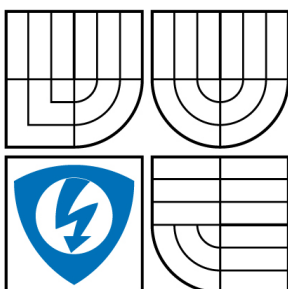


VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ
BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY



FAKULTA ELEKTROTECHNIKY A KOMUNIKAČNÍCH
TECHNOLOGIÍ
ÚSTAV RADIOELEKTRONIKY

FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING AND COMMUNICATION
DEPARTMENT OF RADIO ELECTRONICS

POTLAČENÍ MECHANICKÝCH VLIVŮ PŘI PŘENOSU OPTICKÝM VLÁKNEM

THE SUPPRESSION OF MECHANICAL STRESS IMPACTS IN FIBER
OPTIC TRANSMISSION SYSTEMS

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE
BACHELOR'S THESIS

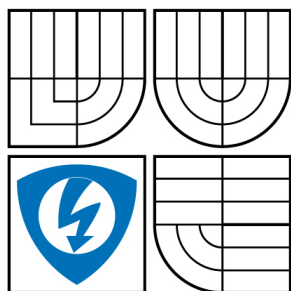
AUTOR PRÁCE
AUTHOR

MICHAL PAVLŮ

VEDOUCÍ PRÁCE
SUPERVISOR

Ing. PETR DREXLER, Ph.D.

BRNO 2008



VYSOKÉ UČENÍ
TECHNICKÉ V BRNĚ

Fakulta elektrotechniky
a komunikačních technologií

Ústav radioelektroniky

Bakalářská práce

bakalářský studijní obor

Elektronika a sdělovací technika

Student: Pavlů Michal

ID: 77795

Ročník: 3

Akademický rok: 2007/2008

NÁZEV TÉMATU:

Potlačení mechanických vlivů při přenosu optickým vláknem

POKYNY PRO VYPRACOVÁNÍ:

Prostudujte mechanismus šíření světla v optickém vlákně. V práci popište faktory, které ovlivňují velikost útlumu signálu v optickém vlákně. Soustředte se na vliv mechanických vlivů, především ohybu.

Na základě získaných poznatků v předchozí práci navrhnete možnosti potlačení mechanických vlivů na šíření signálu v optickém vlákně.

Získané poznatky ověřte realizací optické úlohy, která bude využívat navržené možnosti.

DOPORUČENÁ LITERATURA:

[1] HOBBS, P.C.D. Building electro-optical systems, making it all work. New York: John Wiley & Sons, 2000. 760 s. ISBN: 978-0-471-24681-7

[2] URBAN, F. Optoelektronika a optické komunikace. Skriptum. Brno: FEKT VUT v Brně, 2003. 223 s.

Termín zadání: 11.2.2008

Termín odevzdání: 6.6.2008

Vedoucí práce: Ing. Petr Drexler, Ph.D.

prof. Dr. Ing. Zbyněk Raida
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 § 152 trestního zákona č. 140/1961 Sb.

LICENČNÍ SMLOUVA

POSKYTOVANÁ K VÝKONU PRÁVA UŽÍT ŠKOLNÍ DÍLO

uzavřená mezi smluvními stranami:

1. Pan/paní

Jméno a příjmení: Michal Pavlů

Bytem:

Narozen/a (datum a místo): 9.1.1986, Jihlava

(dále jen "autor")

a

2. Vysoké učení technické v Brně

Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií

se sídlem Údolní 244/53, 60200 Brno 2

jejímž jménem jedná na základě písemného pověření děkanem fakulty:

prof. Dr. Ing. Zbyněk Raida

(dále jen "nabyvatel")

Článek 1

Specifikace školního díla

1. Předmětem této smlouvy je vysokoškolská kvalifikační práce (VŠKP):

- ☐ disertační práce
- ☐ diplomová práce
- ☒ bakalářská práce

jiná práce, jejíž druh je specifikován jako

(dále jen VŠKP nebo dílo)

Název VŠKP: Potlačení mechanických vlivů při přenosu optickým vláknem

Vedoucí/školicel VŠKP: Ing. Petr Drexler, Ph.D.

Ústav: Ústav radioelektroniky

Datum obhajoby VŠKP:

VŠKP odevzdal autor nabyvateli v:

- ☐ tištěné formě - počet exemplářů
- ☐ elektronické formě - počet exemplářů

2. Autor prohlašuje, že vytvořil samostatnou vlastní tvůrčí činností dílo shora popsané a specifikované. Autor dále prohlašuje, že při zpracovávání díla se sám nedostal do rozporu s autorským zákonem a předpisy souvisejícími a že je dílo dílem původním.

3. Dílo je chráněno jako dílo dle autorského zákona v platném znění.

4. Autor potvrzuje, že listinná a elektronická verze díla je identická.

Článek 2

Udělení licenčního oprávnění

1. Autor touto smlouvou poskytuje nabyvateli oprávnění (licenci) k výkonu práva uvedené dílo nevýdělečně užít, archivovat a zpřístupnit ke studijním, výukovým a výzkumným účelům včetně pořizování výpisů, opisů a rozmnoženin.
2. Licence je poskytována celosvětově, pro celou dobu trvání autorských a majetkových práv k dílu.
3. Autor souhlasí se zveřejněním díla v databázi přístupné v mezinárodní síti
 - ☒ ihned po uzavření této smlouvy
 - ☐ 1 rok po uzavření této smlouvy
 - ☐ 3 roky po uzavření této smlouvy
 - ☐ 5 let po uzavření této smlouvy
 - ☐ 10 let po uzavření této smlouvy(z důvodu utajení v něm obsažených informací)
4. Nevýdělečné zveřejňování díla nabyvatelem v souladu s ustanovením § 47b zákona č. 111/1998 Sb., v platném znění, nevyžaduje licenci a nabyvatel je k němu povinen a oprávněn ze zákona.

Článek 3

Závěrečná ustanovení

1. Smlouva je sepsána ve třech vyhotoveních s platností originálu, přičemž po jednom vyhotovení obdrží autor a nabyvatel, další vyhotovení je vloženo do VŠKP.
2. Vztahy mezi smluvními stranami vzniklé a neupravené touto smlouvou se řídí autorským zákonem, občanským zákoníkem, vysokoškolským zákonem, zákonem o archivnictví, v platném znění a popř. dalšími právními předpisy.
3. Licenční smlouva byla uzavřena na základě svobodné a pravé vůle smluvních stran, s plným porozuměním jejímu textu i důsledkům, nikoliv v tísní a za nápadně nevýhodných podmínek.
4. Licenční smlouva nabývá platnosti a účinnosti dnem jejího podpisu oběma smluvními stranami.

V Brně dne:

.....

Nabyvatel

.....

Autor

Abstrakt

Práce se zabývá problematikou potlačení mechanických vlivů při přenosu optickým vláknem. V práci je proveden rozbor vlivů, které mají největší vliv na polarizaci v optickém vlákně. Jsou navrženy metody pro zachování polarizace v optickém vlákně. Teoreticky jsou analyzovány metody pro zachování stavu polarizace v optickém vlákně.

Vybraná metoda je teoreticky analyzována a experimentálně realizována. Na základě získaných výsledků se tato metoda ukázala jako vhodná pro řešení tohoto problému.

Klíčová slova

Optovláknový senzor, ohyb optického vlákna, polarizace vlny, Jonesův počet, Faradayův jev, lineární dvojlom, kruhový dvojlom

Abstract

This bachelors project deals with the suppression of mechanical stress impacts in fiber optic transmission systems. Factors that have major influence on the polarization state distortion in optical fiber are discussed. It has been proposed the utilization of orthoconjugate retroreflector (OKR) for the compensation of polarization state degeneration.

The theoretical analysis of this method is performed. The OKR method has been experimentally verified in the fiber optic current sensor. On the basis of results which were obtained by experimental verification the experimental results show evidence convenience of the designed method.

Keywords

Fiber optic sensor, bending of optical fiber, polarization of the optic wave, Jones calculus, Faraday effect, linear birefringence, circular birefringence.

Bibliografická citace práce

PAVLŮ, M. *Potlačení mechanických vlivů při přenosu optickým vláknem.*

Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií,
2008. 44 s. Vedoucí semestrálního projektu: Ing. Petr Drexler, Ph.D.

Prohlášení

Prohlašuji, že svůj semestrální projekt na téma Potlačení mechanických vlivů při přenosu optickým vláknem jsem vypracoval samostatně pod vedením vedoucího semestrálního projektu 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 uvedeného semestrálního projektu dále prohlašuji, že v souvislosti s vytvořením tohoto projektu jsem neporušil autorská práva třetích osob, zejména jsem nezasáhl nedovoleným způsobem do cizích autorských práv osobnostních a jsem si plně vědom následků porušení ustanovení § 11 a následujících autorského zákona č. 121/2000 Sb., včetně možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení § 152 trestního zákona č. 140/1961 Sb.

V Brně dne 2. ledna 2008

.....
podpis autora

Poděkování

Děkuji vedoucímu diplomové práce Ing. Petru Drexlerovi, Ph.D za účinnou metodickou, pedagogickou a odbornou pomoc a další cenné rady při zpracování mého semestrálního projektu.

V Brně dne 2. ledna 2008

.....
podpis autora

1	ÚVOD	11
2	MECHANISMUS ŠÍŘENÍ SVĚTLA V OPTICKÉM VLÁKNĚ	12
2.1	Typy vláken	14
2.2	Útlum ve vláknech	16
2.3	Disperze optického vlákna	18
2.4	Ohyb optického vlákna.....	18
2.5	Mikroohyby optického vlákna	20
3	POLARIZAČNÍ POPIS VLNY V OPTICKÉM VLÁKNĚ	20
3.1	Polarizace vlny	21
3.2	Jonesův počet	22
3.3	Mechanické vlivy na polarizační stav	23
3.4	Metody potlačení mechanických vlivů	23
4	NÁVRH OKR USPOŘÁDÁNÍ	27
4.1	Faradayův jev	27
4.2	Maticová analýza	29
5	EXPERIMENTÁLNÍ OVĚŘENÍ	32
5.1	Polarizační měření bez přítomnosti OKR	32
5.2	Polarizační měření s přítomností OKR	34
6	OVĚŘENÍ NA ÚLOZE MĚŘENÍ PROUDU	38
6.1	Měření proudu bez přítomnosti OKR	38
6.2	Měření proudu s přítomností OKR	39
7	ZÁVĚR	42
8	BIBLIOGRAFIE	43

SEZNAM OBRÁZKŮ

Obr. 1. Optické vlákno s primární a sekundární ochranou.....	12
Obr. 2. Šíření světla v optickém vláknu typu SI.....	13
Obr. 3. Šíření signálu gradientním vláknem.....	15
Obr. 4. Šíření paprsků v mnohamodovém vláknu.....	16
Obr. 5. Šíření paprsků v jednomodovém vláknu.....	16
Obr. 6. Následující obrázek představuje závislost jejich měrného útlumu a disperze na vlnové délce.....	17
Obr. 7. K definici koeficientu útlumu.....	17
Obr. 8a. Ohyb optického vlákna.....	19
Obr. 8b. Překročení povoleného poloměru ohybu optického vlákna.....	19
Obr. 9. Aplikace vidového filtru.....	20
Obr. 10. Mikroohyb optického vlákna.....	20
Obr. 11. Simulace mikroohybu optického vlákna.....	20
Obr. 12. Elektromagnetická vlna.....	21
Obr. 13. Eliptická polarizace.....	22
Obr. 14. Schéma ortokonjugálního reflektoru.....	24
Obr. 15. Zapojení polarizačního kontroléru.....	25
Obr. 16. Vláknový polarizační kontrolér FPC030.....	25
Obr. 17. Vláknový polarizační kontrolér FPC-100.....	26
Obr. 18. Uspořádání OKR.....	27
Obr. 19. Faradayův magneto-optický jev.....	28
Obr. 20. Uspořádání snímací a kompenzační části vláknového senzoru pro teoretické ověření.....	32
Obr. 21. Pracoviště s optickým vláknem.....	33
Obr. 22. Blokové zapojení bez OKR.....	33
Obr. 23. Polarimetrické měření s přítomností OKR.....	34
Obr. 24. Destičkový dělič.....	35
Obr. 25. Průběh světelného paprsku destičkovým děličem orientovaným vůči dopadajícímu svazku a) dělicí plochou a b) antireflexní plochou.....	35
Obr. 26. Postup vlny dělicí kostkou.....	36
Obr. 27. Blokové zapojení s OKR.....	36
Obr. 28. Pulzní měření bez OKR.....	38
Obr. 29. Průběhy zaznamenané osciloskopem bez OKR.....	39
Obr. 30. Pulzní měření s OKR.....	40
Obr. 31. Průběhy zaznamenané osciloskopem s OKR.....	40

SEZNAM TABULEK

Tab. 1: Tabulka typických hodnot NA jednotlivých druhů vláken typ vlákna NA...	13
Tab. 2: Polarimetrické měření bez přítomnosti OKR.....	33
Tab. 3: Polarimetrické měření s přítomností OKR.....	37

1 ÚVOD

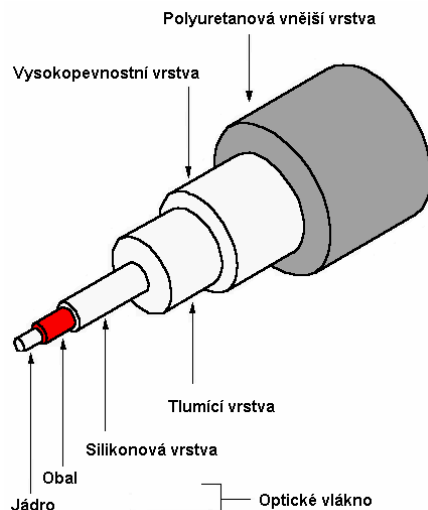
Princip přenosu signálu po optických vláknech je znám již poměrně dlouho. Využívá dobře známých fyzikálních zákonitostí - jde především o Snellův zákon lomu, který říká, že se světelný paprsek na rozhraní dvou prostředí z části láme a odráží zpět, a z části prostupuje do druhého prostředí. Vše samozřejmě závisí ještě na poměru optických vlastností obou prostředí, zejména na jejich indexech lomu a na úhlu, pod kterým paprsek na rozhraní dopadá. Pokud je tento úhel dostatečně malý, do druhého prostředí neprostupuje nic a celý paprsek se odráží zpět, neboli zůstává v původním optickém prostředí. Přesně to je pak princip vedení světelného paprsku jádrem optického vlákna (které musí být obaleno další vrstvou s jinými optickými vlastnostmi, aby vytvářelo vhodné podmínky pro úplný odraz). Celý optický přenosový systém pak samozřejmě zahrnuje ještě i zdroj světla (generátor) a také jeho přijímač (detektor).

Významným faktorem, který ovlivňuje šíření světelné vlny v optickém vlákne, jsou mechanické vlivy. Za mechanické namáhání považujeme ohyb, tlak a krut. Při těchto namáháních dochází v optických vláknech k nedodržení podmínek zákona lomu a tím i k výrazným útlumům optické trasy. Dalším důsledkem těchto namáhání je vytváření lineárního dvojlomu v optickém vlákne a tím ke změnám polarizace optické vlny. Tento jev je však zcela nežádoucí. Především v senzorových aplikacích, které jsou na změny polarizace velmi citlivé. Proto je potřeba eliminace tohoto jevu. V dnešní době je známo několik metod pro potlačení dvojlomu. Jedná se o metody deterministické, metody využívající fyzikální principy nebo metody k potlačení těchto vlivů již při výrobě optických vláken.

V této práci se proto budeme snažit navrhnout, analyzovat a ověřit vhodný způsob kompenzace lineárního dvojlomu.

2 MECHANIZMUS ŠÍŘENÍ SVĚTLA V OPTICKÉM VLÁKNĚ

Optické vlákno je válcový dielektrický vlnovod zhotovený z nízkoztrátového materiálu (nejčastěji z taveného křemenného skla vysoké chemické čistoty). Jádru vlnovodu má nepatrně vyšší hodnotu indexu lomu než jeho plášť, což zajišťuje šíření záření podél osy vlákna.



Obr. 1. Optické vlákno s primární a sekundární ochranou

Pro rozhraní vzduch/jádru platí Snellův zákon:

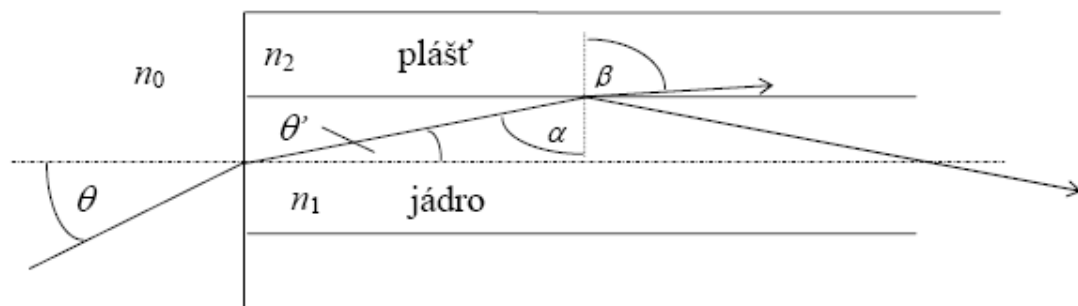
$$\frac{\sin \theta}{\sin \theta'} = \frac{n_1}{n_0}, \quad (1)$$

kde n_0 – index lomu vzduchu, n_1 – index lomu jádra, θ – úhel dopadu světla na čelo vlákna, θ' – úhel lomu světla v jádru, viz **Obr. 2**.

A podobně pro rozhraní jádro/plášť platí:

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{n_2}{n_1}, \quad (2)$$

kde n_1 – index lomu jádra, n_2 – index lomu pláště, α – úhel dopadu světla na rozhraní jádro/plášť, β – úhel lomu světla v plášti.



Obr. 2. Šíření světla v optickém vláknu typu SI

Podmínkou efektivního šíření světla ve vláknu je vznik totálního odrazu na rozhraní jádro/plášť. Předně musí být splněna nerovnost: $n_1 > n_2$. Nejmenší úhel dopadu na rozhraní jádro/plášť, při kterém dochází k totálnímu odrazu, označme $\alpha_{\max}$. Pak $\beta = \pi/2$ a $\sin \beta = 1$ a nastává totální odraz.

Platí:

$$\sin \alpha_{\max} = \cos \theta'_{\max} = \frac{n_2}{n_1} \quad (3)$$

$$\sin \theta'_{\max} = \sqrt{1 - \cos^2 \theta'_{\max}} \quad (4)$$

$$\sin \theta_{\max} = \frac{n_1}{n_2} \sqrt{1 - \cos^2 \theta'_{\max}} = \frac{n_1}{n_2} \sqrt{1 - \frac{n_2^2}{n_1^2}} \approx (n_1^2 - n_2^2)^{\frac{1}{2}} \approx (2n_1 \Delta)^{\frac{1}{2}} \quad (5)$$

kde $\Delta = n_1 - n_2$ je rozdíl v indexech lomu jádra a pláště, přičemž $n_1 \cong n_2$; $\Delta \ll 1$; $\theta_{\max}$ je tzv. aperturní (příjmový) úhel vlákna.

Veličina $\sin \theta_{\max}$ se definuje jako numerická apertura (NA) optického vlákna a je mírou schopnosti vlákna přijmout optický výkon. Pro různé typy vláken viz **Tab. 1**.

Typ vlákna	NA
SI	0,3
GI	0,3
SM	0,055

Tab. 1: Tabulka typických hodnot NA jednotlivých druhů vláken typ vlákna NA

kde SI jsou multimodová vlákna se skokovou změnou indexu lomu, GI multimodová vlákna s postupnou změnou indexu lomu a SM jednomodová vlákna.

Podle průběhu indexu lomu jádra a pláště a podle průměru jádra dochází k různým způsobům šíření optického signálu (vznik tzv. vidů) vláknem.

2.1 TYPY VLÁKEN

Podle geometrických relací jádra a pláště se vlákna dělí na jednomodová, gradientní a mnohomodová.

Podmínka nepřekročení kritického úhlu při šíření záření optickým vláknovým vlnovodem není jedinou podmínkou pro vedení světla ve vláknech. Tuto podmínku je nutno doplnit ještě podmínkou fázové koincidence vlnoploch záření tvořených axiálně posunutými paprsky. Tato fázová podmínka vede k vyjádření tzv. disperzní rovnice vlnovodu, jejíž řešení vymezuje konečný počet vln, které se mohou pro dané geometrické uspořádání a daný kmitočet studovanou vlnovodnou strukturou samostatně šířit. Disperzní rovnice určuje tvary elektrických a magnetických polí těchto vln i jejich fázové a grupové rychlosti. Určuje tak jednoznačně tzv. modovou strukturu vlnovodu. Ze znalosti způsobu šíření jednotlivých modů vlnovodem lze odvodit chování vlnovodu při přenosu signálů, a zejména šířku přenosového pásma vlnovodu. Počet modů, které se vlnovodem mohou šířit je úměrný čtverci normovaného kmitočtu V označovaného též jako charakteristický parametr vlákna

$$V = 2\pi \frac{a}{\lambda_0} (NA), \quad (6)$$

kde a je poloměr jádra a λ_0 je vlnová délka ve vakuu. Pro $V \gg 1$ je

$$M \approx \frac{V^2}{2} \text{ (pro SI)} \quad M \approx \frac{V^2}{4} \text{ (pro GI)}. \quad (7)$$

Z modové teorie optických vláken plyne také podmínka jednomodovosti. Pro OV typu SI se jednomodovost zabezpečí při $V < 2,405$. Lze pak odvodit podmínku pro průměr jádra

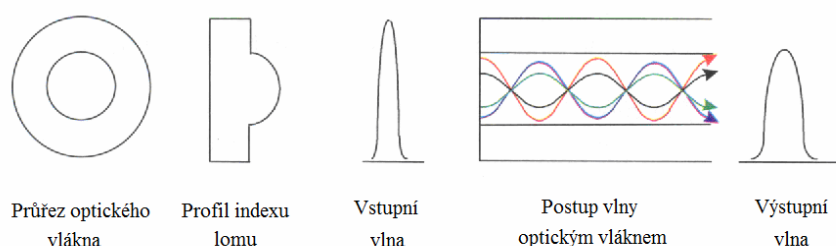
$$2a < 0,38 \frac{\lambda_0}{(NA)}. \quad (8)$$

Mnohomodová (MM) - vývojově nejstarší optická vlákna jsou svými vlastnostmi nevhodná pro použití v moderních senzorových aplikacích. Jejich charakteristikou je velký průměr jádra vlákna přesahující 50 μm . Velký průměr jádra umožňuje poměrně snadné navázání optického svazku do vlákna, viz **Obr. 4**. Nevýhodou je přítomnost velkého počtu vidů pole, mezi kterými se přelévá elektromagnetická energie přenášená ve vlákně. Charakter rozložení a vzájemná vazba mezi vidy je závislá především na mechanických vlivech na vlákno, jako je ohýbání, kroucení nebo napínání vlákna. Tyto vlivy způsobují náhodné fluktuace intenzity svazku vystupujícího z MM vláken. Dalším důležitým aspektem je nemožnost zachování polarizačního stavu přenášeného optického signálu, což je způsobeno výše uvedeným mnohovidovým charakterem šíření. Tyto důvody zároveň vylučují použití fázové modulace. Proto tyto vlákna nelze přímo použít v polarimetrických senzorech a polarizační modulace musí být převedena na modulaci intenzitní. Její použití je ovšem také problematické z důvodu negativně působících mechanických vlivů.

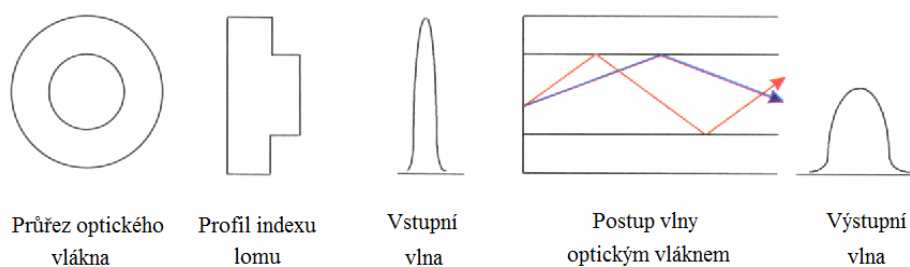
Gradientní (GI) s postupnou změnou indexu lomu umožňují šíření více modům, avšak toto rozložení indexu lomu umožňuje rychlejší šíření modům neležícím v ose vůči modům v ose vlákna, proto u těchto vláken dochází ke značné redukci disperze při zachování NA, viz **Obr. 3**.

Jednomodová (SM) - v současnosti jsou široce využívána SM optická vlákna, viz **Obr. 5**. Světelná vlna se v SM vláknech šíří podél osově umístěného jádra s malým průměrem (typicky 4 μm). Jednomodový charakter šíření potlačuje vliv vnějších mechanických vlivů na přenos, protože nedochází k mezividovým vazbám. To usnadňuje přenos intenzitně modulovaných optických signálů. Vzhledem k jednomodovému režimu lze snadno přenášet i fázově modulované signály, čehož se využívá v interferometrických vláknových senzorech. Principiálně je dále možné zachovávat i polarizaci vedené optické vlny, což je velmi významné v případě polarimetrických senzorů. V reálném SM vlákne je ale zachování stavu polarizace problematické. Negativně se projevují odchylky od ideálního kruhového průřezu jádra vlákna a také přítomnost latentního mechanického napětí vzniklého při výrobě vlákna. Tyto skutečnosti vedou ke vzniku vlastního lineárního dvojlomu vlákna. Ten způsobuje fázový posuv ortogonálních složek vedené vlny a vlna mění svoji polarizaci na obecně eliptickou. K vzniku přídavného lineárního dvojlomu v SM vlákne dochází i při působení vnějších mechanických (ohyb, tlak) a teplotních vlivů. Je nutno zmínit i vliv optovláknových konektorů na polarizační změny přenášeného signálu. Z důvodu mechanického ovlivnění vlákna při konektorování dochází také ke vzniku lineárního dvojlomu. Změnám stavu polarizace vedené vlny nelze u SM vláken snadno zabránit.

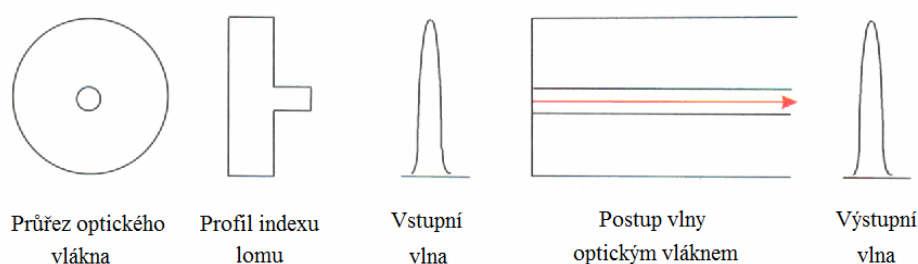
Speciálním případem SM vláken jsou vlákna PM. Jsou charakterizována silným vlastním lineárním dvojlomem. Lineární dvojlom je ve vláknech vytvořen eliptickou profilací jádra nebo vyvoláním silné anizotropie prostřednictvím zavedení mechanického napětí. Silný lineární dvojlom způsobuje vzájemnou nezávislost vedených ortogonálních vidů. Při vedení vlny je tak potlačena mezividová vazba a polarizační složky se neovlivňují a šíří se nezávisle. Fázový posuv ortogonálních složek vlny na vstupu vlákna je ale vlivem anizotropie pozměněn a polarizace není pro obecný případ zachována. Zachování polarizace je zajištěno pouze pro speciální případ, kdy je polarizace vedené vlny rovnoběžná s rychlou nebo pomalou optickou osou vlákna. PM vlákna proto nejsou vhodné pro přenos vln s libovolně orientovanou rovinou polarizace.



Obr. 3. Šíření signálu gradientním vláknem



Obr. 4. Šíření paprsků v mnohamodovém vlákně

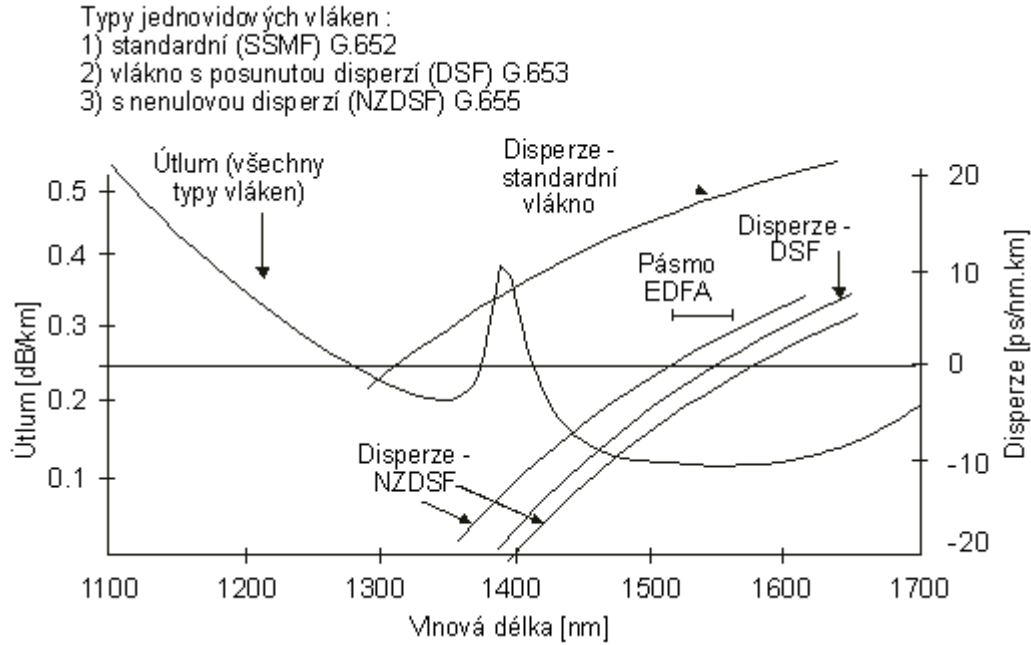


Obr. 5. Šíření paprsků v jednomodovém vlákně

2.2 ÚTLUM VE VLÁKNECH

Významným faktorem je útlum, který optické vlákno vytváří vůči přenášenému světlu, a který se projevuje zmenšováním intenzity světla - důsledkem je to, že po určité vzdálenosti je nutné světelný paprsek regenerovat, neboli zesílit jej. V sedmdesátých letech, kdy se optické kabely začaly používat pro přenosy na větší vzdálenosti, dosahoval útlum optických vláken hodnoty až 20 dB na kilometr. Dnes se vyrábí i nízkoútlumová vlákna s útlumem v hodnotě 0,2 až 0,3 dB/km.

Technologie výroby vláken se neustále zlepšuje a tak se podařilo dosáhnout extrémně nízkých hodnot útlumu. Z **Obr. 6** je vidět jeho obvyklý spektrální průběh pro kvalitní jednovidová vlákna používaná v telekomunikacích. Absolutní minimum je v oblasti 1550 nm a má hodnotu přibližně 0,2 dB/km. Toto absolutní minimum útlumu je ze strany kratších vlnových délek omezeno Rayleighovým rozptylem a ze strany větších vlnových délek infračervenou absorpcí. Křivka na **Obr. 6** tedy zachycuje útlum vlákna, vyčištěného ode všech absorbujících příměsí a představuje limit. V okolí 1400 nm je pás zvýšeného útlumu, který je způsobován absorpcí světla na O-H iontech, přítomných ve vláknech. Proto je třeba vlákna chránit různými ochranami před kontaktem s vodou a před zvýšenou vlhkostí, aby do vláken nedifundovalo více O-H iontů a útlum se tak nezhoršil. Absorpční pás odděluje od absolutního minima útlumu jedno lokální minimum, situované kolem 1310 nm. Této oblasti se říká přenosové okno, další přenosové okno je v oblasti absolutního minima útlumu.

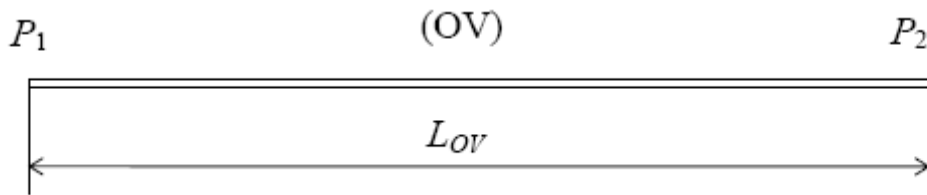


Obr. 6. Závislost měrného útlumu a disperze na vlnové délce

Koeficient útlumu $\alpha_{1,0V}$ je definovaný (v [dB.km⁻¹]):

$$\alpha_{1,0V} = \frac{-1}{L_{0V}} 10 \log \frac{P_2}{P_1}, \quad (9)$$

kde L_{0V} je délka vlákna v km, P_1 je optický výkon na vstupu vlákna a P_2 je optický výkon na vstupu vlákna, viz **Obr. 7**.



Obr. 7. K definici koeficientu útlumu

Někdy je koeficient útlumu udán v [km⁻¹]. Značí se $\tilde{\alpha}_{1,0V}$ a definuje se

$$\tilde{\alpha}_{1,0V} = \frac{-1}{L_{0V}} 10 \ln \frac{P_2}{P_1}. \quad (10)$$

Vztah mezi oběma koeficienty útlumu je

$$\tilde{\alpha}_{1,0V} = 0,23\alpha_{1,0V}, \quad (11)$$

Dalšími významnými vlivy na útlum ve optickém vlákně jsou ohyby a mikroohyby, které jsou podrobněji popsány v následující kapitole.

2.3 DISPERZE OPTICKÉHO VLÁKNA

Spolu s útlumem je disperze další důležitou vlastností optických vláken z hlediska telekomunikací. Optické vlákno je disperzní prostředí, tzn., má různé vlastnosti pro různé vlnové délky a vidy optického záření. Vyšleme-li na vstup vlákna světelný impuls, tento impuls se obecně rozloží do mnoha vidů a každý vid má ještě nenulovou spektrální šířku - skládá se z několika složek o různé vlnové délce. Různé vidy mají různé rychlosti šíření vláknem, což je tzv. vidová disperze, ale i různé spektrální složky téhož vidu se šíří různou rychlostí a tomuto jevu se říká disperze chromatická. Potlačení vidové disperze je u SM vláken zajištěno šířením pouze jednoho vidu a profilem vlákna u GI.

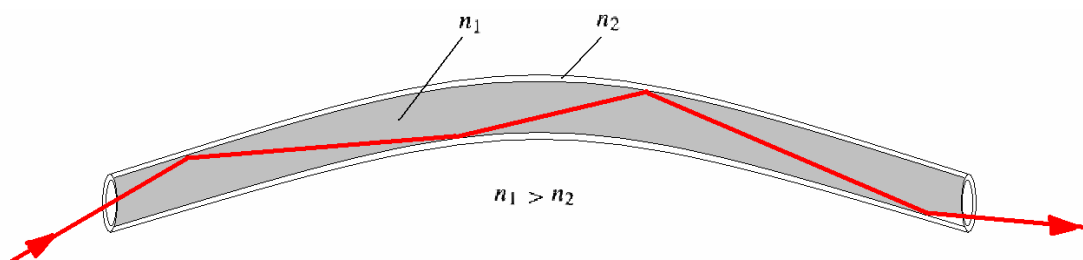
2.4 OHYB OPTICKÉHO VLÁKNA

Ohyb optického vlákna vede k přídavným ztrátám optického záření, a tím k zvětšení jeho útlumu. Ztráty způsobené ohybem, jsou způsobeny porušením podmínky totálního odrazu. Tato podmínka je porušena změnou úhlu šíření ve vlákně. Paprsek dopadá pod větším úhlem a láme se od pláště, viz **Obr. 8b** a vyšší vidy jsou vyzařovány z jádra vlákna a dále pak z vlákna ven. Další jev, který k této ztrátě přispívá, je fotoelastický jev. Tento jev je zajímavý tím, že index lomu není konstantní, ale je funkcí tlaku. Při ohybu optického vlákna vzniká na vnitřní straně ohybu tlak a na vnější straně vzniká tahové napětí. Tím dochází ke změně indexů lomu v jádře a plášti. Díky tomu se mění i mezní úhel šíření světla ve vlákně. Díky omezenému prostoru v optickém vlákně a interferenci světla, se ve vlákně vytvoří jednotlivé paprsky. Jedná se o ustálenou elektromagnetickou konfiguraci ve vlákně. Energie, která se do vlákna naváže, se přerozdělí tak, aby se mohla vláknem šířit a aby jednotlivé módy splňovali podmínku stojatých vln. Při použití optického vláknového přechodu je nutné znát kritický poloměr ohybu vlákna, popř. kabelu, a dbát na to, aby všechny ohyby tento poloměr přesahovaly. U mnohovidových vláken je citlivost na ohyby spektrálně nezávislá, naopak u jednovidových je spektrální závislost značná. To se v praxi také využívá při monitorování tras. Optická vlákna jsou velmi citlivá na mechanické namáhání a ohyby. Jejich ochranu proto musí zabezpečovat svým konstrukčním řešením optický kabel, který kromě jednoho či více optických vláken obvykle obsahuje i vhodnou výplň, zajišťující potřebnou mechanickou odolnost.

Útlum ohybu úseku optického vlákna vyjádřený jako

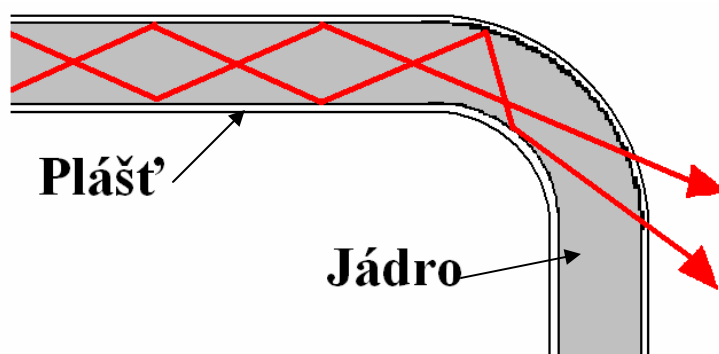
$$A = 10 \cdot \log \frac{P_0}{P_x} \quad (12)$$

kde P_0 je počáteční hodnota vstupního výkonu, P_x je výkon výstupní.



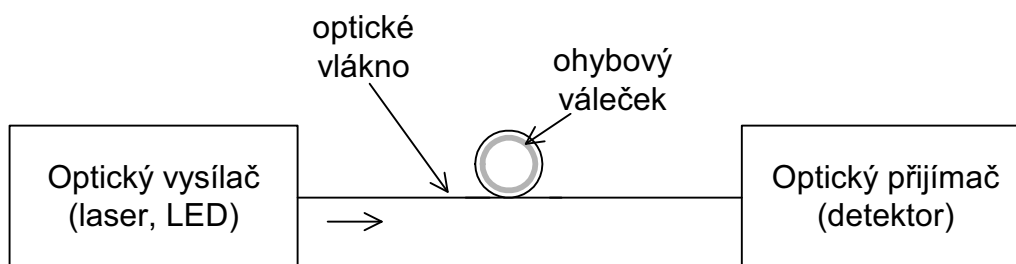
Obr. 8a. Ohyb optického vlákna

K redukci ohybových ztrát jsou dva hlavní způsoby. Nejjednodušším způsobem je realizace optické trasy s velkými poloměry zakřivení, viz **Obr. 8a**. Tento způsob však není možno vždy uskutečnit. Druhým způsobem je zkrácení vlnové délky, ale nastává zde problém s Rayleighovým rozptylem. Proto se nejčastěji využívá kombinace těchto dvou metod.



Obr. 8b. Překročení povoleného poloměru ohybu optického vlákna

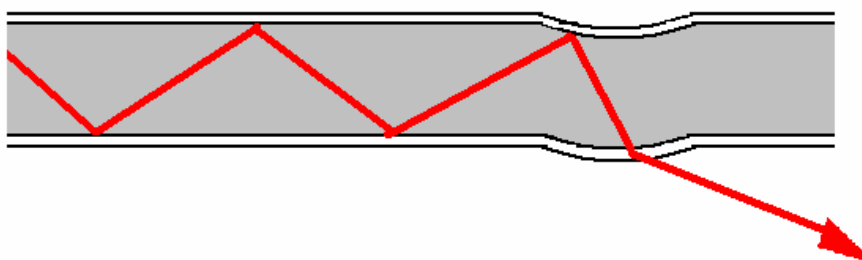
Ohybové ztráty však nemusejí být pouze negativním vlivem, ale dají se využít. Tohoto jevu se využívá u modových filtrů, kdy potřebujeme eliminovat vyšší energetické módy. Tyto módy se z vlákna vyzáří a dále se proces přenosu neovlivňují.



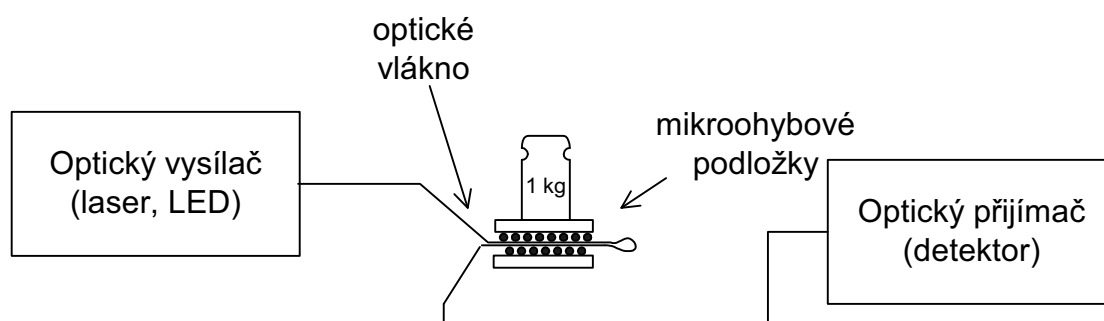
Obr. 9. Aplikace vidového filtru

2.5 MIKROOHYBY OPTICKÉHO VLÁKNA

Mikroohyby představují periodicky se opakující změnu zakřivení osy optického vlákna s malou amplitudou ohybu. Vznikají při kabelování optického vlákna a mohou značně zvětšit jeho útlum. Naopak principu mikroohybů se využívá v některých amplitudových optických vláknových senzorech (**Obr. 11**). Vliv mikroohybů na hraniční podmínky na rozhraní jádro-plášť je stejný jako u ohybu (**Obr. 10**).



Obr. 10. Mikroohyby optického vlákna

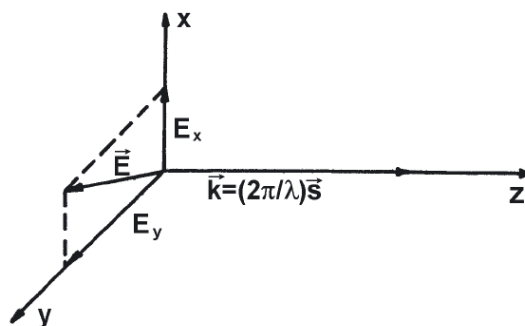


Obr. 11. Simulace mikroohybu optického vlákna

3 POLARIZAČNÍ POPIS VLNY V OPTICKÉM VLÁKNĚ

Elektromagnetická vlna se může v optickém vlákne šířit v různých polarizačních stavech. Pro určení polarizace je sledován koncový bod vektoru $\mathbf{E}$ elektromagnetické vlny. Elektromagnetické vlnění je příčným vlněním, které lze popsat kmity vektorů $\mathbf{E}$ a $\mathbf{B}$ kolmých na sebe a na směr šíření vlny. Účinky vektoru $\mathbf{B}$ jsou oproti účinkům vektoru $\mathbf{E}$ několikanásobně menší, proto vlnu lze popsat pouze vektorem $\mathbf{E}$. U nepolarizované vlny opisuje koncový bod vektoru $\mathbf{E}$ chaotickou křivku. U polarizovaného světla je naproti tomu průmět vektoru $\mathbf{E}$ do roviny kolmé na směr šíření vlny přesně definován. Podle průmětu pak rozlišujeme polarizaci rovinnou, kruhovou a eliptickou. Polarizaci posuzujeme dohodou podle směru a pohybu vektoru $\mathbf{E}$. Při obecné eliptické polarizaci opisuje koncový bod vektoru $\mathbf{E}$ v prostoru elipsu. Při kruhové polarizaci opisuje koncový bod vektoru $\mathbf{E}$ v prostoru kružnici a při lineární elipsu.

Pro popis polarizace použijeme myšlenkový rozklad vlny 2 navzájem kolmé (ortogonální) vektory E_x a E_y . Obecnou elipticky polarizovanou vlnu lze tedy považovat za superpozici dvou koherentních lineárně polarizovaných vln, jejich vektory kmitají v různých směrech a s určitým nenulovým vzájemným fázovým posuvem a amplitudou, viz **Obr. 12**.



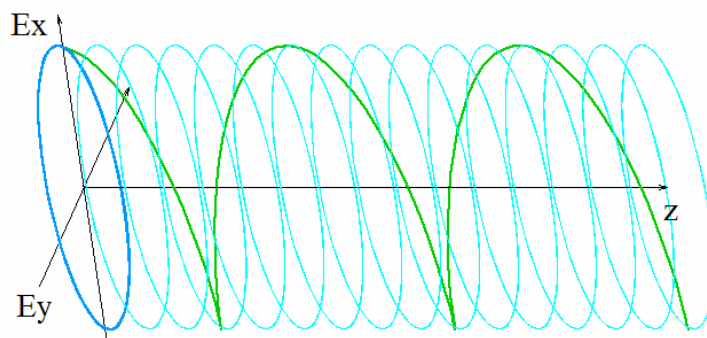
Obr. 12. Elektromagnetická vlna

3.1 POLARIZACE VLNY

Speciální případ nastává, když sou obě ortogonální komponenty ve fázi. V tomto případě jsou velikosti obou komponent stále stejné nebo v konstantním poměru, takže směr vektoru elektrického pole bude stále stejný v rovině kolmé na směr šíření. Tento stav nazýváme lineární polarizace. Směr vektoru je dán velikostí amplitud obou složek, může být skloněn v libovolném směru, ale ten se nemění.

Pokud mají obě složky stejnou amplitudu, ale jejich fázový rozdíl je $\pi/2$ radiánů (90°), pak je jedna komponenta nulová, když druhá nabývá minima či maxima (její absolutní hodnota nabývá maxima). Existují dvě možnosti jak tento stav realizovat. Komponenta x může být o $\pi/2$ před či za komponentou y. Elektrický vektor složený z těchto komponent rovině kolmé na směr pohybu bude kroužit po kružnici. Tento stav nazýváme kruhovou polarizací a její dva stavy pravotočivá kruhová polarizace a levotočivá kruhová polarizace.

Všechny ostatní případy polarizovaného světla, kde obě komponenty nejsou ve fázi, ani nemají fázový rozdíl $\pi/2$ nebo nemají stejnou amplitudu, se nazývají eliptická polarizace, neboť výsledný vektor vykružuje (polarizační) elipsu, viz **Obr. 13**.



Obr. 13. Eliptická polarizace.

Při šíření světla v optickém vlákne může docházet k dvojlomu. Obě složky E_x a E_y mají pak rozdílné indexy lomu. Dvojlom způsobuje vzájemný fázový posuv složek E_x a E_y . Prostředí se proto nazývá dvojlomné. Dvojlomy lze dělit na kruhové a lineární, přičemž oba dvojlomy mohou působit současně.

3.2 JONESŮV POČET

Celkovou informaci o stavu polarizace získáme pomocí amplitud a fáze ortogonálních složek vektoru elektrického pole v rovině polarizace. Informace o amplitudě a fázi lze reprezentovat pomocí dvojdimenzionálního komplexního vektoru zvaného Jonesův vektor.

Jonesův vektor polarizovaného světla je definovaný jako $\begin{pmatrix} E_x(t) \\ E_y(t) \end{pmatrix}$, kde E_x a E_y jsou x a y

složky elektrického pole světelné vlny, viz **Obr. 12**. Běžně se definuje Jonesův vektor tak, že suma kvadrátů jeho komponentů je rovna 1. Tím sice ztratíme informaci potřebnou pro počítání absorpce, ale zjednoduší se analýza. Je běžné počítat s první složkou Jonesova vektoru jako s reálným číslem. Tím ale ztratíme informaci o fázi potřebnou pro výpočet interferencí s ostatními vlnami.

Příklad polarizací a příslušných Jonesových vektorů:

Lineárně polarizovaná vlna ve směru šíření osy x $\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$, ve směru šíření osy y $\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$.

Kruhově polarizovaná vlna levotočivá $\frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix}$ a pravotočivou $\frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix}$.

Jonesův počet se může používat jen na světlo, které je už plně polarizované. Světlo nepolarizované, částečně polarizované nebo nekoherentní se řídí Muellerovým počtem.

Příklad výpočtu s Jonesovým vektorem:

$$\mathbf{J}_2 = \mathbf{J}_1 \cdot \mathbf{J}_{\lambda/4} = \begin{pmatrix} e^{j\frac{\pi}{4}} & 0 \\ 0 & e^{-j\frac{\pi}{4}} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} e^{j\frac{\pi}{4}} \\ 0 \end{pmatrix},$$

kde $\mathbf{J}_{\lambda/4}$ je vektor polarizace destičky $\lambda/4$ a $\mathbf{J}_1$ je vektor lineárně polarizované vlny. Došlo ke změně lineární polarizace $\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$ na kruhovou $\begin{pmatrix} e^{j\frac{\pi}{4}} \\ 0 \end{pmatrix}$.

3.3 MECHANICKÉ VLIVY NA POLARIZAČNÍ STAV

Příkladem obecně dvojlomného prostředí je optické vlákno. Vzhledem k nutnosti zachování stavu polarizace světelné vlny šířící se ve vlákne je potřebný jednovidový charakter šíření.

Výrobci optických vláken určují minimální krátkodobý a dlouhodobý poloměr ohybu optického vlákna. Ohyb vlákna s poloměrem menším než je minimální krátkodobý, může způsobit zlomení vlákna. Minimální dlouhodobý ohyb je nutno dodržet pro zajištění přenosových vlastností specifikovaných výrobcem. Zmenšování poloměru ohybu není limitováno pouze rizikem poškození vlákna, ale i vznikem ohybem indukovaného lineárního dvojlomu. V optických materiálech je vždy lineární dvojlom přítomen. Způsobuje změnu stavu polarizace procházející světelné vlny. Lineárně polarizovaná vlna přejde po průchodu lineárně dvojlomným prostředím na vlnu obecně eliptickou.

U jednovidových optických vláken má vlastní dvojlom příčinu v nedokonalé kruhové symetrii jádra. Ta spolu s jinými možnými výrobními nepřesnostmi způsobuje přítomnost vnitřního napětí a tím i vlastního lineárního dvojlomu. Indukovaný lineární dvojlom je způsobován vnějšími mechanickými vlivy na vlákno, kterými jsou příčný tlak na vlákno, podélný tah a ohyb vlákna.

3.4 METODY POTLAČOVÁNÍ MECHANICKÝCH VLIVŮ

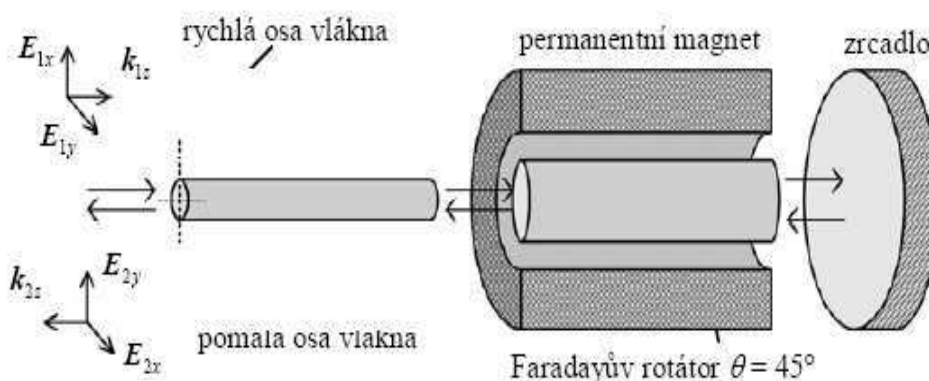
Pro potlačení negativního vlivu lineárního dvojlomu vlastního i indukovaného bylo v literatuře publikováno několik metod. Nejstarším přístupem je použití mechanicky krouceného vlákna jako rotátoru [10]. Používá v senzorech s detekcí kruhového dvojlomu. Vnější mechanický vliv (kroucení) způsobí, že vlákno vykazuje vysoký kruhový dvojlom. Poměr vytvořeného kruhového a vlastního lineárního dvojlomu je zvětšen a vliv lineárního dvojlomu může být zanedbán. Kruhový dvojlom je k vytvořenému dvojlomu aditivní a může být polarimetricky vyhodnocen. Vlákno ale dále zůstává citlivé na ohyb, maximální povolený zkrut vlákna není dostatečný. Nevýhodou je také vysoká teplotní závislost vytvořeného kruhového dvojlomu, která způsobuje dlouhodobou časovou nestabilitu.

Podobným přístupem jako v předchozím případě je použití vláken s vysokým vlastním kruhovým dvojlomem. Vlákna jsou v anglicky psané literatuře označována jako Spun HiBi (Spun Highly Birefringent) vlákna. Při výrobě jsou v plášti vlákna vytvořeny chirální stresové prvky, které způsobují vnitřní mechanické napětí působící na jádro vlákna, podobně jako u

technologie výroby PM vláken. Cílem je opět vytvořit ve vlákně vlastní kruhový dvojlom. Jejich nevýhodou je velmi vysoká teplotní závislost vlastního kruhového dvojlomu vlákna.

Jiným přístupem je minimalizace lineárního dvojlomu vláken metodou žíhání [8]. Cívka se závity jednovládného vlákna je fixována v keramickém labyrintu, který je vložen do pece s časově nastavitelným ohřevem. Teplota je pomalu zvyšována rychlostí řádově jednotek $^{\circ}\text{C}/\text{min}$. Po dosažení maxima $850\text{ }^{\circ}\text{C}$ je teplota stabilně udržována po dobu několika hodin. Následuje pomalé snižování teploty rychlostí desetin $^{\circ}\text{C}/\text{min}$. Cívka je vyjmuta z keramického labyrintu a ponechává si svůj tvar, ve kterém byla v labyrintu zformována. Vlivem dlouhodobého působení vysoké teploty spolu s jejím velmi pomalým snižování v závěru cyklu dochází k odstranění mechanického napětí v závitech vlákna. Odstranění mechanického napětí vede ke snížení vlastního lineárního dvojlomu vlákna. Potlačen je i ohybem indukovaný lineární dvojlom. Lineární dvojlom vlákna být může žíhací procedurou redukován na jednotky procent původní hodnoty a je značně snížena jeho teplotní závislost. Vláknové senzory připravené žíháním vyžadují uložení do ochranného pouzdra a jeho plnění gelovou substancí, která snižuje citlivost žíhané cívky na vibrace. Optovláknové senzory připravené podle popsané technologie byly realizovány pro měření stejnosměrných a nízkofrekvenčních proudů v energetice. Bylo s nimi dosaženo dostatečné citlivosti i dlouhodobé stability [9].

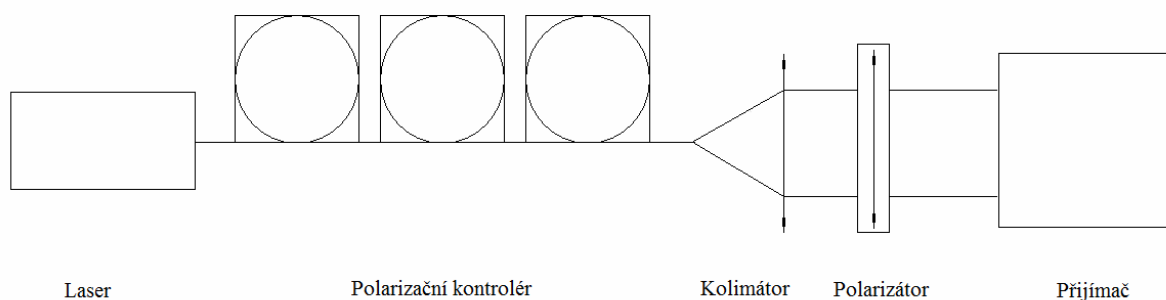
Pro potlačení parazitního dvojlomu je možné konstruovat senzory se zpětným šířením optického signálu, viz **Obr. 14**. Tento přístup využívá skutečnosti, že lineární dvojlom je charakteru recipročního. Světelná vlna, která projde rotátorem a po odrazu jím prochází v opačném směru, bude mít stočenou rovinu polarizace o dvojnásobný úhel oproti případu, kdy jím projde pouze jedním směrem. Pokud uvažujeme přítomnost lineárního dvojlomu, jeho vliv na šíření světelné vlny v rotátoru nezávisí na směru šíření a může být tak vhodným způsobem kompenzován. Perspektivním způsobem je využití ortokonjugačního retroreflektoru (OKR), označovaného také jako Faradayovo zrcadlo [11]. Ortokonjugační retroreflektor je odrazný optický komponent sestávající se ze zrcadla a Faradayova rotátoru s úhlem stočení roviny polarizace $\theta = 45^{\circ}$.



Obr. 14. Schéma ortokonjugačního retroreflektoru.

Lineárně polarizovaná vlna vstupující do optického vlákna (resp. jiného dvojlomného optického elementu) je představována součtem dvou ortogonálních lineárně polarizovaných složek popsanych vektory E_{1x} a E_{1y} . Dvojlomné optické vlákno je charakterizováno přítomností rychlé a pomalé osy, které vykazují rozdílný index lomu. Dochází k fázovému posuvu ortogonálních složek vstupní vlny a její polarizace se mění obecně na eliptickou. Vlna po průchodu dvojlomným prostředím vstupuje do OKR. Po prvním průchodu Faradayovým rotátorem je směr její polarizace stočen o úhel $\theta = 45^\circ$. Následně se odráží od zrcadla a prochází opět rotátorem, tentokrát v opačném směru. Výsledný úhel stočení roviny polarizace je $\theta = 90^\circ$. Vlna je poté opět navázána do vlákna. Orientace vektorů E_{1x} a E_{1y} vůči dvojlomným osám je ale otočena o úhel $\theta = 90^\circ$. Složka vlny E_{1y} , která byla orientovaná ve směru pomalé osy a šířila se menší rychlostí, je nyní orientovaná ve směru rychlé osy. Naopak urychlená složka vlny E_{1x} je orientována ve směru osy pomalé a je zpožděna. Při zpětném průchodu vlny dvojlomným vláknem nabudou ortogonální složky vlny fázového posuvu stejné velikosti, ale opačného znaménka. Výsledný fázový posuv je tak nulový. Výstupní polarizace vlny je opět lineární a je zároveň stočena o úhel $\theta = 90^\circ$. Popsaným mechanismem je potlačen vlastní i indukovaný dvojlom. Jsou kompenzovány i veškeré ostatní reciproční lineární dvojlomy, které se vyskytují u optických elementů (optovláknové konektory, kolimátory).

Pro nastavení požadované polarizace na výstupu lze také využít mechanické vláknové polarizační kontroléry, schéma na **Obr. 15**. Mechanických vláknových polarizačních kontrolérů je více typů, všechny však pracují na stejném principu, který spočívá v zavádění anizotropie do optického vlákna. To se zpravidla děje pomocí jeho mechanické deformace tak, aby se index lomu ve vlákně lišil pro dva kolmé polarizační stavy. Tím se docílí fázového zpoždění mezi vlnami polarizovanými v těchto směrech. Změnou tlaku na vlákno lze potom měnit velikost fázového zpoždění. Podle způsobu deformace optického vlákna rozlišujeme dva základní typy kontrolérů. První z nich je například zařízení FPC030 firmy Thorlabs, viz **Obr. 16**, kde je pnutí docíleno ohybem vlákna ve smyčce vhodně zvoleného poloměru tak, aby fázové zpoždění jedné smyčky odpovídalo $\lambda/4$ pro používanou vlnovou délku. Naklánění těchto smyček odpovídá otáčení fázové destičky. Pokud je vlákno navinuto do kontroléru, kde jsou za sebou jedna smyčka, dvě smyčky a jedna smyčka, je výsledný efekt stejný jako při použití fázových destiček v pořadí $[\lambda/4, \lambda/2, \lambda/4]$, což umožňuje nastavení libovolné výstupní polarizace z jakékoliv vstupní polarizace.



Obr. 15. Zapojení polarizačního kontroléru.



Obr. 16. Vlákňový polarizační kontrolér FPC030.

Druhou používanou metodou je použití šroubu tlačícího na vlákno kolmo na jeho osy, což se využívá v případě polarizačního kontroléru FPC-100 firmy OZ Optics, viz **Obr. 17**. Díky tomu, že směr, ve kterém šroub na vlákno působí lze měnit, chová se tento kontrolér jako otočný Soleilův-Babinetův kompenzátor (libovolný fázový posun v libovolném směru). Tím lze opět docílit toho, že z libovolné vstupní polarizace je možné vytvořit požadovanou výstupní. Kromě toho existují i počítačově řízené kontroléry, které využívají stejných principů.



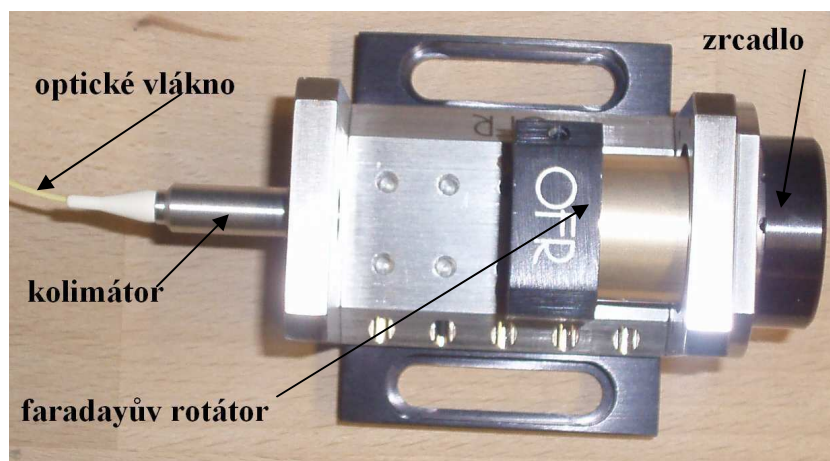
Obr. 17. Vlákňový polarizační kontrolér FPC-100.

Tyto přístupy nastavování výstupní polarizace jsou zcela deterministické a to proto, že při každém jiném zapojení je potřeba opět nastavovat polarizační kontroléry na určitou výstupní polarizaci. Proto je tento způsob nevýhodný u senzorových aplikací.

4 NÁVRH OKR USPOŘÁDÁNÍ

Jako nejefektivnější metoda potlačení lineárního dvojlomu se jevila metoda využívající zpětné šíření optického signálu, tedy OKR. Obr. 18 ukazuje reálné provedení OKR.

Pro teoretické ověření vlastností navrhované metody s OKR je vhodné použít Jonesova počtu. Nástin maticového řešení senzoru s OKR bylo publikováno v literatuře [6] a [7]. Pro teoretické ověření snímací a kompenzační funkce senzoru byla provedena maticová analýza s upravenými tvary Jonesových matic. Získané výsledky jsou v souladu s předpokládanými. To svědčí o správné interpretaci výchozích Jonesových matic. Následující analýza pro zjednodušení neuvažuje útlumy světelné vlny na komponentech senzoru. V reálném senzoru je vždy jistý minimální útlum přítomen a zhoršuje jeho citlivost. Pro teoretický rozbor byla navržena a experimentálně ověřena aplikace OKR v proudovém senzoru pracujícím na principu Faradayova jevu.



Obr. 18. Uspořádání OKR.

4.1 FARADAYŮV JEV

Jev se projevuje stáčením roviny polarizace světelné vlny v látce při podélném působení magnetického pole. Stáčení roviny polarizace světla je pozorovatelné u opticky aktivních látek. Při průchodu světelné vlny opticky aktivním prostředím se vlna rozloží na dvě složky s kruhovou, opačně orientovanou polarizací (pravotočivou a levotočivou). Přítomnost chirální krystalografické osy způsobuje rozdílné indexy lomu n_p a n_l pro pravotočivou a levotočivou kruhově polarizovanou vlnu. Pravotočivou kruhově polarizovanou vlnu šířící se ve směru osy z můžeme vyjádřit jako součet dvou ortogonálních lineárně polarizovaných světelných vln popsanych složkami E_p^x a E_p^y . Totéž můžeme udělat pro levotočivou kruhově polarizovanou vlnu šířící se ve směru osy z . Rozdílnými indexy lomu se mění přímo úměrně i vlnová čísla, která způsobí, že levotočivá a pravotočivá vlna se v prostředí šíří rozdílnými rychlostmi a vlny tak nabývají vzájemného fázového posuvu. Po průchodu opticky aktivním prostředím délky l se v neaktivním prostředí vlny sčítají. Výsledkem je opět lineárně polarizovaná světelná vlna. Vzhledem k přítomnosti fázového rozdílu je ale rovina polarizace stočena.

Faradayův jev způsobuje optickou aktivitu prostředí za přítomnosti magnetického pole, jehož směr je rovnoběžný se směrem šíření světelné vlny v prostředí. Jev lze pozorovat u

velkého množství materiálu krystalických i amorfních (plyny, kapaliny, amorfni křemík). Při analýze Faradayova jevu se vychází z jednoduchého modelu interakce elektrické složky $\mathbf{E}$ světelné vlny s elektrony. Podle modelu jsou elektrony harmonickými oscilátory, pro které platí rovnice vynucených kmitů netlumeného harmonického oscilátoru. Vliv magnetické složky vlny je pro její nízkou intenzitu zanedbatelný. Za přítomnosti vnějšího magnetického pole $\mathbf{B}$ ve směru rovnoběžném se směrem šíření světelné vlny platí pro oscilátor rovnice

$$m_e \ddot{\mathbf{r}} + \kappa \mathbf{r} = -e\mathbf{E} - [\mathbf{r} \times \mathbf{B}], \quad (13)$$

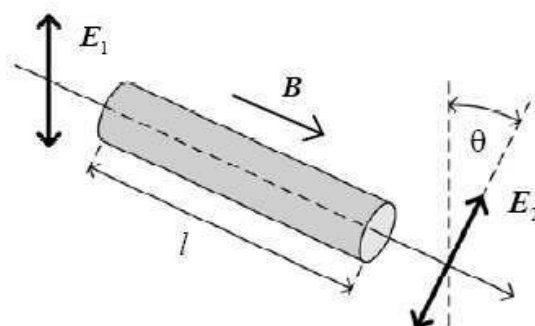
kde m_e je hmotnost elektronu, e je náboj elektronu, $\mathbf{r}$ je polohový vektor určující výchylku elektronu, $\kappa \mathbf{r}$ je kvazielastická síla udržující elektron v rovnovážné poloze.

Postupnými úpravami a zjednodušování předpokladů obdržíme vztah pro závislost stočení roviny polarizace v závislosti na velikosti magnetické indukce B působícího pole a interakční délce l [11]

$$\theta = \frac{\pi}{\epsilon_0 \lambda_0} \frac{N_e}{\bar{n}} \frac{e^3}{m_e^2} \frac{\omega}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2} Bl = VBl = \mu V H l, \quad (14)$$

kde $n = (n_l + n_p)/2$ je střední index lomu, V je tzv. Verdetova konstanta, která charakterizuje magneto-optické vlastnosti prostředí. Je zřejmé, že Verdetova konstanta je závislá na vlnové délce světla.

Rovnice (14) je základním vztahem pro Faradayův magneto-optický jev. Je patrné, že úhel stočení roviny polarizace θ světelné vlny je přímo úměrný velikosti magnetické indukce působícího pole v optickém prostředí v interakční délce l , viz **Obr. 19**. Faradayův magneto-optický jev je nerecipročního charakteru. Směr stočení roviny polarizace závisí na vzájemné orientaci magnetického pole a směru šíření. Rovina polarizace světelné vlny šířící se magneto-optickým elementem souhlasně se směrem magnetického pole bude stočena o úhel θ . Rovina polarizace světelné vlny šířící se magneto-optickým elementem proti směru magnetického pole bude stočena o úhel $-\theta$. Magneto-optický element se v literatuře nazývá faradayovým rotátorem. Podobně jako v případě elektro-optického jevu zastává v senzoru funkci magneto-optického modulátoru.

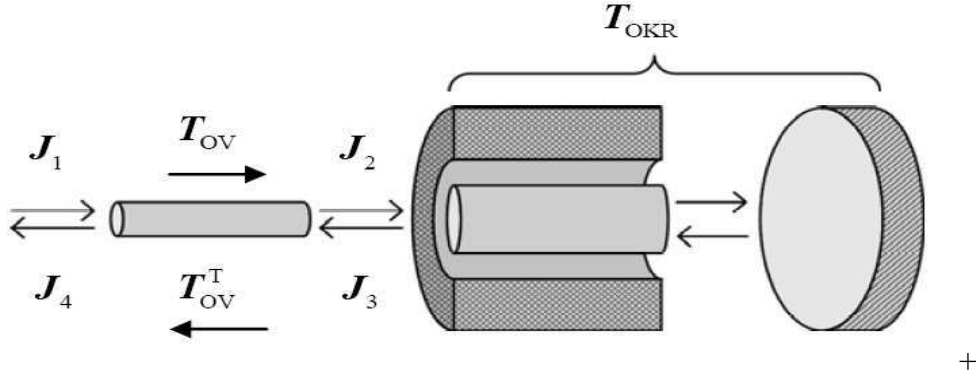


Obr. 19. Faradayův magneto-optický jev

Při návrhu magneto-optického senzoru vzniká otázka citlivosti. Podle vztahu (14) jsou důležitými faktory interakční délka l a hodnota Verdetovy konstanty V .

4.2 MATICOVÁ ANALÝZA

Světelná vlna na vstupu dvojlomného optického vlákna je popsána Jonesovým vektorem $\mathbf{J}_1$. Po průchodu vláknem charakterizovaným maticí $\mathbf{T}_{OV}$ změní vlna svůj polarizační stav, je dále popsána vektorem.



Obr. 20. Uspořádání snímací a kompenzační části vláknového senzoru pro teoretické ověření.

$$\begin{aligned} \mathbf{J}_2 &= \mathbf{T}_{OV} \cdot \mathbf{J}_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} \alpha + j\beta & -\gamma \\ \gamma & \alpha - j\beta \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix} = \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \begin{bmatrix} \cos \Delta + j \frac{\delta}{2} \frac{\sin \Delta}{\Delta} & -\phi \frac{\sin \Delta}{\Delta} \\ \phi \frac{\sin \Delta}{\Delta} & \cos \Delta - j \frac{\delta}{2} \frac{\sin \Delta}{\Delta} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} \alpha + j\beta - \gamma \\ \alpha - j\beta + \gamma \end{bmatrix}, \end{aligned} \quad (15)$$

kde

$$\Delta = \sqrt{\phi^2 + \left(\frac{\delta}{2}\right)^2} \quad (16)$$

vyjadřuje geometrický průměr fázových zpoždění ϕ a δ způsobených kruhovým dvojlomem a nežádoucím lineárním dvojlomem.

Vlna označená vektorem $\mathbf{J}_2$, která je již obecně elipticky polarizovaná dále postupuje do OKR charakterizovaného maticí $\mathbf{T}_{OKR}$. Na výstupu OKR je vlna popsána vektorem

$$\mathbf{J}_3 = \mathbf{T}_{OKR} \cdot \mathbf{J}_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \alpha + j\beta - \gamma \\ \alpha - j\beta + \gamma \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} \alpha - j\beta + \gamma \\ -\alpha - j\beta + \gamma \end{bmatrix}. \quad (17)$$

Vlna prochází optickým vláknem ve zpětném směru, přičemž obdržíme vektor

$$\begin{aligned} \mathbf{J}_4 &= \mathbf{T}_{\text{ov}} \cdot \mathbf{J}_3 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} \alpha + j\beta & -\gamma \\ \gamma & \alpha - j\beta \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \alpha + j\beta - \gamma \\ \alpha - j\beta + \gamma \end{bmatrix} = \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} \alpha^2 + \beta^2 - \gamma^2 + 2\alpha\gamma + j2\beta\gamma \\ -\alpha^2 - \beta^2 + \gamma^2 + 2\alpha\gamma - j2\beta\gamma \end{bmatrix}. \end{aligned} \quad (18)$$

Výsledný vektor (18) je poměrně obtížné analyzovat z hlediska zkoumání vlivu kruhového a lineárního dvojlomu. Pro řešení můžeme analyzovat separátně případy, kdy ve vlákně působí vždy buď jen lineární dvojlom, nebo jen kruhový dvojlom. Výsledný polarizační stav popsán vektorem (18) je pak určen superpozicí těchto stavů.

Pokud uvažujeme přítomnost jen lineárního dvojlomu δ , kruhový dvojlom $\varphi = 0$, můžeme vztah (15) modifikovat

$$\begin{aligned} \mathbf{J}'_2 &= \mathbf{T}_{\text{ov}} \cdot \mathbf{J}_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} \cos \frac{\delta}{2} + j \sin \frac{\delta}{2} & 0 \\ 0 & \cos \frac{\delta}{2} - j \sin \frac{\delta}{2} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix} = \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} \alpha' + j\beta' & 0 \\ 0 & \alpha' - j\beta' \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} \alpha' + j\beta' \\ \alpha' - j\beta' \end{bmatrix}. \end{aligned} \quad (19)$$

Na výstupu vlákna obdržíme vlnu, pro kterou po průchodu OKR platí

$$\mathbf{J}'_3 = \mathbf{T}_{\text{OKR}} \cdot \mathbf{J}'_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \alpha' + j\beta' \\ \alpha' - j\beta' \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} \alpha' - j\beta' \\ -\alpha' - j\beta' \end{bmatrix}. \quad (20)$$

Po zpětném průchodu vláknem obdržíme vlnu popsanou vektorem

$$\begin{aligned} \mathbf{J}'_4 &= \mathbf{T}_{\text{ov}} \cdot \mathbf{J}'_3 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} \alpha' + j\beta' & 0 \\ 0 & \alpha' - j\beta' \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \alpha' - j\beta' \\ -\alpha' - j\beta' \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} \alpha'^2 + \beta'^2 \\ -(\alpha'^2 + \beta'^2) \end{bmatrix} = \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} \cos^2 \frac{\delta}{2} + \sin^2 \frac{\delta}{2} \\ -(\cos^2 \frac{\delta}{2} + \sin^2 \frac{\delta}{2}) \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ -1 \end{bmatrix}. \end{aligned} \quad (21)$$

Z výsledného tvaru vektoru (21) je patrné, že na vstupu senzoru bude opět vlna lineárně polarizovaná. Rovina její polarizace je stočena o úhel $\theta = 90^\circ$ (vliv OKR). Přítomný nežádoucí lineární dvojlom δ byl potlačen.

Pro druhý případ uvažujeme přítomnost pouze kruhového dvojlomu indukovaného magnetickým polem měřeného proudu. Lineární dvojlom $\delta = 0$. Vektor $\mathbf{J}'_2$ bude ve tvaru

$$\mathbf{J}_2'' = \mathbf{T}_{\text{OV}} \cdot \mathbf{J}_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} \cos \phi & -\sin \phi \\ \sin \phi & \cos \phi \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} \alpha'' & -\gamma'' \\ \gamma'' & \alpha'' \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} \alpha'' - \gamma'' \\ \alpha'' + \gamma'' \end{bmatrix}. \quad (22)$$

Po průchodu OKR obdržíme vlnu popsanou vektorem

$$\mathbf{J}_3'' = \mathbf{T}_{\text{OKR}} \cdot \mathbf{J}_2'' = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \alpha'' - \gamma'' \\ \alpha'' + \gamma'' \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} \alpha'' + \gamma'' \\ -\alpha'' + \gamma'' \end{bmatrix}. \quad (23)$$

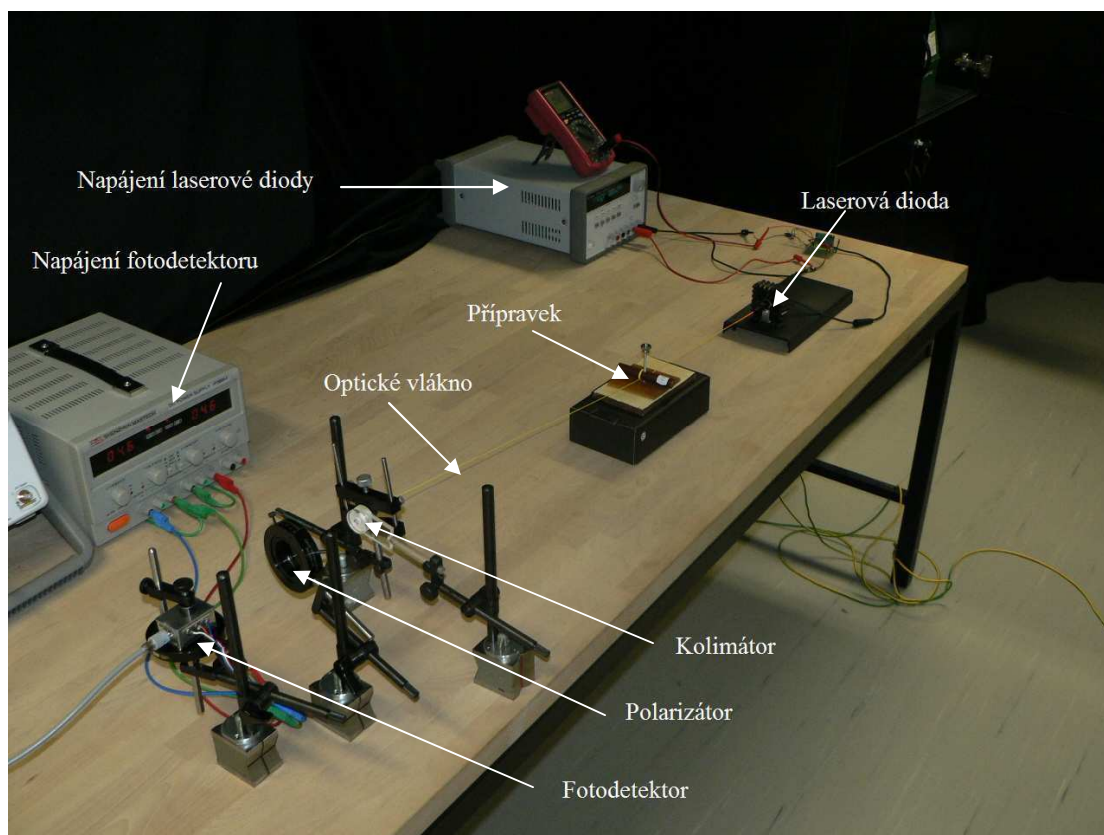
Vlna prochází zpětně optickým vláknem, na výstupu senzoru bude vlna popsána vektorem

$$\begin{aligned} \mathbf{J}_4'' &= \mathbf{T}_{\text{OV}} \cdot \mathbf{J}_3'' = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} \alpha'' & -\gamma'' \\ \gamma'' & \alpha'' \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \alpha'' + \gamma'' \\ -\alpha'' + \gamma'' \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} \alpha''^2 - \gamma''^2 + 2\alpha''\gamma'' \\ -(\alpha''^2 - \gamma''^2 - 2\alpha''\gamma'') \end{bmatrix} = \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} \cos^2 \phi - \sin^2 \phi + 2 \cos \phi \sin \phi \\ -(\cos^2 \phi - \sin^2 \phi - 2 \cos \phi \sin \phi) \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} \cos^2 \phi - \sin^2 \phi + \sin 2\phi \\ -(\cos^2 \phi - \sin^2 \phi - \sin 2\phi) \end{bmatrix}. \end{aligned} \quad (24)$$

Ve výrazu (24) je člen $\sin 2\phi$, který reprezentuje indukovaný kruhový dvojlom. Světelná vlna prochází vláknovým rotátorem v přímém a zpětném směru. Díky reciprocitě nabude vlna dvojnásobného úhlu stočení roviny polarizace.

5 EXPERIMENTÁLNÍ OVĚŘENÍ

Teoretické výsledky byly experimentálně ověřeny. Cílem bylo ověření možnosti kompenzace lineárního dvojlomu v optickém vlákně s použitím OKR.

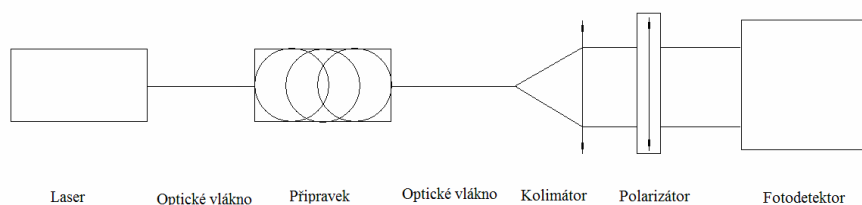


Obr. 21. Pracoviště s optickým vláknem.

Na **Obr. 21** je pracoviště, pro experimentální ověření možnosti kompenzace lineárního dvojlomu, v optické laboratoři. Jako zdroj světla byla použita laserová dioda. Na výstupu z fotodiody a zároveň vstupu optického vlákna bylo možné pozorovat, jak z optického vlákna vyzařují vidy, které nesplňují podmínku efektivního šíření světla ve vláknu a tím i vznik totálního odrazu na rozhraní jádro/plášť. Dále světelná vlna postoupila optickým vláknem k přípravku, který je tvořen několika válečky různých průměrů. V tomto místě je v optickém vlákně vytvořen lineární dvojlom. Nutné je znát kritický poloměr ohybu vlákna a dbát na to, aby všechny ohyby tento poloměr přesahovaly. Poté, co světlo opustilo optické vlákno, bylo usměrněno pomocí kolimátoru. Následně už byly pomocí fotodiody změřeny velikosti dvou navzájem kolmých ortogonálních lineárně polarizovaných složek popsanych vektory E_{1x} a E_{1y} , které byly nastavovány polarizátorem na výstupu optického vlákna tak, že pro osu x byla výchylka polarizátoru $\theta = 90^\circ$ a pro osu y byla výchylka $\theta = 0^\circ$.

5.1 POLARIMETRICKÉ MĚŘENÍ BEZ PŘÍTOMNOSTI OKR

Před samotným měřením s OKR bylo provedeno kontrolní měření bez přítomnosti ortokonjugálního reflektoru, viz **Obr. 22**. Tímto měřením bylo ověřeno, že přípravek s optickým vláknem mění polarizaci v závislosti na ohybu optického vlákna při různých průměrech válečků a také různých počtech závitů.



Obr. 22. Blokové zapojení bez OKR.

V případě lineární polarizace by napětí na fotodetektoru měla nabývat ve směru osy x minimálních hodnot a naopak ve směru osy y hodnot maximálních. Přítomný nežádoucí lineární dvojlom δ však způsoboval, že světelná vlna nabývala různých eliptických polarizací. V určitém případě by bylo možno pozorovat i zvláštní případ eliptické polarizace a to polarizace kruhové. Výsledky měření jsou v tabulce **Tab. 2**. V závislosti na průměru Φ a počtu závitů N byla měřena napětí U_X a U_Y (viz. třetí a čtvrtý sloupek tabulky **Tab. 2**.) fotodetektoru pro oba ortogonální stavy světelné vlny. V posledním sloupci tabulky **Tab. 2** je z naměřených hodnot napětí fotodetektoru určen poměr napětí. V čitateli jsou uvedeny rozdíly napětí na fotodetektorech a ve jmenovateli je součet, který daný rozdíl normuje.

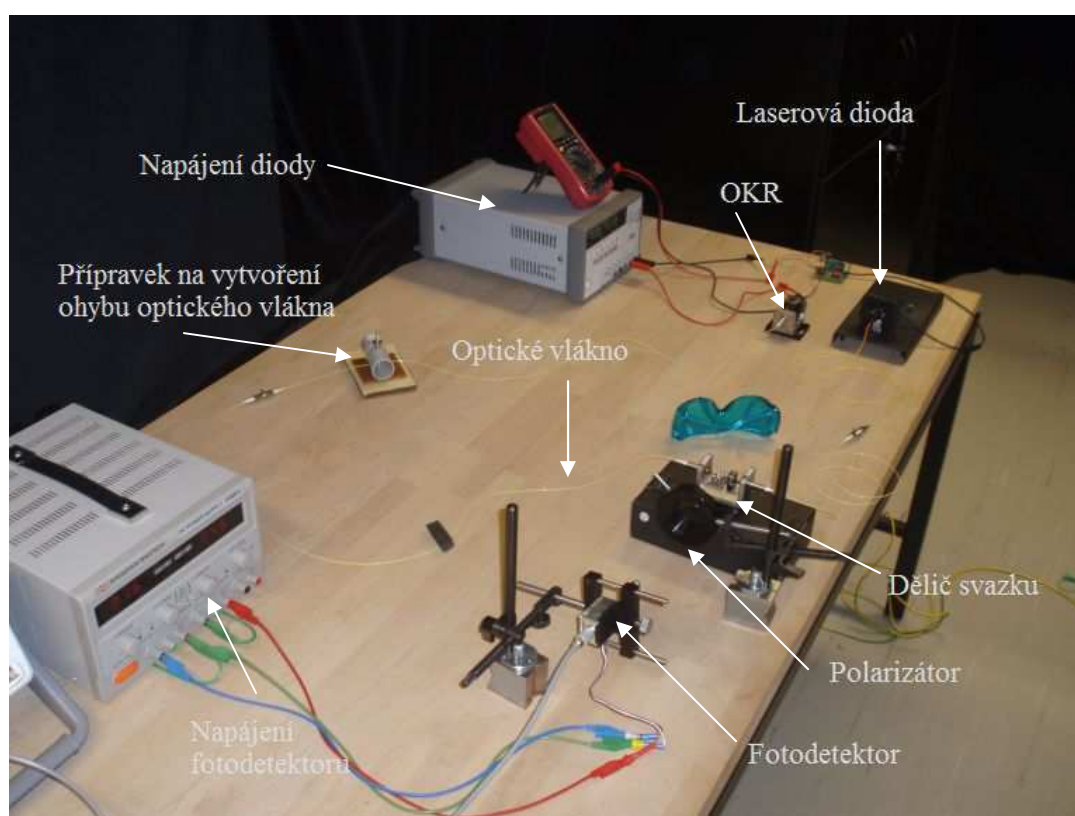
Φ [mm]	N [-]	$U_X=90^\circ$ [mV]	$U_Y=0^\circ$ [V]	$\frac{U_X - U_Y}{U_X + U_Y}$ [-]
∞	0	44,0	1,71	-0,95
14,0	1	655,0	1,40	-0,36
14,0	2	44,7	1,77	-0,95
14,0	3	62,5	1,65	-0,93
14,0	4	163,3	1,58	-0,81
22,8	1	16,3	1,79	-0,98
22,8	2	10,9	1,65	-0,99
22,8	3	108,3	1,63	-0,87
22,8	4	20,6	0,52	-0,72
35,0	1	84,3	0,48	-0,70
35,0	2	168,6	1,12	-0,74
35,0	3	0,1	1,35	-1,00

Tab. 2: Polarimetrické měření bez přítomnosti OKR.

Z velikostí napětí fotodetektoru byl tedy získán poměr, který by měl v ideálním případě nabývat hodnoty -1. Tento stav by zajišťoval lineární polarizaci a tím i ideální šíření světelné vlny jednomodovým optickým vláknem. Tento jev je však v tomto případě v podstatě vyloučen přítomností lineárního dvojlomu. Avšak i tento jev může nastat a to vhodnými fázovými posuvy intenzit elektrického pole popsaných vektory E_{1x} a E_{1y} , které jsou způsobeny určitými kombinacemi počtů závitů N a průměrů Φ . Tento stav je ale zcela náhodný.

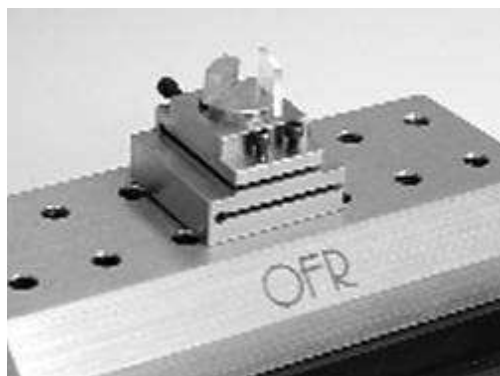
5.2 POLARIMETRICKÉ MĚŘENÍ S PŘÍTOMNOSTÍ OKR

Při zapojení s OKR, není možné měřit velikosti výstupních napětí U_X a U_Y a tím i polarizaci světelné vlny na výstupu z optického vlákna. Důvodem je Faradayovo zrcadlo OKR, kterým je způsobeno zpětné šíření světelné vlny a tím kompenzace lineárního dvojlomu. Proto je nutné, aby se stav polarizace měřil až po zpětném průchodu světelné vlny optickým vláknem. Z tohoto důvodu je potřeba postavit do cesty světelné vlně prvek, který vlnu v přímém směru propustí a ve zpětném směru odrazí mimo tuto trasu. Těmto předpokladům zcela vyhovují optické děliče. Sestava pracoviště pro ověření možnosti kompenzace lineárního dvojlomu s využitím OKR je na **Obr. 23**.



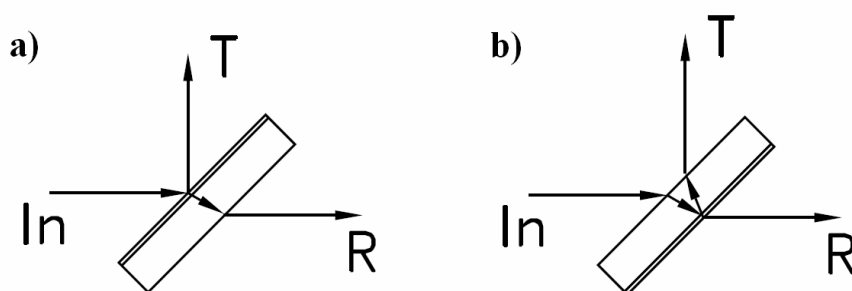
Obr. 23. Polarimetrické měření s přítomností OKR.

Podle konstrukce, vlastností a způsobu použití rozdělujeme děliče do několika základních kategorií. Prvním používaným typem jsou destičkové děliče, viz **Obr. 24**.



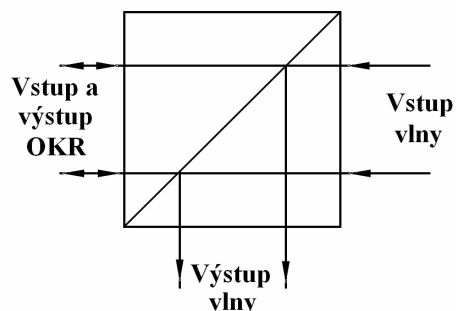
Obr. 24. Destičkový dělič.

U nich dochází k rozdělení svazku na jedné, tzv. dělicí ploše, druhá plocha je antireflexně pokryta. Jedním ze specifických použití těchto prvků je odštěpení části výkonu dopadajícího světla. Odštěpený svazek se využívá k monitorování např. výkonu a využívá se ke stabilizaci svazku. Speciálním případem destičkových děličů jsou blánové děliče. Vzhledem k jejich extrémně malé tloušťce (v porovnání s vlnovou délkou použitého světla) vykazují minimální disperzi. Navíc je lze považovat za jednovrstvé, tj. působící jako rozhraní mezi dvěma prostředími s indexem lomu jedna. Materiály, které se při jejich výrobě používají, zaručují dostatečnou homogenitu tloušťky napříč aperturou, což zajišťuje zanedbatelnou deformaci vlnoplochy. V případě potřeby velmi širokopásmového děliče lze využít prvky s bodovou strukturou. Konstrukce spočívá v nanesení tenké hliníkové vrstvy ve formě malých plošek na skleněný podklad. Část světla, která dopadne na tyto plošky, se odrazí, zbytek projde děličem. Použitelný interval vlnových délek může být například 250 nm až 2 μ m.



Obr. 25. Průběh světelného paprsku destičkovým děličem orientovaným vůči dopadajícímu svazku a) dělicí plochou a b) antireflexní plochou

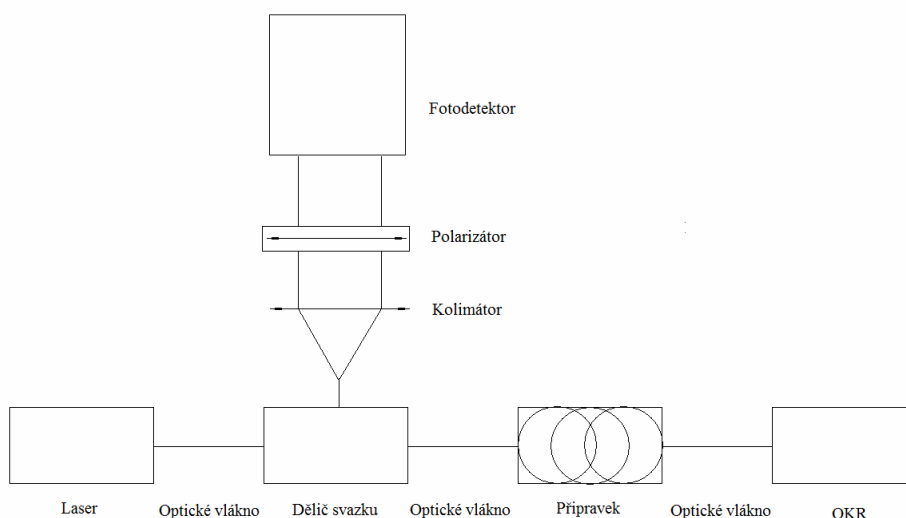
Dalším používaným typem děliče jsou tzv. dělicí kostky, viz **Obr. 26**. Zpravidla se používají širokopásmové s nominálním dělicím poměrem 50/50. Vstupní a výstupní stěny elementu mohou být povrstvené pro minimalizaci nežádoucích odrazů. K rozdělení svazku dochází na vnitřní, diagonální ploše.



Obr. 26. Postup vlny dělicí kostkou.

Na základě experimentálních měření obou typů děličů, se ukázala metoda dělení optického svazku s dělicí kostkou jako vhodnější pro další měření. Při měřeních s dělicí kostkou docházelo na dělicí ploše k parazitním odrazům, které mnohem méně snižovali intenzitu signálu, oproti destičkovému děliči. Tím se zvětšovala intenzita užitečného signálu na výstupu děliče.

V blokovém schématu na **Obr. 27** je reálné zapojení s využitím OKR. Na vstupu je laserová dioda, která zavádí do optického vlákna světelnou vlnu. Dále vlna prochází děličem svazku, dělicí kostkou. Zde polovina výkonu vlny projde děličem, druhá část výkonu se vlivem parazitního odrazu vyzáří z děliče. Světelná vlna je dále navázána opět do optického vlákna, kde se vlivem různých průměrů a počtu závitů vlákna, vnáší do lineárně polarizované vlny lineární dvojlom. Dochází tak ke změně polarizace. Následně vstupuje vlna do OKR, kde se po průchodu Faradayovým rotátorem stočí rovina polarizace o úhel $\theta=45^\circ$. Poté se vlna odrazí od zrcadla a prochází opět přes rotátor, kde se rovina polarizace opět stočí o úhel $\theta=45^\circ$. Na výstupu OKR je odražená vlna s polarizací stočenou o $\theta=90^\circ$ oproti vlně vstupní. Díky reciprocitě je lineární dvojlom vykompenzován. Dále se optická vlna opět šíří optickým vláknem přes přípravek až k dělicí kostce. Zde je vlna, šířící se ve zpětném směru, odražena mimo dělicí kostku. Směřuje přes kolimátor, polarizátor až k fotodetektoru, kde byla měřena napětí U_X a U_Y .



Obr. 27. Blokové zapojení s OKR.

Při měření napětí fotodetektoru, viz **Tab. 3**, by se měl stanovený poměr opět co nejvíce blížit hodnotě -1.

Φ [mm]	N [-]	$U_X=90^\circ$ [mV]	$U_Y=0^\circ$ [V]	$\frac{U_X - U_Y}{U_X + U_Y}$ [-]
∞	0	38	0,93	-0,92
14,0	1	62	0,96	-0,87
14,0	2	62	1	-0,88
14,0	3	120	0,01	-0,78
14,0	4	62	1,12	-0,89
22,8	1	68	1,03	-0,88
22,8	2	62	1,01	-0,88
22,8	3	125	0,96	-0,77
22,8	4	91	0,98	-0,93
35,0	1	92	0,95	-0,82
35,0	2	57	0,97	-0,89
35,0	3	55	1,10	-0,90

Tab. 3: Polarimetrické měření s přítomností OKR.

Z naměřených výsledků je patrné, že bylo dosaženo ustálení sledovaného poměru popisujícího polarizaci světla (viz. Pátý sloupek tabulky **Tab. 3.**). Uvedený poměr je s mírnými fluktuacemi blízky jedné. Svědčí to o vykompenzování lineárního dvojlomu, který by se ve výsledcích projevoval znatelně vyššími výkyvy výsledku. I v tomto měření jsou však patrné vlivy fázového posunutí intenzit elektrického pole E_{1x} a E_{1y} . Což může být důsledkem nestálých podmínek při odečítání napětí fotodetektorů, přítomností útlumů v optické trase a drobnými změnami mechanického uspořádání komponentů ve fotodetekční části.

6 OVĚŘENÍ NA ÚLOZE MĚŘENÍ PROUDU

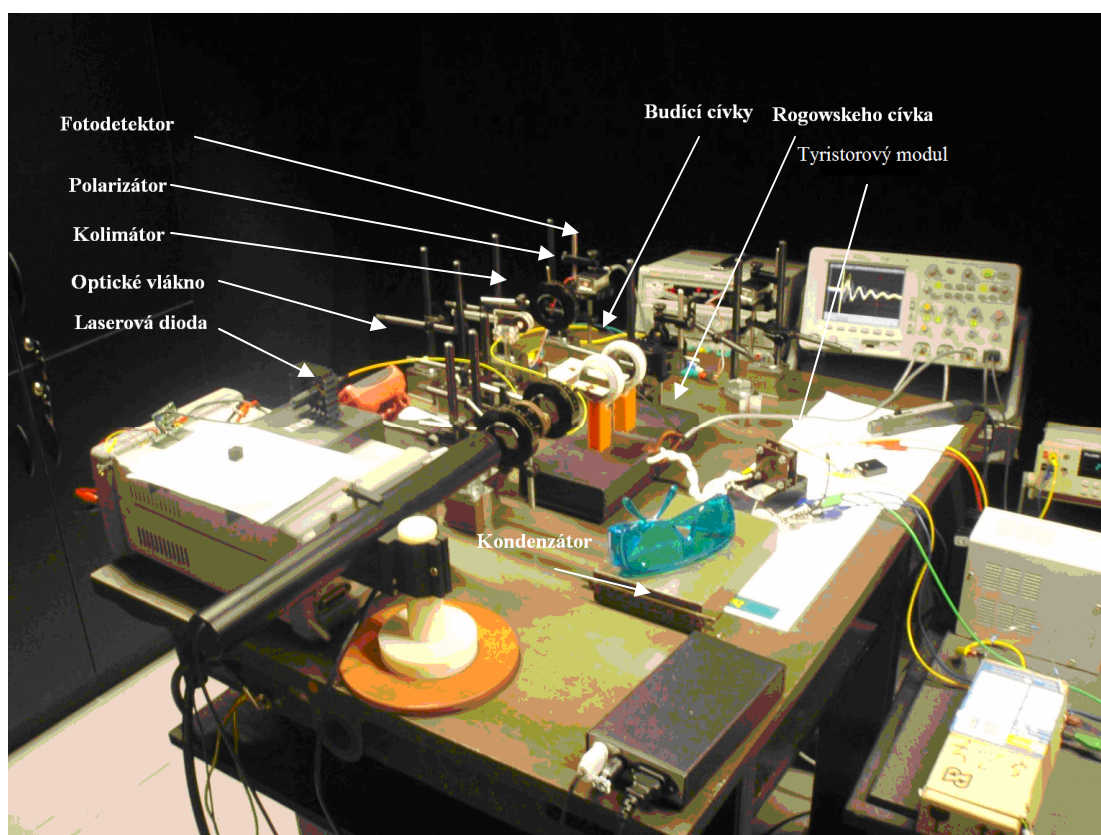
Výsledky teoretické analýzy je dále vhodné ověřit experimentálně na reálné úloze. Cílem je ověření možnosti kompenzace lineárního dvojlomu v optickém vlákně s použitím OKR. Metoda kompenzace je ověřena na optické úloze měření proudu magneto-optickým jevem.

Jako zdroj magnetického pole byla použita soustava dvou souosých cívek. Budicí cívky byly zapojeny do jednoduchého obvodu spolu s vysokonapětovým kondenzátorem. Spínání bylo realizováno výkonovým tyristorovým modulem, který umožňuje spínat vysoká napětí a vést vysoké proudy.

Regulovatelný střídavý zdroj napájí kaskádní násobič napětí, na jehož výstupu je možno nastavit stejnosměrné napětí až $U = 2500$ V. Vysoké napětí je měřeno voltmetrem V přes napětový dělič. Z násobiče napětí je přes sérii rezistorů nabíjen vysokonapětový kondenzátor. Při sepnutí tyristorového modulu se uzavírá proudový obvod přes budicí cívku L .

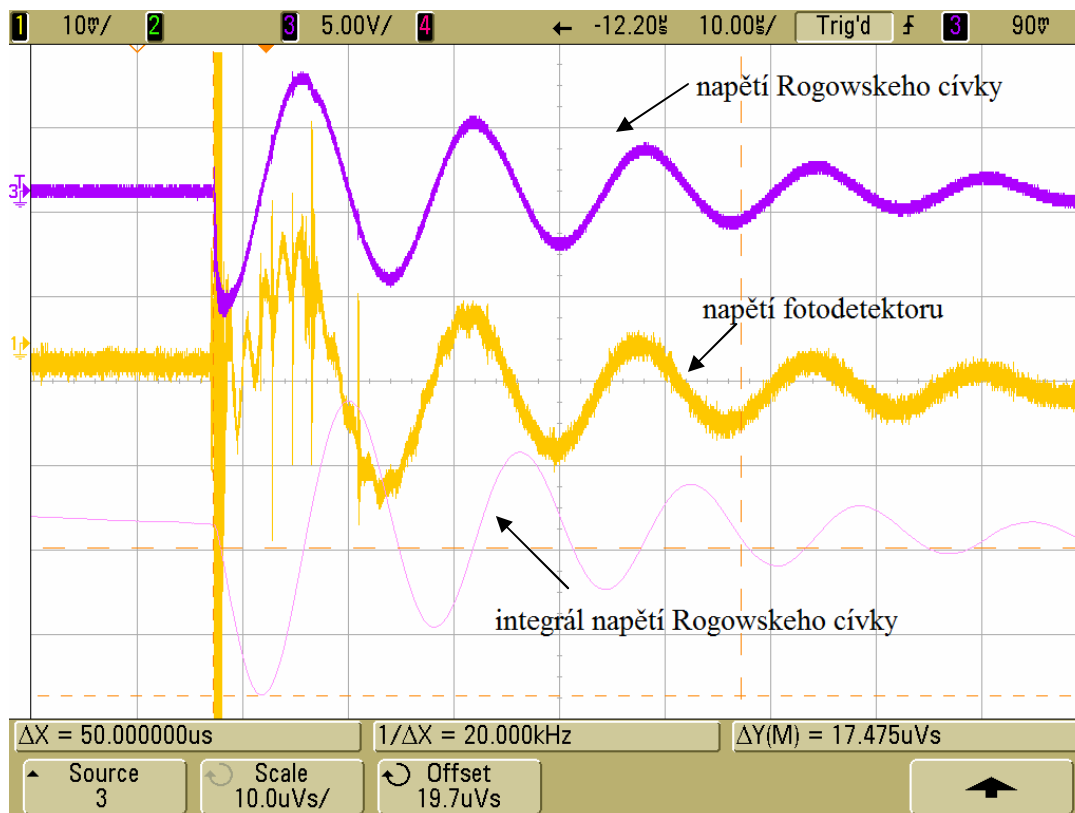
6.1 MĚŘENÍ PROUDU BEZ PŘÍTOMNOSTI OKR

Jako zdroj optického svazku byla použita laserová dioda. Optický svazek je lineárně polarizovaný. Světelná vlna dále postupovala optickým vláknem k budícím cívkám. Okolo budících cívek byly vytvořeny optickým vláknem dva závity, které měnili polarizaci světelné vlny. Následně byla vlna vedena přes kolimátor, polarizátor do fotodetektoru, kde bylo měřeno napětí U . Pro indukční snímání elektrického proudu byla použita Rogowského cívka.



Obr. 28. Pulzní měření bez OKR.

Na sestaveném pracovišti bylo provedeno experimentální měření. Na **Obr. 29** jsou zobrazeny příklady průběhů naměřených osciloskopem. Na třetím kanálu je napětí Rogowskeho cívky, na prvním kanálu je napětí fotodetektoru. Zobrazen je i integrál napětí Rogowskeho cívky.

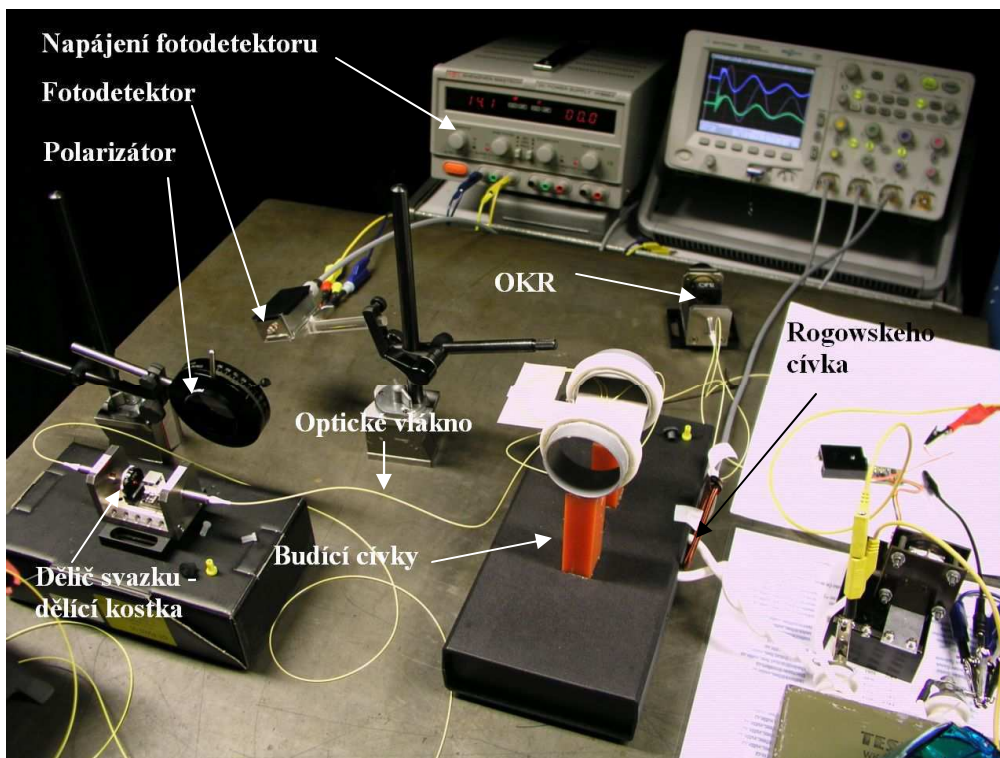


Obr. 29. Průběhy zaznamenané osciloskopem bez OKR.

Z **Obr. 29** je patrné, že úroveň snímaného napětí fotodetektorem byla velmi nízká. To lze přisoudit změnám polarizace vlivem lineárního dvojlomu uvnitř optického vlákna.

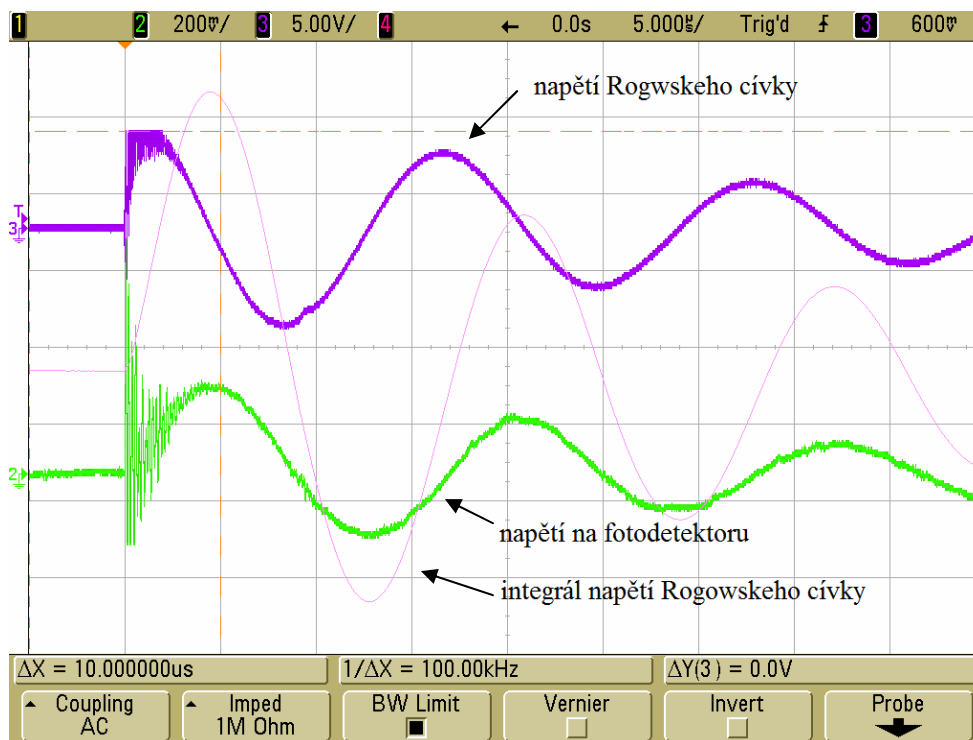
6.2 MĚŘENÍ PROUDU S PŘÍTOMNOSTÍ OKR

Měření u této metody probíhalo za stejných podmínek, jako u pulzního měření bez přítomnosti OKR. To znamená, že na optickém vlákne byl stejný počet závitů a stejná byla i úroveň proudu. Jediným rozdílem bylo přidání OKR a děliče svazku (dělicí kostky) k detekci optické vlny po zpětném průchodu vlny, viz **Obr. 30**. Při měření nebyl použit kolimátor kvůli dostatečně kolimovanému optickému svazku na výstupu z dělicí kostky.



Obr. 30. Pulzní měření s OKR.

Z průběhů naměřených osciloskopem je vidět, že se úroveň signálu, naměřeno fotodetektorem, mnohonásobně zvýšila, viz **Obr. 31**. Tento stav je způsoben kompenzací lineárního dvojlomu.



Obr. 31. Průběhy zaznamenané osciloskopem s OKR.

Výsledky teoretické analýzy byly experimentálně ověřeny. Možnosti kompenzace lineárního dvojlomu v optickém vlákne s použitím OKR se ukázala jako velmi vhodnou. Metoda kompenzace byla ověřena na optické úloze s magneto-optickým jevem a výsledky potvrdily teoretické předpoklady.

7 ZÁVĚR

V bakalářské práci byly rozebrány teoretické aspekty mechanismu šíření světla v optickém vlákně s důrazem na mechanické vlivy, především ohyb.

Hlavní jevy, které je třeba zvažovat při šíření světla optickým vláknem, jsou útlum, disperze a lineární dvojlom. Disperze optického vlákna při dané délce vlákna omezuje přenosovou rychlost. Ohyb optického vlákna vede k přídavným ztrátám optického záření, a tím k zvětšení jeho útlumu.

Zaměřili jsme se na eliminaci lineárního dvojlomu, který je při mechanickém namáhání optického vlákna, především při ohybu, přítomen. Pro potlačení lineárního dvojlomu je známo několik metod. Metodami jsou mechanicky kroucené vlákno jako rotátor, použití vláken s vysokým vlastním kruhovým dvojlomem, minimalizace lineárního dvojlomu vláken metodou žíhání nebo potlačení parazitního dvojlomu konstrukcí senzorů se zpětným šířením optického signálu. Poslední z uváděných možností byla vyhodnocena jako nejvhodnější pro minimalizaci účinků mechanických vlivů na optické vlákno, což bylo ověřeno také maticovou analýzou pomocí Jonesova počtu.

Metoda potlačení parazitního dvojlomu konstrukcí senzorů se zpětným šířením optického signálu byla experimentálními výsledky ověřena. Dochází k eliminaci lineárního kruhového dvojlomu. Tento způsob eliminace je vhodný pouze k potlačení lineárního dvojlomu, nikoliv však k potlačování útlumů optických tras.

8 BIBLIOGRAFIE

- [1] HOBS, P.C.D. *Building electro-optical systems, making it all work*. New York: John Wiley & Sons, 2000. 760 s. ISBN: 978-0-471-24681-7
- [2] URBAN, F. *Optoelektronika a optické komunikace*. Skriptum. Brno: FEKT VUT v Brně, 2003. 223 s.
- [3] Wilfert, O. *Optoelektronika*. Skriptum. Brno: FEKT VUT v Brně, 2003.
- [4] Ghatak, A.K., Thyagarajan, K.: *Introduction to fiber optics*. Cambridge University Press, 1. vydání, 1998, ISBN
- [5] Senior, J.M.: *Optical fiber communications - principles and practise*. Prentice Hall Inc., 2. vydání, 1992, ISBN
- [6] ZHENG PING, W., CHONG, K., ZONGJUN, H., XUEYUAN, Z. Faraday mirror-typed optical current transformers and its theoretical analysis. *Optics and Laser Technology*. 2007, no. 39, p. 368 - 371.
- [7] SANTOYO-MENDOZA, F., BARMENKOV, Y. O. Faraday plasma current sensor with compensation for reciprocal birefringence induced mechanical perturbations. *Journal of Applied Research and Technology*. 2003, vol. 1, no. 2, p. 157 - 163.
- [8] TANG, D., ROSE, A. H., DAY, G. W., ETZEL, S. M. Annealing of linear birefringence in single-mode fiber coils: Applications to optical fiber current sensors. *Journal of Lightwave Technology*. 1991, vol. 9, no. 8, p. 1031 - 1037.
- [9] WILSCH, M., MENKE, P., BOSSELMAN, T. Magneto-optic current transformers for applications in power industry. In *Proceedings of 2nd Congress of Optical Sensor Technology OPTO 1996*. Leipzig (Germany), 1996, p. 237 - 242.
- [10] ROSE, A., REN, Z. F., DAY, G. W. Twisting and annealing optical fiber for current sensors. *Journal of Lightwave Technology*. 1996, vol. 14, vol. 11, p. 2492 - 2498.
- [11] DREXLER, P. Metody měření ultrakrátkých neperiodických elektromagnetických impulsů. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, 2007. 92 s.

Seznam použitých zkratk a symbolů

Zkratky

GI	gradientní vlákno (gradient-mode)
SM	jednovidové optické vlákno (single-mode)
MM	mnohovidové optické vlákno (multi-mode)
PM	polarizaci zachovávající optické vlákno (polarization maintaining)
OKR	ortokonjugální retroreflektor
OV	optické vlákno

Symboly

B	magnetická indukce	(T)
$\mathbf{B}$	vektor magnetické indukce	(T)
E	intenzita elektrického pole	(V·m-1)
$\mathbf{E}$	vektor intenzity elektrického pole	(V·m-1)
H	intenzita magnetického pole	(A·m-1)
$\mathbf{H}$	vektor intenzity magnetického pole	(A·m-1)
$\mathbf{J}$	normovaný Jonesův vektor světelné vlny	(-)
l	délkový rozměr	(m)
L	indukčnost	(H)
L_{OV}	délka vlákna	(km)
m_e	hmotnost elektronu	(kg)
n_0	index lomu vzduchu	(-)
n_1	index lomu jádra	(-)
n_2	index lomu pláště	(-)
P_1	optický výkon na vstupu vlákna	(W)
P_2	optický výkon na vstupu vlákna	(W)
U_X a U_Y	napětí fotodetektoru	(V)
V	Verdetova konstanta	(rad·T-1·m-1)
λ	vlnová délka	(m)
θ	úhel	(rad)