



VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ
BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY



FAKULTA ELEKTROTECHNIKY A KOMUNIKAČNÍCH
TECHNologiÍ
ÚSTAV TELEKOMUNIKACÍ

FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING AND COMMUNICATION
DEPARTMENT OF TELECOMMUNICATIONS

BRAGGOVY MŘÍŽKY V OPTICKÝCH VLÁKNECH

BRAGG GRATINGS IN OPTICAL FIBERS

DIPLOMOVÁ PRÁCE
MASTER'S THESIS

AUTOR PRÁCE
AUTHOR

Bc. FRANTIŠEK URBAN

VEDOUCÍ PRÁCE
SUPERVISOR

prof. Ing. MILOSLAV FILKA, CSc.

BRNO 2014



**VYSOKÉ UČENÍ
TECHNICKÉ V BRNĚ**

**Fakulta elektrotechniky
a komunikačních technologií**

Ústav telekomunikací

Diplomová práce

magisterský navazující studijní obor
Telekomunikační a informační technika

Student: Bc. František Urban

ID: 125680

Ročník: 2

Akademický rok: 2013/2014

NÁZEV TÉMATU:

Braggovy mřížky v optických vláknech

POKYNY PRO VYPRACOVÁNÍ:

Navrhnete a připravte sadu nakloněných Braggových mřížek v optických vláknech TFBG a vyhodnotíte závislosti spektrálních vlastností vyrobených TFBG na délce mřížky, úhlu náklonu a expozici. Analyzujete možnosti a proveditelnost konstrukčních uspořádání vláknového prvku s TFBG pro přímé vyhodnocování účinků plášťových vidů. Navrhnete a realizujete vzorek optovláknové sestavy s TFBG pro snímání pomocí plášťových vidů.

DOPORUČENÁ LITERATURA:

- [1] FILKA, M. Optoelektronika pro telekomunikace a informatiku. CENTA, Brno 2009.
- [2] KASHYAP, R. Fiber bragg gratings. ACADEMIC PRESS, San Diego 1999, ISBN:0-12-400560-8.
- [3] JACQUES,A. Li-YANG SHAO, CAUCHETEUR, C. Tilted fiber Bragg grating sensor, Laser Photonics Reviews. 7, 2013.

Termín zadání: 10.2.2014

Termín odevzdání: 30.5.2014

Vedoucí práce: prof. Ing. Miloslav Filka, CSc.

Konzultanti diplomové práce:

doc. Ing. Jiří Mišurec, CSc.

Předseda oborové rady

UPOZORNĚNÍ:

Autor diplomové práce nesmí při vytváření diplomové 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

Práce popisuje základní principy a vlastnosti nakloněných Braggových mřížek. Jsou navrženy modely chování základního plášťového odrazu a jejich výsledky porovnány s experimentálními daty. V práci je navržena a popsána experimentální sestava pro výrobu nakloněných mřížek a provedeno vyhodnocení parametrů sady vyrobených mřížek. Jsou diskutovány možnosti využití mřížek v senzorice.

KLÍČOVÁ SLOVA

Nakloněná Braggova mřížka, optické vlákno, plášťový vid, Braggova rezonance, senzor

ABSTRACT

Thesis focuses on the principles and properties of the tilted Bragg fiber gratings. Two models of the principal cladding mode behaviour are proposed and their respective results compared with experimental data. The experimental setup for the preparation of the tilted gratings is described. The thesis shows the evaluation of the gratings parameters for the set of prepared gratings. Application of the tilted gratings in the sensors is discussed

KEYWORDS

Tilted Bragg grating, optical fiber, cladding mode, Bragg resonance, sensor

URBAN, František *Braggovy mřížky v optických vláknech*: diplomová práce. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, Ústav telekomunikací, 2014. 54 s. Vedoucí práce byl prof. Ing. Miloslav Filka, CSc.

PROHLÁŠENÍ

Prohlašuji, že svou diplomovou práci na téma „Braggovy mřížky v optických vláknech“ jsem vypracoval samostatně pod vedením vedoucího diplomové 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 diplomové práce dále prohlašuji, že v souvislosti s vytvořením této diplomové 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 diplomové práce panu prof. Ing. Miloslavu Filkovi, CSc. za odborné vedení, konzultace, trpělivost a podnětné návrhy k práci a dále své rodině a přátelům za jejich trpělivost a podporu po celou dobu mého studia.

Brno

.....

(podpis autora)

PODĚKOVÁNÍ

Výzkum popsáný v této diplomové práci byl realizován v laboratořích podpořených z projektu SIX; registrační číslo CZ.1.05/2.1.00/03.0072, operační program Výzkum a vývoj pro inovace.

Brno

.....
(podpis autora)

OBSAH

Úvod	11
1 Úvod do problematiky	12
2 Difrakční struktury ve vláknech	14
2.1 Braggovy mřížky	14
2.2 Mřížky s dlouhou periodou	15
2.3 Nakloněné mřížky	16
3 Výroba mřížek metodou fázové masky	17
4 Model chování nakloněné mřížky	19
4.1 Modely vazby do plášťových vidů	25
5 Experimentální sestava pro výrobu nakloněných mřížek	29
6 Testovací výroba mřížek	32
7 Principy senzorů s nakloněnou mřížkou	38
7.1 Nakloněné mřížky a jejich vlastnosti pro senzoriku	38
7.2 Akcelerometrický senzor s TFBG	39
7.2.1 Senzor s vloženou multimodovou sekcí	40
7.2.2 Senzor s jednovidovým taperem	41
7.2.3 Senzor s jedonovidovým offset spojem	44
8 Závěr	49
Literatura	51
Seznam symbolů, veličin a zkratk	52
A Přílohy	54
A.1 Naměřené PDF dokumenty	54
A.2 Vyhodnocené Excelovské soubory	54

SEZNAM OBRÁZKŮ

2.1	Struktura Braggovy a Long period difrakční mřížky	15
2.2	Spektrum nakloněné mřížky v průchodu	16
3.1	Výroba mřížky fázovou maskou	18
3.2	Optická soustava pro výrobu difrakční mřížky	18
4.1	Model odražených vln ve vláknu	19
4.2	Koeficienty vazeb 1310 nm	20
4.3	Koeficienty vazeb 1304 nm	21
4.4	Odraz dopadající vlny na šikmé mřížce	22
4.5	Úhel odrazu Ghost	23
4.6	Podmínka fázového synchronizmu	24
4.7	Průběh intenzity příčného pole přicházejícího vidu, Model I	26
4.8	Průběh intenzity příčného pole přicházejícího vidu, Model II	26
4.9	Průběh intenzity příčného pole přicházejícího vidu, Model III	27
4.10	Koeficienty vazby odrazů do jádrového vidu pro Modely I, II, III	27
4.11	Koeficienty vazby odrazů do jádrového vidu pro Modely I, II, III	28
5.1	Znázornění výroby nakloněných mřížek pomocí UV masky	29
5.2	Expozice s měřením v odrazu	30
5.3	Expozice s měřením v průchodu	30
5.4	Změřené spektrum nakloněné mřížky v průchodu	31
6.1	Posuv rezonance s náklonem mřížky	33
6.2	Posuv rezonance s náklonem mřížky a expozicí	34
6.3	Efektivní index lomu	35
6.4	Změna N_{ef} s expozicí	35
6.5	Pokles minima odrazu s expozicí	36
6.6	Pokles minima Ghost s expozicí	36
6.7	Dosažené poklesy rezonancí	37
7.1	Princip senzoru s vloženou multimodovou sekcí	40
7.2	Princip senzoru s taperem	41
7.3	Spektrum optimalizované TFBG	42
7.4	Mikrofotografie taperu 6,2 mm a 4,2 mm ze svářečního automatu	42
7.5	Schéma měřícího a vyhodnocovacího pracoviště	43
7.6	Měřící a vyhodnocovací pracoviště	43
7.7	Intenzita signálu v závislosti na ohybu taperu, vlevo pro 6,2 mm, vpravo pro 4,3 mm	44
7.8	Schéma senzoru s XY offsetem	44
7.9	Předpokládané odražené spektrum záření od TFBG akcelometrického senzoru s offsetem	45

7.10	Spektrum odraženého záření senzoru s offset spojem	46
7.11	Závislosti spektrálních maxim na offsetu a úhlu natočení mřížky . . .	47
7.12	Závislost výstupního signálu senzoru s offsetem na ohyvu ve směru XY	47

SEZNAM TABULEK

6.1 Soubor připravených vzorků	32
--	----

ÚVOD

Cílem mé diplomové práce bylo seznámit se s vlastnostmi optovláknových Braggových mřížek a zejména s vlastnostmi nakloněných Braggových mřížek v optických vláknech.

V dalším bodu zadání jsem měl vyrobit TBFG (Tilted Bragg Fiber Grating) (Nakloněná Braggova mřížka) s konstantní periodou s využitím přímé metody UV expozice přes fázovou masku. Pro uskutečnění výrobního experimentu jsem se musel podrobně seznámt s jednotlivými fázemi výrobního postupu a konkrétně s funkcemi opto-mechanické soustavy pro expozici mřížky přes fázovou masku, kterou jsem využíval pro výrobu Braggových mřížek.

Při výrobě nakloněných Braggových mřížek jsem musel dle získaných znalostí stanovit postup a metodu náklonu masky vůči vláknu. Dále jsem sestavil měřicí pracoviště pro měření spektra expozice v průchodu a v odrazu. Následně pak bylo mým úkolem provést rozbor vlastností a chování vyrobených TBFG podle čehož jsem v poslední části mého projektu mohl stanovit některé možnosti využití Braggových mřížek v senzorové technice.

Dále jsem analyzoval tři typy senzorů v optickém vláknu s využitím Braggovy mřížky, dva z nich jsem sestavil a následně provedl experimentální měření.

1 ÚVOD DO PROBLEMATIKY

Moje diplomová práce se zabývá strukturami v optických vláknech. Optická vlákna v minulosti znamenala obrovský převrat v telekomunikačních technologiích a později našla uplatnění i v nových aplikacích v senzorové technice. Vlastnosti prvních optických vláken vyrobených v šedesátých letech minulého století byly srovnatelné s přenosovými vlastnostmi koaxiálních kabelů. O rozmach využití optických vláken v telekomunikacích se zasloužil zejména pan Charles Kuen Kao, který zjistil, že vysoký útlum u zkoumaných optických vláken je způsobený nehomogenitami a příměsemi ve skle, a nikoliv útlumem samotné struktury optického vlákna. Za své přínosy v oblasti výzkumu optických vláken pan Kao obdržel v roce 2009 Nobelovu cenu za fyziku.

Zjištění pana Charles Kuen Kao vedlo k vývoji striktních postupů a přísných kritérií ve výrobě a pak následně k hojnému nasazení optických vláken v komunikacích.

Postupným vývojem technologií se optické kabely staly v devadesátých letech minulého století technicky konkurenceschopnými metalickým kabelům, avšak výrobní cena byla několika násobně vyšší než u metalických kabelů. Dnes jsou optická vlákna nedílnou složkou komunikačních technologií a díky rozvoji technologií optických přenosových soustav, došlo k velkému poklesu výrobní ceny. Tento pokles způsobil masivní nasazování optických vláken v komunikacích. Přenosové kapacity dosahované dnes umožňují realizovat datové přenosy po optických vláknech rychlostí až 100 Gb/s na každém vlnovém kanálu.

Nárůst přenosové kapacity však není vyvolaný jen dokonalejší výrobou optických vláken, ale také vývojem laserových polovodičových zdrojů. Původním optickým zdrojem v komunikačních řetězcích byla luminiscenční dioda, kterou postupně nahradila technologie polovodičových injekčních laserů.

Nároky na velké vzdálenosti a stále se zvyšující přenosové kapacity zapříčinily nutnost vkládání optických opakovačů a zesilovačů do optické trasy pro kompenzaci útlumu optického vlákna. Další charakteristickou vlastností vláken je chromatická a polarizačně vidová disperze, které degradačně působí na datový signál.

V telekomunikacích se dnes využívají dva typy optických vláken. Historicky prvním typem je mnohovidové vlákno, ve kterém se šíří datový signál v několika stech optických videch současně. Omezujícím prvkem je zde kromě útlumu, zejména vidová disperze. Druhým typem je tzv. jednovidové vlákno, kde se datový signál šíří jedním videm, díky čemuž je eliminována vidová disperze. Přenášené signály jsou i zde přenosem částečně degradovány. Kromě útlumu se zde uplatňuje tzv. chromatická disperze, polarizační vidová disperze a někdy také nelineární jevy. Míra těchto

degradací je však o několik řádů nižší než u mnohovidového vlákna.

S rozvojem jednovidových optických systému se začaly využívat optické filtry ke sdružování signálů a zvláštní optické členy ke kompenzaci chromatické disperze. V obou těchto oblastech se brzy dočkaly využití optické vláknové mřížky. Další výzkum a pokusy s optickými vlákny ukázaly, že optická vlákna se dají využít nejen jako přenosové medium, ale také v senzorové technice.

Perspektivními optovláknovými elementy, které se dají využít v senzorové technice i v komunikačních systémech jako filtry či kompenzátory vlnové disperze jsou optické vláknové mřížky. Ve své práci se zabývám zvláštní skupinou optických vláknových mřížek - nakloněnými Braggovými vláknovými mřížkami.

2 DIFRAKČNÍ STRUKTURY VE VLÁKNECH

V této kapitole se soustředím na difrakční struktury v optických vláknech, které jsou charakterizovány periodickými či kvaziperiodickými změnami indexu lomu vytvořenými podél osy vlákna.

Hlavní vlastností těchto struktur je rozptýlení světla závislé na rozložení změn indexu lomu. Vytváří se tak difrakční minima a maxima průchodu či odrazu světla ve vláknech. Vlnové délky či frekvence těchto maxim a minim jsou řízeny parametry mikrostrukturních změn indexu lomu. Z difrakčních struktur ve vláknech jsou nejčastěji používané Braggovy mřížky, mřížky s dlouhou periodou a v poslední době se zájem výzkumu zaměřuje na nakloněné mřížky.

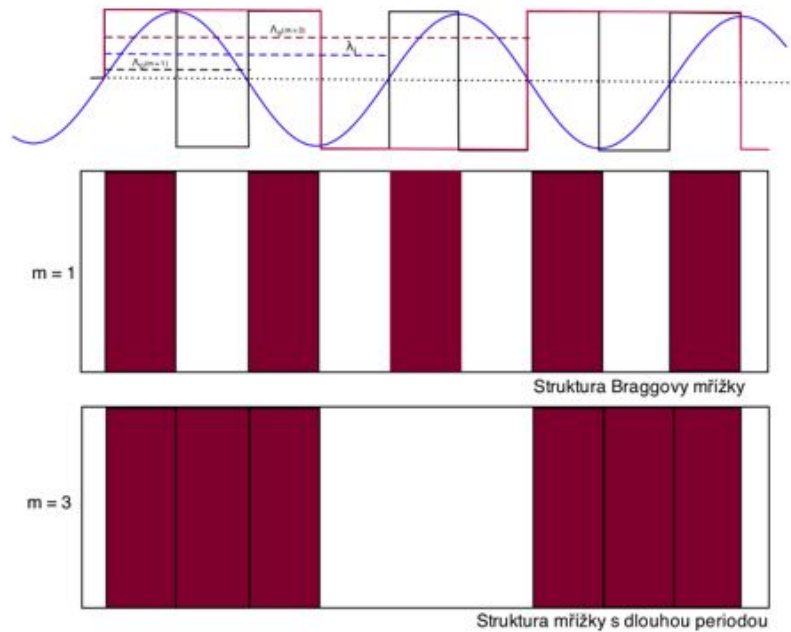
2.1 Braggovy mřížky

Braggova mřížka je struktura vzniklá periodickými nebo kvaziperiodickými změnami indexu lomu v jádře optického vlákna podél jeho osy. Existuje několik typů výroby Braggových mřížek, pro které je společný prvek UV laser, jehož koherentní záření zapíše požadovanou strukturu mřížky do jádra vlákna. Obecně platí pro zajištění interakce světelné vlny s jakoukoliv difrakční mřížkou, že mřížka musí obsahovat více než tisíc period změn indexu lomu a současně musí být dosaženo velkého rozdílu mezi minimem a maximem indexu lomu ve struktuře. Abychom mohli vytvořenou mřížku označovat jako Braggovu mřížku, musí splňovat tzv. Braggovu podmínku difrakce. Braggova podmínka vyžaduje, aby perioda změn indexu lomu mřížky byla rovna polovině vlnové délky světla procházejícím vláknem. Dochází pak k interakci mřížky ve vlákně s procházejícím světlem, které se tak s velkou účinností odráží zpět ke zdroji světla. K difrakci dochází také je-li perioda mřížky rovna celistvému násobku poloviny vlnové délky světla. Pak se jedná o mřížky s dlouhou periodou

$$\Lambda_G = \frac{m \cdot \Lambda_0}{2N_{ef}} = \frac{c \cdot m}{f_0 2N_{ef}} \quad (2.1)$$

$$f_0 = \frac{c \cdot m}{\Lambda_G \cdot 2N_{ef}} \quad (2.2)$$

Zobrazený vzorec 2.1, který popisuje Braggovu podmínku odrazu a vzorec 2.2 popisující Braggovu frekvenci optické vlny používá následujících veličiny N_{ef} je efektivní index lomu pro šíření základního vidu ve vlákně, m je difrakční řád, c je rychlost světla, f_0 frekvence optické vlny a Λ_G je perioda mřížky ve vlákně. Tyto vzorce můžeme uplatnit nejen u Braggových mřížek, ale také u mřížek s dlouhou periodou.



Obr. 2.1: Struktura Braggovy a Long period difrakční mřížky

2.2 Mřížky s dlouhou periodou

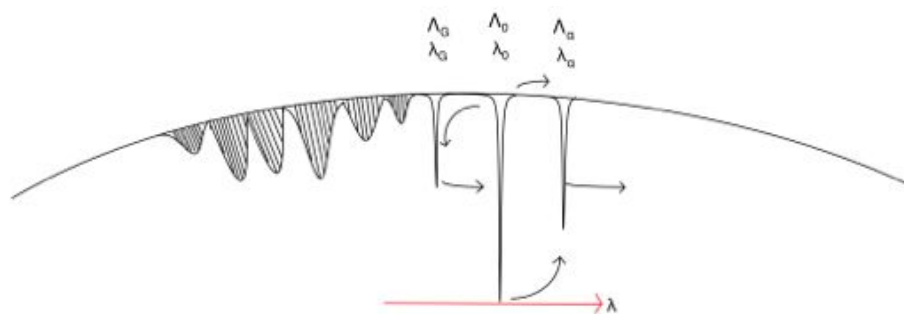
Princip mřížky s dlouhou periodou (Long period) je vidět na orázku 2.1. Jsou zde zobrazeny pro porovnání dvě mřížky a průběhy jejich změn indexu lomu, podle kterých můžeme rozpoznat základní rozdíl mezi strukturou Braggovy mřížky a mřížky s dlouhou periodou. První struktura označená indexem $m = 1$ je Braggova mřížka, které odpovídá průběh příslušné změny indexu lomu s periodou Λ_0 ($m=1$). Na obrázku je vidět, že mřížka zde splňuje Braggovu podmínku a tudíž, že prostorová perioda indexových změn mřížky je rovna polovině délky vlny světla ve vláknu. Abychom mohli mřížku označit za mřížku s dlouhou periodou, musí tato mřížka obsahovat v jedné periodě indexu lomu celistvý násobek poloviny délky vlny ve vláknu. Mřížce s dlouhou periodou odpovídá například struktura s indexem $m = 3$ a $\Lambda_0(m = 3)$.

Další rozdíl mezi mřížkou s dlouhou periodou a Braggovou mřížkou je v postupu výroby. Mřížky s dlouhou periodou se dají realizovat postupným zápisem změn indexu lomu individuálních čar do vlákna a není tudíž nutné využití fázové masky a následně i potřebné interference pro výrobu jak je tomu u Braggovy mřížky. Díky využití technologie výroby postupného zápisu je možné snadno realizovat mřížky s proměnou periodou, ale pro dosažení stejných vlastností jako u Braggových mří-

žek je zapotřebí několikanásobná geometrická délka mřížky než je tomu u Braggovy mřížky.

2.3 Nakloněné mřížky

Základní princip spočívá v naklonění odrazných rovin mřížky ve vláknu o malý úhel α vzhledem k ose vlákna. Nakloněním mřížky se část přicházející energie odráží do jádrového vidu a část do plášťových vidů. Plášťové vidy odvedou energii dopadajícího záření směrem zpět ke zdroji a tak vytvoří ve spektru procházejícího záření další úbytky energie. Vedle hlavního odrazného peaku vzniknou další minima na kratších vlnových délkách. Zpravidla se v souboru plášťových vidů vytváří jedno výrazné minimum - Ghost (duch), které odpovídá základnímu plášťovému vidu, ten je pak na kratších vlnových délkách doprovázen řadou dalších minim odpovídajících vyšším plášťovým vidům. Příklad této situace ukazuje obrázek spektra nakloněné mřížky v průchodu 2.2.



Obr. 2.2: Spektrum nakloněné mřížky v průchodu

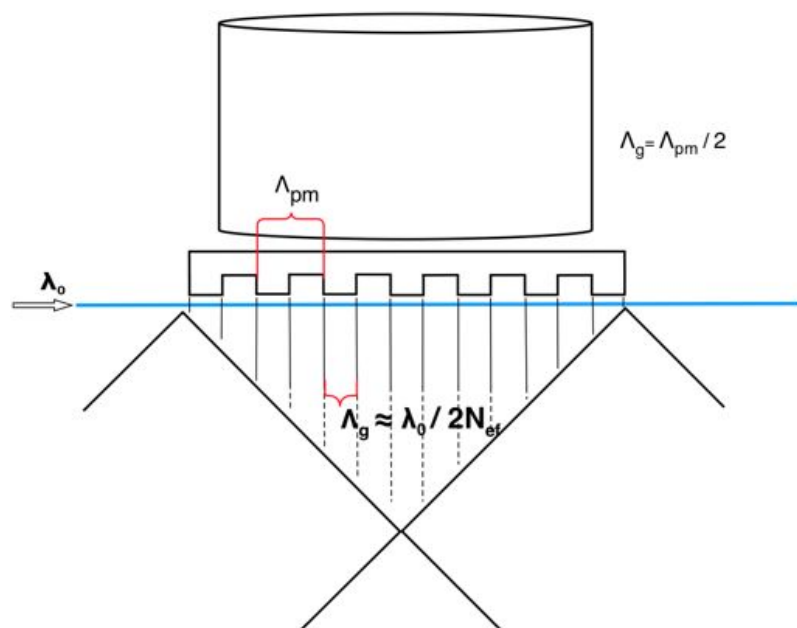
V odraženém signálu se za normálních situací plášťové vidy neprojeví. Lze vidět jen selektivní maximum hlavního odrazu. Plášťové vidy pronikají do oblasti rozhraní plášť/okolí vlákna a jsou tlumeny. Mohou zde interagovat s okolím a sloužit jako prostředek snímání vlastností okolního prostředí vlákna - index lomu, selektivní absorpce. Mohou být také použity pro snímání fyzikálních veličin působících na vlákno samotné - podélné napětí, ohyb, příčný stres, teplota. V některých z těchto použití jsou publikovány výsledky svědčící o vyšších citlivostech snímání, než je tomu při vyhodnocování změn v hlavním odrazném maximu. Významným faktorem, který ovlivní možnosti naznačených senzorických využití nakloněných mřížek, je způsob převedení energie odražených plášťových vidů alespoň z části zpět do jádra, kde pak může být odražená energie přivedena k vyhodnocení. K tomuto účelu jsou vytvářeny před mřížkou offset sváry, tapery a sváry vláken s vložením krátkého úseku mnohovidového vlákna.

3 VÝROBA MŘÍŽEK METODOU FÁZOVÉ MASKY

Postup výroby mřížek závisí nejen na účelu použití, ale také na vlastnostech optického vlákna. Cílem, kterého je potřeba dosáhnout při výrobě difrakčních mřížek v optických vláknech, je změna indexu lomu ve vlákně. Vlastnost optického vlákna, která tuto změnu umožňuje, se nazývá fotocitlivost. Fotocitlivost vlákna umožňuje trvale změnit index lomu v jádru vlákna za pomoci UV koherentního světla, které zapíše námi požadovanou strukturu indexu do jádra vlákna. Z důvodu nejsnazší dostupnosti a největší rozšířenosti se ve výrobě a využití difrakčních mřížek používá standartní jednovidové telekomunikační vlákno. To však vykazuje nízkou fotocitlivost. Proto se hledají techniky pro dosažení zvýšení fotocitlivosti vlákna. Jeden z vhodných způsobů pro zvýšení fotocitlivosti je proces nazývaný hydrogenace. Proces hydrogenace spočívá ve vpravení molekul vodíku do objemu materiálu vlákna. Toho se dosahuje vystavením vlákna obnaženého na plášť vysokému tlaku ve vodíkové atmosféře za působení vysoké teploty. Takto připravené vlákno je možno exponovat UV zářením.

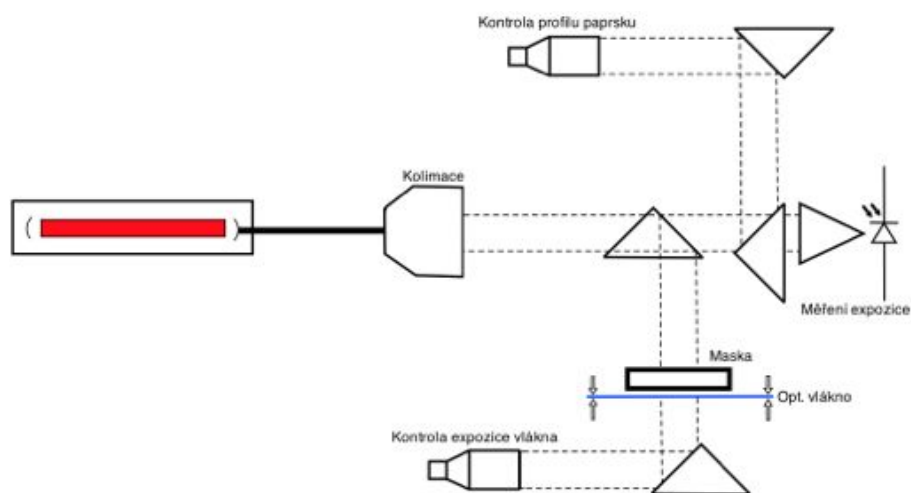
Proces, který ve vlákně působením UV záření probíhá, není jednoznačně popsán a existuje několik teorií vysvětlujících odlišným způsobem vznik trvalé změny indexu lomu, která na základě působení UV záření na atomy vodíku a molekuly kyslíčnicku germaničitého (je dopantem v jádru telekomunikačních vláken) vzniká. Pro expozici periodické struktury změn indexu lomu, jakou je Braggova vláknová mřížka, je třeba vytvořit v prostoru periodickou strukturu maxim a minim energie UV záření. Perioda těchto maxim a minim musí odpovídat periodě indexových změn, které chceme exponovat do mřížky, tedy cca $0,4\mu\text{m}$ až $0,8\mu\text{m}$. Takto hustý sled maxim a minim UV záření lze realizovat prakticky pouze třemi způsoby. Prvním způsobem je zaostření UV paprsku s velmi malou aperturou do vzdáleného ohniska a exponování každé indexové změny individuálně. Druhým způsobem je vytvoření interferenčního pole ve dvou zkrřížených rovinných vlnách koherentního světla procházejících přes sebe v přesně definovaném úhlu. Třetím způsobem je využití průchodu koherentní rovinné vlny přes kolmo ustavený transparent, průsvitnou desku s reliéfní strukturou čar. Reliéf těchto čar má hloubku odpovídající půlvlnnému zpoždění procházejícího světla a periodu odpovídající dvojnásobku výsledné požadované periody mřížky ve vlákně. Takový transparent se nazývá fázová maska. Vznik interferenčního pole za fázovou maskou ukazuje obrázek 3.1.

Maxima a minima interferenčního pole vytváří zóny, které jsou kolmé na masku a rozprostírají se do určité vzdálenosti, která odpovídá koherenci laseru. V interferenč-



Obr. 3.1: Výroba mřížky fázovou maskou

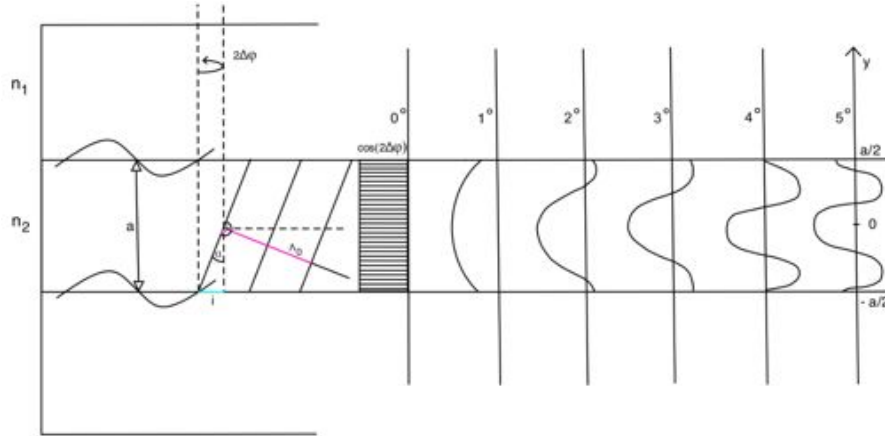
ním poli masky je umístěno vlákno. Interferenční pole pak zapisuje změny intenzity záření jako změny indexu lomu ve vlákně. Sestava masky, optického vlákna a nezbytných kontrolních a nastavovacích optických prvků tvoří expoziční soustavu, která je schématicky znázorněna na obrázku 3.2.



Obr. 3.2: Optická soustava pro výrobu difrakční mřížky

4 MODEL CHOVÁNÍ NAKLONĚNÉ MŘÍŽKY

Chování nakloněné mřížky se odlišuje od chování mřížky kolmé, neboť při dopadu rovinné vlnoplochy jádrového vidu na nakloněnou mřížku se vlnoplocha deformuje a vlna odražená zpět do osy jádra získává fázové spoždění závislé na kolmé vzdálenosti od jádra vlákna ve směru náklonu. Fázové zpoždění je značeno $\Delta\varphi$. Jednorozměrné zobrazení této situace ukazuje obrázek 4.1.



Obr. 4.1: Model odražených vln ve vláknu

Na obrázku jsou znázorněny šikmé roviny nakloněné mřížky v jádru vlákna, vzdálené od sebe s periodou Λ_0 . Roviny mřížky jsou skloněny vůči kolmici k ose vlákna o úhel α . Dopadající rovinná vlnoplocha získává při odrazu od těchto šikmých rovin dráhové zpoždění i a fázové zpoždění $\Delta\varphi$ mezi paprsky v ose jádra a na rozhraní jádro-plášť. Při průměru jádra a efektivním indexu lomu N_{ef} lze toto zpoždění vyjádřit vztahem 4.1 a 4.2.

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi \cdot i}{\lambda_{\alpha i}} = \frac{2\pi \cdot i}{\lambda_i} \cos \alpha = \frac{2\pi a \sin \alpha}{\lambda_i} \quad (4.1)$$

$$i = a \cdot \tan \alpha, \frac{\lambda_{\alpha i}}{2} = \Lambda_\alpha \quad (4.2)$$

Skloněné roviny mřížky vytvoří ve směru osy vlákna periodickou strukturu s periodou Λ_α

$$\Lambda_\alpha = \frac{\Lambda_0}{\cos \alpha} > \Lambda_0 \quad (4.3)$$

Kde Λ_0 , tedy perioda nenakloněné mřížky vyrobené stejnou maskou lze vyjádřit vztahem 4.4.

$$\alpha = 0^\circ : \Lambda_0 \approx \left(\frac{\lambda_{ro}}{2} \right) \cdot \frac{1}{N_{ef}} \approx \frac{\lambda_{ro}}{2 \cdot 1,45} = 0,452\mu \quad (4.4)$$

Velikost Λ_0 je vždy daná mřížkovou konstantou masky použité při výrobě mřížky a je vždy rovna polovině periody mřížky masky, jak plyne z rozborů difrakčního pole fázové masky na obrázku 3.1.

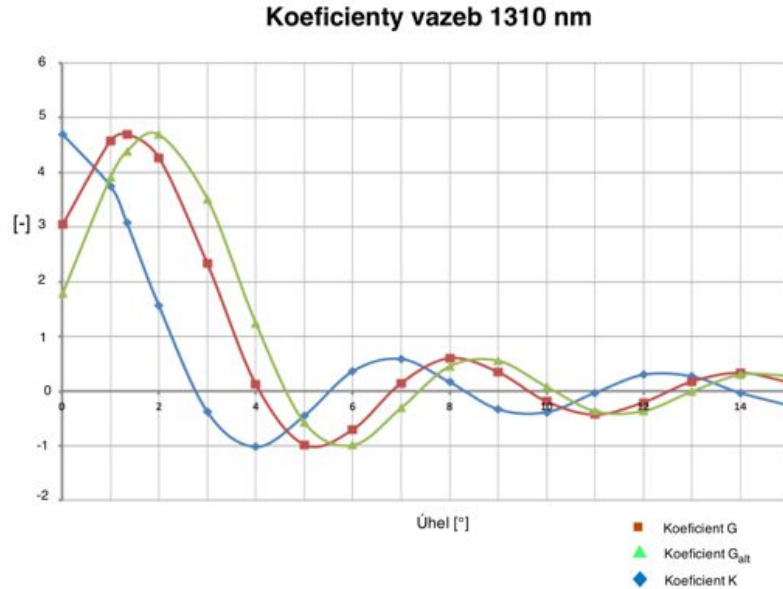
Vlnová délka odraženého záření pro nulový úhel λ_{ro} je určena veličností periody mřížky ve vlákne Λ_0 a veličností efektivního indexu lomu pro šíření jádrového vidu N_{ef} . Integrací funkce fázového zpoždění vlnoplochy přes průměr jádra získáme koeficient K , který přibližně odpovídá účinnosti vazby vidu odraženého od nakloněné mřížky zpět do jádra.

$$K = \int_0^{\frac{a}{2}} \cos\left(\frac{2\Delta\varphi}{a} \cdot y\right) dy = \int_0^{\frac{a}{2}} \cos\left(\frac{2 \cdot 2\pi \cdot a}{2\Lambda_0 a} \sin \alpha \cdot y\right) dy = \quad (4.5)$$

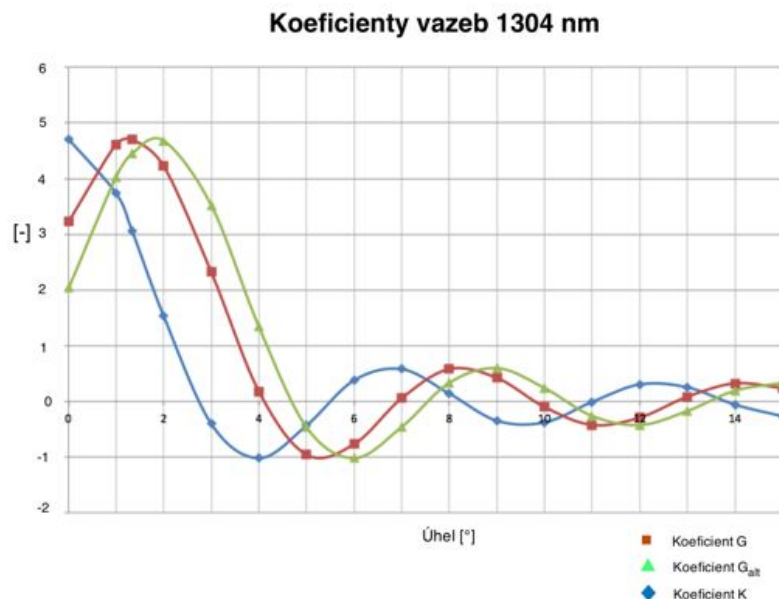
$$\int_0^{\frac{a}{2}} \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda_0} \sin \alpha \cdot y\right) dy = \frac{\Lambda_0}{2\pi \sin \alpha} \cdot \sin\left(\frac{2\pi}{\Lambda_0} \sin \alpha \cdot y\right) \Big|_0^{\frac{a}{2}}$$

Vyčíslení koeficientu K pro různé hodnoty úhlu α náklonu mřížky je zobrazeno na grafech 4.2 „Koeficienty vazeb 1310 nm“ a 4.3 „Koeficienty vazeb 1304 nm“.

Na křivkách tohoto koeficientu je zřejmé, že odraz od nakloněné mřížky zpět do jádra prudce klesá s úhlem náklonu mřížky. Nulových hodnot dosahuje při úhlech $2,7^\circ$, $5,6^\circ$, $8,3^\circ$, 11° a 14° a tedy při těchto úhlech náklonu mřížky by účinnost odrazu měla být podle našich výpočtů nulová. Vzhledem k tomu, že uvažujeme jen jednorozměrný model chování, dopouštíme se jistých nepřesností. Dále je zřejmé, že účinnost vazby z nakloněné mřížky do odrazu je nad hodnotou 5° stupňů náklonu velmi nízká.



Obr. 4.2: Koeficienty vazeb 1310 nm

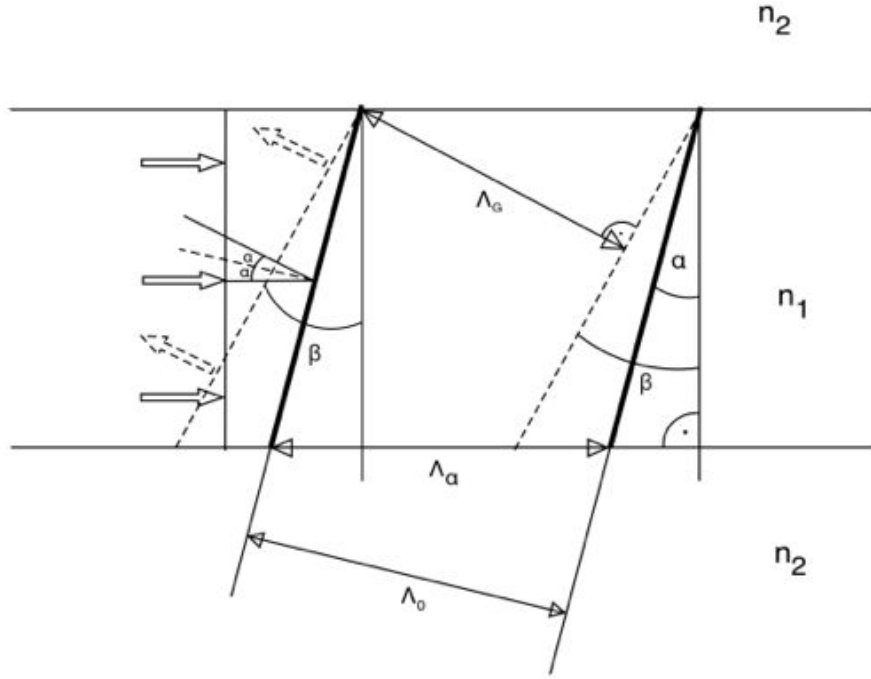


Obr. 4.3: Koeficienty vazeb 1304 nm

Nakloněná mřížka však kromě odrazů jádrového vidu vykazuje další efekty. Část dopadající energie z rovinné vlnoplochy se na skloněných rovinách mřížky odráží směrem do pláště a zde tvoří plášťové vidy. Dominantní plášťový vid je v literatuře označován jako Ghost [8]. Tuto odraženou vlnu však nelze pozorovat ve spektru odraženého signálu, neboť tato vlna svým polem zasahuje až k rozhraní pláště a okolního prostředí (např. primární ochrany) a je na své cestě zpět ke zdroji velmi rychle tlumená. Projev plášťového vidu lze pozorovat v transmisním spektru mřížky, tedy analýzou záření procházejícího mřížkou.

Ze zkoumání projevů nakloněných mřížek je známo [8], že reflexní odraz, který při nulových úhlech náklonu mřížky začíná na vlnové délce λ_0 a projevuje se v transmisním spektru jako ostrý pokles spektrální hustoty výkonu, se rozštěpí do dvou ostrých rezonančních minim. Rezonanční minimum, jehož vlnová délka λ_α je vždy větší než λ_0 a s úhlem náklonu postupuje k vyšším vlnovým délkám, odpovídá reflexnímu vidu. Druhé rezonanční minimum vzniká na vlnové délce λ_g vždy kratší než λ_α . Toto rezonanční minimum, dominantní plášťový vid, má amplitudu silně závislou na úhlu náklonu mřížky a s růstem náklonu mřížky se pohybuje k větším vlnovým délkám přibližně ve stálém rozestupu od reflexního vidu. Na vlnových délkách kratších než λ_g lze pozorovat soubor vyšších plášťových vidů, jejichž amplitudy a vlnový obor závisí na úhlu náklonu mřížky α . Existence přibližně konstatního odstupu mezi reflexním videm a Ghostem pro různé úhly náklonu mřížky lze vysvětlit následujícím způsobem, viz. obrázek 4.4.

Základní plášťový vid lze ve vláknu charakterizovat směrem šíření skloněným



Obr. 4.4: Odraz dopadající vlny na šikmé mřížce

pod úhlem β od osy vlákna, kdy rovinná vlna šířící se ve vláknu pod tímto úhlem se s nejvyšší účinností transformuje do plášťového vidu. Odraz rovinné vlnoplochy dopadajícího vidu od nakloněných rovin mřížky vede vždy k zpětnému šíření vlny do pláště pod úhlem β , avšak účinnost převodu energie dopadající rovinné vlnoplochy do rovinny kolmé ke směru plášťového vidu (β) závisí na rozdílu úhlu odrazu 2α od mřížky a úhlu plášťového vidu β viz. obrázek. 4.4

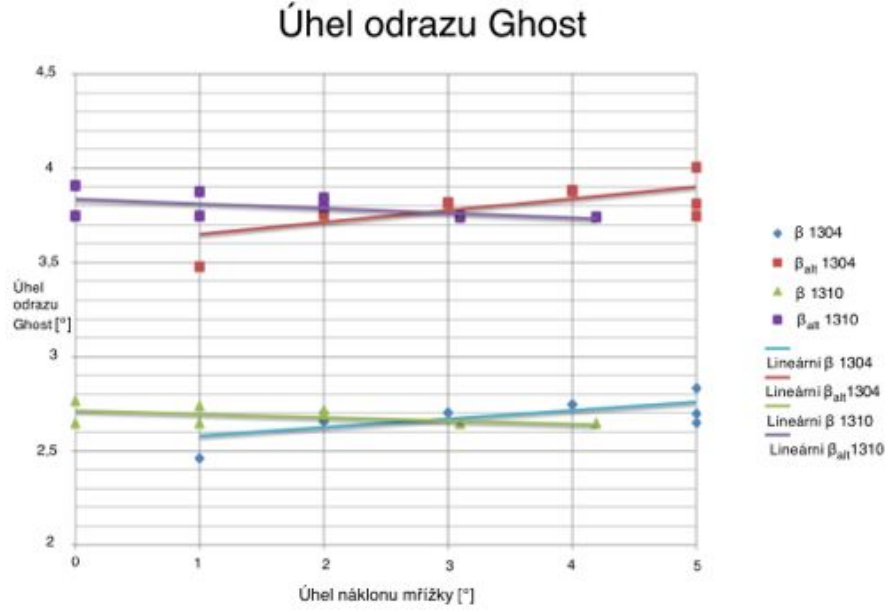
Z tohoto obrázku lze dovodit, že do směru β se rovinná vlna odrazejí se od nakloněné mřížky bude odrážet jakoby interagovala s mřížkou o rozteči Λ_G .

$$\Lambda_G = \frac{\lambda_{G0}}{2 \cdot N_{ef}} = \Lambda_\alpha \cdot \cos \beta = \frac{\Lambda_0 \cos \beta}{\cos \alpha} \quad (4.6)$$

Z obrázku 4.4 je dále zřejmé, že rovinná vlnoplocha jádrového vidu se odrazí do směru β zase jako rovinná jen tehdy, bude-li úhel sklonu mřížky α právě roven polovině úhlu β . Tomuto úhlu sklonu říkáme úhel optimální α_{opt} . Krátkou úpravou vzorce 4.6. pak dospějeme ke vzorci 4.7.

$$\alpha_{opt} = \frac{1}{2} \arccos \frac{\lambda_{G0}}{\lambda_{\alpha_0}} \quad (4.7)$$

Kde λ_{G0} je vlnová délka Ghostu měřená ve vakuu a λ_{α_0} je vlnová délka reflexe měřená ve vakuu. Velikosti úhlu $\beta=2\alpha_{opt}$ vyčíslené předchozím vstahem z hodnot změřených u realizovaných nakloněných mřížek ukazuje 4.5.



Obr. 4.5: Úhel odrazu Ghost

Pro úhel náklonu mřížky odlišný od α_{opt} odražená vlnoplocha ponese fázový posuv $\Delta\varphi$ závislý na kolmé vzdálenosti od osy paprsku. Použijeme li jednorozměrné přiblížení, pak integrál $\cos\Delta\varphi$ tohoto fázového zpoždění podél osy z, viz. obrázek 4.4, bude vyjadřovat účinnost převodu energie z dopadající vlny do odražené vlny a z ní do základního plášťového vidu. Vyčíslení tohoto integrálu ukazuje vzorec 4.8.

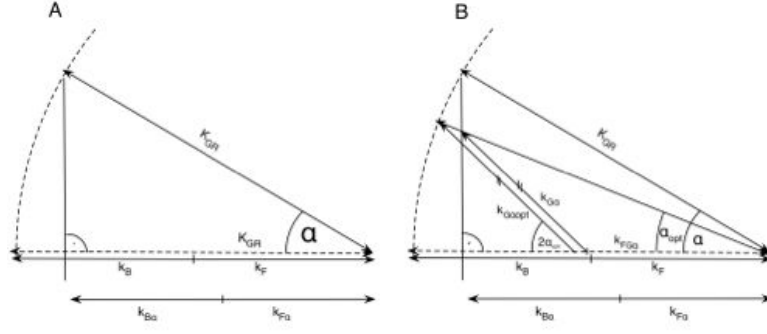
$$G_{\alpha} = \frac{\Lambda_0}{\pi \sin(\beta - 2\alpha)} \sin\left(\frac{\pi}{\Lambda_0} \sin(\beta - 2\alpha) \cdot \frac{a}{2}\right) \quad (4.8)$$

Z něho získáme průběhy koeficientu vazby do plášťového vidu vykreslené v grafech 4.2, 4.3 (červená křivka). Je z nich zřejmé, že od nulových úhlů koeficient vazby prudce roste k maximální hodnotě v oblasti úhlu $1,3^\circ$ poté klesá k nulové hodnotě vazby v oblasti $4,1^\circ$. Pro větší hodnoty úhlů se vazba střídavě zvětšuje a zaniká.

Pro úplnější pochopení chování plášťových vidů je vhodné zmínit teorii fázového synchronizmu. Vychází z toho, že průmět vektoru mřížkové konstanty do směru odrazu musí odpovídat rozdílu vlnových vektorů přicházející a odražené vlny. Situaci pro odraz jádrového vidu zpět do jádrového vidu na nakloněné mřížce ukazuje obrázek 4.6 A. Situaci pro odraz z jádrového vidu do plášťového vidu ukazuje obrázek 4.6 B.

Z obrázku 4.6 A plyne:

$$k_{B\alpha} = \frac{K_{GR} \cdot \cos \alpha}{2}, K_{GR} = \frac{2\pi}{\Lambda_0} \quad (4.9)$$



Obr. 4.6: Podmínka fázového synchronizmu

A dále

$$k_{f\alpha} = \frac{2\pi}{\Lambda_\alpha} \quad (4.10)$$

$$\lambda_\alpha = \Lambda_\alpha \cdot 2 \cdot N_{ef\alpha} = \frac{\Lambda_0 \cdot 2 \cdot N_{ef\alpha}}{\cos \alpha} \quad (4.11)$$

je přitom zřejmé, že :

$$|k_{F\alpha}| = |k_{B\alpha}| < k_B \quad (4.12)$$

Z obrázku 4.6 B plyne:

$$\lambda_G = \Lambda_G \cdot 2 \cdot N_{efG} \quad (4.13)$$

$$k_{G\alpha} \cdot \cos 2\alpha + k_{FG\alpha} = K_{GR} \cdot \cos \alpha \quad (4.14)$$

$$k_{G\alpha} = \frac{2\pi N_{efG}}{\lambda_G}, k_{FG\alpha} = \frac{2\pi N_{ef\alpha}}{\lambda_G} \quad (4.15)$$

$$|k_{FG\alpha}| \approx |k_{G\alpha}| > k_{B\alpha} \quad (4.16)$$

Vztahy 4.14 a 4.15 vyjadřují fakt, že dopadající vlna $k_{FG\alpha}$ odrážející se od nakloněné mřížky K_{GR} , skloněné o úhel α k ose, se odráží do plášťového vidu odcházejícího ve směru $\beta = 2\alpha_{opt}$ s fázovou konstantou $k_{G\alpha}$ přibližně stejné velikosti jako konstanta dopadající vlny. Frekvence dopadající a odražené vlny jsou shodné. Vlnové délky těchto vln ve vakuu se však mohou mírně lišit tak, jak se může mírně lišit efektivní index lomu vedené vlny $N_{ef\alpha}$ (dopadající záření) a základního plášťového vidu N_{efG} (odražené záření).

Úpravami předchozích vzorců dojdeme k alternativnímu výrazu pro vyčíslení úhlu $\beta = 2\alpha_{opt}$, tento úhel budeme označovat jako β_{alt} :

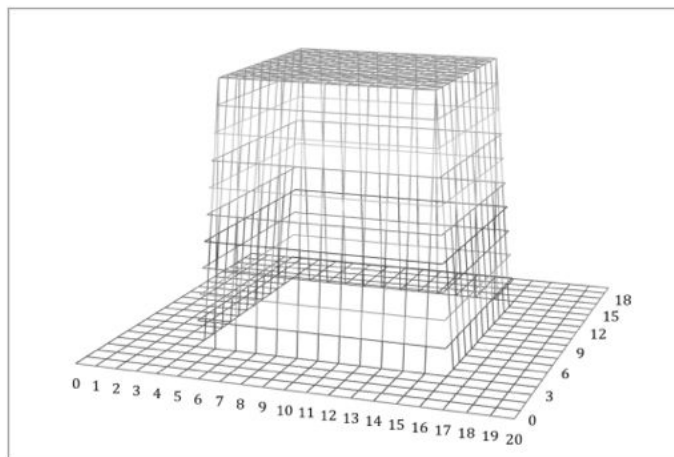
$$\beta_{alt} = \arccos \left[\left(2 \cdot \frac{\lambda_G}{\lambda_\alpha} - 1 \right) \cdot \frac{N_{ef\alpha}}{N_{efG}} \right] \quad (4.17)$$

Tato teorie a výsledný vzorec 4.17 by měla přinášet přesnější výsledky, než vztah vycházející z jednoduché teorie dopadu a odrazu 4.7. Jistá obtíž tkví ve stanovení efektivních indexů lomů $N_{ef\alpha}$ a N_{efG} , respektive ve stanovení jejich poměru. Z realizovaných mřížek lze podle vztahu 4.11 ze zjištěných hodnot λ_α a ze známých hodnot Λ_0 a úhlu α , stanovit index $N_{ef\alpha}$. Pro přesné zjištění N_{efG} však nemáme nástroje. Vyjdeme tedy z předpokladu přibližné rovnosti těchto dvou indexů. Na základě něho jsem vyčíslil hodnoty β_{alt} a zobrazil hodnoty β_{alt} provyrobené vzorky mřížek v grafu 4.5. Z rozdílů vypočtených hodnot β a β_{alt} je zřejmé, že poměr efektivních indexu lomů se od předpokládané hodnoty jedna může lišit. Na základě zjištění úhlu β_{alt} jsem za použití vztahu 4.8 vyčíslil koeficient vazby do plášťového vidu a zobrazil v grafech na obrázcích 4.2 a 4.3 pod označením G_{alt} . Na těchto obrázcích je vidět, že vazební koeficienty G_{alt} ukazují dosažení optimální vazby do plášťového vidu při poněkud vyšších úhlech než naznačuje průběh vypočtených koeficientů G . Na základě experimentálních výsledků z měření realizovaných mřížek se ukazuje, že křivka G_{alt} je bližší realitě než křivka G .

4.1 Modely vazby do plášťových vidů

Podrobnější pohled na vazbu energie z přicházejícího jadrového vidu do odraženého jadrového vidu a do plášťových vidů ukazuje, že elementární odrazy na skloněných rovinách mřížky jsou ovlivněny, kromě fázového zpoždění daného rozdílem sklonu mřížky od optimálního úhlu sklonu (0° pro odraz zpět do jádra, $\frac{\beta}{2}$ pro odraz do plášťového vidu), také průběhem intenzity příčného pole přicházejícího jadrového vidu. Vzorce 4.5 a 4.8 vycházely z předpokladu konstantního rozložení intenzity pole v jádru a z předpokladu čtvercového průřezu jádra. Tuto situaci ilustrovanou na obrázku 4.7 označme jako Model vazby I.

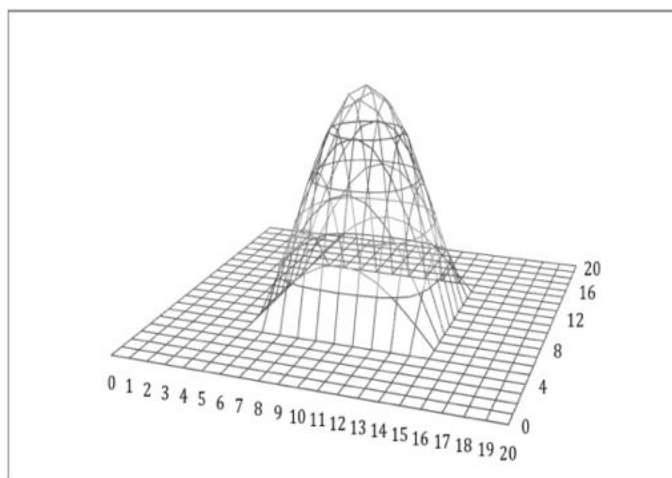
Můžeme předpokládat, že závěry z tohoto modelu mohou být nepřesné, protože jak tvar jádra (je kruhové nikoliv čtvercové) tak průběh intenzity příčného základního jadrového vidu se znatelně liší od průběhu viz. obrázek 4.7. Pro přiblížení se k reálné situaci jsem navrhl další dva modelové průběhy intezity příčného pole v jádru, takové, u nichž bylo možno analyticky vyjádřit příslušné plošné integrály stanovující velikost příspěvku elementárního odrazu od roviny mřížky k jadrovému nebo plášťovému vidu. Pro Model vazby II. jsem vycházel z kosínové závislosti intenzity od osy jádra ve směrech X a Y. Předpokládal jsem opět jádro čtvercového



Obr. 4.7: Průběh intenzity příčného pole přicházejícího vidu, Model I

tvaru se stranou **a**, viz. obrázek 4.8 viz. rovnice 4.18

$$I = \cos \frac{\pi}{a}x \cdot \cos \frac{\pi}{a}y \quad (4.18)$$



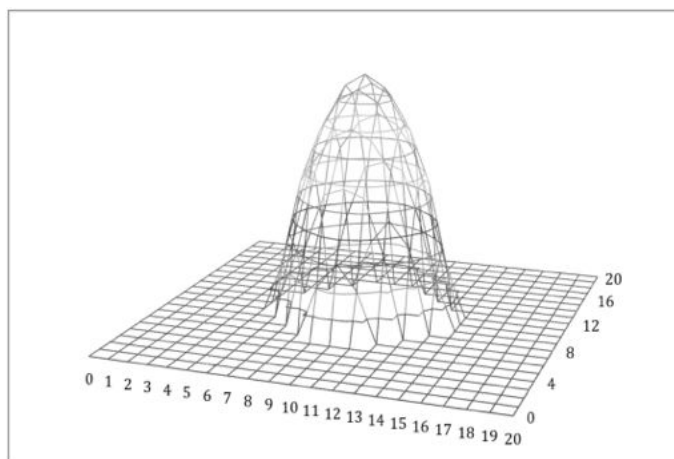
Obr. 4.8: Průběh intenzity příčného pole přicházejícího vidu, Model II

Koeficient vazby odrazů od nakloněné mřížky do jádrového vidu je v tomto případě dán vzorcem 4.19.

$$K_b = \int_0^{\frac{a}{2}} \left(\int_0^{\frac{a}{2}} \cos \frac{\pi}{a}x dx \right) \cdot \cos \frac{\pi}{a}y \cos \frac{2\pi \sin \alpha}{\Lambda_0}y dy \quad (4.19)$$

V Modelu vazby III. jsem opět uvažoval kosinový průběh intenzity v jádru viz. rovnice 4.18, ale nikoli nad čtvercovým jádrem orientovaným ve směrech X, Y, ale

nad jádrem ve tvaru kosočtverce s úhlopříčkami o délce $\mathbf{a}$ ve směrech X, Y, a se stranami skloněnými o úhel 45° ke směřům Y,Y, viz. obrázek 4.9.

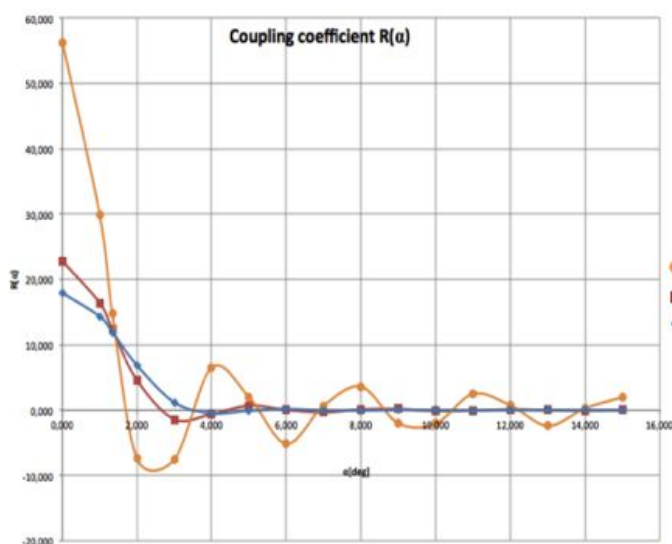


Obr. 4.9: Průběh intenzity příčné pole přicházejícího vidu, Model III

Koeficient vazby odrazů od nakloněné mřížky do jádrového vidu je v tomto případě dán vzorcem 4.20

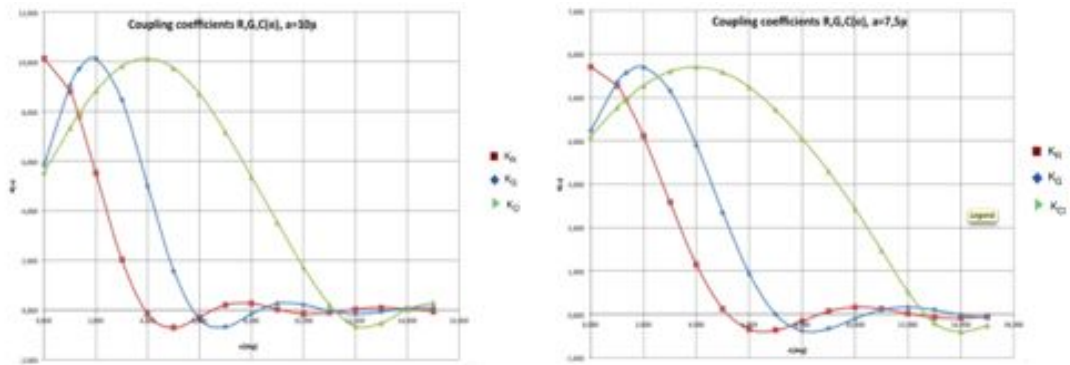
$$K_c = \int_0^{\frac{a}{2}} \left(\int_0^{\frac{a}{2}-y} \cos \frac{\pi}{a} x dx \right) \cdot \cos \frac{\pi}{a} y \cdot \cos \left(\frac{2\pi \sin \alpha}{\Lambda_0} y \right) dy \quad (4.20)$$

Křivky průběhů vyčíslených integrálů koeficientů vazeb pro Model I., II. a III. (4.5 4.19 4.20) jsou znázorněny na obrázku 4.10



Obr. 4.10: Koeficienty vazby odrazů do jádrového vidu pro Modely I, II, III

Porovnáním vypočítaných koeficientů vazeb s výsledky mnoha zkušebních expozicí nakloněných mřížek s různými úhly a s různými úrovněmi expozice jsem zjistil, že největší míru shody výpočtů s experimenty (viz. obrázek 6.7) vykazují závěry Modelu vazby II. Malou modifikací vztahu 4.19, kdy provedeme substituci $\alpha \leftarrow (\beta_{alt} - 2\alpha)$ lze pro Model II. vyčíslit koeficienty vazeb do Ghost a plášťových vidů. Na obrázcích 4.11 jsou znázorněny vyčíslené průběhy koeficientů vazeb do jádrového vidu, do Ghostu a do dominantního vyššího plášťového vidu pro dva různé průměry jader, 10 μm a 7,5 μm , při uvažování Modelů vazby II.



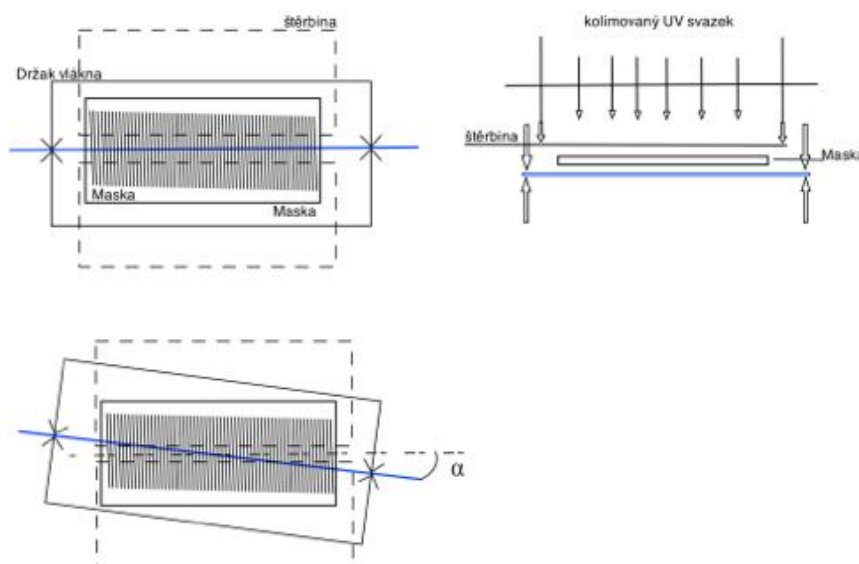
Obr. 4.11: Koeficienty vazby odrazů do jádrového vidu pro Modely I, II, III

Z nich je zřejmé, že čím větší je průměr jádra, tím úhlově selektivnější vazbu do různých vidů získáváme. Pro jádro o průměru 10 μm prakticky nemá smysl využití úhlu náklonu mřížky většího než cca 6°, ve vláknu tpak zůstávají pouze vyšší plášťové vidy. Vyšší úhly náklonu mřížky jsou použitelné jen u vláken s malým průměrem jádra.

5 EXPERIMENTÁLNÍ SESTAVA PRO VÝROBU NAKLONĚNÝCH MŘÍŽEK

Výrobu vzorků nakloněných mřížek jsem realizoval pomocí UV excimerového laseru Coherent a optomechanické soustavy vycházející ze schématu 3.2, zřízené ve výrobní laserové laboratoři firmy NETWORK GROUP s.r.o. Pro přípravu vzorků vláken s mřížkou jsem použil stripovací zařízení firmy Vitran a dvě vysokotlaké komory pro tlakový vodík speciálně vyvynuté a vyrobené ve firmě NETWORK GROUP s.r.o. pro hydrogenaci vláken.

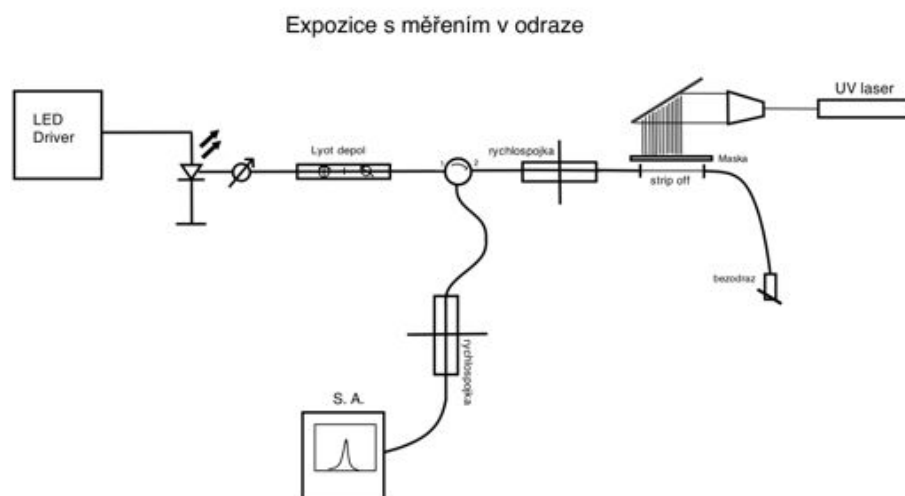
Optomechanická sestava pro expozici vlákna koherentním UV svazkem přes fázovou masku umožňuje změnou pozice nosného stolku a natočením vláknového lože dosáhnout natočení osy vlákna proti ose masky v několika krocích hodnot od 0° do cca 10° . Postupným natáčením stolku s maskou a držáky vlákna jsem dosáhl možnosti natáčet masku vůči vlákně od 0° do 7° .



Obr. 5.1: Znázornění výroby nakloněných mřížek pomocí UV masky

První experimenty s expozicí vláken s natočenou mřížkou ukázaly, že měření v odrazu od vznikající mřížky při expozici nedávalo žádoucí výsledky. Měřicí sestava, kterou jsem použil pro měření v odraze je znázorněna na obrázku 5.2

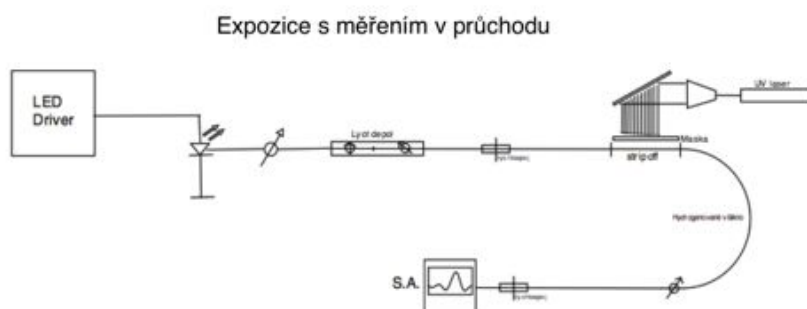
V této měřicí sestavě jsou použity buď a stabilizátor laserové diody Thorlabs, širokopásmový polovodičový zdroj záření s vazbou do jednovidového vlákna SLED s centrální vlnovou délkou 1310 nm a šířkou pásma 35 nm a výkonem 2 mW. Polarizovaný výstup tohoto prvku byl depolarizován vláknovým depolarizátorem typu Lyot sestaveným z polarizačně vedoucích vláken. K rozdělení napájecí a snímací optické větve byl použit polarizačně necitlivý optický jednovidový cirkulátor pro vlnovou



Obr. 5.2: Expozice s měřením v odraze

délku 1310 nm. Optické vláknové rychlospojky sloužily pro bezsvárové připojení měřených vláken, k vyhodnocování spektra byl použit mřížkový spektrální analyzátor EXFO s rozlišením 1,5 pm pro vlnové pásmo 1310 nm. Exponované vlákno bylo rychlospojkou připojeno k měřicí soustavě a jeho druhý konec zakončen bezodrazným úhlovým lomem.

Tuto měřicí soustavu jsem upravil pro měření exponované mřížky v procházejícím světle. Schéma měřícího zapojení používané pro následné experimentální expozice nakoněných mřížek ukazuje obrázek 5.3.



Obr. 5.3: Expozice s měřením v průchodu

Kritickými prvky této soustavy se ukázaly optovláknové rychlospojky. Jsou to zařízení, která umožňují opticky propojit kolmo zalomená čela optických vláken v imerzním prostředí. Prostý čelní styk dvou zalomených vláken ve vzduchu by

vykazoval vždy vysokou míru zpětného odrazu, což by mohlo vést ke vzniku nežádoucích rezonancí a k znehodnocení měření. Použité optomechanické rychlospojky spolehlivě eliminovaly tuto hrozbu, avšak při nepřesném vložení zalomeného vlákna či nepřesném lomu docházelo k velkému vložnému útlumu. Při měření v odrazu pak často tento neidentifikovaný vložný útlum vedl k nesprávnému vyhodnocení parametrů vznikající mřížky. Při měření v průchodu bylo možno před započítáním expozice ověřit útlum celé trasy a tím eliminovat případný nedokonalý rychlospoj. Měření spektra vznikajících mřížek probíhalo online během exponování.

Na obrázku 5.4 je znázorněno spektrum jednoho ze vzorků exponované mřížky v procházejícím světle. Zakřivení spektra budícího záření - horní část grafu - odpovídá průběhu spektrální hustoty výkonu použité superluminiscenční diody. Minimum označené písmenem B představuje reflexní peak, minimum označené C je peak plášťového vidu, který vyzáří energii do pláště vlákna, a soubor maxim a minim v okolí nejintenzivnějšího plášťového vidu označeného E dává sadu vybudzených vyšších plášťových vidů. Expozice byla řízena online vyhodnocovanou hodnotou poklesu reflexního minima B-A. Dále byly vyhodnoceny poklesy minima Ghost C-A a pokles nejintenzivnějšího plášťového vidu E-D u, kterých byly stanoveny příslušné vlnové délky. Tam kde to výsledky umožnily jsem vyhodnotil i vlnový rozsah plášťových vidů λ_{min} . Získané experimentální výsledky jsou zhodnoceny v následující kapitole.



Obr. 5.4: Změřené spektrum nakloněné mřížky v průchodu

6 TESTOVACÍ VÝROBA MŘÍŽEK

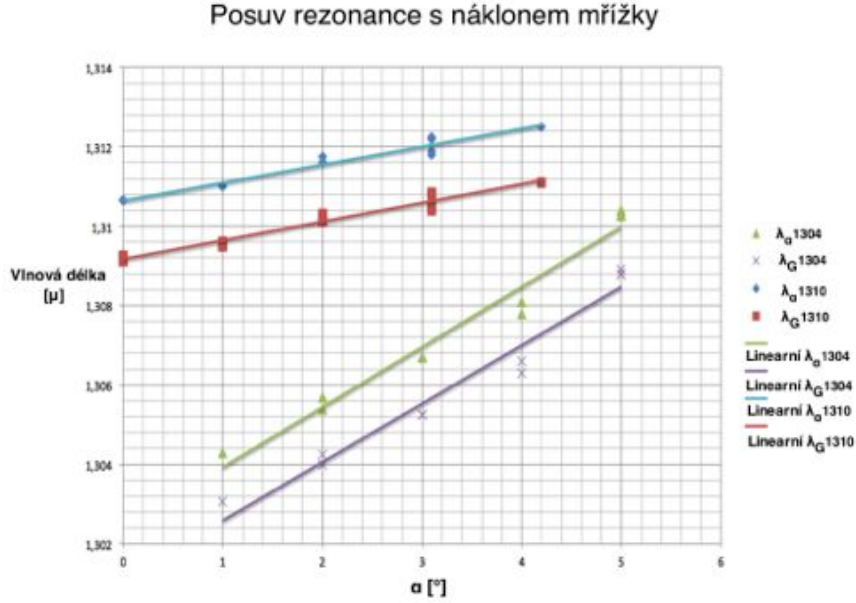
Přípravné procesy pro výrobu vzorků mřížek jsem volil tak, aby bylo možno použít k výrobě standartní telekomunikačné vlákno CORNING SMF-28, vyhovující normě ITU.T G-652. Vlákna tohoto typu byla použita pro první serii vzorků s maskou 1302nm. Pro druhou serii vzorků jsem použil jednovidové vlákno se sníženou citlivostí k ohybům, podle standartu ITU.T G-657A. Příprava vlákna k expozici zahrnovala odstranění primární ochrany a proces hydrogenace. Oba tyto procesy jsem realizoval ve spolupráci se specialistou firmy NETWORK GROUP s.r.o. K přípravě mřížek jsem použil dvě různé masky, masku s periodou $\Lambda_0=0,4485 \mu\text{m}$ určenou pro mřížky s vlnovou délkou 1302 až 1304 nm a masku s periodou $\Lambda_0=0,4515 \mu\text{m}$ pro mřížky s vlnovou délkou odrazu 1310 nm. V těchto dvou seriích pokusných expozic se mi podařilo vyrobit dva soubory mřížek. Tyto soubory jsou z hlediska úhlu náklonu popsány v tabulce 6.1.

Tab. 6.1: Soubor připravených vzorků

α	1302 nm(<i>ks</i>)	1310 nm(<i>ks</i>)
0°	0	2
1°	1	2
2°	2	2
3°	2	4
4°	2	1
5°	3	0
7°	0	1

V souboru mřížek exponovaných maskou pro 1310 nm jsem stanovil také hodnoty expoziční energie, neboť se podařilo při této serii měření zprovoznit nový systém měření energie pulzů UV laseru, který dává opakovatelné výsledky. Závislosti, které vyžadovaly zhodnocení vlivu expozice, tedy vycházely z tohoto druhého souboru vyrobených mřížek. Vyhodnocení vlnových délek λ_α a λ_G u jednotlivých mřížek obou souborů mi umožnilo dokumentovat předpoklad, že s růstem náklonů mřížky poroste vlnová délka reflexního peaku, viz. rovnice 4.11 a také vlnová délka rezonančního minima Ghost viz. rovnice 4.15. Příslušné závislosti obsahuje obrázek 6.1.

Potvrdil se také předpoklad, že s růstem úhlu náklonu mřížky rostou vlnové délky obou rezonancí synchroně, tak, že jejich rozdíl zůstává prakticky beze změny. Tato skutečnost dokladuje, že teorie o konstantním úhlu β šíření odraženého paprsku do základního pláštového vidu odpovídá realitě.



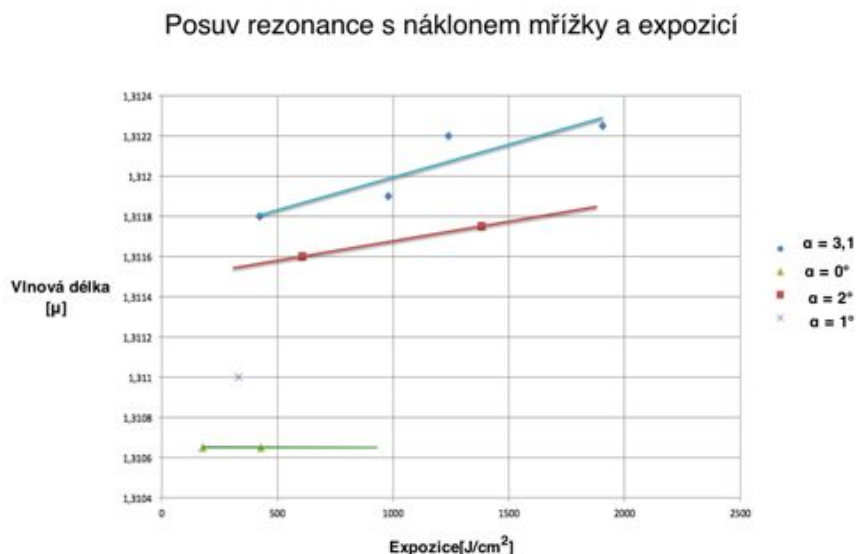
Obr. 6.1: Posuv rezonance s náklonem mřížky

Rozborem naměřených výsledků v souboru 1310 nm jsem ověřil také další předpokládanou závislost změn rezonančních vlnových délek. Se zvyšováním hodnoty expozice dochází ve struktuře periodických změn indexu lomu v jádře vlákna nejen ke zvyšování rozdílu mezi maximální a minimální hodnotou indexu lomu, ale také dochází k postupnému nárůstu střední hodnoty indexu lomu. Právě tato střední hodnota indexu lomu a její růst se podílí na předpokládaném růstu efektivního indexu lomu $N_{ef\alpha}$ i N_{efG} . Tento růst efektivních indexů lomu vede jistě k optickému prodlužování periody mřížky i při konstantním úhlu náklonu. Tedy lze předpokládat, že s rostoucí hodnotou expozicní energie budou velikosti rezonančních vlnových délek u vzorků s konstantním náklonem stoupat.

Z obrázku 6.2 je zřejmý zajímavý fakt, že posuv rezonance odrazu při rostoucí expozici je výraznější u vyšších náklonů mřížky a méně výrazný u náklonů nižších.

Ze vztahu 4.11 lze při známých hodnotách λ_α , Λ_0 a úhlu α stanovit velikosti efektivního indexu lomu $N_{ef\alpha}$. Vyhodnocení naměřených výsledků v obou souborech mřížek vedlo k závislostem zobrazeným na obrázku 6.3. Bylo možné předpokládat, že pokud se s úhlem náklonu mění vlnová délka odraženého záření pak můžeme očekávat i změnu hodnoty efektivního indexu lomu. Vyhodnocení naměřených dat ukazuje, že v souboru mřížek 1304 nm jsou vypočítané hodnoty efektivního indexu lomu při rezonanci vyšší než hodnoty souboru mřížek pro 1310 nm.

Tento fakt lze srozumitelně vysvětlit posuvem vlnové délky a tím, že v jednovíkových vláknových vlnovodech obvykle fázová konstanta šíření základního vidu s frekvencí roste rychleji než fázové konstanty šíření rovinné vlny v jádře nebo plášti.

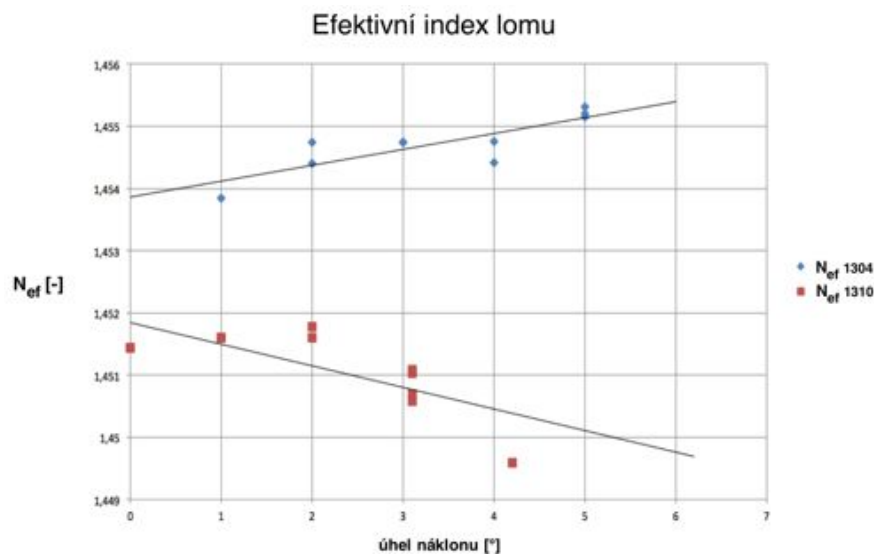


Obr. 6.2: Posuv rezonance s náklonem mřížky a expozicí

Takto základní vid s vyšší frekvencí (nižší vlnová délka) mívá obvykle vyšší hodnotu efektivního indexu lomu než základní vid s frekvencí nižší (vyšší vlnová délka). Zajímavější výsledky než je tento rozdíl v indexech lomu mezi skupinami mřížek prezentují průběhy indexu lomu v závislosti na úhlu náklonu mřížek. Zde hrají zjevně roli protichůdné faktory. První faktor je už zmíněná tendence k poklesu indexu lomu při růstu vlnové délky plynoucí z vlastností základního vidu ve vlnovodu. Tento faktor zjevně dominuje ve skupině vzorků pro 1310 nm. Skupina vzorků 1304 nm ale vykazuje zjevně opačnou tendenci. Tedy s růstem úhlu náklonu, kdy roste vlnová délka rezonance, se efektivní index lomu nejenže nesnižuje, jak by měl podle prvního faktoru, ale má tendenci růst. Tento růst jde s největší pravděpodobností na vrub druhého faktoru. Tím je zvyšování indexu lomu prostoru v jádře při naklání mřížkové struktury. Možnou příčinou je vliv expozice, který u souboru 1304 nm nemohl být z provozních důvodů vyhodnocen (v době výroby souboru nebyl k dispozici spolehlivě pracující měřič energie pulzů).

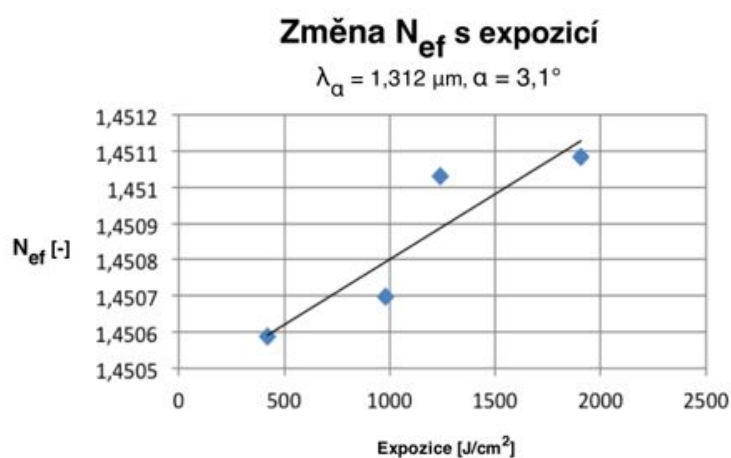
Zvyšováním úhlu náklonu, kdy klesá vazební účinnost do jádrového odrazu, vznikala při expozici mřížek tendence k vyrovnání snížené intenzity jádrového odrazu zvýšením počtu expozičních impulsů. Tím se mohla, s růstem náklonu mřížky a se snahou vyrábět mřížky s přibližně stejným odrzem, při výrobě nechtěně zvyšovat průměrná hodnota indexu lomu v jádře, a tak i zvyšovat hodnota efektivního indexu lomu.

Možnému vlivu tohoto faktoru by nasvědčovalo vyhodnocení chování vypočítaných hodnot $N_{ef\alpha}$ v závislosti na hodnotách expozice u skupiny čtyř mřížek souboru



Obr. 6.3: Efektivní index lomu

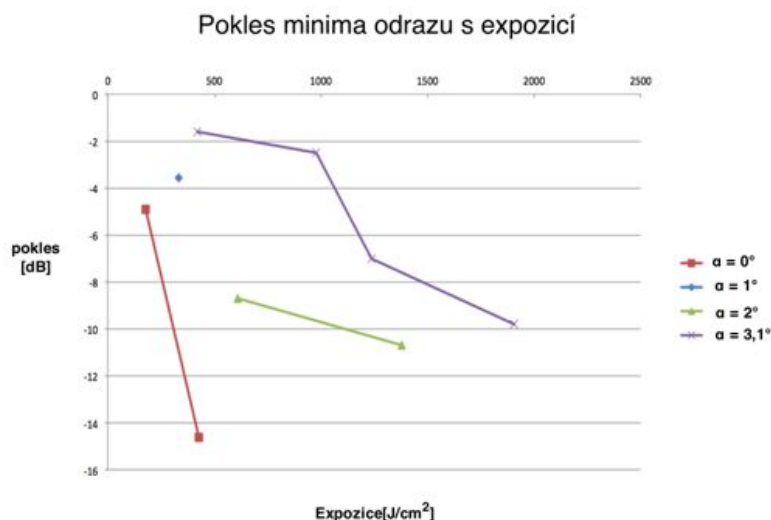
1310 nm porízených při stejném úhlu náklonu $3,1^\circ$. Tato závislost je uvedena na obrázku 6.4 a ukazuje jednoznačný růst $N_{ef\alpha}$ při zvyšování expozice u stejně nakloněných mřížek.



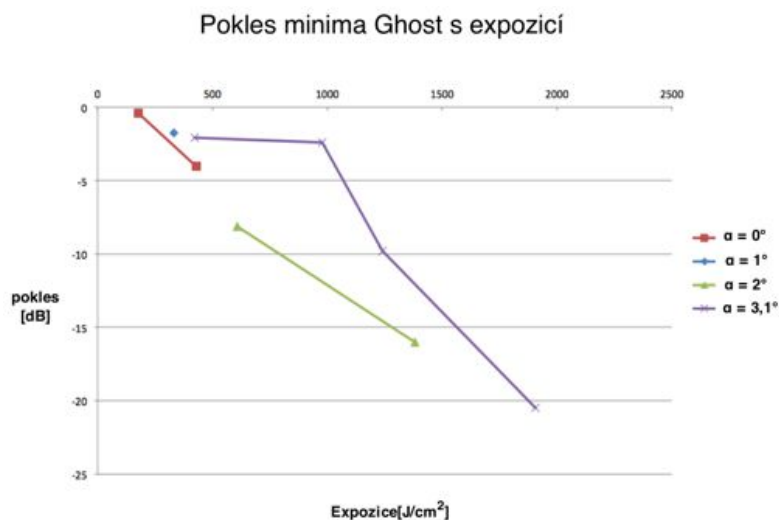
Obr. 6.4: Změna N_{ef} s expozicí

Poslední sada vyhodnocení byla zaměřena na chování hodnot rezonančních maxim hustoty výkonu u odrazu do jádra, u odrazu do základního plášťového vidu (Ghost) a u nejvýraznějších vyšších plášťových vidů. Ze změřených a znázorněných hodnot na obrázcích 6.5 a 6.6 je zřejmá obecná tendence růstu rezonančních extrémů s růstem energie expozice. Grafy však obsahují další zajímavá zjištění, která

je možno konfrontovat se závěry obsaženými ve stati „model chování nakloněné mřížky“ a grafů na obrázku 4.2. Pro připomenutí znovu konstatuji že vyhodnocení závislosti rezonančních maxim na expozici mohlo být provedenou pouze u souboru mřížek 1310 nm.



Obr. 6.5: Pokles minima odrazu s expozicí



Obr. 6.6: Pokles minima Ghost s expozicí

Z obrázku 6.5 a 6.6 vidíme, že pro náklon 0° má zdaleka nejvyšší citlivost růstu maxima s expozicí peak odrazu. Zatímco peak Ghostu roste s expozicí nejrychleji při náklonu 2° a 3°. Rostoucí strmost růstu peaku Ghostu se zvětšujícím se úhlem náklonu a klesající strmost růstu reflexního peaku se zvyšující se úhlem náklonu

je také tendence, kterou lze z obrázku vypočítat, a která plně koresponduje s poklesem koeficientu vazby do reflexního vidu a průběhem koeficientu vazby do Ghostu s rostoucím úhlem náklonu mřížky tak jak jsou vykresleny na obrázku 4.11.

Obrázek 6.7 ukazuje dosažené maximální hodnoty rezonančních peaků odrazu – morá plocha, Ghostu – červená plocha a nejvýraznějšího z plášťových vidů – zelená plocha. Tento obrázek jednoznačně ukazuje, jaké úhly náklonu mřížky jsou příznivé pro dosažení dominantních hodnot konkrétního typu rezonancí. Opět ve shodě s obrázkem 4.11 vypovídá, že maximální hodnoty reflexe jsou dosahovány při minimálních úhlech 0° a 1° . Maximální hodnoty Ghostu jsou dosahovány v oblasti 2° a 3° a maximální hodnoty ve vyšších plášťových videch získáváme při hodnotách úhlu náklonu 4° a výše. Výsledky promítnuté do tohoto obrázku také naznačují, že největší shodu teoreticky vypočítaných koeficientů vzebr rezonance Ghostu se změřenými a experimentálně získanými daty lze najít u křivky K_G vycházející z teorie fázového synchronizmu a vektorového diagramu na obrázku 4.6 B a Modelu II. průběhu intenzity pole dopadajícího vidu v jádře.



Obr. 6.7: Dosažené poklesy rezonancí

7 PRINCIPY SENZORŮ S NAKLONĚNOU MŘÍŽKOU

Jak je zřejmé z předchozího, koncept malého náklonu mřížky realizované v jádru jednovidového vlákna vyvolává vazbu optického výkonu z jádrového vidu do široké série plášťových vidů. Každý z nich má svůj odlišný vlnový vektor a odlišný typ a tvar příčného pole. Tato situace má mnoho konsekvencí, z nichž řada může být použita k zlepšení a znásobení snímacích schopností známých u vláken s jednoduchou mřížkou. Významným faktorem pro zlepšení rozlišení senzorů může být i existence velkého množství změn zachytitelných při detailním vyšetřování chování nakloněné mřížky ovlivněné účinkem měřené veličiny.

7.1 Nakloněné mřížky a jejich vlastnosti pro senzoriku

Jedním ze zvláště významných faktorů ovlivňujících aplikovatelnost klasických vláknových mřížek v senzorech je křížová citlivost parametrů mřížek na mechanické napětí a teplotu. Pro eliminaci této křížové citlivosti a oddělení údajů o snímané veličině od teploty v klasické mřížce jsou vyvíjeny mnohé kompenzační či komparační metody měření, které často využívají dvě nebo více mřížek současně. Tyto komplikace mohou být řešeny užitím nakloněné Braggovy mřížky. Bylo prokázáno, že v nakloněných mřížkách jsou relativní spektrální vzdálenosti plášťových modů a Ghost vzhledem k hlavnímu jádrovému odrazu velmi málo závislé na teplotě. Tento velmi významný fakt [8] znamená, že transmisní spektrum nakloněné mřížky se jako celek prakticky nemění s teplotou, vykazuje pouze globální posuv všech rezonancí o přibližně $10 \text{ pm}/^{\circ}\text{C}$. Tato hodnota je typická pro teplotní citlivost klasických Braggových mřížek. Křížová citlivost na teplotu pro většinu senzorových aplikací nakloněné mřížky může být jednoduše eliminována měřením relativního vlnového posuvu mezi objekty ve spektru, či relativního posuvu k peaku jádrového odrazu, či k peaku Ghost, namísto využití měření absolutního vlnového posuvu. Tím dosáhneme nejenom eliminaci vlivu teploty, ale také zvýšení citlivosti senzorů, neboť relativní posuv plášťových modů vzhledem k jádrovému téměř lineárně roste z jejich vlnovou vzdáleností od jádrového vidu. Z tohoto pohledu jsou zajímavé nakloněné mřížky s vyšším úhlem náklonu 7° až 10° jejichž plášťové vidy rezonují ve velké vlnové vzdálenosti od jádrového.

Výše zmíněnou vlastnost mřížek lze využít k měření tlaku, napětí, ohybu, vib-

rací, snímání zvuku a teploty. Další vyjímečnou vlastností nakloněných mřížek je fakt, že pole plášťových vidů zasahuje za rozhraní plášť / okolní prostředí. Okolní prostředí tedy může výrazně ovlivňovat jak amplitudu tak vlnové délky i rozsah plášťových rezonancí. Nakloněná mřížka nám tak dává možnost, aby vedené světlo mohlo být přivedeno do kontaktu s vnějším rozhraním pláště vlákna, kde exponenciální zániková vlna plášťových vidů proniká do vnějšího prostředí. Index lomu a další parametry okolního prostředí pak přímo ovlivňují chování světla v plášťových rezonancích. Využití tohoto principu ke snímání vlastností okolního prostředí spadá do oboru tzv. refraktometrie. Použití nakloněných mřížek k refraktometrickým měřením lze dále rozšířit povrstvením vlákna s mřížkou specifickými, často kovovými tenkými vrstvami. Vysoké množství vzájemně odlišných plášťových vidů, které na nakloněných mřížkách vznikají, generuje na rozhraní vláken s kovovými vrstvami povrchové vlny, tzv. plazmony či polaritony, které opět zasahují do okolního prostředí za hranice tenké kovové vrstvy. Tyto vlny mají velice specifické vlastnosti a jsou schopny citlivě reagovat na chemické a biochemické látky se kterými přijde okolí vlákna do styku. Vzhledem k tomu, že v nakloněných mřížkách vzniká velké množství plášťových vidů, tak s vysokou pravděpodobností alespoň některé z nich budou mít nezbytné charakteristiky (vlnový vektor, hloubku vniku zánikové vlny, amplitudu, polarizaci) pro vybudování povrchových vln, které nabídnou optimální snímání široké škály chemických změn, jež nastanou ve velmi tenké vrstvě přilehlé k povrchu vlákna. Jako velmi slibnou možnost snímání v chemii a biochemii vidím použití vláken s nakloněnou mřížkou opatřených tenkou kovovou vrstvou a využití vyšetřování vlastností takové mřížky polarizovaným světlem.

Výše zmíněné úvahy a nabyté zkušenosti z výroby a měření vlastností nakloněných mřížek jsem použil k vyšetřování dalších specifických vlastností mřížek a k sestavení experimentálních senzorů.

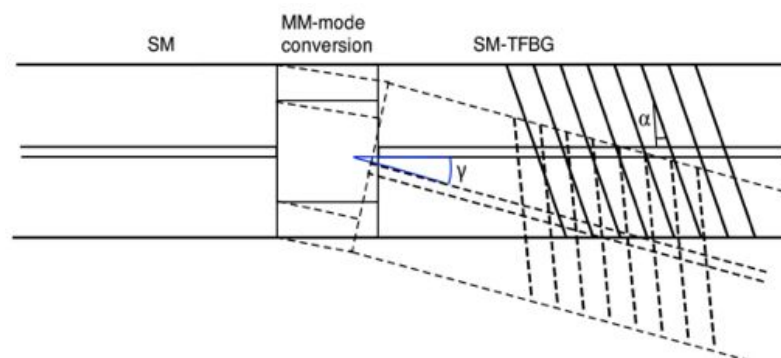
7.2 Akcelerometrický senzor s TFBG

Vlastnost TFBG vyvázat část energie dopadajícího jádrového vidu do plášťových vidů lze s výhodou využít pro snímání vibrací, ohybu a zrychlení v tzv. akcelerometrickém senzoru. Jeho funkce je založena na tom, že plášťové vidy vytvořené odrazem od TFBG jsou ve struktuře senzorů z části vráceny zpět do jádra vlákna, a ze senzoru tak odchází energie odraženého jádrového vidu a energie plášťových vidů zpětně navázaná do jádra. Tyto dvě složky světla mají odlišnou frekvenci a může být vyhodnocen poměr jejich intenzit. Ohybem vlákna v části kde se plášťové vidy z TFBG vají zpět do jádra se mění účinnost vazby plášťových vidů zpět do jádra a také útlum přenosu přicházejícího jádrového vidu do TFBG. To vše vede k

závislosti poměru intenzity zpětně navázaných plášťových vidů a odraženého jádrového vidu na ohybu vlákna a tím i na působícím zrychlení, či vibracích. Jsou známy tři metody zpětného navázání plášťových vidů TFBG do jádra. V dalším se budu zabývat strukturami akcelerometrického senzoru využívajícími TFBG a lišícími se metodami zpětného navázání plášťových vidů.

7.2.1 Senzor s vloženou multimodovou sekci

Princip funkce tohoto senzoru ukazuje obrázek 7.1

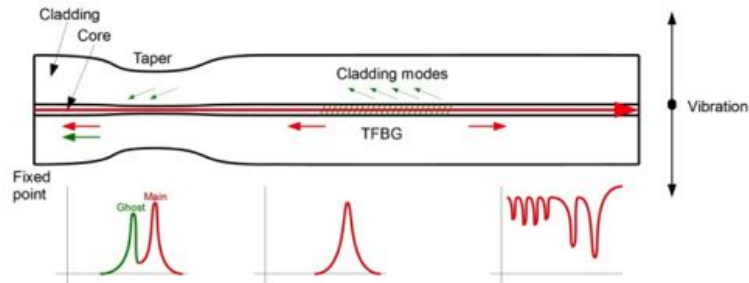


Obr. 7.1: Princip senzoru s vloženou multimodovou sekci

Optické záření ozařující TFBG přichází z jednovidového vlákna přes multimodovou sekci a je tímto přechodem nechtěně a výrazně tlumeno. Ghost a plášťové vidy vznikající po ozáření TFBG jsou při zpětném průchodu vláknem z části zachyceny multimodovou sekci, neboť jejich příčné pole překrývá multimodové vlákno. Do multimodového jádra se dostane tak celá energie odraženého jádrového vidu z TFBG. Obě tyto frekvenčně odlišné složky vybudí sérii jádrových vidů v multimodové sekci a na opačném konci multimodové sekce se pak částečně navážou do jádra přichozícího vlákna. Ohyb v multimodové sekci mění poměr přenosu zpětně odraženého jádrového vidu a odražených vidů pláště. Účinnost přenosu energie struktury multimode singlemode je však obecně velmi nízká, lze ji optimalizovat volbou délky multimodové sekce. Změny délek významné pro řízení chování a vlivů multimodové sekce jsou předpokládány v oblasti desetin minimetru. Na dostupném zařízení jsem neměl možnost takové délky s dostatečnou přesností a opakovatelností realizovat. Proto jsem se ve své práci touto strukturou dále nezabýval.

7.2.2 Senzor s jednovídným taperem

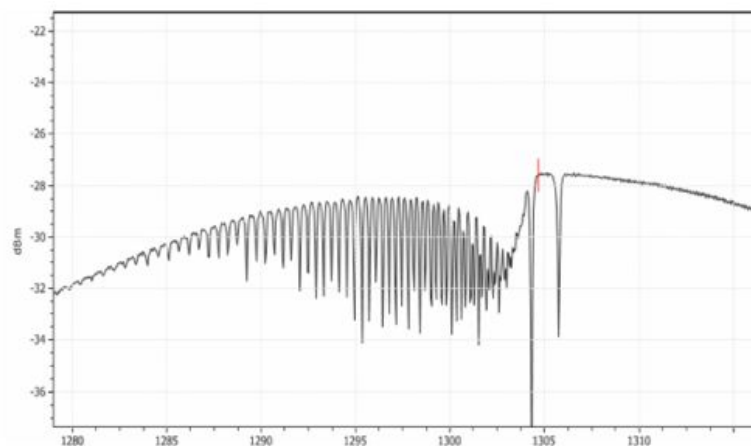
Princip uspořádání tohoto senzoru ukazuje obrázek 7.2



Obr. 7.2: Princip senzoru s taperem

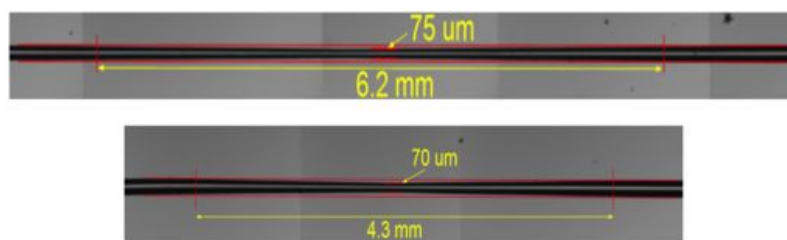
Širokospektrální záření ze zdroje v tomto uspořádání přichází na TFBG přes zúženou sekci jednovídného vlákna, tzv. taper. Bez významného útlumu se dopadající záření odráží do jádrového vidu – dlouhovlnná část signálu vyznačena červeně a do Ghost a vyšších plášťových vidů – krátkovlnná část signálu vyznačena zeleně. Část energie Ghost a vyšších plášťových vidů je v sekci s taperem zpětně navázána do jádra a odchází spolu s jádrovým odrazem k vyhodnocení. Účinnost vazby plášťových vidů i přenosu jádrového vidů se mění s ohybem vlákna v oblasti taperu. Velikost energie navázané v TFBG do plášťových vidů, zejména Ghostu, lze optimalizovat vhodnou volbou náklonu mřížky, velikost části z této energi zpětně navázané taperu do jádra, lze měnit volbou strmosti zúžení vlákna, tedy délkou sekce taperu. Na proviští přípravy mřížek firmy NETWORK GROUP s.r.o. jsem s kolektivem spolupracovníků provedl optimalizaci konstrukce tohoto senzoru [7].

Z výsledků modelu vazby odrazu od TFBG do plášťových vidů, viz. obrázek 4.11 pro $10\text{ }\mu\text{m}$ se ukazuje, že optimální poměr odraženého jádrového vidu a energie plášťového vidu, cca. 1:2, nastává u mřížky s jádrem průměru $10\text{ }\mu\text{m}$ při úhlu náklonu blízkém 2° . Spektrum v propustném směru mřížky ve vláknu G.657A, kterou jsme realizoval s úhlem náklonu 2° , energi expozice 800 J/cm^2 , délkou masky 1310 nm , a periodou masky $903,1\text{ nm}$ ukazuje obrázek 7.3.



Obr. 7.3: Spektrum optimalizované TFBG

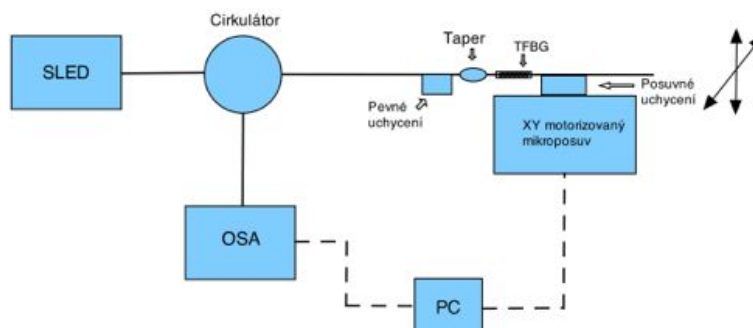
Vyrobená mřížka byla svařená k jednovládkovému vláknu a na něm ve spolupráci s pracovištěm vláknové optiky UPT ČSAV vytvořen taper za použití svářecího automatu Fujikura FSM – 100P. Bylo realizováno několik sestav vláknová mřížka – taper s odlišnou strmostí zužení jednovládkového vlákna. Pro vyhodnocení vlastností jsem vybral dvě typické sestavy, mřížku s dlouhým taperem o délce 6,2 mm a mřížku s kratším taperem délky 4,3 mm viz. obrázek 7.4



Obr. 7.4: Mikrofotografie taperu 6,2 mm a 4,2 mm ze svářecího automatu

Senzorové elementy takto připravené jsem dále se spolupraovníky ve firmě NETWORK GROUP s.r.o. vyhodnocoval na měřicím pracoviště k tomuto účelu sestaveném. Měřicí pracoviště využívalo zdroj širokospektrálního záření, superluminiscentní diodu DenseLight 1310 nm P/N : DL CS3024A – FP , řízenou drivrem Thorlabs LDC 205 C a teplotním kontrolerem TED 200 C. Záření ze zdroje bylo vedeno do Lyotova vláknového depolarizéru a dále do brány 1 vláknového cirkulátoru. K bráně 2 cirkulátoru byl připojen vzorek senzoru umístěný na stolku s XY mikroposuvem zajišťujícím simulování ohybu vazební části senzorů. Motorický XY mikroposuv byl řízen počítačovým programem, který byl zpracován mimo rámec mé diplomové práce. K ramenu 3 optického cirkulátoru byla připojena optická větev s detektorem a vy-

hodnocením spektra optickým spektrálním analyzátozem EXFO FTB – 500, viz. obrázek 7.5 a viz obrázek 7.6



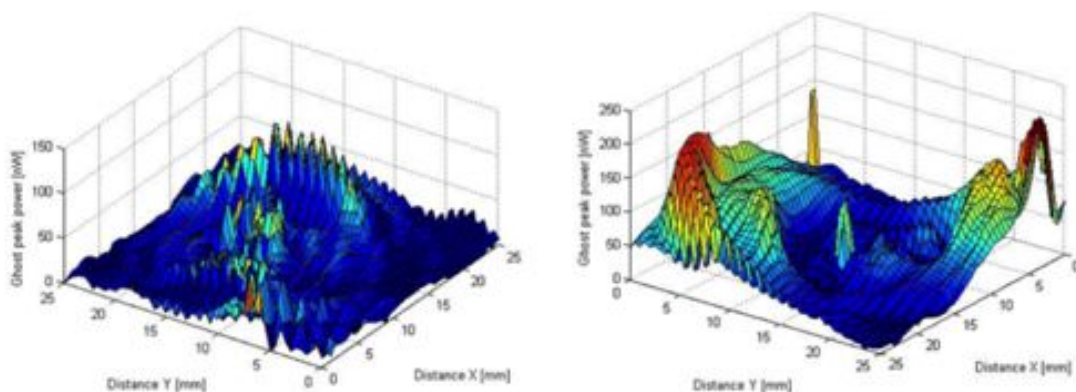
Obr. 7.5: Schéma měřicího a vyhodnocovacího pracoviště



Obr. 7.6: Měřicí a vyhodnocovací pracoviště

Při vyhodnocování vlastností senzorů jsem zjišťoval závislost velikosti Ghostu – spektrální složky záření odpovídající Ghostu odraženého od TFBG a zpětně navázaného v taperu do jádra vlákna – na ohybu vlákna způsobeném mikroposuvem konce vlákna ve směru X a Y. Naměřené výsledky jsem zpracoval do trojrozměrných grafů pro senzory s oběma velikostmi taperu 6,2 mm a 4,3 mm, viz. obrázek 7.7, [7]

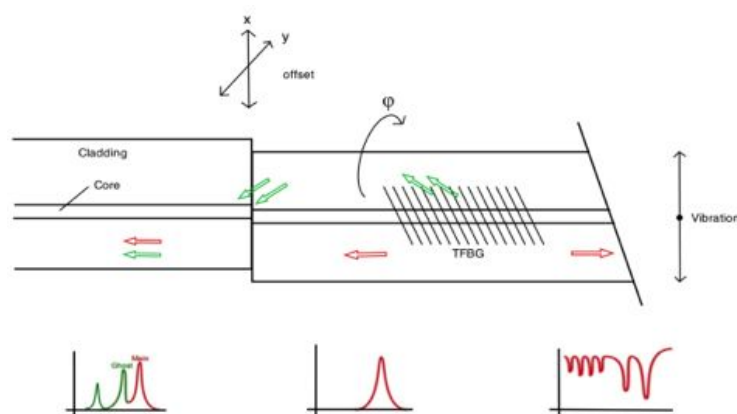
Intenzita signálu v závislosti na ohybu ukazuje v obou případech, že senzor je funkční, avšak jeho odezva není lineární. Proto se tato konstrukce zdá být využitelná ke snímání frekvencí vybrané a podobně. Pro měření zrychlení je využitelná jen s obtížemi.



Obr. 7.7: Intenzita signálu v závislosti na ohybu taperu, vlevo pro 6,2 mm, vpravo pro 4,3 mm

7.2.3 Senzor s jedonovidovým offset spojem

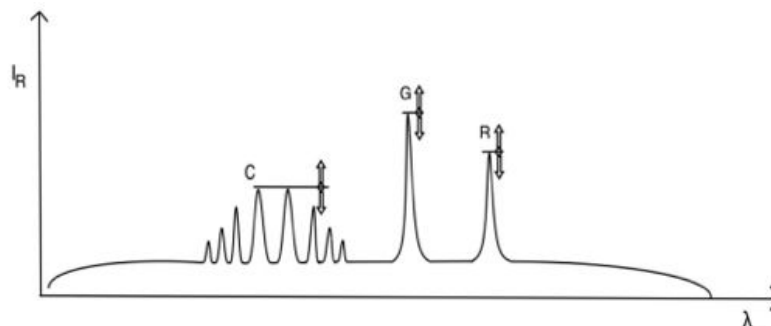
Sestava senzoru demonstrující princip funkce je na obrázku 7.8.



Obr. 7.8: Schéma senzoru s XY offsetem

Princip činnosti senzoru je na obrázku 7.8. Využívá svár dvou konců jednovídného vlákna s osovým offsetem. Jádrový mod širokopásmového záření z depolarizovaného zdroje zde je veden přes tento offset prvek k TFBG na niž se, stejně jako v předchozích variantách odráží částečně do jádrového vidu a částečně do plášťových vidů (včetně Ghostu). Jádrový vid se vrací přes offset prvek zpět do napájecího vlákna – červená část spektra. Plášťové vidy se při dopadu na offset prvek částečně konvertují do jádrového vidu – zelená část spektra, a odchází spolu s jádrovým videm do napájecí části vlákna. Celé odražené záření pak může být spektrálně zpracováno, jednotlivé části odděleny a vyhodnoceny.

Z teoretických úvah vyplývá, že výsledné spektrum signálu odraženého od senzorové struktury z obrázku 7.8 napájené depolarizovaným širokopásmovým optickým zdrojem má tvar ukázaný na obrázku 7.9



Obr. 7.9: Předpokládané odražené spektrum záření od TFBG akcelometrického senzoru s offsetem

Složka R odpovídá jádrovému odrazu, složka G odrazu do Ghostu a složka C odrazu do vyšších plášťových vidů. Ohybem senzoru v místě offset spojení se mění poměry jednotlivých složek spektra i jejich absolutní velikosti, viz obrázek 7.9 Velikosti jednotlivých složek spektra jsou také ovlivněny úhlem náklonu mřížky, velikostí offsetu a úhlem natočení φ mřížky ke směru offsetu, viz. obrázek 7.8.

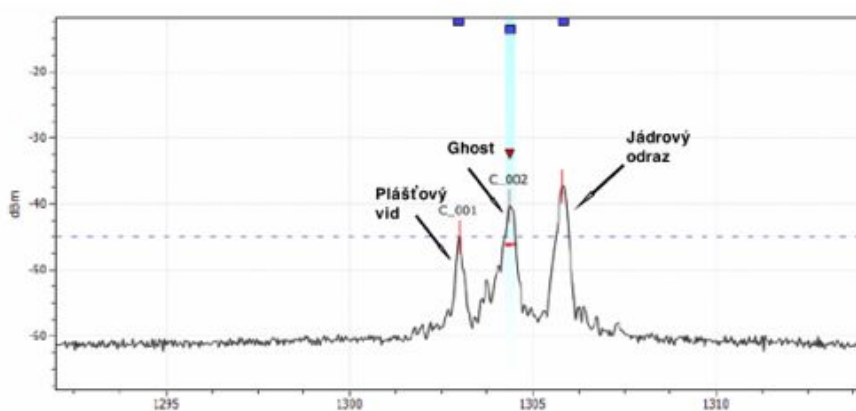
Úhel náklonu mřížky

Volba náklonu mřížky určuje primárně poměr mezi odraženým jádrovým modem a odraženým Ghost modem TFBG. Vzhledem k tomu, že zpětné navázání energie Ghostu a vyšších plášťových vidů zpět do jádra je vždy energeticky málo účinné a vyhodnocování signálu ze senzoru vyžaduje, aby výsledný signál měl velikosti jádrového odrazu a Ghostu zpětně navázaného do jádra souměřitelné, je třeba, aby originální poměr Ghost a jádrového odrazu na mřížce byl cca. 2:1. Tato úvaha je totožná i pro případ senzoru s taperem, viz sekce 7.2.2. Proto také výběr náklonu mřížky byl u těchto dvou typů senzorů totožný. Vyžadovanému poměru Ghost : Jádrový vid = 2:1 odpovídá z obrázku 4.11 pro 10 μm jádro (vlákno G.657A) náklon mřížky cca 2°. Spektrum mřížky vyrobené podle této volby je na obrázku 7.3.

Offset a úhel natočení

Po sestavení senzoru za použití zvolené mřížky jsem provedl sérii měření pro vyhodnocení vlivu offsetu a úhlu natočení mřížky vzhledem ke směru offsetu. Měření jsem prováděl s offsetovým prvkem vytvořeným pomocí optického spojení dvou

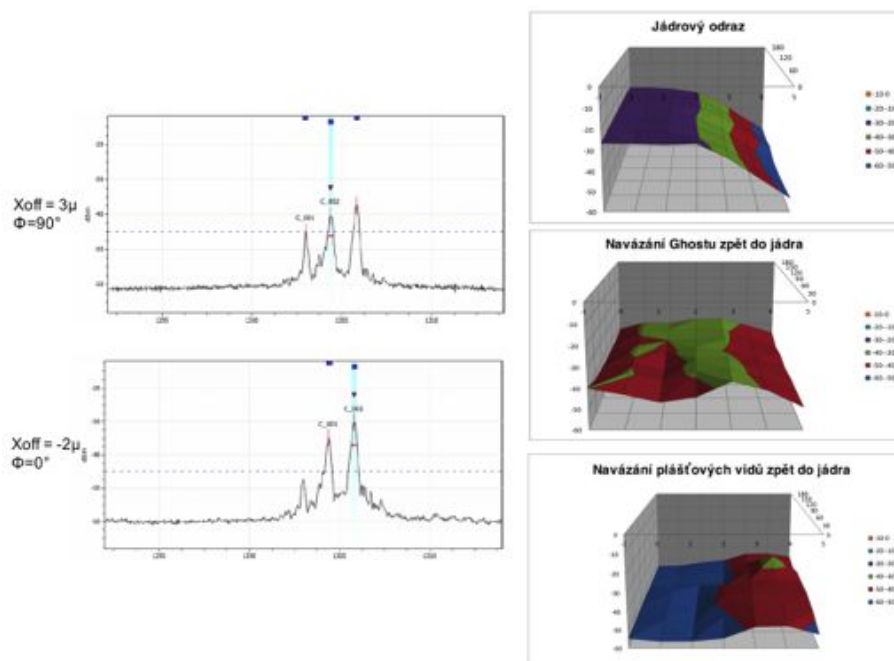
kolmo zakončených jednovídných optických vláken v imerzním gelu. Jako mikroposuvné a rotační zařízení jsem využil svářecí automat pro polarizační vlákna Fujikura FSM – 100P. V levé mikroposuvné rotační konzole svářecího automatu bylo umístěné vlákno s nakloněnou mřížkou, v pravé mikroposuvné rotační konzole bylo umístěno napájecí vlákno. Vlákně s mřížkou byla odstraněna primární ochrana po celé délce a vzdálenost mřížky od offset spojení byla 30 mm. Záření odražené od mřížky a zpětně navázané do jádra bylo vyhodnocováno spektrálním analyzátozem EXFO FTB – 500. Optická napájecí a vyhodnocovací sestava byla totožná jako při měření a vyhodnocování senzoru s taperem viz. obrázek 7.5. Změřené spektrum signálu senzoru ukazuje obrázek 7.10.



Obr. 7.10: Spektrum odraženého záření senzoru s offset spojem

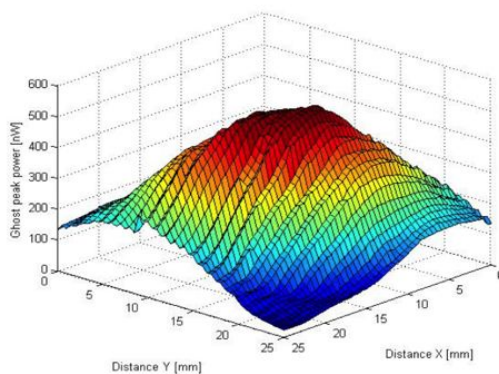
Při optimalizaci senzoru z pohledu offsetu a úhlu natočení mřížky vzhledem ke směru offsetu jsem sledoval velikosti spektrálních maxim odpovídajících jádrovému odrazu, odrazu Ghost a odrazu do vyšších plášťových vidů. Výsledky změřených a vyhodnocených spekter jsem sestavil do níže uvedených prostorových grafů závislosti spektrálního maxima na offsetu a úhlu natočení mřížky viz. obrázek 7.11.

Z grafu pro spektrální maximum jádrového odrazu i z grafu pro spektrální maximum odrazu Ghost je vidět, že hodnoty maxim jsou téměř nezávislé na úhlu rotace mřížky. Tuto skutečnost přisuzuji faktu, že při mých experimentech byly senzorové elementy napájeny vždy depolarizovaným světlem. Z grafu pro maximum odrazu vyšších plášťových vidů je vidět, že pouze tato složka vykazovala závislost na úhlu rotace. Výrazné maximum, které jsem zde zjistil, leží právě při směru náklonu mřížky shodném se směrem offsetu. Ve shodě s předpokladem se ukazuje, že maximum jádrového odrazu klesá s rostoucím offsetem. V případě spektrálního maxima Ghost je vidět, že toto maximum s rostoucím offsetem počátku roste, a když offset překročí hranici cca $1/3$ poloměru jádra, začne klesat. Podobně jak Ghost se chová i maximum pro vyšší plášťové vidy. Zelenou zónou jsem na prostorových grafech v ob-



Obr. 7.11: Závislosti spektrálních maxim na offsetu a úhlu natočení mřížky

rázku 7.11 vyznačil oblasti, kdy jednotlivá maxima dosahují srovnatelných hodnot, a tedy, kdy je předpoklad optimálního chování senzoru. Spektrální průběhy uvedené na obrázku 7.11 ukazují signály senzoru s offsetem $2\mu\text{m}$ a $3\mu\text{m}$ s předpokladem nejvýraznější odezvy na ohyb. Při dalších testech sestaveného senzoru se ukázalo, že z pohledu přípravy i z pohledu dosažených výsledků je nejprůzračnější volba offsetu $-2\mu\text{m}$ a rotace mřížky 0° ke směru offsetu. Pro takto sestavený senzor jsem změril na měřicím pracovišti viz. obrázek 7.5 závislost velikosti maxima Ghostu na ohybu senzoru ve dvou na sobě kolmých směrech. Výslednou prostorovou křivku, která vyjadřuje citlivost struktury senzoru k ohybu ukazuje obrázek 7.12.



Obr. 7.12: Závislost výstupního signálu senzoru s offsetem na ohybu ve směru XY

Zjištěná závislost ukazuje, že změny signálu vyvolané ohybem jsou postupné s jedním výrazným maximem a bez vedlejších maxim či minim. Výsledky získané tímto měřením považuji za slibné pro pokračování ve vývoji této sensorové struktury zejména pro použití jako ohybový, akcelerometrický a vibrační senzor.

Experimentální práce při přípravě tohoto senzoru jsem prováděl na pracovištích firmy NETWORK GROUP s.r.o., zejména jsem využil zařízení pro přípravu Braggových mřížek a soubor zařízení pro práci s vlákny jako svářečku vláken Fujikura FSM – 100P, zalamovací zařízení Fujikura CT – 100, stripovací zařízení 3SAE a měřicí pracoviště pro vyhodnocování ohybu senzorů.

8 ZÁVĚR

V mé diplomové práci jsem řešil problematiku difrakčních struktur v optických vláknech. Zaměřil jsem se zejména na Braggovy mřížky, jejichž základní principy a vlastnosti jsem popsal v teoretické části mé práce. Popsal jsem procesi výroby vláknových mřížek metodou fázové masky, které jsem v experimentálních částech mé práce využíval při realizaci vzorků. Zadání mé práce vyžadovalo soustředit se na přípravu a vyhodnocení vlastností mřížek s úhlovým náklonem odrazných rovin, tzv. Tilted Fiber Bragg Gratings (TFBG). Proto, že je pro výrobu mřížek k jednotlivým aplikacím nutno stanovit výrobní parametry tak, aby vyrobené mřížky spňovaly požadavky, zabýval jsem se konstrukcí modelu chování TFBG. Cílem bylo, abych na jeho základě mohl stanovit úhel náklonu mřížky poskytující požadovaný tvar spektra a požadovaný poměr jednotlivých spektrálních složek. Zformuloval jsem teoretický model chování nakloněných mřížek, zejména s ohledem na vznik a vlastnosti základního plášťového odrazu - Ghost. Navrhl jsem dvě varianty výpočtu úhlu difrakce pro Ghost a ze zjednodušeného jednorozměrného modelu jsem odvodil a vyčíslil závislosti koeficientů vazby do jádrového reflexního vidu a vazby do plášťového vidu - Ghost. Průběhy koeficientů vazby do Ghost vypočtené na základě vyčíslení úhlů difrakce získaných ze dvou zmíněných modelů jsem pak porovnal s výsledky měření na mnou vyrobených mřížkách.

Model chování vycházel z předpokladu, že plášťové vidy jsou v TFBG tvořeny odrazem dopadající vlny do fixního úhlu šíření plášťové vlny vzhledem k ose vlákna. Tento úhel jsem stanovil dvěma způsoby a vybral způsob, který věrněji odpovídal naměřeným výsledkům. Dále jsem v modelu chování pracoval se třemi různými aproximacemi příčného pole jádrového dopadajícího vidu a k nim jsem vyhodnotil vazební koeficienty difrakce dopadajícího vidu do odrazu v jádru, do odrazu v základním plášťovém vidu (Ghost) a do odrazu ve vyšších plášťových videch. Porovnáním s experimentálně připravenými mřížkami se ukázalo, že nejvěrnější výsledky poskytuje tzv. Model II. nahrazující příčný profil intenzity záření v jádru funkcí $\cos x \cdot \cos y$ nad kosočtvercem s uhlopříčkami stejné délky jako průměr jádra ve směrech x a y .

V kapitolách 5. a 6. jsem se věnoval experimentální přípravě a vyhodnocení parametrů nakloněných mřížek. Sestavil jsem měřicí pracoviště pro online měření exponovaných mřížek v procházejícím světle. Ověřil jsem možnosti natáčení exponovaného vlákna vůči fázové masce v expoziční soustavě na pracovišti firmy NETWORK GROUP s.r.o., provedl jsem přípravu vláken k expozici mřížek a vyrobil dvě sady experimentálních nakloněných mřížek. Spektrální parametry vyrobených mřížek jsem změřil a vyhodnotil jejich závislosti. Zabýval jsem se podrobně parametry vstupujícími do výrobního procesu. Zjišťoval jsem posuv rezonancí mřížky na náklonu mřížky a úrovni expozice, zjišťoval jsem chování efektivního indexu lomu

mřížek s náklonem a expozicí a vyhodnocoval jsem velikosti rezonančních maxim pro jádrový odraz, Ghost a vyšší plášťové vidy a jejich změny s expozicí a úhlem náklonu. Jedním z výsledků vyhodnocování dosažených parametrů byl sumární graf dosažených maxim jednotlivých rezonancí v závislosti na úhlu naklonění mřížky, který dokumentoval dobrou shodu experimentálních výsledků s teoretickými závěry modelu chování TFBG.

V kapitole 7. a v souladu s požadavky zadání jsem analyzoval možnosti použití nakloněných mřížek v sensorových aplikacích. Podrobil jsme diskusi tři typy sensorových uspořádání pro měření ohybů, vibrací a zrychlení s TFBG lišící se způsobem zpětného navázání plášťových vidů z mřížky zpět do jádra jednovidového vlákna. Dva z nich, senzor s taperem a senzor s offset spojením mřížky s napájecím vláknem, jsem navrhl a se spolupracovníky z řešitelského pracoviště firmy NETWORK GROUP s.r.o. realizoval. Provedl jsem sadu měření na senzorech s tapery vedoucí k závěru, že jejich funkcionalita otevírá použití v oblasti snímání vibrací, ale přináší obtíže při přímém měření ohybu a zrychlení. Při podrobném proměřování senzoru s offset spojením jsem došel k závěrům jeho dobré použitelnosti pro přímé měření ohybu a akcelerace a zjistil jsem závislosti spektrálních maxim na parametrech sensorové struktury. Tato měření dovolují optimalizovat přípravu sensorů.

V práci jsem našel a ověřil proveditelné konstrukce vláknových sensorů na bázi TFBG a ukázal na experimentálních vzorcích, že modely pro optimalizaci mřížek i optimalizaci struktur sensorů samotných přinášejí zlepšení vlastností pro použití k snímání ohybů vibrací a zrychlení.

LITERATURA

- [1] ERDOGAN, T., STEGALL, D. B.
Bragg Gratings, Photosensitivity, and Poling in Glass Fibers and Waveguides.
Optical Society of America, Virginia 1997. Vol. 17
- [2] FILKA, M. *Optoelektronika pro telekomunikace a informatiku.*
Brno: CENTA, 2009. ISBN 978-80-86785-14-1
- [3] FILKA, M. *Optické sítě.* Skripta VUT FEKT, BRNO, 2007. 210 s.
- [4] HAASE, K. *Strain sensor based on bragg gratings.*
MERIDA, MEXICO, 2007.
Dostupné z URL:
<<http://micronoptics.com/uploads/documents/StrainsensorsbasedBragggratings.pdf>>.
- [5] HÁJEK, M., HOLOMEČEK, P.
Chromatická disperze jednovídných optických vláken a její měření [online].
MIKROKOM s.r.o.
Dostupné z URL:
<<http://www.mikrokom.eu/cz/pdf/chrom-disperze.pdf>>.
- [6] HELÁN, R. *Modelování a optimalizace komplexních vláknových difrakčních struktur.* Brno: FEKT VUT BRNO, 2009.
- [7] HELÁN, R., URBAN, F., MIKEL, B.
Preparation and measurement of TFBG based vibration sensor.
Brno: NETWORK GROUP, 2014.
- [8] JACQUES, A. LI-YANG SHAO, CAUCHETEUR, C.
Tilted fiber Bragg grating sensor
Laser Photonics Reviews. 7 No. 1, 83–108 (2013)
- [9] KASHYAP, R. , *Fiber Bragg Gratings.*
Sand Diego: ACADEMIC PRESS, 1999. ISBN 0-12-499560-8
- [10] OTHONOS, A., KALLI, K. *Fiber Bragg Gratings, Fundamentals and applications.* Notwood: Artech House, 1999. ISBN 0-89006-344-3
- [11] Urban, F. *Měřicí pracoviště pro analýzu vlastností vláknových mřížek.*
Brno: FEKT VUT BRNO, 2012.

SEZNAM SYMBOLŮ, VELIČIN A ZKRATEK

a	Průměr jádra
B	Reflexní peak
c	Rychlost světla – velocity of light
C	Ghost – Základní plášťový vid
E	Vyšší plášťový vid
f_0	Frekvence optické vlny – frequency of optical wave
G	Dominantní plášťový vid
G_{alt}	Vazební koeficient
i	Dráhové zpoždění
K	Koeficient vazby odrazů od nakloněné mřížky pro Model I.
K_b	Koeficient vazby odrazů od nakloněné mřížky pro Model II.
K_c	Koeficient vazby odrazů od nakloněné mřížky pro Model III.
m	Difrakční řád – diffractive order
N_{ef}	Efektivní index lomu – Effective refractive index
α	Úhel náklonu mřížky
α_{opt}	Optimální úhel náklonu mřížky
β	Úhel odražené vlny
β_{alt}	Alternativní úhel odražené vlny
Δ_φ	Fázové zpoždění
Λ_G	Perioda mřížky ve vlákne
Λ_0	Velikost periody mřížky ve vlákne
λ_{G0}	Vlnová délka Ghostu měřená ve vakuu
λ_{r0}	Vlnová délka odraženého záření pro nulový úhel
λ_α	Vlnová délka rezonančního minima

OSA Optical Spectrum Analyser

SLED Super Light Emitting Diode

TFBG Tilted Fiber Bragg Grating

π Pi – Matematická konstanta

A PŘÍLOHY

A.1 Naměřené PDF dokumenty

Změřená spektra nakloněných Braggových mřížek vygenerovaná ze spektrálního analyzátoru

A.2 Vyhodnocené Excelovské soubory

Excelovské dokumenty obsahující vyhodnocená data