modulací v uzavřené smyčce [5]; upraveno

konfigurace s otevřenou smyčkou. Nyní se ovšem k sinusovému rozmítajícimu signálu řídicímu fázový modulátor bude přičítat rampový průběh. Vzhledem k výstupní filtraci sinusové modulace uvažujme pro zjednodušení jako vstup modulátoru pouze tento rampový signál. Jak již bylo řečeno, svazky CW a CCW procházejí fázovým modulátorem se zpožděním τ , daným dobou oběhu světla kolem vlákna. Pokud bude strmost této rampy dána ϕ_{komp}/τ , pak v každém okamžiku bude fázový posuv přičtený ke svazku CW o ϕ_{komp} větší než posuv přičtený ke svazku CCW. Rozsah, v němž lze modulátorem měnit fázi, je vždy omezen. Je ovšem zřejmé, že pokud se při dosažení modulovaného posuvu odpovídajícího 2π bude rampa resetovat, výsledná fáze se nezmění. Průběhy jsou znázorněny na obr. 3.12 [2]. Odečtením fáze modulované ke svazku CW od fáze modulované k CCW lze získat jejich fázový rozdíl ϕ_{komp} , znázorněný na obr. 3.13. Je opět vhodné připomenout, že odečtení či přičtení

⁵Používá se pro ně piezoelektrický nebo elektro-optický fázový modulátor, kde na základě řídicího napětí dochází ke změně indexu lomu optického prostředí. Více o nich bude řečeno v kapitole 5.



Obr. 3.12: Analogový rampový modulovaný fázový posuv [13]; upraveno



Obr. 3.13: Průběh výsledného kompenzačního fázového posuvu [13]; upraveno

2π k fázovému rozdílu svazků nebude mít na detekovaný signál, vzniklý interferencí, žádný vliv.

Modulací s analogovou rampou (angl. serrodyne modulation) se tedy dosáhne zavedení konstantního fázového rozdílu ϕ_{komp} mezi svazky CW a CCW. Vhodnou strmostí rampy tak lze dosáhnout toho, že Sagnacův fázový posuv ϕ_s je zcela vykompenzován, neboli

$$\phi_s + \phi_{komp} = 0 \text{ [rad]}. \quad (3.28)$$

Jelikož se rampa resetuje vždy při dosažení absolutního posuvu 2π , bude perioda pilového průběhu

$$T = 2\pi \frac{\tau}{\phi_{komp}} \text{ [s]}. \quad (3.29)$$

Tím pádem jako výstup stačí frekvence signálu generujícího rampu [5].

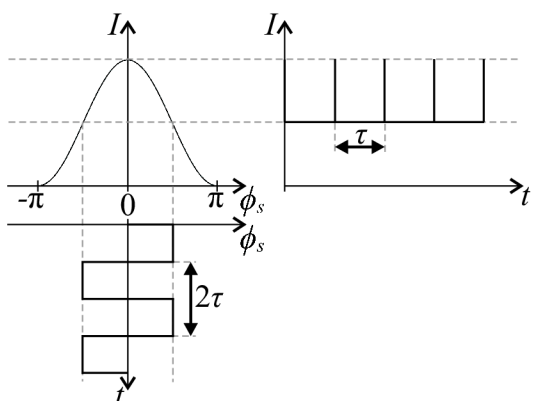
Analogové řešení je v principu poměrně jednoduché a přímočaré. O to větší jsou však nároky kladené na řídicí elektroniku generující rampový průběh. Nejenže jeho maximální strmost omezuje rozsah snímaných rychlostí Ω , ale také jeho průběh musí být co nejvíce hladký. Je zřejmé, že jakékoliv zvlnění či šum značně ovlivní ϕ_{komp} a měření se stane nepřesným, neboť tento fázový rozdíl je získán odečtením téhož rampového průběhu v různých časech. Stejný problém se týká také resetování rampy, které musí být pokud možno okamžité [2].

3.4.2 Digitální řešení

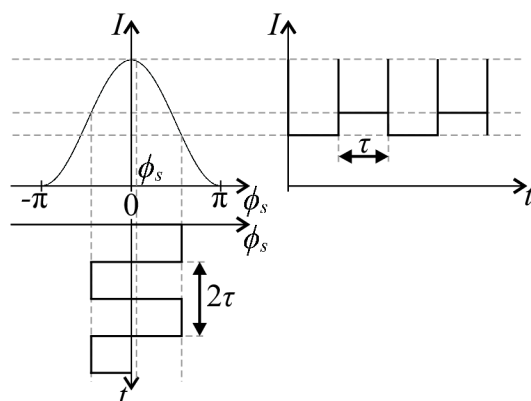
Digitální přístup je pro uspořádání s uzavřenou smyčkou mnohem používanější. Odstraňuje totiž uvedené nevýhody analogového řešení. Tento přístup současně přináší i digitální výstup, který je pro další zpracování signálu mnohem výhodnější [4].

Na rozdíl od analogového řešení, kde se pro fázovou modulaci používala sinusová modulace superponovaná na analogové rampě, u digitálního řešení se používá obdélníková modulace spolu s digitální rampou [4].

Nejprve bude ukázáno, jak se situace změní, bude-li místo sinusové modulace s frekvencí $f_m = 1/(2\tau)$ použita obdélníková modulace se stejnou frekvencí a amplitudou odpovídající fázovému posuvu $\pi/4$. Při vynechání zpětné vazby bude výstupní intenzita odpovídat průběhu na obr. 3.14 při $\phi_s = 0$, resp. 3.15 při $\phi_s \neq 0$.



Obr. 3.14: Výstupní signál detektoru v otevřené smyčce při obdélníkové modulaci při $\phi_s = 0$ [13]; upraveno

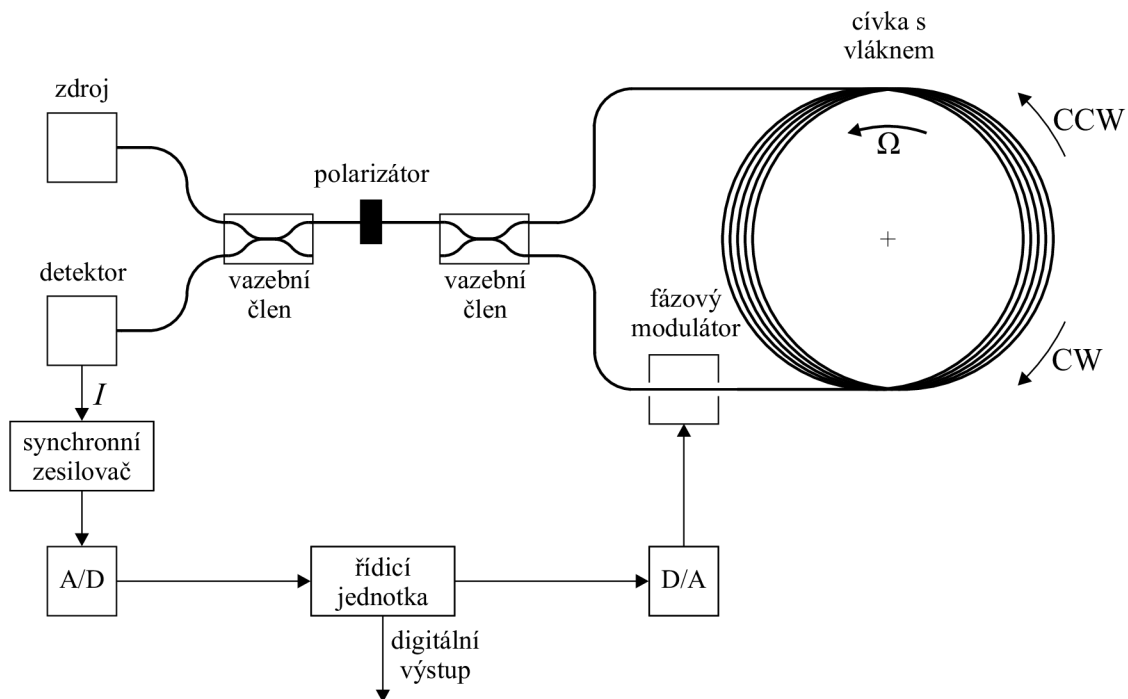


Obr. 3.15: Výstupní signál detektoru v otevřené smyčce při obdélníkové modulaci při $\phi_s \neq 0$ [13]; upraveno

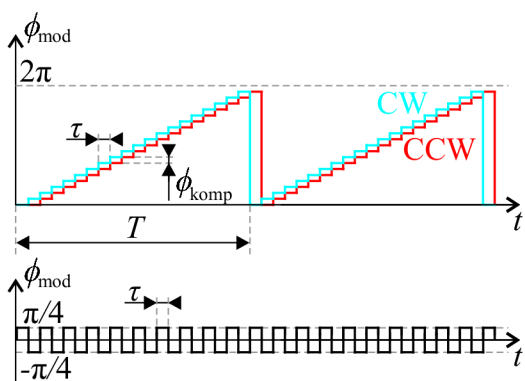
Situace je tedy obdobná jako u otevřené smyčky s analogovou modulací, kde byl ekvivalentně výstupní signál znázorněn na obr. 3.8, resp. 3.9. Výstupní signál popsany vztahem 3.27 byl získán demodulací signálu z detektoru. Obdobně, u digitálního řešení lze tuto informaci obdržet jeho vzorkováním na vhodném kmitočtu [4].

Nyní již uvažujme zapojení zpětné vazby, která je celá realizována digitálně. Principiální schéma uspořádání je na obr. 3.16.

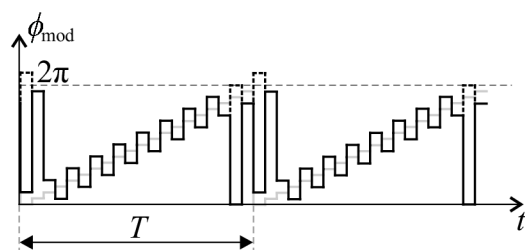
Opět je zaveden kompenzační fázový rozdíl ϕ_{komp} ve snaze docílit nulového chybového signálu. Na obr. 3.17 je znázorněna digitální rampa a obdélníkový signál. Oba průběhy jsou spolu sečteny. Z tohoto důvodu musí být synchronizovány, jejich vzorkovací perioda je rovna době τ . Výstupním signálem řídicí jednotky, znázorněným na obr. 3.18, je pak buzen fázový modulátor [4].



Obr. 3.16: Principiální schéma konfigurace I-FOG s digitální modulací v uzavřené smyčce [1]; upraveno



Obr. 3.17: Digitální rampový fázový posuv synchronizovaný s obdélníkovou modulací [13]; upraveno



Obr. 3.18: Superpozice digitální rampy a obdélníkového signálu při fázové modulaci [10]; upraveno

Je zřejmé, že sklon digitální rampy je stejný jako u analogového řešení. Velikost schodků samotné rampy odpovídá fázovému posuvu ϕ_{komp} , jejich trvání je rovno době τ . Výhodou digitálního řešení je, že díky D/A převodníku se jeho přetečením automaticky generuje reset rampy. Přeskok se navíc díky diskrétní změně fáze odehraje okamžitě [4].

Čítáním počtu modulačních period mezi okamžiky resetování lze snadno získat informaci o Sagnacovu posuvu, která již může být výstupem řídicí jednotky [10].

Jelikož modulací zavedený fázový rozdíl ϕ_{komp} je opět daný diferencí digitální rampy ve dvou různých časech, neměla by se detekovaná úhlová rychlost měnit příliš strmě. Při příliš velké akceleraci by se výrazněji měnila i strmost rampy a výstupem by pak byla průměrná úhlová rychlost během jednoho modulačního cyklu [10]. Dynamický rozsah detekovatelných úhlových rychlostí je tedy omezen.

Na závěr je nutné poznamenat, že digitální uspořádání I-FOG poskytuje nejvyšší přesnost (rozlišitelnost může být až $0,001 \text{ }^\circ/\text{h}$) a je tedy nasazováno do nejnáročnějších aplikací, kde postupně nahrazuje velmi přesný, avšak drahý a rozměrnější RLG [5]. Je ale současně nejmladším přístupem, neboť jeho nástup umožnilo až digitální zpracování signálu a zejména použití integrované optiky.

4 FYZIKÁLNÍ OMEZENÍ A PARAZITNÍ JEVY

V kapitole 1 byly zmíněny mnohé výhody optických gyroskopů oproti gyroskopům mechanickým a gyroskopům na principu Coriolisovy síly. Důvodem vysoké přesnosti optických gyroskopů je zejména to, že neobsahují žádné mechanicky pohyblivé části. Přesnost mechanických gyroskopů je totiž limitována faktory jako mikrotekutost materiálu vedoucí k nevyvážení pohyblivých elementů, reakční momenty či statické tření. MEMS gyroskopy se dále potýkají s nesymetrií tlumení kmitů pramenící z různých nepravidelností vibrujícího elementu apod. [2]. Samotné snímání rotace je dále omezeno působícím šumem.

U optického gyroskopu však díky projevu rotace jako změny interferenčního obrazce je možné díky reciprocitě snímat úhlovou rychlost s mnohem vyšší přesností i časovou stabilitou. Také zde ovšem existují fyzikální omezení. Tato kapitola se věnuje právě jim.

Nejprve bude pojednáno o omezení principiálním, neboli šumu vznikajícím v měřicím systému. Poté budou rozebrány různé parazitní vlivy, které jsou u optických vláknových gyroskopů přítomny. Jsou jimi například nežádoucí interakce světla s optickými komponentami, vliv polarizace, vliv elektromagnetického pole či teplotní vlivy. Rovněž budou naznačeny postupy, jak uvedeným problémům předejít či je omezit na minimum.

4.1 Působení šumu

Jako výhoda optických gyroskopů byla zmíněna jejich časová stabilita. Tím je ovšem míněna pouze stabilita dlouhodobá. Z hlediska krátkodobého snímání je jejich přesnost výrazně ovlivněna šumem. Šum tedy představuje zásadní teoretické omezení optických gyroskopů [2]. Vyskytují se zde celkem tři hlavní zdroje šumu. Jsou to šum zdroje světla, kvantový šum a šum způsobený detekční elektronikou [10]. Ty budou nyní objasněny podrobněji.

4.1.1 Kvantový šum

Nejvýznamnější je kvantový šum, nebo též výstřelový šum, který je způsobený kvantovou povahou světla ve formě jednotlivých fotonů. Počet dopadajících fotonů na detektor navíc není v čase konstantní, ale náhodně se mění okolo střední hodnoty. Jejich počet má Poissonovo rozdělení pravděpodobnosti se střední hodnotou n_p , která je dána

$$n_p = \frac{P_{\text{det}} \lambda}{hc} [\text{s}^{-1}], \quad (4.1)$$

kde h je Planckova konstanta a P_{det} je průměrný detekovaný výkon [3]. Výkon P_{det} je přímo úměrný intenzitě záření, jak je popsána v kapitole 3

$$P_{\text{det}} = \eta IS^2 \text{ [W]}, \quad (4.2)$$

kde S je plocha detektoru světla [8] a η je kvantová účinnost detektoru, neboli počet uvolněných elektronů při dopadu jednoho fotonu ¹. Předpokládejme nějakou vzorkovací periodu či integrační dobu T_s proudu detektorem, která může být dána navazujícími obvody pro zpracování signálu. Poté lze definovat šířku pásma $B = 1/(2T_s)$. Ta pak zároveň udává, jak rychlé změny Ω je možné detekovat. Pro nejistotu proudu detektorem i_n platí

$$i_n = \sqrt{2eiB} = \sqrt{\frac{ei}{T_s}} \text{ [A]}, \quad (4.3)$$

kde e je elementární náboj a i je průměrný proud detektorem [2], [6]. Průměrný počet fotonů, které za dobu T_s na detektor dopadnou, je obdobně jako v 4.1 dán [6]

$$N_p = \frac{P_{\text{det}}\lambda}{hc}T_s = \frac{P_{\text{det}}\lambda}{2Bhc} \text{ [-]}. \quad (4.4)$$

Směrodatná odchylka podle Poissonova rozdělení je [10]

$$\sigma = \sqrt{N_p} \text{ [-]}. \quad (4.5)$$

Šumový signál na výstupu dává chybnou informaci o detekovaném fázovém posuvu. Tuto chybu lze vyjádřit [7], [6]

$$\phi_n = \frac{\sigma}{N_p} = \frac{1}{\sqrt{N_p}} = \sqrt{\frac{2hc}{P\lambda}}B \text{ [rad]}. \quad (4.6)$$

S využitím vztahu 2.11 lze stanovit výslednou chybu detekované úhlové rychlosti [7]

$$\Omega_n = \frac{\lambda c}{4\pi LR}\phi_n = \frac{\lambda c}{4\pi LR}\sqrt{\frac{1}{N_p}} = \frac{\lambda c}{4\pi LR}\sqrt{\frac{2hc}{P_{\text{det}}\lambda}}B \text{ [rad} \cdot \text{s}^{-1}\text{]}. \quad (4.7)$$

J. L. Davis a S. Ezekiel dokázali, že minimální detekovatelná úhlová rychlost potom je

$$\Omega_{\text{min}} = \frac{\lambda c}{4RL\sqrt{n_p\eta T_s}} \text{ [rad} \cdot \text{s}^{-1}\text{]}, \quad (4.8)$$

kde η je již zmíněná kvantová účinnost detektoru.

¹Jako detektor standardně slouží fotodioda, jejíž proud je přímo úměrný detekovanému optickému výkonu. Optický signál se tak převádí na signál elektrický, který se dále zpracovává. Principy a vlastnosti detektorů budou popsány v kapitole 5.

U gyroskopů používaných pro navigaci se orientace určuje integrováním úhlové rychlosti. Akumuluje se tak chyba způsobená právě Ω_n . Tento jev se kvantifikuje veličinou ARW (z angl. Angle Random Walk) [2].

Ze vztahu 4.6 je zřejmé, že aby byl projev kvantového šumu co nejmenší, je vhodné použít malou šířku pásma, neboli velkou periodu T_s . Tímto lze dosáhnout potlačení šumu, měřená úhlová rychlost se však nesmí příliš měnit. Jinou cestou, jak omezit šum, je zvýšení detekovaného výkonu P_{det} . Ten je závislý na výkonu zdroje a na celkovém útlumu optického vlákna a dalších komponent, kterými světlo prochází. Podél optického vlákna světelný výkon exponenciálně klesá. Z hlediska šumu je tedy vhodné, aby bylo vlákno co nejkratší.

Jak je ale zjevné ze vztahu 2.11, pro výraznější Sagnacův jev, a tedy vysokou citlivost, je požadována délka vlákna a plocha cívky naopak co největší. Je tedy nutné hledat jistý kompromis, který nejlépe vyhovuje konkrétním požadavkům. Pro každé vlákno existuje určitá délka L , která je z hlediska obou požadavků optimální. Pro většinu standardně používaných vláken však tyto ideální hodnoty bývají poněkud velké (až několik km), proto se v praxi s ohledem na menší rozměry a nižší cenu používají vlákna kratší [3]. Dosahované hodnoty Ω_n/\sqrt{B} poté mohou být řádově okolo 10^{-2} °/hod./ $\sqrt{\text{Hz}}$ [7], [6].

Jinou možností, jak zvýšit detekovaný výkon, je prosté zvýšení výkonu světelného zdroje. To ovšem přináší další úskalí, jak bude nyní vysvětleno.

4.1.2 Šum zdroje a detekční elektroniky

Zdroj záření přispívá k celkovému šumu tzv. šumem zbytkové intenzity (angl. Relative intensity noise). Zdroj záření není nikdy dokonale monochromatický ², proto je zde určité spektrum frekvenčních složek záření. Jednotlivé složky se mohou vzájemně rušit. Platí tedy, že čím více je vyzařované spektrum zdroje širokopásmové, tím je tento šum výraznější [10]. Lze ukázat, že s rostoucím výkonem zdroje narůstá i tento šum. Při určité mezi pak šum zdroje převýší šum způsobený kvantováním. Toto je tedy důvodem, proč není výhodné, aby byl výkon zdroje co největší [2].

Šum detekční elektroniky je způsobený především tepelným šumem rezistoru, který představuje zátěž fotodiody (detektory záření budou podrobněji rozebrány v kapitole 5). Takto vzniklý šum proudu je pak dán

$$i_{\text{tepl}} = \sqrt{\frac{4kTB}{R_z}} \text{ [A]}, \quad (4.9)$$

kde k je Boltzmannova konstanta, T je absolutní teplota a R_z je odpor [10].

²U I-FOG je naopak jedním z hlavních požadavků na zdroj záření určitá šířka pásma, jak bude vysvětleno později.

Všechny popsané zdroje šumu se ale promítnou pouze na výstup samotného detektoru. Pro určení celkového šumu snímače je nutné jej vynásobit součinitelem šumu navazujících obvodů [10].

4.2 Parazitní vlivy

Výše popsaná omezení přesnosti I-FOG jsou spíše teoretická a vychází z podstaty jeho principu. V praxi je ovšem přesnost dále limitována nejrůznějšími parazitními jevy, danými zejména vlastnostmi materiálu a působením okolí. Chyba způsobená parazitními vlivy může být značná, avšak na rozdíl od chyb daných šumem existují způsoby, jak jim zamezit nebo je snížit na minimum. Zde tedy budou zmíněny nejzásadnější zdroje těchto chyb a naznačeny způsoby jejich odstranění.

4.2.1 Rayleighův rozptyl

Pokud jsou v optickém prostředí nehomogenity, dané například náhodnou proměnlivostí pozice molekul, způsobují proměnlivý index lomu. Šíři-li se prostředím světlo, bude se na těchto nehomogenitách odrážet. Tento jev je známý jako Rayleighův rozptyl [14].

Ačkoliv je u optických vláken postupy výroby dosaženo maximální čistoty, nelze ani zde zabránit nehomogenitám. Navíc, pokud je I-FOG sestaven z diskrétních komponent, dochází k odrazům také na spojích mezi nimi.

Pro Rayleighův rozptyl platí, že intenzita odraženého záření je úměrná $1/\lambda^4$, proto jsou nejvýhodnější vlnové délky infračerveného spektra [14]³. Rayleighův rozptyl u I-FOG výrazným způsobem přispívá k šumu. Odražené záření totiž může interferovat se svazkem šířícím se v opačném směru a způsobovat tak chybu fázového rozdílu. Tato chyba je navíc závislá na změnách prostředí a mění se s časem [3], [7]. Je tedy nutné této nežádoucí interferenci zabránit. Odražené svazky budou s hlavními svazky CW a CCW interferovat jen tehdy, budou-li alespoň částečně koherentní.

Řešením je tedy použít zdroj záření s malou časovou koherencí. Takovýmto zdrojem je např. superluminiscenční dioda – Superluminiscent diode (SLD), jejíž výhodou je velká šířka spektra (o zdrojích záření bude pojednáno v kapitole 5). Jelikož k zpětnému odrazu dochází v celé délce optické dráhy, urazí většinou nežádoucí odražené světlo výrazně odlišnou dráhu než svazky CW a CCW. Zatímco tedy tyto svazky

³Míněno je zejména blízké infračervené spektrum, při větších vlnových délkách se začínají uplatňovat absorpční pásma prvků obsažených ve vlákně. O optických vláknech bude podrobněji pojednáno v kapitole 5.

spolu budou interferovat, nežádoucí odražené záření již nebude díky dráhovému rozdílu s hlavními měřenými svazky koherentní a tudíž s nimi interferovat nebude [2], [7].

Problém pak představuje pouze část záření odraženého v prostřední části vlákna, neboť urazí stejnou dráhu jako hlavní svazky a tudíž je s nimi koherentní. Řešením je použití fázové modulace, jak bylo popsáno v kapitole 3. Vhodnou volbou modulační frekvence lze dosáhnout toho, že ani záření odražené uprostřed vlákna nebude mít na detekovaný fázový posuv vliv [7].

4.2.2 Vliv polarizace

Jak už bylo řečeno v kapitole 3, důležitým požadavkem na uspořádání I-FOG je reciprocita. Pokud cesty svazků CW a CCW nejsou stejné, může dojít ke vzniku chybového fázového rozdílu znehodnocujícího měření. K tomu může dojít i například odlišnou polarizací svazků CW a CCW [4].

Pro I-FOG se používá jednovláknové vlákno – Single-mode (SM) ⁴. Charakteristickou vlastností vlákna je dvojlomnost. Díky dvojlomnosti vlákna jsou módy šíření světla vláknem ve skutečnosti dva. Tyto módy mají vzájemně kolmou rovinu polarizace. Módy se vzájemně liší také konstantou šíření, což znamená, že se šíří různými rychlostmi [3]. To může znamenat problém.

I u vláken s kruhovým průřezem je malá míra náhodné dvojlomnosti. Rovina polarizace šířícího se světla se podle toho mění. Vlivem ohybů, či jiných deformací se vyvolává tlak, který zavádí další dvojlomnost. Pokud se tímto způsobí, že svazky CW a CCW se šíří různými rychlostmi, získají nerekiproký fázový rozdíl. Ten může mnohonásobně přesahovat detekovaný Sagnacův fázový posuv [7]. Jedním z řešení je umístit na vstup i výstup vlákna polarizační filtr a vyselektovat pouze ty složky záření, které mají stejnou polarizaci, a tedy stejný fázový posuv. Výstupní signál pak ale může být zkreslený, nebo i značně utlumený [3]. Proto je v případě běžného SM vlákna lepší použít nepolarizované světlo, nebo náhodně rozmítat rovinu polarizace a současně zamezit vzniku dvojlomu [2], [4].

Lepším a používanějším řešením je použít SM vlákno zachovávající rovinu polarizace – Polarization maintaining (PM), které má vysokou a definovanou dvojlomnost. Náhodný přechod světla mezi oběma kolmými módy je zde velice malý. Rovněž rychlosti obou módů jsou více odlišné a vzájemně se neruší. Celková intenzita záření s nežádoucí polarizací, která se navázala do druhého módu, je díky přítomnosti polarizátoru velmi malá [3]. I zde však platí, že je nutné zamezit mikroohybům a vnějšímu tlaku zavádějícímu parazitní dvojlomnost [2].

⁴Jedná se o typ vlákna s jádrem o malém průměru, kde se světlo šíří pouze jedním módem, tedy v ose vlákna. Více bude o optických vláknech řečeno v kapitole 5.

4.2.3 Faradayův jev

Některé materiály, jako například skla, v homogenním magnetickém poli stáčí roviny polarizace. Toto je známo jako Faradayův, nebo též magneto-optický jev [14]. Působícím polem může být i pole Země [7].

Hlavním rysem tohoto jevu je, že je nerekiproký. Směr, jakým se rovina polarizace stáčí, závisí na směru působení magnetického pole vzhledem ke směru šíření světla. Polarizace svazku CW a CCW se pak mění opačným směrem. Díky Faradayovu jevu tedy ve vlákně vzniká nerekiproký kruhový dvojlom, který se přičítá k vlastnímu dvojlomu vlákna. V případě vlákna s malou vlastní dvojlomností zde působí pouze tento nerekiproký jev. Jelikož je ale dráha kruhová, je v homogenním poli celková změna fáze daná Faradayovým jevem nulová [1], [7].

Tento jev postihuje zejména PM vlákna, kde se přidává ještě vlastní dvojlomnost a Faradayův jev se pak vyruší jen částečně. Tímto se zavádí konstantní chyba ve fázovém rozdílu svazků, a tedy chyba detekované úhlové rychlosti [7].

V aplikacích, které vyžadují vysokou přesnost a minimální závislost na magnetickém poli, lze Faradayův jev odstranit použitím stínění a vysoce kvalitního PM vlákna [6].

4.2.4 Kerrův jev

Dalším nerekiprokým parazitním jevem je Kerrův jev. Tento jev spočívá v proměnlivosti efektivního indexu lomu vlákna v závislosti na energii světelného svazku, kterým prochází. Malé změny v dělicím poměru vazebního členu tak mohou díky nestejným výkonům svazků CW a CCW vyvolat rozdílné rychlosti svazků. To potom vede na nerekiproký fázový posuv. Vliv Kerrova jevu může být až tak velký, že způsobí obrácení fáze. Proto je potřeba jej minimalizovat. Ve skutečnosti má Kerrův jev dvě složky. Efektivní index lomu každého svazku je kromě jeho vlastního výkonu ovlivněn ještě výkonem protichůdného svazku, a to dokonce dvojnásobnou mírou [2], [10].

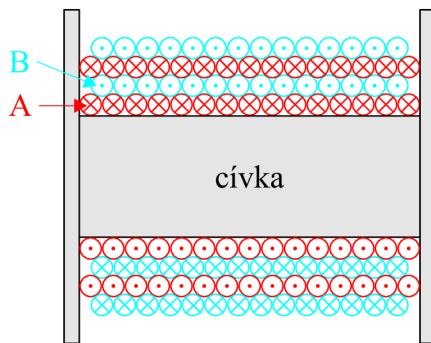
Jedním z řešení je použít 50% obdélníkovou modulaci intenzity zdroje. Tím se vliv protiběžného svazku sníží na polovinu a index lomu obou svazků se mění stejně. S tímto řešením je ovšem velmi obtížné dosáhnout dostačující přesnosti. Lepší řešení představuje použití širokopásmového zdroje s malou koherencí, například SLD. Výkonové spektrum tohoto zdroje má totiž Gaussovské rozložení, čímž se ve výsledku Kerrův jev kompenzuje stejným způsobem, jako v případě modulace výkonu. Je výhodné, že tímto řešením, jakým lze eliminovat Rayleighův rozptyl, je možné odstranit také Kerrův jev [2], [10].

4.2.5 Shupův jev

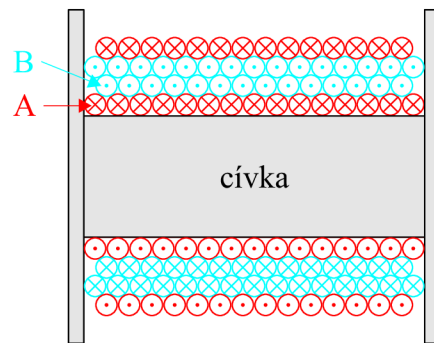
Shupův jev představuje u I-FOG největší zdroj chyb. Je způsoben časově proměnným gradientem teploty, akustickým rušením a vibracemi. Nejvýznamnější je vliv teploty [6].

Index lomu vlákna je teplotně závislý [3]. To znamená, že s teplotou se mění také doba šíření svazků podél vlákna. Pokud bude teplota ve všech bodech vlákna zůstávat konstantní, bude celkové zpoždění obou svazků stejné a na výsledném fázovém rozdílu se to nijak neprojeví. Problém nastane, když se bude teplota v čase měnit. Odpovídající svazky CW a CCW, které spolu budou interferovat, totiž jednotlivými body vlákna prochází v různých časech. Tím vzniká neregularita, která opět vede na chybu detekovaného fázového rozdílu [2]. Je však zřejmé, že pokud by se teplota měnila shodně ve dvou různých bodech vlákna, které jsou stejně vzdáleny od jeho středu, Shupův jev se vyruší [13]. Řešením je tedy použití speciálního způsobu vinutí vlákna, kdy jsou jednotlivé body se stejnou vzdáleností od středu umístěny co nejbližší k sobě. Teplotní gradient pak bude vzhledem ke středu symetrický [3].

Nejjednodušší technikou je dvoupólové vinutí. Vlákno se navíjí od svého středu ze dvou pomocných cívek A a B, na kterých jsou předem navinuty obě poloviny vlákna. Průřez hlavní cívky s vláknem je znázorněn na obr. 4.1. Po navinutí jedné vrstvy vlákna z cívky A se navine vrstva vlákna z cívky B. Dále se postupuje obdobně, avšak v opačném směru [6]. Ještě lepší je však vinutí čtyřpólové, které je



Obr. 4.1: Schematické znázornění dvou-pólového vinutí [6]; upraveno



Obr. 4.2: Schematické znázornění čtyř-pólového vinutí [6]; upraveno

znázorněno na obr. 4.2. Od předchozího postupu se liší v tom, že po navinutí vrstvy B se opět pokračuje vinutím ještě jedné vrstvy z cívky B v opačném směru. Obdobně se pokračuje pro cívku A. Směrem od středu pak každý pár vrstev A a B začíná jinou vrstvou, neboli jiným segmentem, který je však stejně vzdálený od středu vlákna [6].

5 OPTICKÉ KOMPONENTY

S parazitními vlivy I-FOG úzce souvisí výběr komponent. Doposud byly popsány pouze základní uspořádání v jejich obecné podobě. Praktická provedení však mohou být vůči nim i značně pozměněna. Konkrétní řešení používaná v praxi se navíc mohou výrazně lišit přesností, rozměry, robustností, odolností vůči vnějším vlivům, stabilitou parametrů, spotřebou a také cenou.

Pro komerčně dostupné snímače však obecně platí, že zejména z důvodu snížení ceny a rozměrů nebývají složeny z diskrétních optických komponent, jako jsou vazební člen nebo fázový modulátor, ale jednotlivé jejich části jsou zcela přizpůsobeny aplikaci v I-FOG a jsou často integrovány do složitějších struktur. Konkrétní technologická řešení výrobci většinou tají [5].

V následující kapitole budou podrobněji rozebrány zejména principy jednotlivých komponent. Budou objasněny některé klíčové požadavky na jejich vlastnosti, na základě nichž lze provést srovnání s alternativními komponentami.

Jelikož cílem práce není návrh komerčního snímače, ale laboratorního demonstrátoru, bude snahou vycházet z komerčně dostupných optických komponent a prvků, důležité bude též ekonomické hledisko.

5.1 Optické vlákno

Optická vlákna se vyrábí z obohaceného křemenného skla, ale také z plastu (PMMA). Plastová vlákna jsou cenově výhodnější, mají však vyšší ztráty [15].

Vlákno je vždy tvořeno jádrem, které je obklopeno pláštěm. Jelikož index lomu pláště je nižší, dochází na jejich rozhraní podle Snellova zákona k úplnému odrazu světla a paprsek se šíří pouze jádrem vlákna. Úhel dopadu paprsku na rozhraní musí být přitom větší, než je tzv. mezní úhel. Velikost tohoto úhlu je ovšem kvantována a určuje mód, jakým se světlo šíří. Vlákno umožňující šíření více módů se nazývá vícevidové vlákno – Multi-mode (MM). Jednotlivé módy jsou však vůči sobě zpóžděny. Pro I-FOG se proto používá výhradně jednovidové vlákno – Single-mode (SM) se skokovou změnou indexu lomu mezi jádrem a pláštěm. Díky malému průměru jádra (řádově jednotky μm) je dosaženo toho, že vláknem se šíří pouze nejnižší mód, kdy je paprsek veden přímo v ose jádra optického vlákna. Při použití diskrétních komponent je velice důležité navázání světla ze zdroje do vlákna. Významným parametrem je proto tzv. numerická apertura NA určující úhel, pod jakým může světlo na čelo vlákna dopadat [15], [16].

Jak bylo řečeno v kapitole 4, pro I-FOG lze použít jak běžné nízkodvojlomné SM vlákno, tak vlákno PM, které zachovává rovinu polarizace. PM vlákno je obecně

výhodnější. Jeho charakteristickou vlastností je vysoká dvojlomnost, která je dána buďto eliptickým průřezem jádra, nebo častěji vnějším tlakem působícím na kruhové jádro. Toho je dosaženo přítomností dvou tlakových členů, které jsou uvnitř pláště vlákna a vedou podél celého vlákna na protějších stranách jádra. Podle jejich tvaru existují různé typy PM vláken (Panda, Bow-Tie). Rychlosti obou polarizačních módů jsou tak odlišné a módy si udržují rovinu polarizace. Použitím PM vlákna spolu s polarizátorem lze snadno zajistit reciprocitu a dosáhnout tak vysokých přesností I-FOG [2], [7].

Nevýhodou PM vlákna je však jeho velmi vysoká cena, jenž často představuje majoritní podíl ceny celého I-FOG. Pro méně náročné aplikace je proto výhodnější běžné SM vlákno. Díky kruhovému průřezu jádra a absenci tlakových členů nemá vlákno vlastní dvojlomnost. Jak ale bylo zmíněno v kapitole 4, vlivem deformace a vnějšího tlaku se vyvolá nepravidelný dvojlom, který je proměnlivý s teplotou a s časem. Díky němu pak ve vláknech dochází k náhodným změnám stavu polarizace. Použití běžného SM vlákna je tedy obecně problematičtější [2].

5.2 Vazební člen

Vazební člen (angl. coupler) zde slouží k rozdělení a spojení světelných svazků. Vláknový vazební člen je založen na principu vlnovodné vazby. Pokud se umístí jádra dvou paralelně vedoucích optických vláken do těsné blízkosti (několik vlnových délek), část elektromagnetického pole přechází z jednoho vlákna do druhého. Vláknový vazební člen je pak zkonstruován ze dvou vláken pomocí podélného spoje určité délky. Pro jejich spojení se používají různé technologie. Nejstabilnější je zatažení vláken. Dělicí poměr je poté pevně daný. Pro I-FOG se používají vazební členy s dělicím poměrem 50 : 50. Pokud je vazební člen typu 2×2 , tedy se dvěma vstupy a dvěma výstupy, má v obou směrech shodné vlastnosti. Vazební členy obvykle pracují ideálně pouze na určitých vlnových délkách [5], [17], [18]. Příklad vláknového vazebního členu je na obr. G.1.

Pro výrobu vazebních členů se používají jak běžná nízkodvojlomná SM vlákna, tak PM vlákna. Podle toho, zda je použito lineárně polarizované či nepolarizované světlo, lze zvolit vhodné provedení [17].

5.3 Zdroj záření

Zdroj záření musí splňovat několik požadavků. Prvním z nich je koherence vyzařovaného světla, jinak by nemohlo docházet k interferenci. Dále musí být zdroj dostatečně výkonný. Výkon navázaný do vlákna by měl činit alespoň 100 μ W. S tím souvisí

i směrovost zdroje. Posledním požadavkem je stabilita intenzity i vlnové délky [7].

Jako vhodný kandidát se zprvu jevil He-Ne laser. Díky velmi vysoké koherenci mohl tento zdroj poskytovat výrazný interferenční obrazec. Ukázalo se však, že tyto vlastnosti nejsou pro I-FOG zcela ideální. Nevýhodou je zejména velká koherenční délka, díky které část záření odražená v důsledku Rayleighova rozptylu interferuje s hlavními svazky a způsobuje chybu měření. Proto je nutné vlnovou délku nějakým způsobem rozmítat. Možným řešením je zavedení vibrací do jednoho ze zrcadel dutiny pomocí piezoelektrického členu [2], [7].

Podobné vlastnosti jako plynový laser má i laserová dioda – Laser diode (LD), u níž se navíc světlo hůře navazuje do vlákna. Pro rozmítání vlnové délky je možné použít modulaci napájecího proudu [2], [7].

Mnohem výhodnější je superluminiscenční dioda – Superluminescent diode (SLD). Na rozdíl od předešlých zdrojů má SLD šířku spektra v řádech desítek nm (podobně jako LED), avšak při zachování vysokého výkonu (až desítky mW). SLD je podobná LD, využívá však spontánní emise v širokém spektru, která je poté stimulovanou emisí zesílena. I u SLD je navázání světla do vlákna poněkud obtížnější. Proto je nutná velká prostorová koherence. Dostupné SLD se vyrábí v pouzdrech typu DIL nebo Butterfly, z nichž už přímo ústí optické vlákno. Pro zajištění stability spektra s teplotou bývá v pouzdru integrován Peltierův článek spolu s termistorem. Někdy může být součástí také monitorující fotodioda. SLD se dále vyznačují nízkým šumem a polarizovaným výstupním zářením. Jejich nevýhodou je zejména vysoká cena, neboť jsou určeny pouze pro specifické aplikace, jako je právě I-FOG [2], [13], [19].

Poměrně moderní alternativu k SLD představuje superfluorescenční vláknový zdroj – Superfluorescent fiber source (SFS). Bývá tvořen vláknem o délce v řádech desítek metrů, které je obohaceno některými prvky vzácných zemin, nejčastěji erbiem. Vlákno bývá z jedné strany čerpáno laserovým zářením. Excitované atomy erbia spontánně uvolňují fotony. Spektrum SFS je tvořeno dvěma laloky se špičkovými vlnovými délkami 1530 a 1560 nm. Za SFS se obvykle umísťuje optický izolátor, který brání zpětnému vniknutí záření do zdroje. Parametry SFS jsou obdobné jako u SLD. SFS mají obecně lepší spektrální stabilitu, vykazují však nadměrné kolísání intenzity záření. Jejich světlo je nepolarizované. U SFS lze snáze dosáhnout vysokého výkonu pomocí vyššího čerpacího výkonu a změny délky vlákna. Nevýhodou mohou být větší rozměry, jsou tedy hůře integrovatelné do malých I-FOG [2], [5], [13].

Pro zdroj záření je důležitá také volba vhodné vlnové délky. Ze vztahu 2.11 plyne, že čím kratší je vlnová délka, tím větší bude Sagancův fázový posuv, a tedy i citlivost gyroskopu. Jak ovšem bylo řečeno v kapitole 4, s klesající vlnovou délkou výrazně roste Rayleighův rozptyl ve vlákne. Při větších vlnových délkách se zase

uplatňují absorpční spektra prvků a molekul obsažených ve vlákne [16]¹. Nejčastěji používanými vlnovými délkami jsou 1310 nm a 1550 nm [15].

5.4 Detektor záření

Pro detekci záření se v I-FOG nejčastěji používá PIN dioda nebo lavinová fotodioda – Avalanche photodiode (APD).

Princip PIN fotodiody je obdobný jako u běžné fotodiody s přechodem PN, liší se pouze přítomností intrinsické oblasti mezi vrstvami P a N. PIN dioda obvykle pracuje s předpětím v závěrném směru. Světlo, které dopadne do intrinsické oblasti, generuje páry elektron-díra. Oblasti P a N jsou velmi dobře vodivé a proto mají malý spád potenciálu, zatímco intrinsická oblast je vodivá málo, a proto je prakticky celý potenciálový spád rozložen na ní. Při praktickém uspořádání musí být intrinsická oblast dostatečně široká, aby zachytila co nejvíce fotonů, zato P oblast musí být velmi tenká, neboť právě skrze ni dovnitř fotony vnikají. Přítomnost intrinsické oblasti dále přispívá ke snížení kapacity přechodu, a tedy i časové konstanty detektoru (řádově desítky ps). PIN dioda vykazuje poměrně vysokou kvantovou účinnost. Její výhodou oproti jiným typům detektorů je dále poměrně malá citlivost na změnu teploty i napájecího napětí [5], [14], [15], [16].

Obdobnou strukturu jako PIN dioda používá také lavinová fotodioda (APD). Zde se navíc využívá lavinového násobení. Jeden detekovaný foton vyvolá postupné generování velkého množství elektronů (až 1000), světelný signál se tak značně zesílí. K vyvolání lavinového jevu se používá vysokého závěrného předpětí. Opět je požadavkem dostatečná tloušťka intrinsické vrstvy. Aby ovšem nedocházelo k lavinovému jevu nekontrolovaně, používá se v praxi struktura $P^+P^-PN^+$. V široké P^- oblasti dochází k absorpci fotonů, v tenké P oblasti pak k jejich urychlování a lavinovému násobení. Nevýhodou APD je vyšší teplotní závislost a citlivost na změny napájecího napětí. APD má navíc vyšší šum a vyžaduje vysoké napájecí napětí (100 – 150 V). Výhodou je naopak velké zesílení díky lavinovému násobení (až 1000krát), lze tak detekovat i slabý signál [14], [15], [16].

Zásadním požadavkem na detektor je co nejnižší šum. Hlavními zdroji šumu u PIN diod a lavinových diod jsou tepelný a výstřelový šum, které již byly diskutované v kapitole 4. Je vhodné zdůraznit, že zatímco výstřelový šum je závislý na detekované intenzitě záření, tedy i na proudu, tepelný šum na nich nezávisí [16].

¹Okolo 1800 nm se začínají výrazně uplatňovat absorpční spektra prvků sloužících pro upravení indexu lomu jádra a pláště vlákna. Na přibližně 1400 nm se dále nachází výrazné absorpční maximum iontů OH^- .

5.5 Fázový modulátor

Fázový modulátor slouží k zavádění nerekiprokého fázového posuvu světelných svazků a umožňuje tak měřit malé úhlové rychlosti i rozlišovat směr rotace. Jak již bylo řečeno v kapitole 3, úkolem modulátoru je rozmítat fázi na dané frekvenci. I zde je ovšem možné pro plnění požadované funkce využít několika odlišných principů.

Prvním principem je akusto-optický modulátor. Namísto změny fáze v něm dochází k modulaci frekvence. V kapitole 2 bylo ukázáno, že na Sagnacův jev lze pohlížet jak na změnu fáze, tak na změnu frekvence, přičemž oba pohledy jsou ekvivalentní. U akusto-optického modulátoru se vlivem zvukové vlny v materiálu vyvolá vlna proměnlivého indexu lomu. Vlny se pak chovají jako pohybující se difrakční mřížka, na které se díky Dopplerovu jevu posouvá frekvence odraženého záření. Aby ovšem došlo k posuvu frekvence, musí záření dopadat pod tzv. Braggovým úhlem. Přitom dochází k prostorovému oddělení posunutého a neposunutého svazku, což může být užitečné, avšak narušuje to reciprocitu celého uspořádání. I z tohoto důvodu se akusto-optické modulátory pro I-FOG příliš nepoužívají [2].

Mnohem konvenčnějším principem je piezoelektrický fázový modulátor. Využívá prodlužování a zkracování vlákna pomocí piezokeramického elementu. Piezokeramický element nejčastěji představuje váleček nebo prstenec, na němž je optické vlákno navinuto v několika závitech. Vhodným přiložením střídavého napětí na element dochází k jeho radiálnímu rozpínání a stahování. Natahováním a zkracováním vlákna se mění optická dráha procházejících svazků a posouvá se tím i fáze procházejícího záření [2], [17].

Vlivem deformace dochází také ke změně indexu lomu. Jak ovšem bylo řečeno v kapitole 4, dodatečné deformace vlákna mohou vyvolávat útlum a změny jeho dvojlomných vlastností. To může představovat problém zejména u běžných SM vláken, která nezachovávají polarizaci. Z tohoto důvodu je vhodnější navinutí vlákna na cívku tvaru oválu a napínat vlákno pouze v jeho přímých úsecích. Změna fáze pro danou vlnovou délku vždy závisí na velikosti přiloženého napětí, počtu závitů a také na způsobu upevnění vlákna k piezoelektrickému elementu [7], [17].

Častou nevýhodou piezoelektrických fázových modulátorů je nízká modulační rychlost (desítky kHz). Jak bylo řečeno v kapitole 3, pro modulační frekvenci platí vztah $f_m = 1/(2\tau)$, kde τ je doba průchodu světla vláknem na cívce. Požadované frekvence však mohou dosahovat až stovek kHz. Modulovaný fázový rozdíl $\phi_m(t)$ svazků CW a CCW je ve skutečnosti tvořen rozdílem dvou modulačních signálů poloviční hloubky, zpožděných o dobu τ (viz kapitola 3). Stejně velkého fázového rozdílu $\phi_m(t)$ je možné dosáhnout snížením kmitočtu modulátoru při zvýšení amplitudy modulace. To je pro piezoelektrický modulátor výhodné, neboť hloubka modulace může být díky několikanásobnému navinutí vlákna poměrně velká. Metodou fázorů

lze odvodit, že pokud je požadováno snížení kmitočtu f_m n -krát, musí se zvětšit amplituda modulace k -krát, pro něž platí

$$k = \frac{1}{\sin\left(\frac{\pi}{2n}\right)} [-]. \quad (5.1)$$

Fáze svazku CW tak bude sledovat fázi svazku CCW se stejnou setrvačností, díky zvýšení amplitudy a snížení kmitočtu modualace lze pak rozkmit výsledného fázového rozdílu udržet na stejné velikosti.

Velkou výhodou piezoelektrického modulátoru je jeho nezávislost na polarizaci ve vlákne. Lze jej tedy použít jak s PM vláknem, kde je polarizace lineární, tak s běžným nízkodvojlovným SM vláknem s libovolnou polarizací. Další předností je také to, že pro napojení modulátoru není nutné vlákno přerušovat, ale lze na něj navinout přímo vlákno z cívky gyroskopu [7].

Třetím principem fázové modulace je dnes nejpoužívanější elektro-optický modulátor. Využívá elektro-optického jevu v krystalu lithium niobátu (LiNbO_3), u něž se vlivem vnějšího elektrického pole mění index lomu. Tím lze ovlítnit dobu šíření světla krystalem a měnit tak jeho výstupní fázi. U lineárního elektro-optického jevu, neboli Pockelsova jevu, je změna fáze přímo úměrná intenzitě elektrického pole. Fázový posun je pak přímo úměrný velikosti přiloženého napětí a délce krystalu a nepřímo úměrný jeho tloušťce. Napětí může přitom působit rovnoběžně nebo kolmo na směr šíření světla. Jeho velikost bývá stovky V až jednotky kV [14], [17].

Krystal LiNbO_3 ovšem vykazuje dvojlom, pro různé roviny polarizace se tedy index lomu mění různě. Elektro-optický fázový modulátor lze proto používat pouze s lineárně polarizovaným zářením [17].

Výhodou elektro-optických modulátorů je naopak přesnost a zejména vysoká rychlost modulace. Maximální frekvence modulace je totiž omezena pouze elektrickou kapacitou krystalu a dobou průletu světla. Limitní hodnoty ležící v řádech desítek až stovek GHz jsou pro I-FOG více než dostatečné [14], [17].

Výhodou elektro-optického modulátoru je dále možnost integrovaného řešení. Světlovodné spoje se vytváří např. difuzí titanu na substrát LiNbO_3 . Na tyto spoje jsou přímo navázána PM vlákna. Díky malé vzdálenosti elektrod zde může být budící napětí výrazně nižší. U komerčně vyráběných I-FOG bývá na jediném substrátu spolu s fázovým modulátorem umístěn i vazební člen (Y-branch) a polarizátor [2], [5], [14].

Integrovaná optika má ve srovnání s řešením v podobě diskretních komponent mnohé výhody. Jsou jimi zejména vyšší odolnost vůči vnějším vlivům, malé rozměry, vyšší robustnost a nižší cena. Toto řešení je však typické výhradně pro komerčně vyráběné gyroskopy, není proto běžně k dispozici [2].

6 NÁVRH A REALIZACE I-FOG

Cílem praktické části práce je návrh a realizace funkčního I-FOG v konfiguraci s fázovou modulací v otevřené smyčce. Je však nutné zdůraznit, že primárním účelem není vytvoření komplexního snímače s parametry podobnými profesionálním řešením, ale spíše ukázka, že lze podobně fungující snímač sestavit i z komerčně dostupných komponent. Výsledný I-FOG tedy bude sloužit především pro demonstraci Sagnacova jevu, vlivu fázové modulace, použitých komponent, popř. parazitních vlivů.

6.1 Základní poznatky pro návrh I-FOG

Při vývoji I-FOG bylo snahou pokusit se o takové řešení, které by nebylo příliš nákladné. Z tohoto důvodu bylo v první fázi vhodné vycházet z komponent, které již byly dispozici. Nejprve však bylo nutné ověřit jejich vlastnosti a zjistit, které z nich jsou skutečně vhodné pro konstrukci I-FOG ¹. Na základě získaných výsledků byly postupně získány důležité poznatky pro návrh finálního řešení.

6.1.1 Ověřování parametrů komponent

Ověření vlastností komponent v laboratoři byla věnována značná pozornost. Klíčovou komponentou pro konstrukci I-FOG je samotné optické vlákno, které bude navinuto na cívku. Pro účely I-FOG bylo k dispozici vlákno Thorlabs SMF-28 o délce přibližně 750 m. Jená se o běžné SM vlákno nezachovávající polarizaci, jehož použití znamená oproti PM vláknu výraznou redukci nákladů. Současně ovšem přináší řadu omezení, a to nejen z hlediska dosažitelných parametrů výsledného snímače, ale i co se týká komplikovanosti uspořádání.

Bylo zjištěno, že útlum samotného vlákna (bez konektorů) činí přibližně 0,15 dB. Pro testování byl použit zdroj Promax Prolite-81 a detektor Noyes MLP4-2 OMP.

Jak bylo vysvětleno v kapitole 3, pro návrh I-FOG v konfiguraci s fázovou modulací v otevřené smyčce je dále potřeba znát dobu oběhu světla kolem vlákna τ . K tomu bylo využito modulace výkonu laserové diody Laser Components PL13B002 ST83-S-0 s vlnovou délkou 1310 nm. Po průchodu záření vláknem byla jeho intenzita měřena detektorem Thorlabs DET01CFM, jehož výstup byl přiveden na osciloskop spolu s modulačním signálem. Porovnáním obou průběhů byla zjištěna doba šíření světla vláknem $\tau = 3,78 \mu\text{s}$ ².

¹Soupis všech komponent a přístrojů, které byly použity pro konstrukci či při měření, je spolu s jejich základními parametry uveden v příloze A.

²Pro správnost měření je nutné uvažovat také omezenou rychlost detektoru, případně zpoždění na straně zdroje či mezi jednotlivými kanály osciloskopu. Pro stanovení korekce bylo měření prove-

Mnohem zásadnější ovšem bylo ověření polarizačních vlastností vlákna a možností jeho použití. Za tímto účelem byla provedena spousta měření s polarizovaným i nepolarizovaným zářením. Výsledky postupně ukázaly, že přestože vlákno nezachová rovinu polarizace, není výstupní polarizace náhodná, nýbrž výrazně závislá na vstupní polarizaci a na dvojlomných vlastnostech vyvolaných ohybem vlákna. Jak již bylo řečeno v kapitole 5, díky kruhovému průřezu jádra nemá běžné SM vlákno žádnou preferovanou rovinu polarizace. Pokud je tedy svazek vstupující do vlákna lineárně polarizovaný, stav polarizace se v idealizovaném případě výrazně měnit nebude. Pokud se ovšem vlivem zkroucení, ohybu a nedokonalostí utvoří ve vlákne dvojlom, znamená to, že intenzita elektrického pole původně celistvého svazku se nyní na základě své orientace polarizace vůči dvojlomným osám pomyslně rozdělí do dvou kolmých módů. Toto na polarizaci elektromagnetické vlny zatím nic nemění. Jelikož se ale jednotlivé módy najednou šíří různě rychle, dojde ke změně stavu polarizace. Tyto přeměny polarizace pak probíhají po celé délce vlákna jistým těžko identifikovatelným způsobem. Výstupní polarizace je poté prakticky náhodná, nicméně pevně daná ohyby vlákna [20].

Stejný typ vlákna je použit také u dvou testovaných vazebních členů Thorlabs 10202A-50-APC. Jejich dělicí poměr je pro libovolný stav vstupní polarizace 50:50. Rovněž u něj byla pozorována značná závislost výstupní polarizace na ohybech.

Analýzu chování polarizace u běžného SM vlákna provedli A. D. Kersey, K. Burns a R. P. Moeller. Ukázali, že SM vlákno lze modelovat jako soustavu dvojlomných elementů s použitím aparátu tzv. Jonesových matic³. Celkovou složitou přeměnu stavu polarizace a fáze šířícího se svazku lze popsat pomocí modelu se čtyřmi parametry. Tento model se sestává z dvojlomného úseku popsaného úhlem natočení dvojlomné osy, fázovým zpožděním mezi polarizačními módy a úhlem celkové rotace polarizace. Čtvrtým parametrem modelu je neznámé fázové zpoždění vzájemně provázaných polarizačních módů, které je soustředěno do středu navazujícího úseku tvořeného ideálním vláknem bez polarizačních vlastností. Tento parametr je ovšem obtížné nějak postihnout a je dán celkovou nahodilostí změn fáze světla v nízkodvojlomném SM vlákně [21].

V kapitole 3 bylo ukázáno, že pro správnou funkci I-FOG si musí stavy polarizace obou interferujících svazků v místě detektoru odpovídat. Ke ztotožnění stavů polarizace lze použít tzv. kontrolér polarizace. Kontrolér polarizace umožňuje libovolně měnit stav polarizace mezi lineární, eliptickou či kruhovou a otáčet její směr.

Testovaný kontrolér Thorlabs FPC562 (obr. G.2) se skládá ze tří sklopných lopadeno též pro velmi krátký segment téhož vlákna. Ukázalo se však, že tato korekce je zanedbatelně malá.

³V zásadě se jedná o matice 2×2 komplexních přenosových funkcí vlákna mezi jednotlivými ortogonálními složkami polarizace.

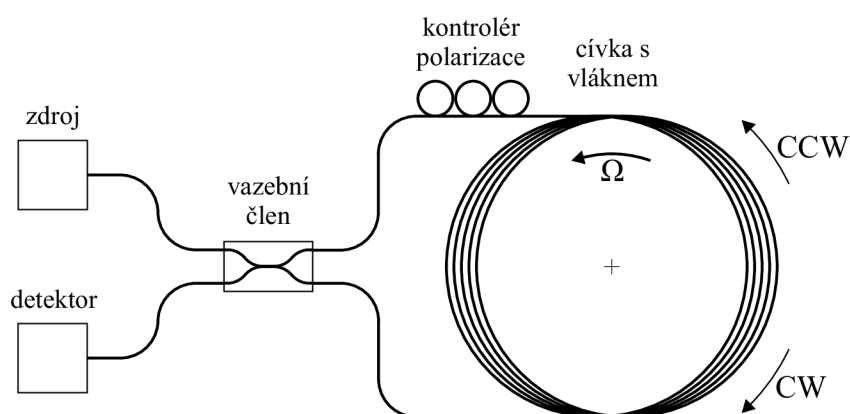
tek, v jejichž rovinách je navinuto vlákno v několika závitěch. Jedná se opět o běžné SM vlákno typu SMF-28. Ohybem vytvořený dvojlom způsobuje fázový posuv mezi kolmými polarizačními módy, jehož velikost je dána počtem závitů. Fázový posuv mezi módy v závitěch vlákna na jednotlivých lopatkách je pro použitou vlnovou délku 1310 nm postupně $\lambda/4$, $\lambda/2$ a $\lambda/4$. Naklápěním každé lopatky je možné určit směr dvojlomnosti příslušných závitů, tedy v jakém směru bude vstupní polarizace rozdělena do dvou kolmých módů, které se vzájemně rozfázují o $\lambda/4$ či $\lambda/2$. Naklápěním lopatek s posuvem $\lambda/4$ je možné polarizaci měnit mezi lineární, eliptickou a kruhovou, zatímco lopatkou s posuvem $\lambda/2$ se rovina polarizace otáčí [22].

Lze ukázat, že v popsaném uspořádání umožňuje polarizační kontrolér měnit stav polarizace se třemi stupni volnosti. Přímo tak odpovídá prvním třem parametrům uvedeného modelu SM vlákna.

To bylo ověřeno i prakticky. Další provedená měření totiž ukázala, že zařazením kontroléru polarizace a jeho vhodným nastavením lopatek lze vykompenzovat jakoukoliv změnu polarizace danou náhodným dvojlomem libovolné komponenty tvořené vláknem SMF-28. Kontrolér polarizace se proto pro první ověření možnosti sestavit I-FOG s běžným nízkodvojlomným SM vláknem stal důležitou komponentou.

6.1.2 Testování I-FOG v základní konfiguraci

Po prověření parametrů komponent bylo přistoupeno k prvnímu sestavení I-FOG v základní konfiguraci, kde ještě není splněna nutná podmínka reciprocity. Cílem bylo prozatím ověřit, zda je možné detekovat interferenci svazků CW a CCW. Schematické znázornění uspořádání je na obr. 6.1.



Obr. 6.1: Schéma testovaného I-FOG v základní konfiguraci

Jako zdroj záření byla nejprve použita laserová dioda Laser Components PL13B-

002ST83-S-0, jejíž světlo je lineárně polarizované ⁴. K otáčení I-FOG definovanou rychlostí byl použit rotační stolek Standu 8MR190. Pomocí detektoru byla pozorována změna výstupního signálu s otáčením stolku a proměřován tvar výsledné převodní charakteristiky. Přitom byl pozorován poměrně zvláštní jev. Jakákoliv změna třech dvojlomných parametrů celkové cesty světelných svazku, ať už daná náhodnou manipulací s vláknem či nastavováním kontroléru polarizace, vedla na zavádění přídavného nereciprokého fázového posuvu a tedy posuv převodní charakteristiky ve směru osy ϕ . Při určitém nastavení kontroléru tak bylo možné dosáhnout sinusové převodní charakteristiky. Ukázala se tak možnost, jak měřit lineárně v oblasti malých úhlových rychlostí a zároveň rozlišovat směr, a to i bez použití fázové modulace. Jelikož je ale zavedený fázový posuv a tedy i tvar převodní charakteristiky výrazně závislý na dvojlomných parametrech vlákna, je toto uspořádání poměrně nestabilní. Při měření proto bylo nutné všechny vláknové komponenty pevně zafixovat, neboť i malá změna ohybu měla za následek změnu dvojlomu a tedy rozladění celého I-FOG. Jak bylo řečeno v kapitole 4, parametry běžného SM vlákna jsou dále ovlivněny teplotou či vibracemi. Pro konstrukci I-FOG se stálými vlastnostmi je takovéto řešení prakticky nepoužitelné.

Snahou však bylo odhalit příčinu tohoto jevu. Pomocí zmíněných dvojlomných parametrů vlákna lze modelovat rovněž celou část I-FOG, ve které se svazky CW i CCW šíří odděleně. Kontrolér polarizace pak slouží na úpravu těchto parametrů. Jejich význam byl již vyložen výše. Lze je však interpretovat také jinak, a to například jako otočení polarizace oproti původnímu směru o úhel θ_1 , fázový posuv φ_1 jednoho z módů daných směrem θ_1 a poté opět rotaci polarizace o jiný úhel θ_2 . Z tohoto pohledu je již zřejmé, že pokud bude polarizace záření na obou stranách modelového systému shodná, díky odlišné rotaci polarizace v první části systému budou do dvojlomných módů rozděleny odlišným způsobem. Po následné rotaci v poslední části se tak mohou oba svazky lišit nejen stavem polarizace, ale též fázovým rozdílem. Změnami dvojlomných parametrů pomocí manipulace s kontrolérem polarizace lze tedy měnit jak vizibilitu interferenčního obrazce, tak zavedený nereciprokový fázový rozdíl obou svazků.

Řešení uvedeného problému představuje použití záření s náhodnou polarizací ⁵. Pokud se totiž polarizace rozloží rovnoměrně do všech směrů, získají různé polari-

⁴V kapitole 5 byla vysvětlena nevhodnost laserové diody z důvodu malé šířky pásma. V tomto případě však bylo primárním cílem ověřit, zda dochází k interferenci.

⁵Náhodně polarizovaným, neboli nepolarizovaným zářením se zde míní takové záření, jehož polarizace se velmi rychle mění zcela nahodilým způsobem. Výsledkem je, že i za velmi krátký měřicí interval se bude záření chovat tak, jakoby mělo všechny stavy polarizace. Na každý z protichůdných svazků lze pak nahlížet jako na superpozici velkého počtu složek s rovnoměrně rozdělenými stavy polarizace.

začnící složky každého svazku CW a CCW různý nerekiproký fázový posuv, který je však opět rovnoměrně rozložen do kladných i záporných hodnot. Interferencí svazků CW a CCW se tyto nerekiproké složky vykompenzují [21]. Celkový nerekiproký fázový rozdíl svazků nyní bude nulový. Výsledná převodní charakteristika tak bude mít vždy kosinusový průběh. Je zde však ale ještě jeden problém. I přesto, že jsou v místě detektoru zastoupeny všechny polarizační složky svazků CW i CCW rovnoměrně a mají rovnoměrné rozdělení parazitních fázových posuvů, bude výsledný interferenční obrazec výrazný jen tehdy, budou-li si stejně zpožděné složky z obou svazků CW a CCW odpovídat polarizací. Výsledná vizibilita interferenčního obrazce je tedy znovu závislá na dvojlomných parametrech vlákna, lze ji tedy opět měnit pomocí kontroléru polarizace. Zajímavostí je, že může nastat také případ, kdy lze jistým nastavením kontroléru dosáhnout záporné vizibility [21].

Pro ověření vlastností nepolarizovaného světla byla laserová dioda v uspořádání podle obr. 6.1 nahrazena testovacím zdrojem Promax Prolite-81 používajícím LED diodu, jejíž světlo je nepolarizované. Výsledkem byla výrazně nižší závislost proměnlivosti tvaru převodní charakteristiky se změnami dvojlomných parametrů. Za zmínku stojí, že manipulací s kontrolérem se dokonce podařilo dosáhnout právě inverzního interferenčního obrazce.

Přesto však byly pozorovány zbytkové projevy nerekiprokého fázového posuvu. Důvodem je totiž nerekiprocita samotného uspořádání. Ta je dána především přítomností pouze jediného vazebního členu. Jak bylo řečeno v kapitole 3 řešením tohoto problému je tzv. minimální konfigurace.

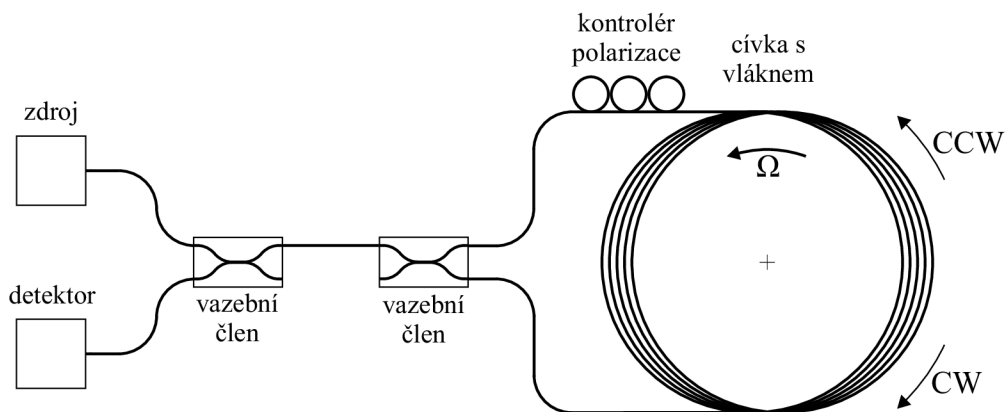
6.1.3 Testování I-FOG v minimální konfiguraci

Předchozí měření a experimenty ukázaly vhodnost použití nepolarizovaného záření. Pro ověření možnosti minimální konfigurace I-FOG byl proto opět použit zdroj s LED diodou ⁶. Pro detekci byl použit testovací detektor záření Noyes MLP4-2 OMP 4-2D.

Na rozdíl od řešení s minimální konfigurací popsaného v kapitole 3 již zde není polarizátor, neboť celý I-FOG je realizován jako nepolarizovaný. Pro nastavení maximální vizibility je opět vložen kontrolér polarizace. Schematické znázornění uspořádání je na obr. 6.2.

Použitím druhého vazebního členu došlo k odstranění předchozí nerekiprocity. Upravování dvojlomných parametrů pomocí kontroléru polarizace již vedlo pouze na změny vizibility interferenčního obrazce, nikoliv na jeho posuv. Při libovolném nastavení byla převodní charakteristika symetrická pro oba směry úhlové rychlosti I-FOG.

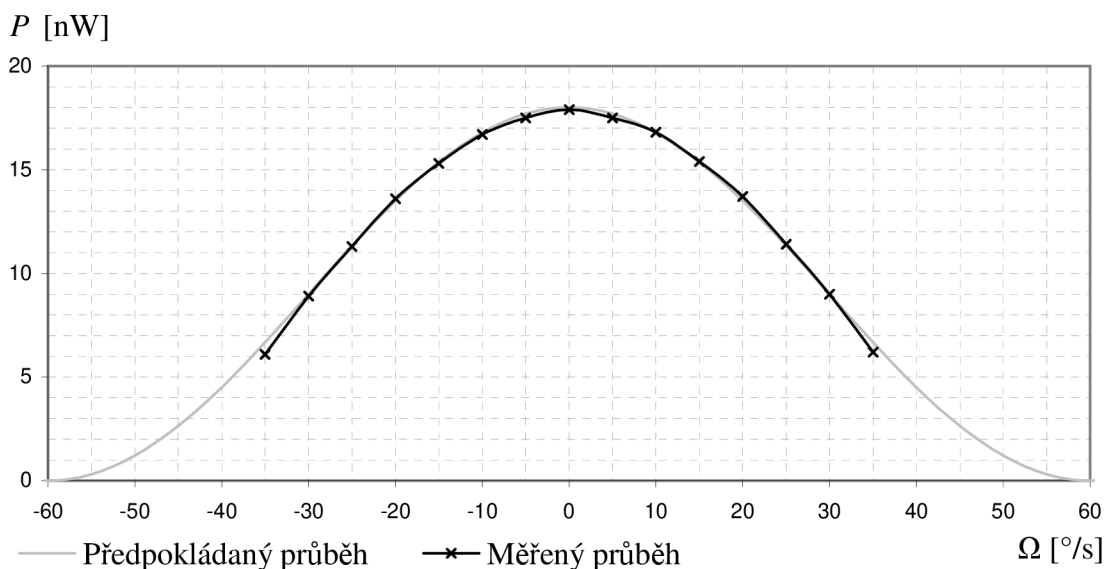
⁶Během testování nebyl SFS ani SLD k dispozici. LED dioda má rovněž velkou šířku pásma, avšak výrazně nižší výkon, proto ji lze použít pouze pro orientační měření.



Obr. 6.2: Schéma testovaného I-FOG v minimální konfiguraci

Výsledky orientačního proměření charakteristiky jsou znázorněny na obr. 6.3. Při měření byla pomocí kontroléru polarizace nastavena maximální vizibilita.

K otáčení I-FOG byl opět použit rotační stolek Standa 8MR190. Jeho omezená maximální úhlová rychlost bohužel neumožnila proměření charakteristiky v širším rozsahu. Pro srovnání je na obr. 6.3 znázorněna také teoretická převodní charakteristika nejvíce se blížící měřenému průběhu. Ze srovnání obou tvarů je však zřejmé, že sestavený I-FOG svými parametry odpovídá teoretickým předpokladům popsaným v kapitole 3. Drobné odchylky je možné vysvětlit vysokou mírou šumu danou zejména malým výkonem testovacího LED zdroje.



Obr. 6.3: Měřená závislost detekovaného výkonu na úhlové rychlosti testovaného I-FOG v minimální konfiguraci

6.2 Návrh a sestavení výsledného I-FOG v konfiguraci s fázovou modulací v otevřené smyčce

6.2.1 Shrnutí základních požadavků

Po předchozím rozboru, který odhalil základní požadavky pro realizaci I-FOG s běžným nízkodvojlovným SM vláknem, bylo možné přejít k návrhu a sestavování výsledného snímače využívajícího fázové modulace.

S ohledem na to, že nízkodvojlovným vláknem SMF-28 jsou tvořeny všechny vláknové prvky, je nutné volit zdroj poskytující nepolarizované záření. Zároveň je požadována velká šířka pásma. Důležitý je také dostatečný výkon z důvodu nízkého šumu, a tedy správné detekce optického signálu s minimem zkreslení. Záření bude zůstat nepolarizované v celé délce své trasy, proto ani konfigurace s fázovou modulací nebude obsahovat polarizátor, ani žádný jiný polarizační prvek.

Dále bylo ukázáno, že k nastavení maximální vizibility interferenčního obrazce lze použít kontrolér polarizace. Toto řešení je však výhodné spíše pro zkušební měření. Pro praktické sestavení výsledného I-FOG je důležité, aby jeho převodní charakteristika byla co nejvíce stabilní. Kolísání vizibility, a tedy proměnlivost výstupního signálu s deformací vlákna a okolními vlivy je proto nežádoucí. Za tímto účelem je kontrolér polarizace vyloučen a místo něj je do smyčky vložen tzv. Lyotův depolarizátor. Zatímco kontrolér polarizace upravoval polarizaci jistým definovaným způsobem, depolarizátor ji mění zcela nahodile. Jeho princip a funkce bude dále podrobněji vysvětlena.

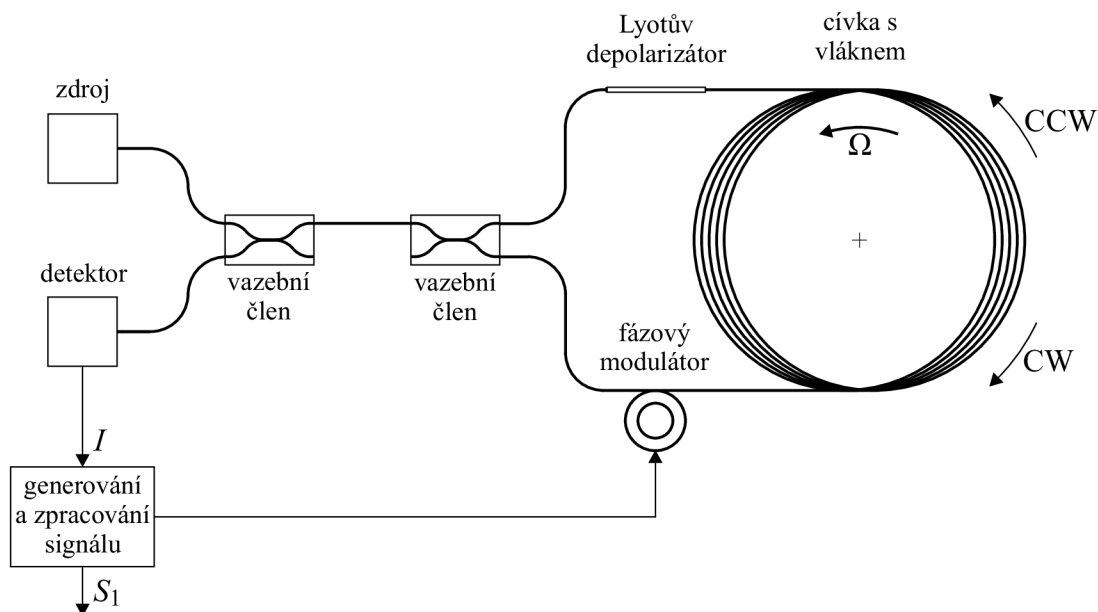
Popsané řešení zajistí stabilitu, avšak stále není možné rozlišovat směr rotace, ani měřit malé úhlové rychlosti blízké klidovému stavu. Jak již bylo řečeno v kapitole 3, řešením je fázová modulace. Poslední významnou optickou komponentou, která zde byla zařazena, je piezoelektrický fázový modulátor. Konkrétní parametry a zdůvodnění jeho volby budou opět diskutovány později.

Zjednodušené schematické uspořádání navrženého I-FOG využívajícího fázovou modulaci v otevřené smyčce je na obr. 6.4.

6.2.2 Lyotův depolarizátor

Jak již bylo řečeno, pro potlačení závislosti výstupu na dvojlovných parametrech vlákna je ve výsledném řešení namísto kontroléru polarizace použit Lyotův depolarizátor. Jeho základní vlastností je schopnost měnit libovolně polarizované světlo na nepolarizované, neboli náhodně polarizované.

Zde je ovšem jeho činnost poněkud více specifická. S ohledem na náhodnou polarizaci zdroje je totiž na vstupu depolarizátoru taktéž nepolarizované záření.



Obr. 6.4: Zjednodušené schéma výsledného I-FOG s fázovou modulací v otevřené smyčce

V souvislosti s testováním základní konfigurace bylo řečeno, že vizibilita interferenčního obrazce, a tedy míra interference, závisí na tom, jak moc si jednotlivé složky svazků CW a CCW, které mají stejný nereciproký fázový posuv, budou v místě detektoru odpovídat polarizací. Jelikož oba svazky CW i CCW vycházejí ze stejného zdroje, mohou v jednom z případů všechny jejich složky interferovat, vizibilita pak bude maximální. Opačným extrémem je vzájemná ortogonalita všech složek a nulová vizibilita. Lyotův depolarizátor tento stupeň volnosti eliminuje tím, že polarizaci ještě jednou znáhodní. Polarizace jednotlivých odpovídajících si složek svazků CW a CCW pak budou svírat náhodně proměnlivý úhel. Podrobným rozbořením, např. pomocí aparátu Jonesových matic, lze ukázat, že v takovémto případě bude vizibilita rovna 0,5 [21]. Zjednodušeně řečeno, v každém okamžiku bude interferovat průměrně polovina složek svazků CW a CCW, zatímco u druhé poloviny k interferenci nedojde.

V praktickém uspořádání, jak je znázorněno na obr. 6.4, je použit vláknový depolarizátor, který představuje nejjednodušší a nejlevnější řešení. Je tvořen dvěma segmenty vysokodvojlomného PM vlákna o délkách l_1 a l_2 , pro něž musí platit $l_1 = 2l_2$. Jejich dvojlomné osy jsou vzájemně pootočený o úhel 45° .

Princip je takový, že vstupující světlo s libovolnou polarizací se nejprve rozdělí do dvou kolmých polarizačních módů prvního ze segmentů. Tímto na něj lze pohlížet jako na dva svazky s lineární polarizací, které díky vysokému dvojlomu vlákna získají rozdílné fázové zpoždění. Vstupem do navazujícího segmentu pootočeného o 45° do-

jde k dalšímu rozdělení obou svazků, tentokrát již na složky o stejné intenzitě. Tyto se opět vzájemně fázově posunou, avšak buďto o poloviční, nebo o dvojnásobnou hodnotu, v závislosti na sledu segmentů l_1 a l_2 . Tímto se znemožní opětovné sfázování původně oddělených módů. Na výstupu se všechny složky a módy opět složí⁷. Podstatou vzniku náhodné polarizace je omezená koherenční délka původního záření. Fázové zpoždění obou módů v PM vláknech proto musí být větší, než je tato délka [21]. Poté se oba vzájemně kolmé módy, které se na výstupu depolarizátoru sčítají, stanou nekoherentními, tedy mění se nezávisle na sobě, a vektorový součet bude náhodně proměnný, záření tedy bude nepolarizované⁸. Je rovněž zřejmé, že na pořadí segmentů PM vláken nezáleží, depolarizátor tedy funguje oboustranně.

Volba délky PM vláken závisí na prostorové koherenci vstupujícího záření a na velikosti dvojlomu vláken. S ohledem na to, že pro I-FOG je nutné používat širokopásmový zdroj s malou koherenční délkou, byly pro konstrukci vláknového Lyotova depolarizátoru použity segmenty vlákna Thorlabs P1-1550PM-FC o délkách 1 a 2 m.

6.2.3 Fázový modulátor

Při volbě fázového modulátoru je nutné vycházet z předpokladů popsaných kapitolou 5. Bylo zde vysvětleno, že výsledné uspořádání musí být reciproké, je tedy možné použít piezoelektrický nebo elektro-optický fázový modulátor.

Nejprve byl testován elektro-optický modulátor Thorlabs EO-PM-NR-C3. V souladu s teorií se ukázalo, že díky dvojlomným vlastnostem krystalu LiNbO_3 je fázový posuv závislý na polarizaci. Pro správnou funkci by bylo nutné použít polarizovaného záření. V souvislosti s nepolarizovaným řešením I-FOG by to znamenalo vložení polarizátoru a dvou dalších Lyotových depolarizátorů, což by vedlo nejen na značný nárůst rozměrů a složitosti, ale též k velkému nárůstu nákladů.

Proto byl pro výsledné řešení zvolen piezoelektrický fázový modulátor. Ten ovšem bylo nutné vyrobit. Jeho základem je piezokeramický prstenec s výškou 12,7 mm, průměrem 25,4 mm a tloušťkou stěn 3,15 mm. Na něj bylo namotáno a zalepeno vlákno SMF-28 o délce přibližně 3 m. Pro lepší přenesení napínací síly prstence bylo vlákno zbaveno vnější ochranné izolace. Vyrobený piezoelektrický modulátor je na obr. G.3.

⁷Jedná se o pouhý vektorový součet. U PM vláken je totiž výhodné pohlížet na svazek záření jako na dva oddělené lineárně polarizované módy, zatímco u nízkodvojlomného SM vlákna je názornější uvažovat polarizaci jako celek, neboť její stav není nijak svázán s materiálem vlákna. Důležité je, že s přechodem z PM do SM vlákna se polarizace nijak nezmění.

⁸Je nutno podotknout, že přestože se hovoří o náhodné polarizaci, nejedná se o fyzikální náhodnost v pravém slova smyslu, nýbrž o pseudonáhodnost, neboť základem je nedokonalá koherence původní vlny.

Ze změřené doby oběhu světla $\tau = 3,78 \mu\text{s}$ lze podle popisu uvedeného v kapitole 3 stanovit základní požadovanou modulační frekvenci podle vztahu

$$f_m = \frac{1}{2\tau} = \frac{1}{2 \cdot 3,78 \cdot 10^{-6}} = 132 \text{ [kHz]}. \quad (6.1)$$

Na základě měření kmitů samotného piezokeramického válečku buzeného harmonickým signálem byl při kmitočtu f_m předpokládán koeficient fázového posuvu přibližně 40 nm/V . Lze tedy usoudit, že pro požadovanou hloubku fázové modulace $\Phi_m = 1,8 \text{ rad}$ a pro vlnové délky okolo $1,5 \mu\text{m}$ bude potřebné budicí napětí řádově jednotky V.

Jak ovšem bylo řečeno v kapitole 5, kruhové rozpínání vlákna ovlivňuje dvojlom vlákna a tím i stav polarizace záření. Další měření ukázalo, že změny dvojlomných parametrů navinutého vlákna jsou podstatně menší při nižších kmitočtech. V souladu se vztahem 5.1 je však při snížení kmitočtu nutné odpovídajícím způsobem zvýšit hloubku modulace, což ale může vyvolávaný dvojlom opět zvýšit.

Jako vhodný kompromis byl zvolen kmitočet 27 kHz , kdy změny stavu polarizace byly takřka zanedbatelné⁹ a zároveň amplituda budicího napětí pro uvedené vlnové délky nepřesahovala 10 V , což je výhodné zejména pro možnost napájení z běžného funkčního generátoru. Naměřená závislost reálné části impedance piezokeramického prstence, která je úměrná také velikosti výchylky kmitů, resp. prodlužování vlákna, je uvedena v příloze B.

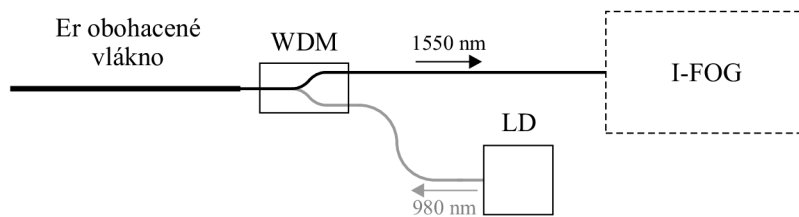
6.2.4 Zdroj záření

Jako vhodný zdroj byla nejprve zvažována SLD s vlnovou délkou 1310 nm . Ukázalo se ovšem, že potřebné náklady na SLD o výkonu pouze několika mW jsou poměrně vysoké, což by nebylo v souladu s původním cílem najít levné konstrukční řešení I-FOG. Navíc, v kapitole 5 bylo řečeno, že SLD poskytuje lineárně polarizované světlo. Pro nepolarizované řešení I-FOG by tedy bylo nutné za SLD zařadit další depolarizátor.

Z tohoto důvodu bylo zvoleno řešení s SFS. Jak bylo uvedeno v kapitole 5, využívá se zesílená spontánní emise – Amplified spontaneous emission (ASE) pomocí vlákna obohaceného erbiem. To poté emituje širokopásmové záření, jehož střední vlnová délka je okolo 1550 nm [5]. Samotný výkon SFS je dán jednak uspořádáním, dále pak čerpacím výkonem, s nímž je potřeba zvyšovat i délku Er-dopovaného vlákna [23]. Velkou výhodou SFS je, že při dostatečné délce vlákna a při daném uspořádání lze snadno zvýšit výkon SFS pouhou náhradou čerpacího zdroje. Tím bývá standardně LD, jejíž nárůst ceny s výkonem je ve srovnání s SLD výrazně nižší.

⁹Případná zbytková proměnlivost dvojlomu vlákna piezoelektrického fázového modulátoru bude eliminována přítomností depolarizátoru.

Pro realizaci SFS bylo použito uspořádání, kdy je Er-dopované vlákno čerpáno z téhož konce, z jakého směřuje emitované záření do I-FOG. Pro excitaci atomů Er lze použít záření s vlnovou délkou 980 nebo 1480 nm [23]. Pro 1480 nm je účinnost převodu na emitované záření o 1550 nm poněkud vyšší, LD s 1480 nm bývají na druhou stranu o poznání dražší. Pro výsledné sestavení SFS je proto zvolena LD s 980 nm. Použité uspořádání SFS je schematicky znázorněno na obr. 6.5. Pro oddělení cesty emitovaného a absorbovaného záření je použit vlnový multiplexer – Wavelength division multiplexer (WDM) Thorlabs WD202A-APC.



Obr. 6.5: Schéma použitého SFS s erbiem obohaceným vláknem

Ve srovnání s jinými možnými řešeními má toto uspořádání z hlediska použití v I-FOG několik výhod. Využívá totiž zpětného svazku emitovaného záření, záření z čerpací LD tak nemůže vnikat do I-FOG. Navíc, v čerpaném konci vlákna jsou atomy Er hojněji excitovány a snáze uvolňují záření. Účinnost SFS je sice dále možné zvýšit pomocí reflektorů na koncích vlákna, hrozí však riziko uzavření kladné zpětné vazby a vznik laseru s úzkou šířkou pásma, což je zde nežádoucí. Poslední výhodou tohoto uspořádání je jeho variabilita, kdy při daném výkonu LD lze zvětšovat účinnost i šířku pásma pouhým prodlužováním Er-dopovaného vlákna [23].

Obecně však pro toto uspořádání platí, že výkon ani šířka pásma nelze zvyšovat neomezeně. Pro daný výkon čerpací LD existuje určitá délka Er-dopovaného vlákna, za kterou se výstupní výkon SFS zvyšuje už jen velmi málo. Tato délka závisí na množství atomů Er obsaženém ve vlákne [24]. Toto množství určuje schopnost vlákna emitovat, ale také absorbovat záření s určitou vlnovou délkou. Bývá proto vyjádřeno jako útlum na dané vlnové délce.

Pro konstrukci SFS bylo snahou volit Er-dopované vlákno s ohledem cenu, proto bylo použito relativně levné vlákno Thorlabs M12-980-125 s útlumem 12 dB/m na 980 nm. S použitím čerpací LD s 980 nm je teoretická maximální účinnost v daném uspořádání okolo 40% [23]. S klesajícím čerpaným výkonem ovšem účinnost SFS klesá. Pro sestavení SFS byla původně zvolena LD SPL980-15-9-PD s výkonem 15 mW. Tomu odpovídá teoretická maximální účinnost SFS okolo 19% [24]. Minimální potřebná délka pro dosažení této hodnoty byla na základě simulace [24]

určena na 10 m. Pro sestavení SFS bylo tedy použito vlákno Fibercore M12-980-125 o délce 10 m.

Z důvodů snížení nákladů na LD ale byla pro čerpání Er-dopovaného vlákna dočasně použita volnosvazková LD Thorlabs L980P100 navázaná do vlákna pomocí kolimátorů Thorlabs PAF-X-5-C namontovaných na optické lavici (obr. G.4). Z celkového výkonu LD 100 mW se do SM vlákna nepodařilo navázat více než 14 mW. Příčinou byl zejména nevhodný typ kolimátorů. Dále také použitý WDM vykazoval pro čerpací svazek záření nadměrný útlum, na jeho výstupu byl výkon přibližně poloviční. Rovněž účinnost použitého Er-dopovaného vlákna byla velmi malá, její maximální hodnota byla okolo 0,4%, což odpovídá celkovému výstupnímu výkonu 30 μ W. Příčinou malého výstupního výkonu by mohla být také mírně odlišná vlnová délka použité LD. Na základě simulace [24] bylo totiž zjištěno, že i při malé změně vlnové délky čerpacího záření dochází již k podstatně horší absorpci atomy Er a vyzařovaný výkon rapidně klesá. Jako řešení se jeví nahrazení běžné LD za LD navázanou do SM vlákna a s přesně danou vlnovou délkou. I přesto se však tento výkon ukázal pro měření postačující.

6.2.5 Zpracování signálu

Pro detekci záření na výstupu I-FOG je použita fotodioda Laser Components PDINP 075ST83-W-0 s konektorem ST. Díky nižšímu výkonu zdroje, ztrátám na vazebních členech a také celkovému útlumu optické cesty je výkon záření v místě detektoru poměrně malý. Tomu odpovídá i nízké výstupní napětí fotodiody, které je potřeba zesílit. Fotodioda je v proudovém režimu připojena k operačnímu zesilovači TLC2272AI, který převádí proud fotodiodou na napětí. Pro zvýšení odolnosti proti šumu je toto napětí ještě desetkrát zesíleno s použitím dalšího stupně zesilovače. Schéma zapojení lze nalézt v příloze C.

Jelikož sestavený I-FOG má sloužit především pro demonstraci využívaných principů, je důležitá jeho flexibilita. Zesílený výstupní signál již proto není v rámci I-FOG nijak dále zpracováván. Pro měření úhlové rychlosti v laboratorních podmínkách je pak například možné připojit lock-in zesilovač Zurich Instruments HF2LI, který umožňuje jak napájet fázový modulátor, tak provádět synchronní demodulaci a získávat první harmonickou složku, která je úměrná úhlové rychlosti podle vztahu 3.27. Dále je možné získávat i druhou harmonickou a jejich poměrem vyloučit závislost na okamžitém výkonu zdroje záření.

Otevřenost uvedeného řešení navíc umožňuje sestavevý I-FOG libovolně modifikovat. Odpojením fázového modulátoru je tak možné používat I-FOG pouze v minimální konfiguraci. Naopak, díky kmitočtové rezervě piezokeramického modulátoru jej lze budít také obdélníkovým signálem. Připojením A/D převodníku na výstup je

takto možné přejít na plně digitální řešení. Dále je možné vytvořit zpětnou vazbu, například pomocí procesorové jednotky, a provozovat I-FOG dokonce v konfiguraci s uzavřenou smyčkou, jak je popsána v kapitole 3.

Kromě obvodů pro základní zpracování signálu z fotodiody je nutné zajistit regulaci proudu LD. Jednoduchá regulační smyčka se dvěma tranzistory udržuje konstatní proud 150 mA. Celkový výkon na výstupu Er-dopovaného vlákna je poté 20 μ W, čemuž odpovídá výstupní napětí 500 mV. Obvodové schéma regulátoru je rovněž v příloze C. Zde je možné nalézt také výkres desky plošných spojů, která je součástí I-FOG. Při návrhu bylo snahou zajistit jak napájení provizorní LD v kolimační lavici, tak umožnit pozdější instalaci navázané LD přímo na desku plošných spojů. Uvedené obvody vyžadují napájení 5 - 7 V. Deska dále obsahuje propoj mezi konektory pro buzení fázového modulátoru. Z důvodu možného vzniku rušení snímací části byl kladen důraz na prostorové i elektrické oddělení jednotlivých částí.

6.2.6 Fyzické sestavení I-FOG

Při návrhu výsledného konstrukčního uspořádání bylo snahou integrovat všechny komponenty do jediného celku. Pro základ sestavy I-FOG byla zhotovena kovová cívka. Její výkresová dokumentace je uvedena v příloze D.

Jelikož výsledný I-FOG představuje demonstrační přípravek, bylo nutné zvážit kompatibilitu s možnými testovacími zařízeními. Pro ověření parametrů a kalibraci byl zvolen přesný měřicí systém RMS SDL1401 s rotačním stolem určený přímo pro měření gyroskopů. Sestavený I-FOG je pak tomuto měřicímu systému uzpůsoben. Rotační stolek RMS SDL1401 disponuje konektorem vyvedeným na statickou část měřicího systému. Systém tedy představuje zároveň rozhraní mezi rotační částí I-FOG, která je tvořena optickými komponentami, a pevnou částí, zajišťující napájení a zpracování signálů. Mohou být použity dvě velikosti rotačního stolku. S oběma z nich je navzájem I-FOG kompatibilní.

Rozměry cívky byly uzpůsobeny nejen velikosti rotačních stolků a komory, v níž se nachází, ale také délce a průřezu optického vlákna. To je totiž opatřeno i ochrannou izolací, což zvyšuje jeho prostorové nároky. Pro omezení vlivu teplotního gradientu a potlačení Shupova jevu bylo při vinutí vlákna použito techniky čtyřpólového vinutí, jak je popsána v kapitole 4.

Prostor uvnitř cívky je využit pro další optické komponenty. Podrobné schéma zapojení jednotlivých optických komponent je uvedeno v příloze E. Plně vláknové komponenty, kterými jsou vazební členy, depolarizátor a WDM jsou zde svinuty a zafixovány k vyjímatelné textgumoidové destičce. Je zde také umístěn fázový modulátor, jehož piezokeramický prsteneček je nasunut na pružném elementu. V prostoru pod destičkou je svinuto Er-dopované vlákno.

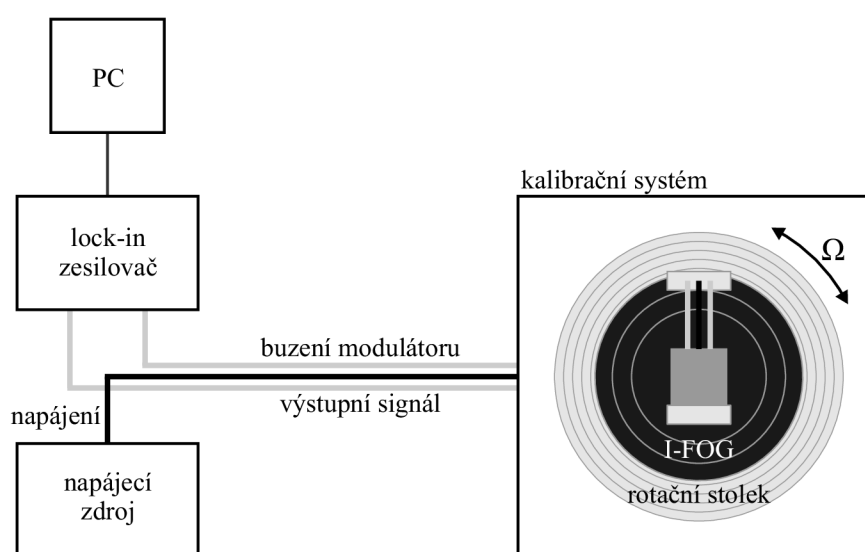
Na distančních sloupcích je poté umístěna deska plošných spojů s fotodiodou a výše popsanými obvody. Napájení a vstupní i výstupní signály jsou vyvedeny kabely na konektor rotačního stolku. Nad deskou je v dalším patře umístěn provizorní zdroj čerpacího záření v podobě LD Thorlabs L980P100 a lavice s kolimátory. Finální podoba sestaveného I-FOG je na obr. G.5.

Ke statické části systému RMS SDL1401 je pak připojen konektor ústící ve tři kabely. Dvěma koaxiálními kabely je vedeno napájení fázového modulátoru a zesílený výstupní signál, zbývající kabel slouží pro napájení. Zjednodušené schéma celkového uspořádání měřicího pracoviště je na obr. 7.1.

7 OVĚŘENÍ PARAMETRŮ I-FOG

7.1 Provedení měření

Po sestavení navrženého I-FOG bylo provedeno ověření jeho funkčnosti pomocí měření. K tomu byl použit rotační stolek RMS SDL1401. I-FOG byl usazen na stolek o průměru 240 mm, ke kterému byl připojen konektorem CANON 37. Stejný konektor byl připojen na pevnou část. Vyvedené koaxiální kabely byly připojeny na vstup a výstup lock-in zesilovače Zurich Instruments HF2LI. Ten byl pomocí USB propojen s PC. Dále bylo připojeno napájení 6,5 V. Schéma zapojení je na obr. 7.1. Lock-in



Obr. 7.1: Schéma propojení přístrojů pro měření

zesilovač byl ovládán pomocí aplikace ziControl firmy Zurich Instruments. Fázový modulátor byl buzen napětím o frekvenci 27 kHz a amplitudě 10 V. Maximální výstupní napětí I-FOG bylo 500 mV, proto byl nastaven rozsah vstupního signálu na 1 V. Pro synchronní demodulaci byla nastavena vnitřní reference. Ze vstupního signálu pak byla získávána první harmonická složka S_1 daná vztahem 3.27, tedy

$$S_1 = S_{10} \sin(\phi_s) [-] \quad (7.1)$$

spolu s druhou harmonickou složkou S_2 danou

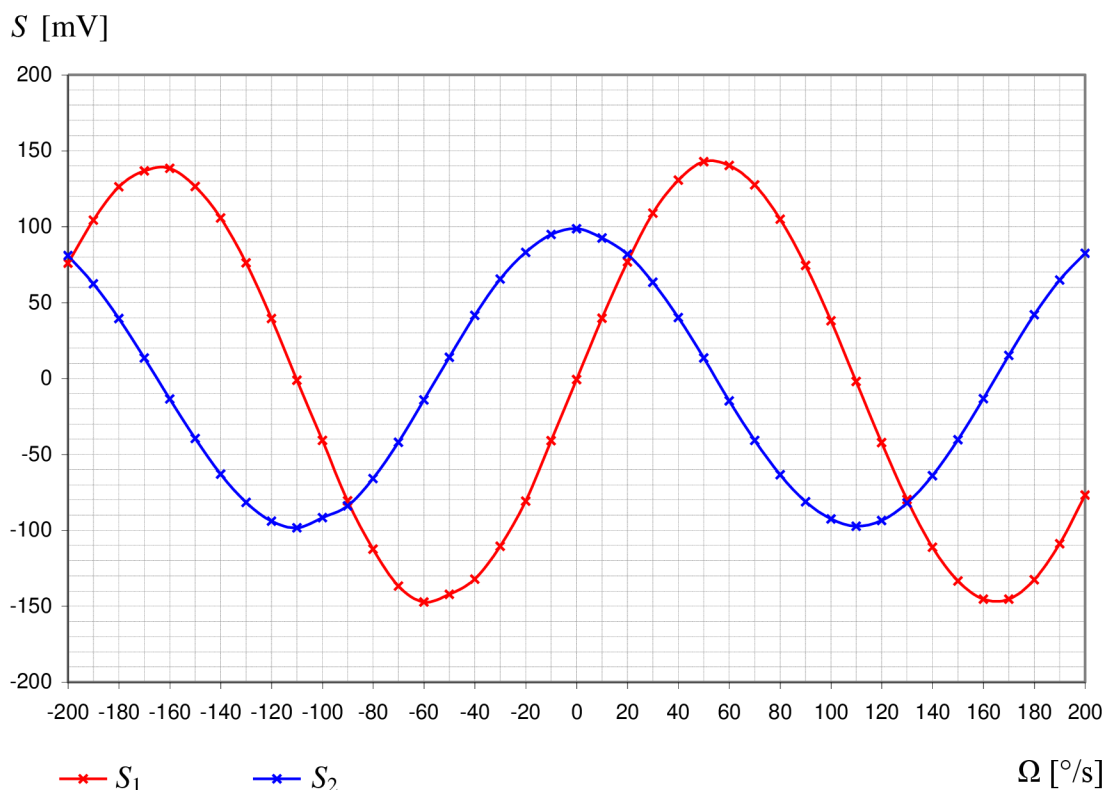
$$S_2 = S_{20} \cos(\phi_s) [-]. \quad (7.2)$$

Signály S_1 a S_2 byly zobrazovány jako velikost v měřítku efektivní hodnoty napětí $|S_1|$, $|S_2|$ a fáze $\arg(S_1)$, $\arg(S_2)$. Měření bylo provedeno pro rozsahy ± 200 °/s,

± 40 °/s a ± 2 °/s s různými kroky Ω . Grafické závislosti naměřených a vypočtených hodnot jsou v následující části. Tabulky všech hodnot jsou poté uvedeny v příloze F¹. Vzhledem k výraznější teplotní závislosti měřených hodnot byla při měření udržována konstantní teplota 25 °C. Ke stabilizaci teploty byla použita teplotní komora CTS-60/50.

7.2 Výsledky měření

Nejprve byla proměřena závislost výstupního signálu na úhlové rychlosti pro rozsah ± 200 °/s s krokem 10 °/s. Závislost první a druhé harmonické složky S_1 , resp. S_2 na úhlové rychlosti Ω je graficky znázorněna na obr. 7.2. Je zřejmé, že naměřené



Obr. 7.2: Graf závislosti první a druhé harmonické složky na úhlové rychlosti $S_1 = f(\Omega)$, $S_2 = f(\Omega)$ pro rozsah ± 200 °/s

závislosti mají skutečně tvar podle vztahů 7.1 a 7.2. Z maximálních hodnot průběhů lze stanovit koeficienty $S_{10} = 147$ mV a $S_{20} = 99$ mV. Měření dále ukázalo, že nejnižších hodnot $|S_1|$ bylo kromě $\Omega = 0$ dosaženo při $\Omega = 109,5$ °/s (cca 500 μ V)

¹Při provádění měření byla při rychlosti $\Omega = 0$ °/s fáze vynulována, v tabulkách F.1, F.2 a F.3 je proto uváděn pouze rozdíl fáze $\Delta \arg(S_1)$ resp. $\Delta \arg(S_2)$

a $\Omega = -110,3 \text{ }^\circ/\text{s}$ (cca $400 \text{ } \mu\text{V}$). Tomu odpovídá Sagnacův fázový posuv $\phi_s = \pi$. Při uvažování střední hodnoty $\Omega_\pi \cong 109,9 \text{ }^\circ/\text{s} = 1,918 \text{ rad/s}$ a středním poloměru cívky $R = 0,079 \text{ m}$ lze pomocí vztahu 2.11 stanovit poměr střední vlnové délky a délky vlákna

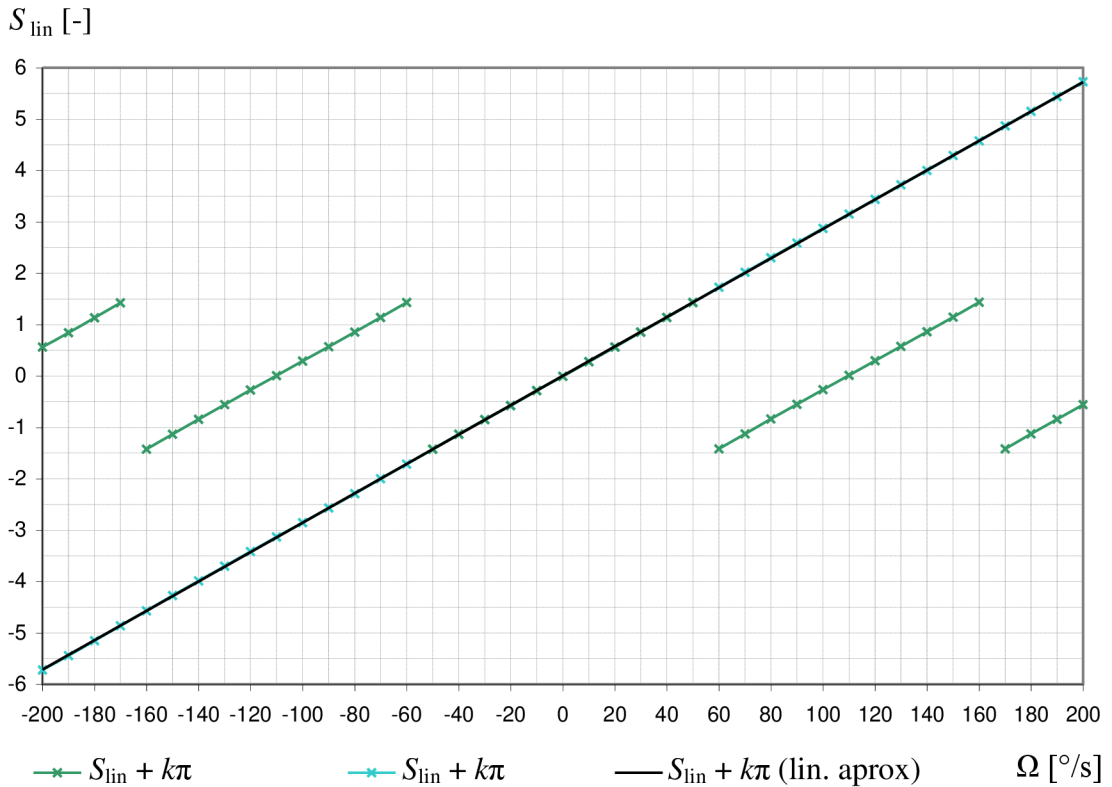
$$\frac{\lambda}{L} = \frac{4R\Omega_\pi}{c} = \frac{4 \cdot 0,079 \cdot 1,918}{3 \cdot 10^8} = 2,02 \cdot 10^{-9} [-]. \quad (7.3)$$

Hodnoty λ ani L totiž nejsou známy zcela přesně.

Jak již bylo řečeno v kapitole 3, nevýhodou konfigurace s fázovou modulací v otevřené smyčce je linearita pouze v malém rozsahu úhlových rychlostí. Charakteristiku je ovšem možné linearizovat v širším rozsahu hodnot podle vztahu

$$S_{\text{lin}} = \arctan\left(\frac{S_1 \cdot S_{20}}{S_2 \cdot S_{10}}\right) = \arctan\left(\frac{\sin(\phi_s)}{\cos(\phi_s)}\right) = \phi_s [-], \quad (7.4)$$

jak je znázorněno v grafu na obr. 7.3. Tímto postupem se zároveň vyloučí závislost



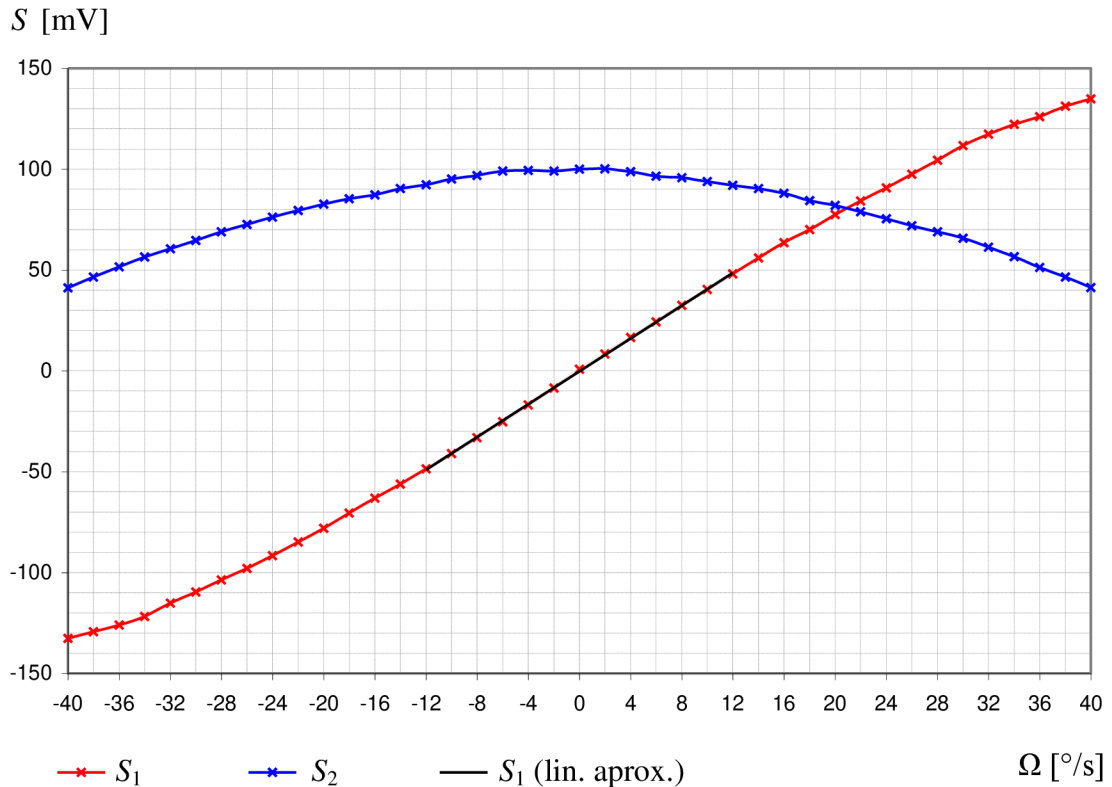
Obr. 7.3: Linearizovaná charakteristika I-FOG $S_{\text{lin}} = f(\Omega)$ pro rozsah $\pm 200 \text{ }^\circ/\text{s}$

na proměnlivé intenzitě zdroje záření. Jelikož je obor hodnot funkce arkustangens omezen na $\langle -\pi/2; +\pi/2 \rangle$, je pro dokreslení zobrazen i průběh $S_{\text{lin}} + k\pi$, kde k S_{lin} je vždy ještě přičten či odečten celočíselný násobek π s periodou přibližně $110 \text{ }^\circ/\text{s}$.

Tento průběh je již lineární na celém rozsahu. Dále je zobrazena jeho lineární náhrada získaná metodou nejmenších čtverců. Její rovnice je

$$S_{\text{lin}} = 0,0286 \cdot \Omega + 0,0048 [-]. \quad (7.5)$$

Závislost signálů S_1 a S_2 na úhlové rychlosti Ω byla poté podrobněji proměřena na rozsahu ± 40 °/s s krokem 2 °/s. Jejich průběh je znázorněn na obr. 7.4. Je zřejmé,



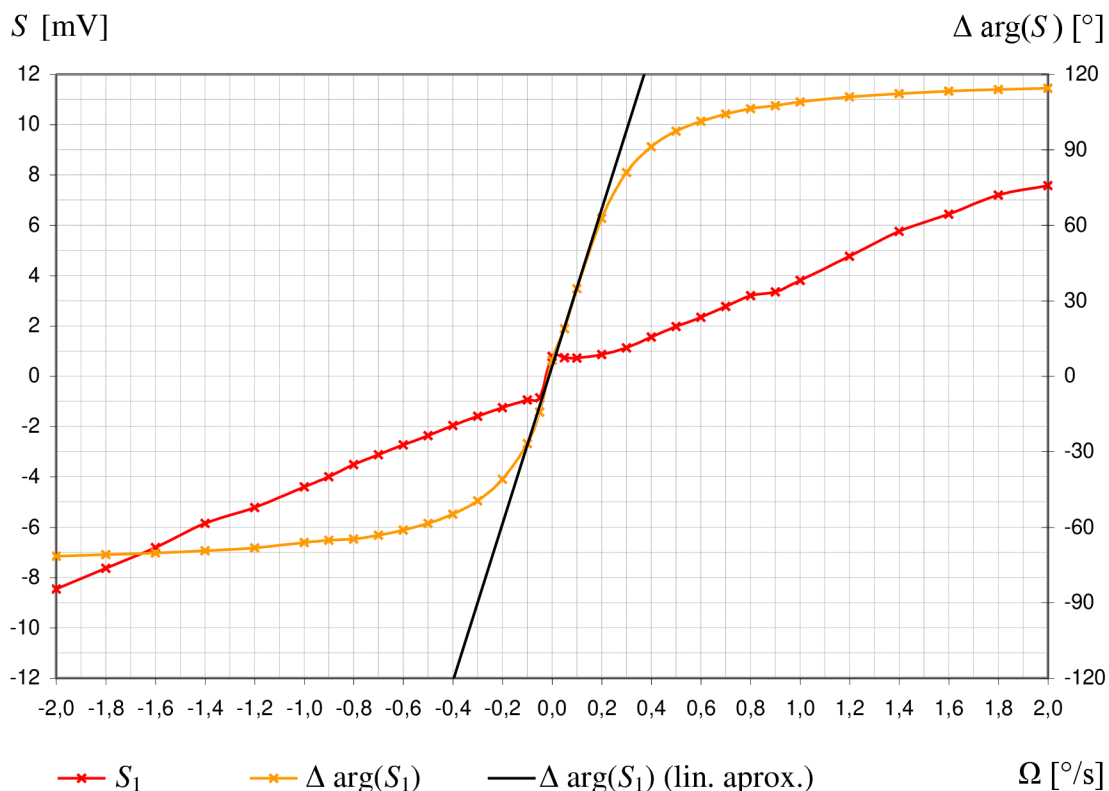
Obr. 7.4: Graf závislosti první a druhé harmonické složky na úhlové rychlosti $S_1 = f(\Omega)$, $S_2 = f(\Omega)$ pro rozsah ± 40 °/s

že při malých úhlových rychlostech je samotný průběh S_1 prakticky lineární a tedy není potřeba provádět přepočty podle vztahu 7.4. Pro rozsah ± 12 °/s byla opět provedena lineární náhrada metodou nejmenších čtverců, jejíž rovnice je

$$S_1 = 4,0712 \cdot \Omega - 0,2077 [\text{mV}]. \quad (7.6)$$

Odtud lze stanovit citlivost gyroskopu 4,0712 mVs/°.

Pro nalezení mezní úhlové rychlosti, kterou je I-FOG ještě schopný detekovat, bylo měření provedeno ještě na rozsahu ± 2 °/s. V grafu na obr. 7.5 je již uvedena pouze závislost S_1 a $\Delta \arg(S_1)$ na úhlové rychlosti Ω . Je patrné, že s výše uvedenou citlivostí se velikost S_1 při úhlových rychlostech v řádu desetin a setin °/s mění jen



Obr. 7.5: Graf závislosti první harmonické složky a jejího fázového posuvu na úhlové rychlosti $S_1 = f(\Omega)$, $\Delta \arg(S_1) = f(\Omega)$ pro rozsah ± 2 $^{\circ}/s$

velmi málo. Průběh S_1 je navíc značně ovlivněn šumem a zejména změnou teploty. I při její regulaci v klimatické komoře totiž nezůstávala úplně konstantní, což spolu se zapínáním a vypínáním ventilátoru mělo výrazný dopad na výstupní signál.

Mnohem lepších výsledků pro malé úhlové rychlosti bylo dozaženo pomocí detekce změny fáze. Ta je pro záporně vzaté úhlové rychlosti záporná a pro kladné rychlosti kladná ². Při průchodu nulou se ovšem mění plynule. V malém rozsahu, který je přibližně $\pm 0,1$ $^{\circ}/s$, lze závislost $\Delta \arg(S_1)$ na úhlové rychlosti Ω považovat za lineární. Rovnice její lineární náhrady na tomto rozsahu je

$$\Delta \arg(S_1) = 312,48 \cdot \Omega + 3,792 [^{\circ}]. \quad (7.7)$$

Citlivost, která činí 312,48 s, je nyní mnohem vyšší, a to i přesto, že se jedná o jinou výstupní veličinu.

Díky tomuto zvýšení přesnosti měření malých úhlových rychlostí bylo možné zjistit maximální rozlišitelnost sestaveného I-FOG. Mezní úhlová rychlost Ω_{\min} , při které již došlo k pozorovatelné změně výstupní hodnoty $\Delta \arg(S_1)$, a to i opakovaně,

²Průběh $\Delta \arg(S_1)$ v grafu na obr. 7.5 není zcela symetrický, důvodem je zřejmě chyba daná působením parazitních vlivů při nulování fáze

byla $\pm 0,003$ °/s. To již odpovídá rychlosti rotace Země, jejíž složka kolmá k povrchu je v našich zeměpisných šířkách přibližně $0,00314$ °/s.

7.3 Katalogový list

V tabulce 7.1 jsou uvedeny základní parametry sestaveného I-FOG. Uvedené parametry platí pro napájecí napětí $6,5$ V a teplotu 25 °C.

Tab. 7.1: Katalogový list I-FOG

Parametr	Označení	Hodnota	Jednotka
citlivost (rozsah ± 12 °/s)		4,0712	mVs/°
citlivost fáze (rozsah $\pm 0,1$ °/s)		312,48	s
nejlepší rozlišitelnost	Ω_{\min}	0,003	°/s
střední vlnová délka	λ	cca 1550	nm
délka vlákna	L	cca 750	m
napájecí napětí		5 - 7	V
modulační napětí - kmitočet	f_m	27	kHz
modulační napětí - amplituda		10	V
maximální výstupní napětí		cca 500	mV

8 ZÁVĚR

Cílem teoretické části bylo nejen seznámit čtenáře s principy fungování I-FOG, ale také uvést klíčové poznatky pro jeho praktický návrh. Z důvodu rozmanitosti možných řešení, lišících se jak parametry, tak cenou, byly diskutovány různé varianty.

V kapitole 3 byla vysvětlena jednotlivá principiální uspořádání. Byly ukázány omezující vlastnosti základních konfigurací. Jejich postupné modifikace vedly až na uspořádání používaná v praxi. Důležitým poznatkem byla nutnost reciprocity a také fázové modulace.

Kapitolou 4 byly přiblíženy reálné problémy doposud idealizovaného principu I-FOG. Z nich pak vyplynuly požadavky na jeho konstrukci, jakými jsou širokopásmový zdroj záření či způsoby potlačení teplotní závislosti. K dosažení vyšší přesnosti je rovněž vhodné vlákno zachovávající rovinu polarizace.

Popisem konkrétních prvků I-FOG a jejich možných provedení se zabývá kapitola 5. Byly zde srovnány různé typy optických vláken, zdrojů záření i možností zavedení fázové modulace. Z nich byla poté vybrána řešení nejvíce se hodící pro praktickou realizaci.

Dalším cílem práce totiž bylo na základě teorie navrhnout a sestavit demonstrační I-FOG v konfiguraci s fázovou modulací v otevřené smyčce. Z počátku bylo nutné vycházet z komponent, které byly k dispozici. Snahou bylo zejména najít způsob, jak sestavit funkční I-FOG s použitím běžného SM vlákna nezachovávajícího polarizaci. Za tímto účelem byla provedena řada měření.

Testování I-FOG v základní konfiguraci ukázalo, že je nutné použít nepolarizované záření. Ohybem vyvolaný dvojlom vlákna bylo však nutné kompenzovat pomocí polarizačního kontroléru. Jako lepší řešení se pak ukázalo použití Lyotova depolarizátoru, který zajistil vyšší stabilitu výstupního signálu. Pro zavádění fázové modulace byl vyroben piezoelektrický fázový modulátor, který je v souvislosti s nepolarizovaným řešením I-FOG nejvýhodnější. Jako zdroj širokopásmového a nepolarizovaného záření bylo použito erbiem obohacené vlákno čerpané laserovou diodou. Při konstrukci byl kladen důraz na co nejnižší náklady, proto byly použity výhradně vláknové komponent. Pomocí nich byl vyroben také depolarizátor.

Pro sestavení I-FOG byla vyrobena kovová cívka představující zároveň nosný prvek celého gyroskopu. Snímač byl navržen pro rotační stolek RMS SDL1401, přes který jsou přivedeny vstupní i výstupní signály.

Parametry sestaveného snímače byly poté ověřeny měřením. Pro synchronní demulaci byl připojen lock-in zesilovač Zurich Instruments HF2LI. Měření ukázalo, že pomocí detekce první harmonické složky lze měřit úhlovou rychlost lineárně na rozsahu ± 12 °/s citlivostí 4,0712 mVs/°. Při provedení výpočtu na základě první a druhé harmonické složky lze získat lineární charakteristiku dokonce v rozmezí

± 50 °/s. Vyrobeným gyroskopem lze ovšem měřit i poměrně malé úhlové rychlosti, a sice pomocí detekce změny fáze. Zjištěná citlivost 312,48 s dokonce umožnila detekovat změny rychlosti srovnatelné s rychlostí rotace Země.

Podařilo se tedy sestavit funkční optovláknový snímač pro měření úhlové rychlosti. Přestože je celé zařízení kompaktní, vyžaduje externí zpracování signálu. Proto tento snímač stále není určen pro praktické použití, ale spíše pro laboratorní měření a především pro demonstraci. Podařilo se však ukázat, že takovýto snímač lze skutečně sestavit i s pomocí komerčně dostupných komponent. Přitom byla postupně nalezena a popsána nejvhodnější varianta řešení, která otevřela cestu pro další možné modifikace sestaveného I-FOG.

Vylepšením do budoucna by mohlo být nahrazení zdroje čerpacího záření s kolimační lavicí za již navázanou laserovou diodou s kompaktními rozměry. Také depolarizátor tvořený několika segmenty by bylo výhodné zaměnit za jeden speciální kus. Zajímavé by pak bylo i zjištění ARW, které představuje významný parametr I-FOG. Sestavený I-FOG je možné dále modifikovat také z hlediska zpracování signálu. Do budoucna by tak například bylo možné zavést digitální modulaci v uzavřené smyčce, která by byla včleněna do samotného I-FOG, a vytvořit tak samostatný funkční celek.

LITERATURA

- [1] HORÁK, Richard. *Fyzikální základy laserových dálkoměrů a gyroskopů*. Olomouc: Chlup.net, 2012. s. 83-121. ISBN 978-80-903658-6-2.
- [2] LAWRENCE, Anthony. *Modern Inertial Technology: Navigation, Guidance, and Control*. 2nd ed. Editor Frederick F. LING. New York (USA): Springer-Verlag, 1992, 1993, ©1998. s. 169-207. Mechanical Engineering Series. ISBN 0-387-98507-7.
- [3] SHAMIR, Adi. *An overview of Optical Gyroscopes: Theory, Practical Aspects, Applications and Future Trends* [online]. 2006, 24 s. [cit. 2013-11-24]. Dostupné z: http://www.angelfire.com/planet/adi_shamir/Optical%20Gyroscopes%5B1%5D.pdf.
- [4] MERLO, Sabina, Michele NORCIA a Silvano DONATI. Fiber Gyroscope Principles. In: LÓPEZ-HIGUERA, J. M., ed. *Handbook of Optical Fibre Sensing Technology* [online]. New York (USA): Wiley, 2002. s. 331-347 [cit. 2013-11-24]. ISBN 978-0-471-82053-6. Dostupné z: <http://www-3.unipv.it/donati/papers/2c.pdf>.
- [5] NAYAK, Jagannath. Fiber-optic gyroscopes: from design to production [Invited]. *Applied optics* [online]. Washington (USA): Optical Society, 11. srpna 2011, roč. 50, č. 25, s. 152-161 [cit. 2013-11-24]. ISSN 0003-6935. Dostupné z: <http://www.opticsinfobase.org/ao/abstract.cfm?uri=ao-50-25-e152>.
- [6] YU, Francis T. S., Shizhuo YIN a Paul B. RUFFIN, ed. *Fiber Optic Sensors*. New York (USA): Marcel Dekker, Inc. [CRC Press], ©2002. s. 362-394. Optical Science and Engineering. ISBN 0-8247-0732-X.
- [7] BERGH, Ralph A., H. C. LEFÈVRE a Herbert J. SHAW. An Overview of Fiber-optic Gyroscopes. *Journal of Lightwave Technology* [online]. Washington (USA): IEEE, duben 1984, roč. 2, č. 2, s. 91-107 [cit. 2013-11-24]. ISSN 0733-8724. Dostupné z: <http://ieeexplore.ieee.org>.
- [8] HALLIDAY, D., R. RESNICK a J. WALKER. *Fyzika, část 4: Elektromagnetické vlny - Optika - Relativita*. Přeložili J. KOMRSKA, J. OBDRŽÁLEK a P. DUB. Brno, Praha: Vutium, Prometheus, 2000. ISBN 80-214-1868-0.
- [9] ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V PRAZE. Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská. Katedra fyzikální elektroniky. *Úloha č.3 - Interferometry a vlastnosti laserového záření* [online]. 7 s. [cit. 2013-11-24]. Dostupné z: http://optics.fjfi.cvut.cz/files/pdf/ZPOP_03.pdf.

- [10] CULSHAW, B. The optical fibre Sagnac interferometer: an overview of its principles and applications. *Measurement Science and Technology* [online]. Bristol (UK): IOP Publishing, leden ©2006, roč. 17, č. 1, s. R1-R16 [cit. 2013-11-24]. ISSN 0957-0233. Dostupné z: <http://iopscience.iop.org/0957-0233/17/1/R01/>.
- [11] GORASIA, J. *Fiber Optic Gyroscopes* [online]. 2010, 17 s. [cit. 2013-11-24]. Dostupné z: <http://www.jgorasia.com/Files/Spring10/Instrumentation/FOGreport.pdf>.
- [12] DOBEŠ, Josef. *Spektrum kmitočtové a fázové modulace*. České vysoké učení technické v Praze, Fakulta elektrotechniky, Základy radiotechniky [online]. 10. října 2006, 10 s. [cit. 2013-11-24]. Dostupné z: <http://radio.feld.cvut.cz/courses/X37ZRD/materialy.php>.
- [13] LEFÈVRE, Hervé C. Fundamentals of the Interferometric Fiber-Optic Gyroscope. *Optical Review* [online]. Springer, leden 1997, roč. 4, č. 1A, s. 20-27 [cit. 2013-11-24]. ISSN 1340-6000. Dostupné z: <http://link.springer.com/article/10.1007%2FBF02935984>.
- [14] SALEH, Bahaa E. A. a Malvin Carl TEICH. *Fundamentals of Photonics*. New York (USA): Wiley, ©1991. 966 s. ISBN 0-471-83965-5.
- [15] DECUSATIS, Casimer M. a Carolyn J. Sher DECUSATIS. *Fiber Optic Essentials*. Elsevier (NL): Academic Press, ©2006. 271 s. ISBN 0-12-208431-4.
- [16] IIZUKA, Keigo. *Engineering Optics*. 3rd ed. Springer, ©2008. 525 s. Optical Sciences, sv. 35. ISBN 978-0-387-75723-0.
- [17] BARTUŠKOVÁ, L. et al. *Vláknová optika na telekomunikačních vlnových délkách*. Soubor experimentálních úloh. Univerzita Palackého v Olomouci, Přírodovědecká fakulta [online]. prosinec 2008. 71 s. [cit. 2013-11-24]. Dostupné z: http://opticsoldweb.optol.cz/projekt_frvs2008_Hradil.php.
- [18] JACKSON, David A. Monomode optical fibre interferometers for precision measurement. *Journal of Physics E: Scientific Instruments* [online]. Great Britain: The Institute of Physics, ©1985, roč. 18, č. 12, s. 981-1001 [cit. 2014-05-11]. ISSN 0022-3735. Dostupné z: <http://iopscience.iop.org/0022-3735/18/12/001>.
- [19] THORLABS. Superluminescent Diodes (SLDs). *Thorlabs* [online]. Thorlabs, ©1999-2014 [cit. 2014-05-11]. Dostupné z: http://www.thorlabs.de/newgroupage9.cfm?objectgroup_id=3902.

- [20] OHNO et al. *Fiber optic gyro* [online]. Inventors: A. Ohn, S. Motohara, K. Hotate. United States Patent No. 5,187,757. 16. února 1993. Dostupné z: <http://www.google.com/patents/US5187757>.
- [21] KERSEY, A. D. et al. *Fiber optic gyroscopes with depolarized light* [online]. Inventors: A. D. Kersey, W. K. Burns a R. P. Moeller. United States Patent No. 5,319,440. 7. června 1994. Dostupné z: <http://www.google.com/patents/US5319440>.
- [22] THORLABS. *Fiber Polarization Controller - FPC560*. Manual [online]. Thorlabs, 8. srpna 2002. 2 s. [cit. 2013-11-24]. Dostupné z: <http://www.thorlabs.com/thorproduct.cfm?partnumber=FPC560>.
- [23] WYSOCKI, Paul F. et al. Characteristics of Erbium-Doped Superfluorescent Fiber Sources for Interferometric Sensor Applications. *Journal of Lightwave Technology* [online]. Washington(USA): IEEE, březen 1994, roč. 12, č. 3, s. 550-567 [cit. 2014-05-11]. ISSN 0733-8724. Dostupné z: <http://ieeexplore.ieee.org>.
- [24] FIBRCORE. *GainMaster™ Simulation Tool* [program]. Version 1.1. Fibercore, ©2004 [cit. 2014-05-11]. Dostupné z: <http://www.fibercore.com/product-category/gain-master>.
- [25] THORLABS. *Single Mode Fiber with 900 μm Hytrel Jacket: SMF-28-1000*. Spec Sheet [online]. Thorlabs, 13. listopadu 2013. 1 s. [cit. 2013-11-24]. Dostupné z: <http://www.thorlabs.de/thorproduct.cfm?partnumber=SMF-28-1000>.
- [26] THORLABS. *2×2 Single Mode Fiber Couplers and Taps*. Catalog Page [online]. Thorlabs, 12. září 2011, upraveno 22. dubna 2013. 2 s. [cit. 2014-05-11]. Dostupné z: <http://www.thorlabs.de/thorproduct.cfm?partnumber=10202A-50-APC>.
- [27] LASER COMPONENTS. *PL13/15 Fabry Perot Series Laser Diode Modules*. Datasheet [online]. Laser Components, 20. prosince 2012, upraveno 11. července 2011. 3 s. [cit. 2013-11-24]. Dostupné z: <http://www.lasercomponents.com/uk/lasers/laser-diodes/laser-diode-selector/lightbox/>.
- [28] THORLABS. *1.2 GHz Fiber Optic Detectors*. Catalog Page [online]. Thorlabs, 8. září 2011. 1 s. [cit. 2013-11-24]. Dostupné z: <http://www.thorlabs.com/thorproduct.cfm?partnumber=DET01CFC>.

- [29] THORLABS. *Free-Space Electro-Optic Modulators*. Catalog Page [online]. Thorlabs, 8. září 2011, upraveno 22. dubna 2013. 1 s. [cit. 2013-11-24]. Dostupné z: <http://www.thorlabs.com/thorproduct.cfm?partnumber=EO-PM-NR-C3>.
- [30] TEST EQUIPMENT DEPOT. *PROLITE-80/81, PROLITE-90: Light sources*. Specifications [online]. Promax. Massachusetts (USA): Test Equipment Depot, 27 ledna 2005. 1 s. [cit. 2013-11-24]. Dostupné z: http://www.testequipmentdepot.com/promax/pdf/prolite80_81_90.pdf.
- [31] AFL TELECOMMUNICATIONS. *MLP 4-2 multimode test kit with Wave ID and set reference*. Specifications Sheet [online]. AFL Telecommunications, ©2002, revision 25. července 2005. 2 s. [cit. 2013-11-24]. Dostupné z: <http://noyes.fiberoptic.com/MLP-4-2-Talk-Set.htm>.
- [32] STANDA. *Large Motorized Rotation Stages: 8MR190-90*. Specifications Sheet [online]. Standa, 26. května 2010, upraveno 18. srpna 2010. 2 s. [cit. 2014-05-11]. Dostupné z: http://www.standa.lt/products/catalog/motorised__positioners?item=325.
- [33] THORLABS. *Polarization-Maintaining Patch Cables: FC/PC to FC/PC*. Catalog Page [online]. Thorlabs, 8. září 2011, upraveno 22. dubna 2013. 1 s. [cit. 2014-05-11]. Dostupné z: <http://www.thorlabs.com/thorproduct.cfm?partnumber=P1-1550PM-FC-2>.
- [34] THORLABS. *Wavelength Division Multiplexers (WDM)*. Catalog Page [online]. Thorlabs, 26. března 2014. 1 s. [cit. 2014-05-11]. Dostupné z: <http://www.thorlabs.com/thorproduct.cfm?partnumber=WD202A>.
- [35] THORLABS. *Large-Mode-Area (LMA) Matching Passive Fibers*. Catalog Page [online]. Thorlabs, 8. září 2011, upraveno 22. dubna 2013. 1 s. [cit. 2014-05-11]. Dostupné z: <http://www.thorlabs.com/thorproduct.cfm?partnumber=M12-980-125>.
- [36] THORLABS. *980 nm Laser Diode, 100 mW: L980P100*. Spec Sheet [online]. Thorlabs, 5. července 2013. 2 s. [cit. 2014-05-11]. Dostupné z: <http://www.thorlabs.com/thorproduct.cfm?partnumber=L980P100>.
- [37] THORLABS. *FiberPort Overview*. Catalog Page [online]. Thorlabs, 12. září 2011, upraveno 22. dubna 2013. 3 s. [cit. 2014-05-11]. Dostupné z: <http://www.thorlabs.com/thorproduct.cfm?partnumber=PAF-X-5-C>.

- [38] LASER COMPONENTS. *InGaAs PIN Photodiodes*. Datasheet [online]. Laser Components, 7. ledna 2011, upraveno 17. srpna 2011. 4 s. [cit. 2014-05-11]. Dostupné z: http://www.lasercomponents.com/fileadmin/user_upload/home/Datasheets/pd_ld/ingaas-pin-pd-75um.pdf.
- [39] ZURICH INSTRUMENTS. *HF2LI Lock-in Amplifier*. Leaflet [online]. Zurich (CHE): Zurich Instruments, 30. ledna 2013. 2 s. [cit. 2014-05-11]. Dostupné z: <http://www.zhinst.com/products/hf2li>.
- [40] CVVOZE. *Zaměření výzkumu a vývoje, přístrojové vybavení, nabídka služeb*. Projekt Popularizace výsledků VaV VUT v Brně a podpora systematické práce se studenty [online]. Brno: VUT FEKT, srpen 2013. s. 33 [cit. 2014-05-11]. Dostupné z: http://www.cvvoze.cz/_media/o_centru/katalog_cvvoze.pdf.

SEZNAM SYMBOLŮ, VELIČIN A ZKRATEK

RLG	laserový kruhový gyroskop – Ring laser gyroscope
FOG	optický vláknový gyroskop – Fiber-optic gyroscope
I-FOG	interferometrický optický vláknový gyroskop – Interferometric fiber-optic gyroscope
R-FOG	rezonátorový optický vláknový gyroskop – Resonator fiber-optic gyroscope
CW	ve směru hodinových ručiček – Clockwise
CCW	proti směru hodinových ručiček – Counterclockwise
LD	laserová dioda – Laser diode
SLD	superluminiscenční dioda – Superluminescent diode
SM	jednovidové vlákno – Single-mode
PM	vlákno zachovávající rovinu polarizace – Polarization maintaining
MM	vícevidové vlákno – Multi-mode
LED	luminiscenční dioda – Light-emitting diode
APD	lavinová fotodioda – Avalanche photodiode
SFS	superfluorescenční vláknový zdroj – Superfluorescent fiber source
ASE	zesílená spontánní emise – Amplified spontaneous emission
WDM	vlnový multiplexer – Wavelength division multiplexer

SEZNAM PŘÍLOH

A Seznam komponent	78
B Doplnující charakteristiky	80
C Návrh desky plošných spojů	81
D Dokumentace k návrhu cívky	83
E Schéma zapojení komponent I-FOG	89
F Tabulky výsledků měření	91
G Fotodokumentace	94

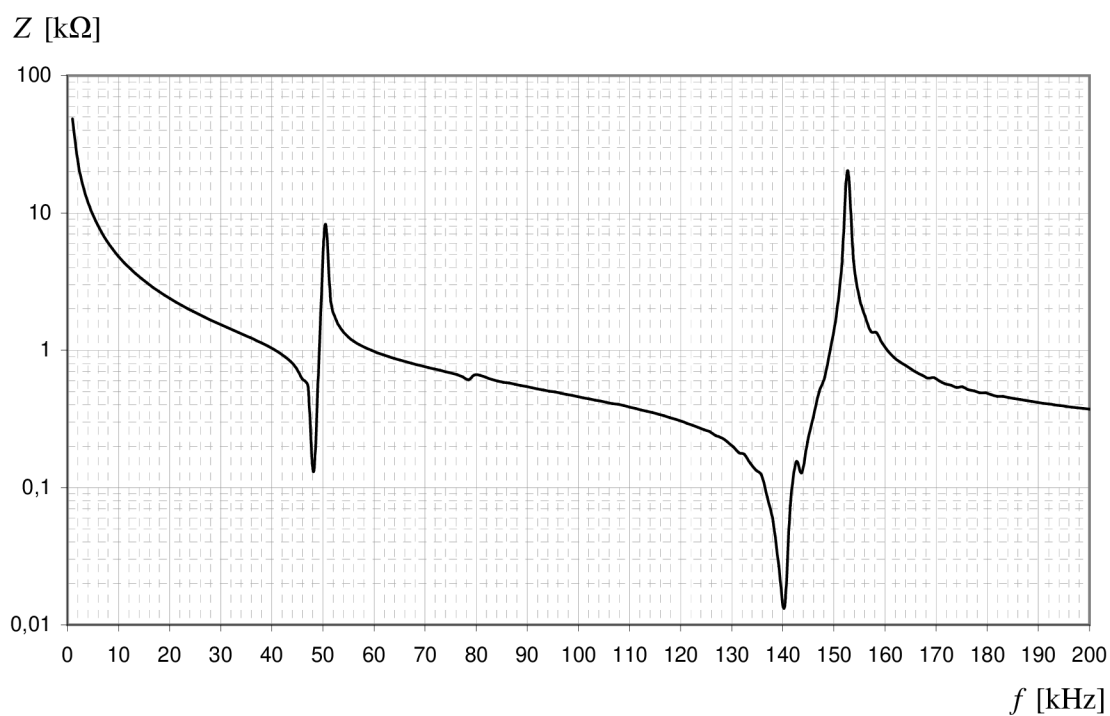
A SEZNAM KOMPONENT

Následující seznam obsahuje všechny komponenty a přístroje, které byly po měření a konstrukci I-FOG použity. Spolu s nimi jsou vždy uvedeny jejich nejdůležitější parametry.

- (A) Optické vlákno: Thorlabs SMF-28 (běžné SM vlákno nezachovávající polarizaci; délka cca 750 m; pracovní vlnová délka 1310 až 1625 nm; konektory FC/APC) [25]
- (B) Vazební člen: Thorlabs 10202A-50-APC (2×2 slučovač/dělič s dělicím poměrem 50:50; pracovní vlnová délka 1310 až 1550 nm; typ vlákna SMF-28e+; konektory FC/APC) [26]
- (C) Laserová dioda: Laser Components PL13B002ST83-S-0 (pracovní vlnová délka 1310 nm; šířka spektra 1,7 nm; výkon 2 mW; konektor ST) [27]
- (D) Detektor záření: Thorlabs DET01CFCM (materiál fotodiody InGaAs; maximální výkon 70 mW; maximální kmitočet signálu 1,2 GHz; pracovní vlnová délka 800 až 1700 nm; konektory FC; výstupní konektor SMA) [28]
- (E) Kontrolér polarizace: Thorlabs FPC562 (dvojlom vyvolán navinutím vlákna na naklápěcí cívky; celkem 3 cívky; typ vlákna SMF-28e+; konektory FC/APC) [22]
- (F) Fázový modulátor: Thorlabs EO-PM-NR-C3 (elektro-optický modulátor; materiál LiNbO₃; šířka pásma DC až 100 MHz; pracovní vlnová délka 1250 až 1650 nm; volnosvazková komponenta; napájecí konektor SMA) [29]
- (G) Testovací zdroj záření: Promax Prolite-81 (LED zdroj záření; pracovní vlnové délky 850 nm nebo 1300 nm; výkon cca 30 μW; konektor ST) [30]
- (H) Testovací detektor záření: Noyes MLP4-2 OMP 4-2D (měřič optického výkonu; materiál fotodiody Ge; rozsah měřeného výkonu 1 nW až 4 mW; pracovní vlnové délky 850, 1300, 1310 a 1550 nm; konektor ST) [31]
- (I) Rotační stolek: Standa 8MR190-90 (rozsah otáčení 360°; maximální úhlová rychlost 60 °/s; nejlepší rozlišení 6,75") [32]
- (J) Segmenty PM vlákna pro depolarizátor: Thorlabs P1-1550PM-FC (spojovací segmenty s PM Panda vláknem; délky 1 a 2 m; pracovní vlnová délka 1440 až 1625 nm; typ vlákna PM1550-HP; konektory FC/PC) [33]
- (K) Vlnový multiplexer: Thorlabs WD202A-APC (pracovní vlnové délky 980/1550 nm; vložené ztráty 0,55 dB; potlačení nežádoucích složek záření 19 dB; typ vlákna Flexcore 1060; konektory FC/PC) [34]
- (L) Er-dopované vlákno: Fibercore M12-980-125 (čerpací vlnová délka 980 nm nebo 1480 nm; výstupní vlnová délka 1545 až 1560 nm; absorpce na vlnové délce 980 nm 11 - 13 dB/m; délka 10 m; typ vlákna MetroGain™; konektory FC/APC) [35]

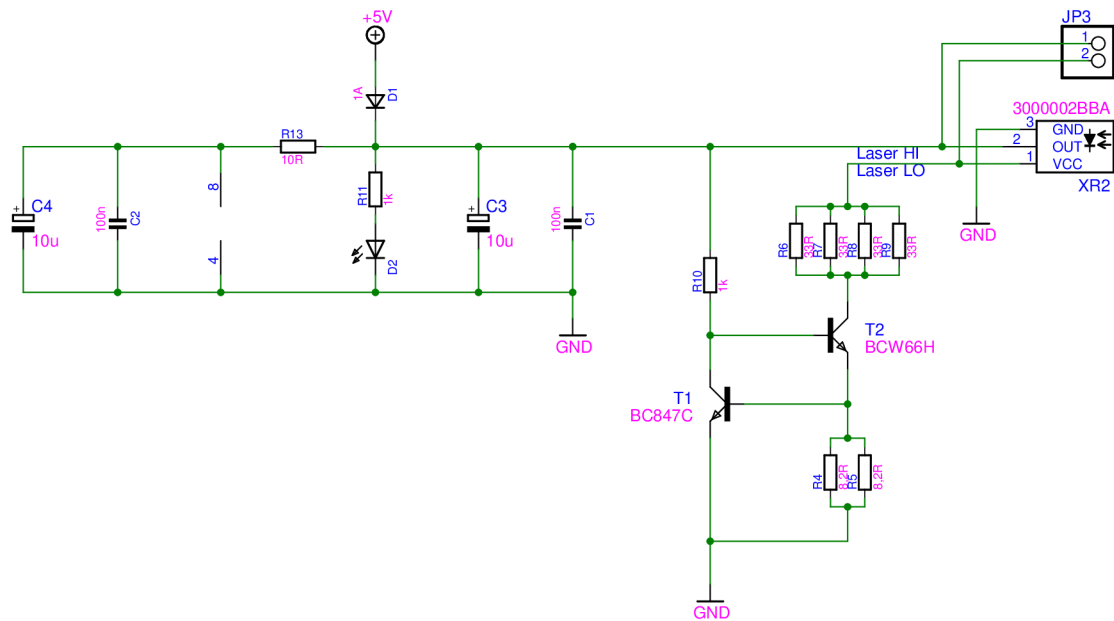
- (M) Laserová dioda: Thorlabs L980P100 (pracovní vlnová délka 980 nm; výkon 100 mW; jmenovitý proud 200 mA; pouzdro TO-18, Ø5,6 mm) [36]
- (N) Kolimátory: Thorlabs PAF-X-5-C (ohnisková vzdálenost 4,6 mm; propustné pásmo antireflexní vrstvy 1050 až 1600 nm; konektor FC) [37]
- (O) Fotodioda: Laser Components PDINP075ST83-W-0 (materiál InGaAs; maximální kmitočet signálu 2,5 GHz; citlivost 0,95 A/W při vlnové délce 1550 nm; temný proud 100 pA při 25°C a nulovém předpětí; konektor ST) [38]
- (P) Lock-in zesilovač: Zurich Instruments HF2LI (2 vstupní a 2 výstupní kanály; frekvenční rozsah DC až 50 MHz; rozsah vstupního napětí $\pm 3,3$ V; rozsah výstupního napětí ± 10 V; možnost zobrazení více harmonických složek) [39]
- (Q) Rotační stolek: RMS SDL1401 (maximální úhlová rychlost 3000 °/s; rozlišení pro rychlost 10^{-5} °/s; připojení pomocí 35 signálních vodičů přes rotační konektor) [40]

B DOPLŇUJÍCÍ CHARAKTERISTIKY

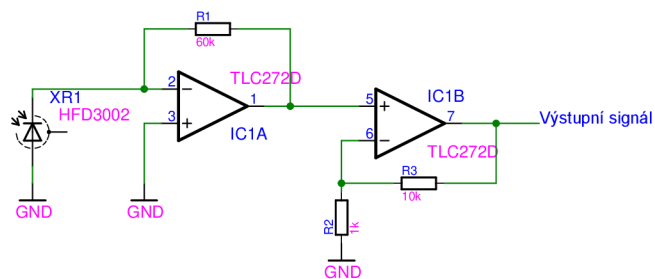


Obr. B.1: Graf závislosti reálné části impedance na frekvenci napájecího napětí pro piezokeramický prstенец použitý pro fázový modulátor

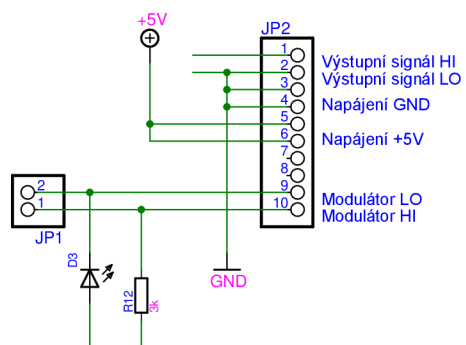
C NÁVRH DESKY PLOŠNÝCH SPOJŮ



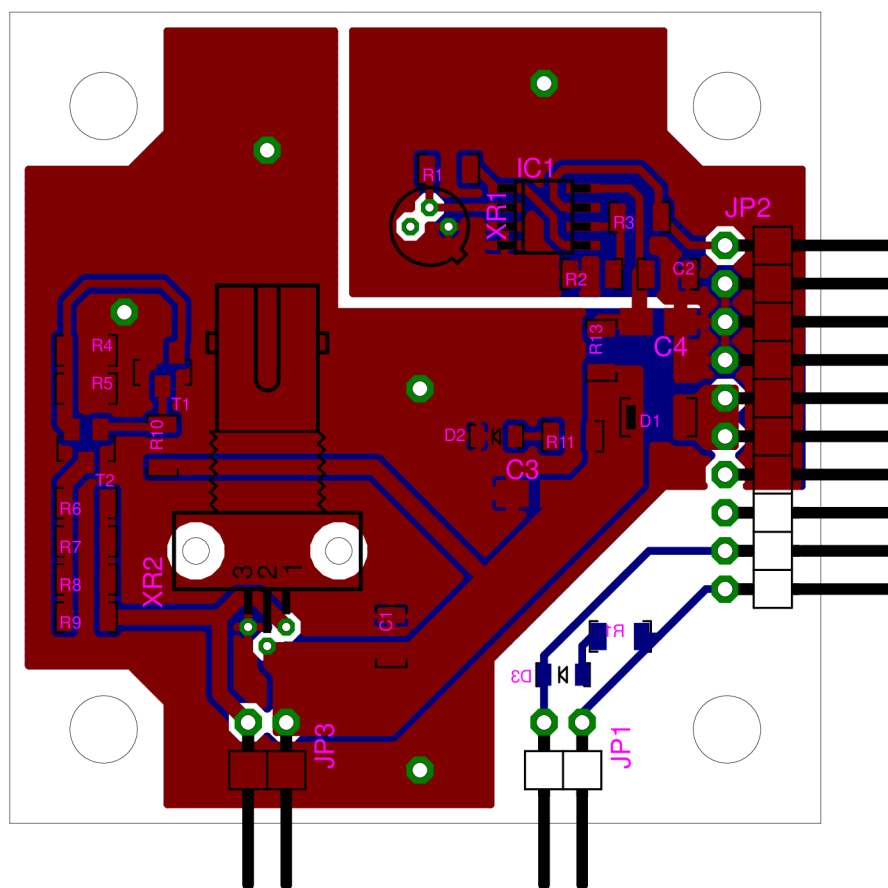
Obr. C.1: Napájecí část s regulací proudu fotodiody



Obr. C.2: Zpracování signálu z fotodiody



Obr. C.3: Připojení signálů na konektory

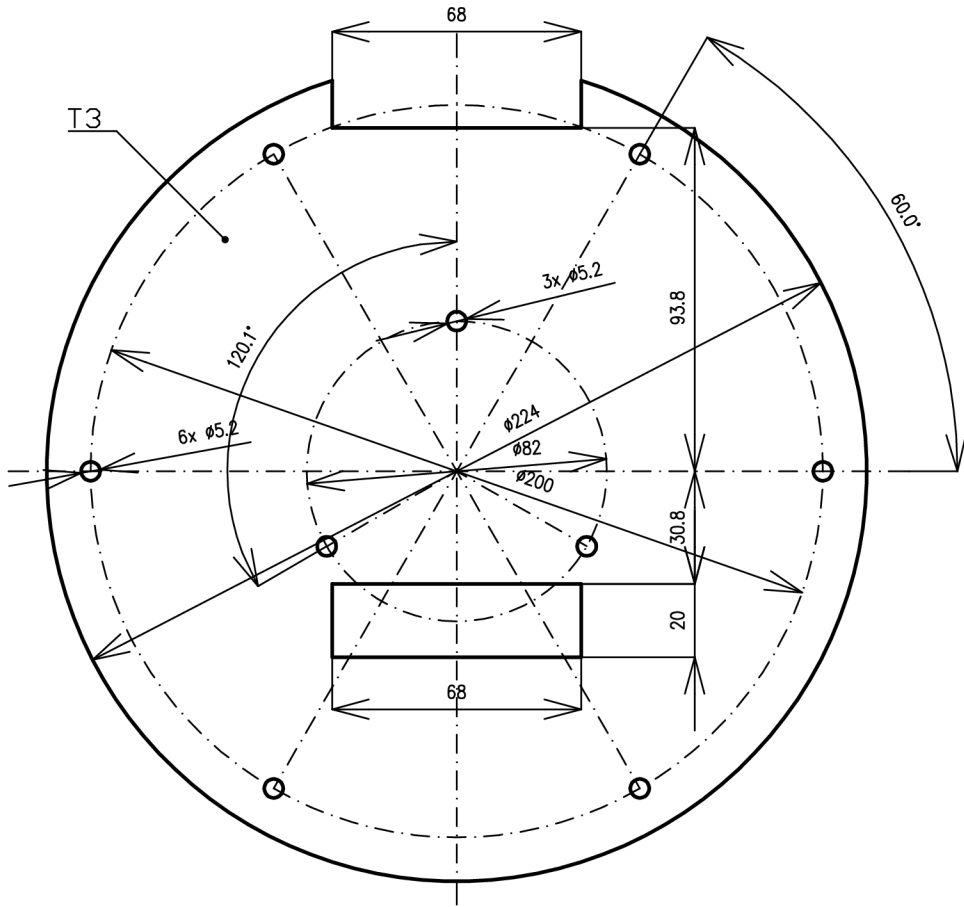


Obr. C.4: Výkres desky plošných spojů

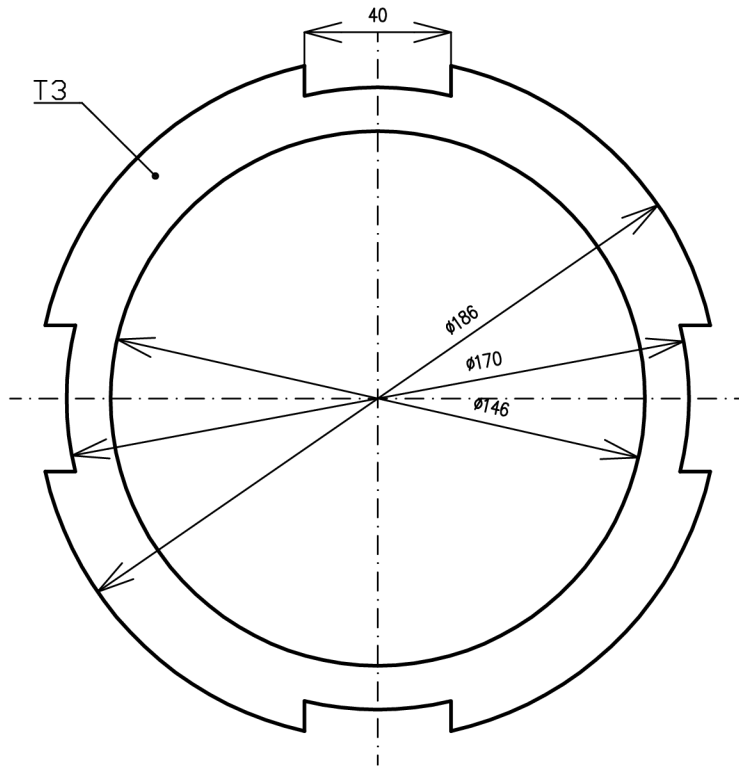
D DOKUMENTACE K NÁVRHU CÍVKY

Příloha obsahuje výkresy cívky výsledného I-FOG. Jednotlivé části dokumentace jsou:

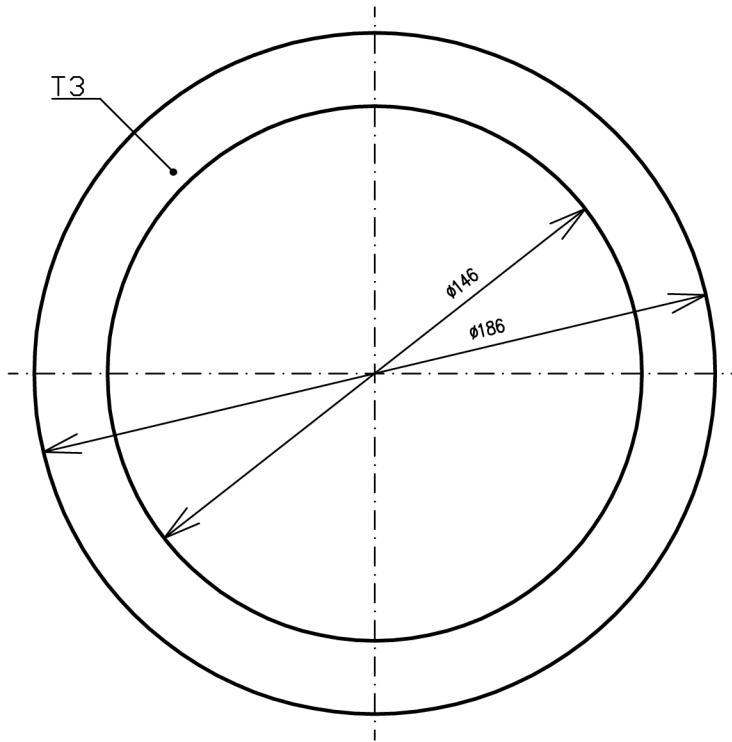
1. Výkres součásti: Plech představující podstavu cívky.
2. Výkres součásti: Plech představující dolní lem oblasti vinutí vlákna
3. Výkres součásti: Plech představující horní lem oblasti vinutí vlákna
4. Výkres součásti: Plech představující plášť cívky
5. Výkres sestavení: Výsledná podoba cívky





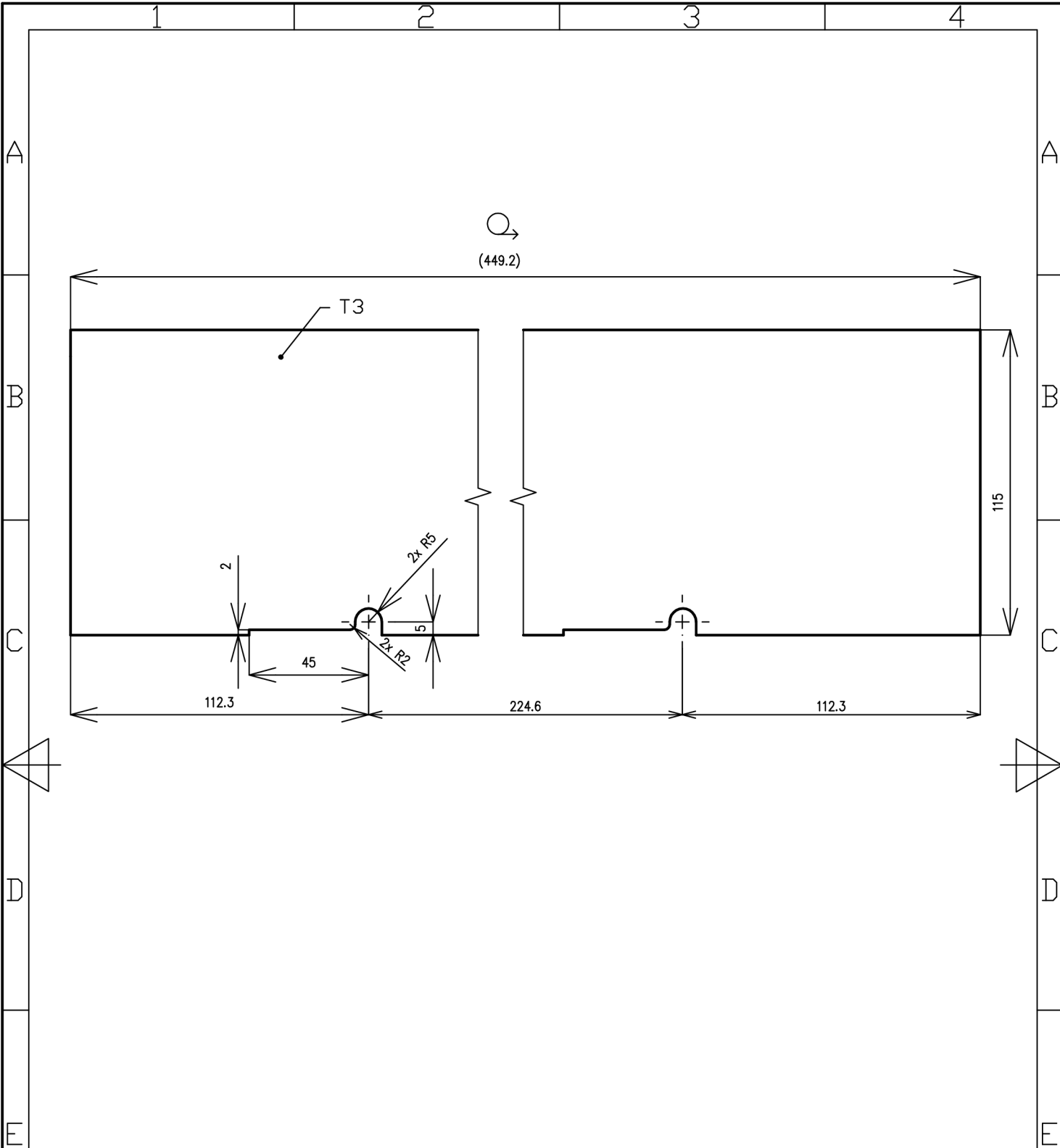
				HMOTNOST:	MATERIÁL: 11 523	T.O.:
				TOL.DLE ISO 8015	POLOTOVAR, P 3	
				PŘESNOST: ISO 2768 - mH	ROZMÉR:	
INDEX	ZMENA	PODPIS	DATUM	DRSNOST	POLOTOVAR, NORMA:	
METODA		FORMÁT:		SOUBOR:	SOUPIS POLOŽEK	
PROMÍTANÍ:		CAD:			CISLO VÝKR. SESTAVY:	
VUT FEKT UETE	PODPIS	DATUM	NÁZEV:	MEŘITKO:		
	KRESLIL:		PODSTAVA	1:2		
	TECHNOLOG:		CISLO VÝKRESU:	LISTŮ: 5		
	NORM.REF.:		1	LIST: 1		
	SCHVÁLIL:					





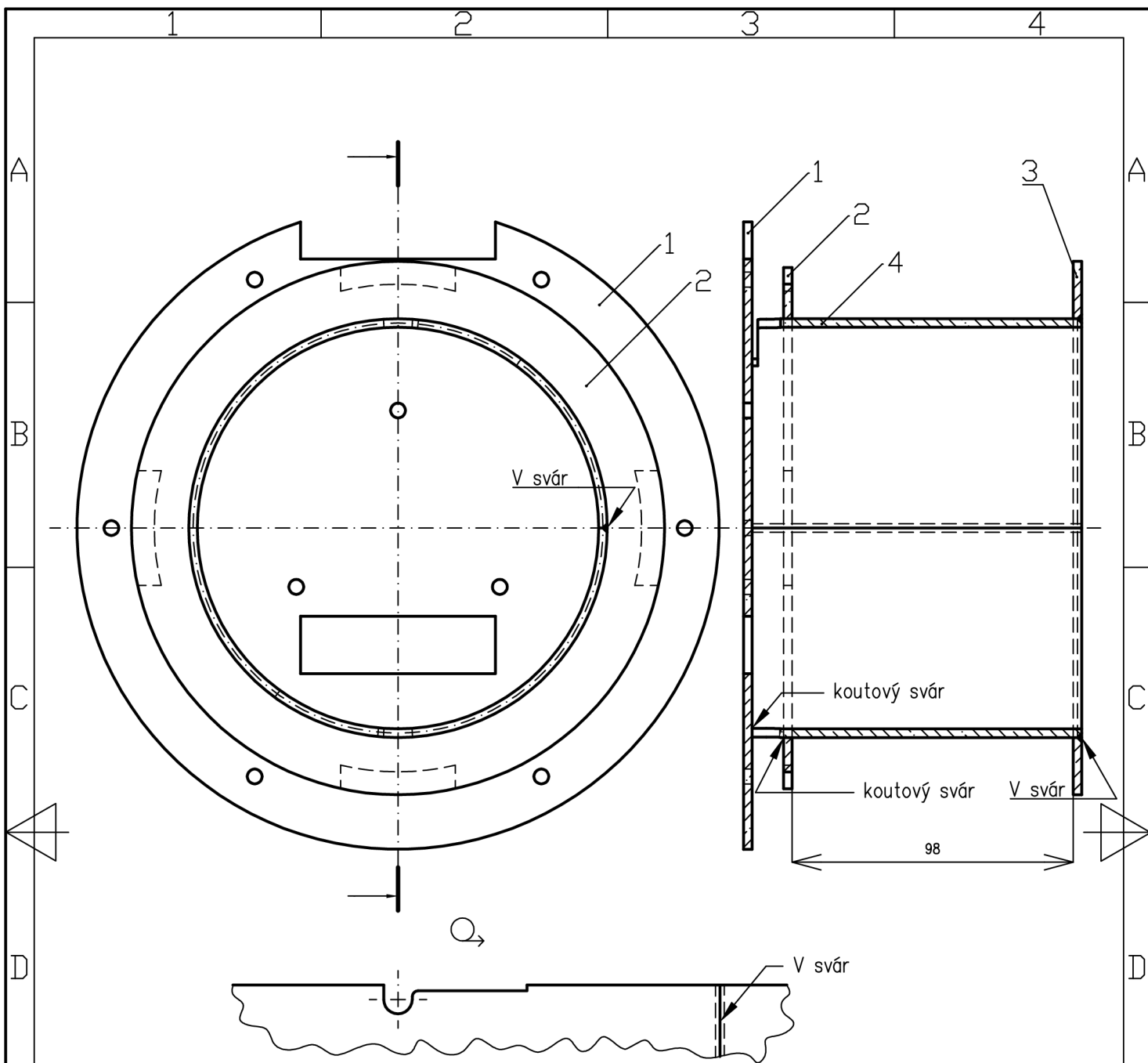
				HMOTNOST:	MATERIÁL: 11 523	T.O.:
				TOL.DLE ISO 8015	POLOTOVAR, P 3	
				PŘESNOST: ISO 2768 - mH	ROZMĚR:	
INDEX	ZMENA	PODPIS	DATUM	DRSNOST	POLOTOVAR, NORMA:	
METODA		FORMÁT:		SOUBOR:	SOUPIS POLOŽEK	
PROMÍTANÍ:		CAD:		CÍSLO VÝKR. SESTAVY:		
VUT FEKT UETE	PODPIS	DATUM	NÁZEV:	MEŘITKO:		
	KRESLIL:		DOLNÍ LEM	1:2		
	TECHNOLOG:		CÍSLO VÝKRESU:	LISTŮ: 5		
	NORM.REF.:		2	LIST: 2		
	SCHVÁLIL:					



				HMOTNOST:	MATERIÁL: 11 523	T.O.:
				TOL.DLE ISO 8015	POLOTOVAR, P 3	
				PŘESNOST: ISO 2768 - mH	ROZMĚR:	
INDEX	ZMENA	PODPIS	DATUM	PŘESNOST	POLOTOVAR, NORMA:	
METODA			FORMÁT:	DRSNOST	SOUPIS POLOŽEK	
PROMÍTANÍ:			CAD:	SOUBOR:	CISLO VÝKR. SESTAVY:	
VUT FEKT UETE	PODPIS	DATUM	NÁZEV:			MEŘITKO:
	KRESLIL:		HORNÍ LEM			1:2
	TECHNOLOG:		CISLO VÝKRESU:			LISTŮ: 5
	NORM.REF.:		3			LIST: 3
	SCHVÁLIL:					



				HMOTNOST:	MATERIÁL: 11 523	T.O.:
				TOL.DLE ISO 8015	POLOTOVAR, P 3	
				PŘESNOST: ISO 2768 - mH	ROZMĚR:	
INDEX	ZMENA	PODPIS	DATUM	PŘESNOST	POLOTOVAR, NORMA:	
METODA		FORMÁT:		DRSNOST	SOUPIS POLOŽEK	
PROMÍTANÍ:		CAD:		SOUBOR:	CISLO VÝKR. SESTAVY:	
VUT FEKT UETE		PODPIS	DATUM	NÁZEV:		MEŘITKO:
		KRESLIL:		PLÁŠŤ		1:2
		TECHNOLOG:		CISLO VÝKRESU:		LISTŮ: 5
		NORM.REF.:		4		LIST: 4
		SCHVÁLIL:				



SOUPIS POLOŽEK:

- 1 - PODSTAVA
- 2 - DOLNÍ LEM
- 3 - HORNÍ LEM
- 4 - PLÁŠŤ

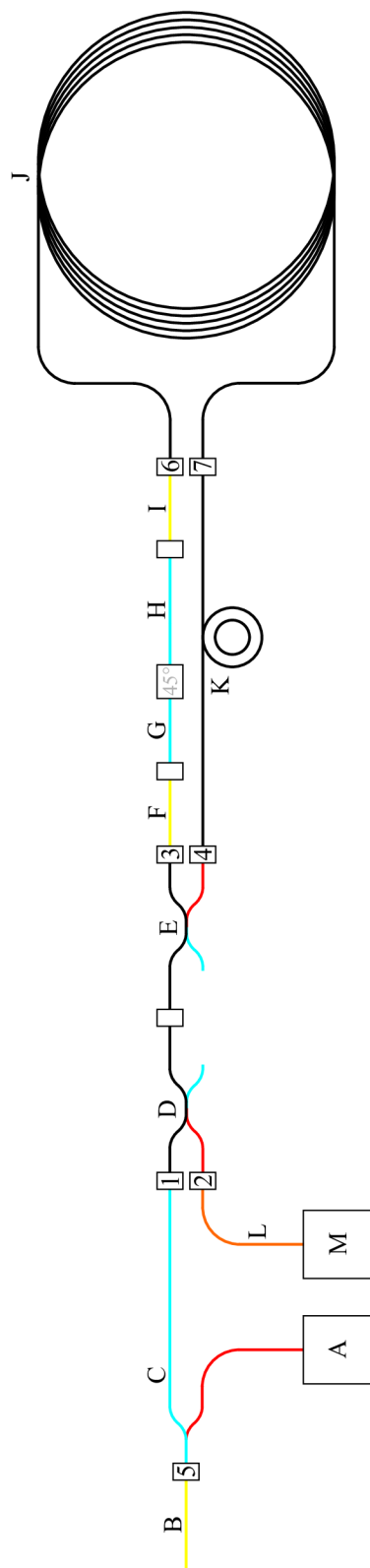
ČERNĚNO

				HMOTNOST:	MATERIÁL:	T.D.:
				TOL.DLE ISO 8015	POLOTOVAR, ROZMĚR:	
INDEX	ZMĚNA	PODPIS	DATUM	PŘESNOST: ISO 2768 - mH	POLOTOVAR, NORMA:	
METODA		FORMÁT:		DRSNOST	SOUPIS POLOŽEK	
PROMÍTANÍ:		CAD:		SOUBOR:	CÍSLO VÝKR. SESTAVY:	
VUT FEKT UETE	PODPIS	DATUM	NÁZEV:	MEŘITKO:		
	KRESLIL:		SESTAVA CÍVKY	1:2		
	TECHNOLG:		CÍSLO VÝKRESU:	LISTŮ: 5		
	NORM.REF.:		5	LIST: 5		
	SCHVÁLIL:					

E SCHÉMA ZAPOJENÍ KOMPONENT I-FOG

Podrobné schéma zapojení jednotlivých optických komponent finálního I-FOG je uvedeno na obr. E.1. Jednotlivé optické komponenty jsou označeny písmeny a popsány v následujícím seznamu. Pro přehlednost byly některé spojky mezi vláknovými komponentami označeny čísly, jak naznačuje schéma. Rovněž barevné provedení jednotlivých prvků je v souladu se skutečností (namísto bílé barvy je ve schématu použita černá).

- (A) Zdroj záření s laserovou diodou Thorlabs L980P100 a kolimátory Thorlabs PAF-X-5-C
- (B) Er-dopované vlákno Fibercore M12-980-125
- (C) Vlnový multiplexer Thorlabs WD202A-APC
- (D) Vazební člen Thorlabs 10202A-50-APC
- (E) Vazební člen Thorlabs 10202A-50-APC
- (F) Segment SM vlákna Thorlabs P5-SMF28E-FC/ST-1
- (G) Segment PM vlákna Thorlabs P1-1550PM-FC-1
- (H) Segment PM vlákna Thorlabs P1-1550PM-FC-2
- (I) Segment SM vlákna Thorlabs P5-SMF28E-FC/ST-1
- (J) Optické vlákno Thorlabs SMF-28
- (K) Fázový modulátor s vláknem Thorlabs SMF-28e+
- (L) Segment MM vlákna FC/ST
- (M) Fotodioda Laser Components PDINP075ST83-W-0



Obr. E.1: Podrobné schéma zapojení jednotlivých optických komponent finálního I-FOG

F TABULKY VÝSLEDKŮ MĚŘENÍ

Tab. F.1: Naměřené a vypočtené hodnoty

Rozsah měření: ± 200 °/s				Teplota: 25 °C			
Ω [°/s]	$ S_1 $ [mV]	$ S_2 $ [mV]	$\arg(S_1)$ [°]	$\arg(S_2)$ [°]	S_1 [mV]	S_2 [mV]	S_{lin} [-]
-200	76,0	81,0	102,8	-0,08	76,0	81,0	0,561
-190	104,3	62,3	103,0	-0,3	104,3	62,3	0,843
-180	126,2	39,6	103,2	-6,0	126,2	39,6	1,133
-170	136,7	13,5	103,2	-1,8	136,7	13,5	1,425
-160	138,3	13,6	103,3	-179,0	138,3	-13,6	-1,425
-150	126,5	39,6	103,4	180,0	126,5	-39,6	-1,134
-140	105,7	62,9	103,6	179,8	105,7	-62,9	-0,845
-130	76,2	81,6	103,7	179,7	76,2	-81,6	-0,559
-120	39,4	93,9	104,0	179,6	39,4	-93,9	-0,274
-110	1,2	98,4	-96,3	179,7	-1,2	-98,4	0,008
-100	40,7	91,6	-77,0	179,6	-40,7	-91,6	0,289
-90	80,5	83,9	-76,7	179,8	-80,5	-83,9	0,572
-80	112,5	65,8	-76,6	179,8	-112,5	-65,8	0,853
-70	136,7	42,1	-76,6	-180,0	-136,7	-42,1	1,140
-60	147,1	14,1	-76,5	-178,8	-147,1	-14,1	1,429
-50	142,1	13,9	-76,5	-2,0	-142,1	13,9	-1,426
-40	132,2	41,5	-76,5	-0,7	-132,2	41,5	-1,133
-30	110,5	65,4	-76,4	-0,3	-110,5	65,4	-0,847
-20	80,7	83,0	-76,2	-0,10	-80,7	83,0	-0,578
-10	41,0	94,8	-75,6	0,00	-41,0	94,8	-0,282
0	0,8	98,6	-3,0	0,07	-0,8	98,6	-0,005
10	39,7	92,6	102,3	-0,05	39,7	92,6	0,280
20	76,8	81,8	102,8	-0,2	76,8	81,8	0,562
30	108,8	63,3	103,0	-0,4	108,8	63,3	0,856
40	130,7	40,2	103,1	-0,7	130,7	40,2	1,141
50	142,8	13,5	103,3	-1,8	142,8	13,5	1,431
60	140,3	14,7	103,3	-179,1	140,3	-14,7	-1,416
70	127,6	40,8	103,4	179,9	127,6	-40,8	-1,126
80	104,8	63,4	103,5	179,7	104,8	-63,4	-0,837
90	74,5	81,2	103,7	179,6	74,5	-81,2	-0,551
100	38,0	92,6	104,0	179,6	38,0	-92,6	-0,268
110	1,9	97,4	-88,1	179,6	-1,9	-97,4	0,013
120	42,3	93,6	-77,0	179,6	-42,3	-93,6	0,294
130	79,7	82,1	-76,7	179,7	-79,7	-82,1	0,577
140	111,2	64,0	-76,6	179,8	-111,2	-64,0	0,861
150	133,4	40,3	-76,6	-180,0	-133,4	-40,3	1,147
160	145,4	13,3	-76,6	-179,7	-145,4	-13,3	1,435
170	145,4	15,1	-76,5	-1,8	-145,4	15,1	-1,417
180	132,5	42,0	-76,5	-0,7	-132,5	42,0	-1,129
190	108,8	64,9	-76,4	-0,4	-108,8	64,9	-0,844
200	76,8	82,5	-76,2	-0,2	-76,8	82,5	-0,558

Tab. F.2: Naměřené a vypočtené hodnoty

Rozsah měření: ± 40 °/s				Teplota: 25 °C			
Ω [°/s]	$ S_1 $ [mV]	$ S_2 $ [mV]	$\arg(S_1)$ [°]	$\arg(S_2)$ [°]	S_1 [mV]	S_2 [mV]	S_{lin} [-]
-40	132,6	41,2	-76,4	-0,5	-132,6	41,2	-1,137
-38	129,3	46,5	-76,4	-0,4	-129,3	46,5	-1,078
-36	126,0	51,5	-76,3	-0,4	-126,0	51,5	-1,023
-34	121,8	56,4	-76,3	-0,3	-121,8	56,4	-0,966
-32	115,2	60,5	-76,3	-0,3	-115,2	60,5	-0,906
-30	109,7	64,7	-76,3	-0,2	-109,7	64,7	-0,849
-28	103,7	68,9	-76,3	-0,2	-103,7	68,9	-0,790
-26	97,9	72,5	-76,3	-0,1	-97,9	72,5	-0,736
-24	91,6	76,2	-76,2	-0,1	-91,6	76,2	-0,678
-22	84,9	79,5	-76,2	-0,1	-84,9	79,5	-0,621
-20	78,1	82,6	-76,2	-0,1	-78,1	82,6	-0,565
-18	70,5	85,3	-76,1	-0,02	-70,5	85,3	-0,506
-16	63,1	87,3	-76,0	0,00	-63,1	87,3	-0,451
-14	56,2	90,4	-75,9	0,03	-56,2	90,4	-0,395
-12	48,6	92,3	-75,8	0,06	-48,6	92,3	-0,339
-10	41,0	95,1	-75,5	0,1	-41,0	95,1	-0,281
-8	33,2	96,8	-75,3	0,1	-33,2	96,8	-0,226
-6	25,3	99,1	-74,8	0,1	-25,3	99,1	-0,169
-4	16,9	99,3	-74,0	0,1	-16,9	99,3	-0,114
-2	8,5	99,1	-71,4	0,1	-8,5	99,1	-0,057
0	0,8	100,0	0,8	0,08	0,8	100,0	0,005
2	8,3	100,1	97,8	0,06	8,3	100,1	0,056
4	16,5	98,8	100,7	0,1	16,5	98,8	0,111
6	24,3	96,5	101,6	0,1	24,3	96,5	0,167
8	32,5	95,7	102,0	0,1	32,5	95,7	0,224
10	40,3	93,8	102,3	0,08	40,3	93,8	0,280
12	48,1	92,0	102,5	0,06	48,1	92,0	0,337
14	56,0	90,4	102,6	0,03	56,0	90,4	0,394
16	63,5	88,0	102,7	0,00	63,5	88,0	0,451
18	70,1	84,4	102,8	-0,02	70,1	84,4	0,508
20	77,5	82,0	102,9	-0,05	77,5	82,0	0,565
22	84,3	78,9	102,9	-0,08	84,3	78,9	0,621
24	90,7	75,4	103,0	-0,1	90,7	75,4	0,679
26	97,4	72,0	103,0	-0,2	97,4	72,0	0,737
28	104,4	68,9	103,0	-0,2	104,4	68,9	0,793
30	111,7	65,7	103,0	-0,3	111,7	65,7	0,851
32	117,4	61,3	103,1	-0,3	117,4	61,3	0,909
34	122,3	56,6	103,1	-0,4	122,3	56,6	0,967
36	126,1	51,2	103,2	-0,4	126,1	51,2	1,026
38	131,3	46,6	103,2	-0,4	131,3	46,6	1,084
40	134,9	41,4	103,2	-0,6	134,9	41,4	1,141

Tab. F.3: Naměřené a vypočtené hodnoty

Rozsah měření: ± 2 °/s				Teplota: 25 °C			
Ω [°/s]	$ S_1 $ [mV]	$ S_2 $ [mV]	$\arg(S_1)$ [°]	$\arg(S_2)$ [°]	S_1 [mV]	S_2 [mV]	S_{lin} [-]
-2,0	8,46	96,6	-71,52	-0,04	-8,46	96,6	-0,0586
-1,8	7,64	96,5	-70,97	-0,04	-7,64	96,5	-0,0530
-1,6	6,82	96,2	-70,28	0,01	-6,82	96,2	-0,0475
-1,4	5,86	95,4	-69,40	0,01	-5,86	95,4	-0,0411
-1,2	5,22	96,4	-68,30	0,00	-5,22	96,4	-0,0363
-1,0	4,40	96,0	-66,15	-0,03	-4,40	96,0	-0,0307
-0,9	3,99	98,0	-65,20	-0,02	-3,99	98,0	-0,0273
-0,8	3,51	96,2	-64,74	-0,02	-3,51	96,2	-0,0245
-0,7	3,12	96,5	-63,28	-0,05	-3,12	96,5	-0,0217
-0,6	2,73	96,7	-61,26	-0,02	-2,73	96,7	-0,0189
-0,5	2,37	98,4	-58,50	0,03	-2,37	98,4	-0,0161
-0,4	1,96	95,4	-54,87	0,02	-1,96	95,4	-0,0138
-0,3	1,59	96,8	-49,56	0,01	-1,59	96,8	-0,0110
-0,2	1,25	96,4	-40,98	0,01	-1,25	96,4	-0,0087
-0,1	0,953	96,3	-26,77	0,02	-0,953	96,3	-0,0066
-0,05	0,855	102,3	-14,25	0,09	-0,855	102,3	-0,0056
0,00	0,788	101,0	6,33	0,48	0,788	101,0	0,0052
0,05	0,736	96,7	18,85	0,42	0,736	96,7	0,0051
0,1	0,726	97,4	34,80	0,43	0,726	97,4	0,0050
0,2	0,858	96,8	62,72	0,42	0,858	96,8	0,0059
0,3	1,13	98,5	80,90	0,48	1,13	98,5	0,0077
0,4	1,56	101,0	91,19	0,52	1,56	101,0	0,0104
0,5	1,97	102,1	97,41	0,52	1,97	102,1	0,0129
0,6	2,34	101,9	101,34	0,54	2,34	101,9	0,0154
0,7	2,77	102,5	104,21	0,53	2,77	102,5	0,0181
0,8	3,20	102,8	106,30	0,52	3,20	102,8	0,0209
0,9	3,35	96,3	107,49	0,39	3,35	96,3	0,0233
1,0	3,81	97,0	108,96	0,04	3,81	97,0	0,0263
1,2	4,77	101,0	110,98	0,46	4,77	101,0	0,0316
1,4	5,75	102,4	112,34	0,46	5,75	102,4	0,0376
1,6	6,43	100,8	113,30	0,47	6,43	100,8	0,0427
1,8	7,20	97,7	113,98	0,44	7,20	97,7	0,0494
2,0	7,57	94,1	114,48	0,34	7,57	94,1	0,0539

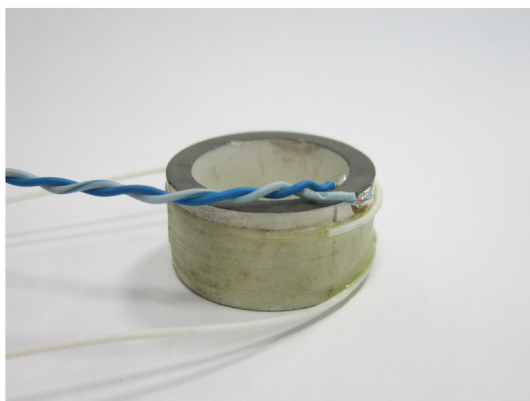
G FOTODOKUMENTACE



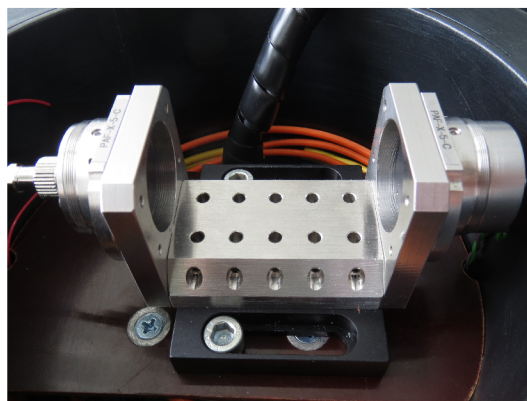
Obr. G.1: Vláknový vazební člen Thorlabs 10202A-50-APC [26]



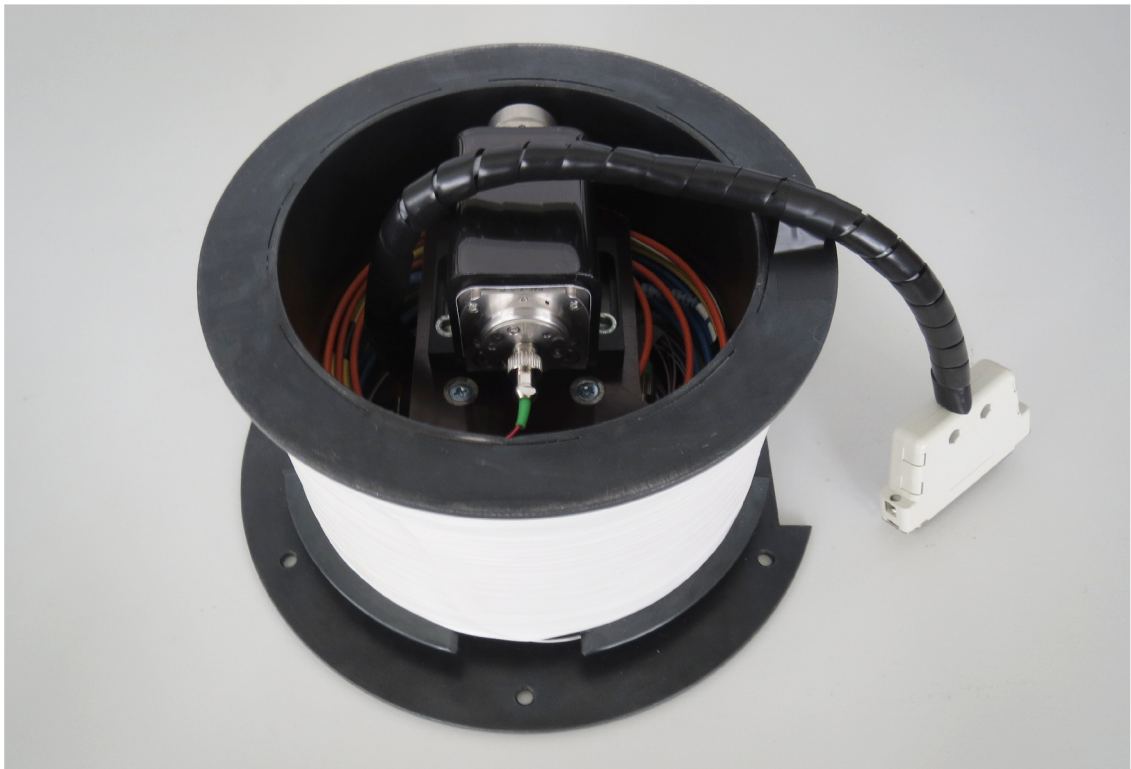
Obr. G.2: Kontrolér polarizace Thorlabs FPC562 [22]



Obr. G.3: Vyrobený piezoelektrický fázový modulátor



Obr. G.4: Lavice s kolimátory a laserovou diodou



Obr. G.5: Finální podoba sestaveného I-FOG



Obr. G.6: Měřicí pracoviště