

UNIVERSIDADE TECNOLÓGICA FEDERAL DO PARANÁ CAMPUS CURITIBA

GERÊNCIA DE PESQUISA E PÓS-GRADUAÇÃO

PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA ELÉTRICA E INFORMÁTICA INDUSTRIAL – CPGEI

PATRÍCIA LOREN INÁCIO

PRODUÇÃO E CARACTERIZAÇÃO DE REDES DE BRAGG EM 1300 NM PARA APLICAÇÕES CWDM

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

CURITIBA FEVEREIRO – 2008

Livros Grátis

http://www.livrosgratis.com.br

Milhares de livros grátis para download.

UNIVERSIDADE TECNOLÓGICA FEDERAL DO PARANÁ

Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica e Informática Industrial

DISSERTAÇÃO

apresentada à UTFPR para obtenção do grau de

MESTRE EM CIÊNCIAS

por

Patrícia Loren Inácio

PRODUÇÃO E CARACTERIZAÇÃO DE REDES DE BRAGG EM 1300nm PARA APLICAÇÕES CWDM

Banca Examinadora:

Presidente e Orientador:

PROF. DR.HYPOLITO JOSÉ KALINOWSKI UTFPR

Examinadores:

PROF ^a . DR ^a .MARCIA MULLER	UTFPR
PROF. DR.GERSON KNIPHOFF DA CRUZ	UEPG
PROF. DR.RICARDO CANUTE KAMIKAWACHI	FACEAR

Curitiba, fevereiro 2008

PATRÍCIA LOREN INÁCIO

PRODUÇÃO E CARACTERIZAÇÃO DE REDES DE BRAGG EM 1300 nm PARA APLICAÇÕES CWDM

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica e Informática Industrial da Universidade Tecnológica Federal do Paraná, como requisito parcial para a obtenção do grau de "Mestre em Ciências" – Área de Concentração: Telemática.

Orientador: Prof. Dr.Hypolito José Kalinowski Co-Orientador: Prof^a.Dr^a.Marcia Muller

> Curitiba 2008

Ficha catalográfica elaborada pela Biblioteca da UTFPR – Campus Curitiba

I35p	Patrícia Loren Inácio Produção e caracterização de redes de Bragg em 1300nm para aplicações cwdm / Patrícia Loren Inácio. Curitiba. UTFPR, 2008 XIII, 55 f. : il. ; 30 cm
	Orientador: Prof. Dr. Hypolito José Kalinowski Dissertação (Mestrado) – Universidade Tecnológica Federal do Paraná. Curso de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica e Informática Industrial. Curitiba, 2008 Bibliografia f. 51 – 55
	1. Engenharia elétrica. 2. Fibras ópticas. 3. Redes de Bragg. I. Kalinowski,
	Hypolito José, orient. II. Universidade Tecnológica Federal do Paraná. Curso de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica e Informática Industrial. III. Título.
	CDD: 621.3028

DEDICATÓRIA

À minha mãe, Tere por seu amor e dedicação.

AGRADECIMENTOS

À Deus por mais uma caminhada e uma etapa de minha vida cumprida.

À CAPES e CNPq pelo apoio financeiro.

À minha família, pela confiança, incentivo em todos estes anos. Ao Julian pelo carinho e dedicação.

À todas a pessoas que de alguma maneira me ajudaram nas horas em que mais precisei desde que cheguei em Curitiba e na UTFPR.

Ao João Carlos e sua esposa Tatiana por sua amizade e generosidade. Assim como Ieda e seus filhos Rafael e Carolina por me receberem em sua casa e serem tão compreensivos, por me darem força nas horas mais difíceis.

O meu imenso agradecimento a todas as pessoas que contribuíram com este trabalho de forma direta e indireta. E vale a pena citar seus nomes.

Ao Fabiano, por sua paciência e compreensão, por estar sempre comigo nas horas em que mais eu tinha dificuldade e por ter participado efetivamente deste trabalho. Assim como o Leandro que me ajudou e me auxiliou nas caracterizações.

Ao Jean por sempre estar disponível para ajudar tirar dúvidas e contribuir com o trabalho.

Agradeço a todos aqueles que se sentaram comigo discutiram e me ajudaram de alguma forma, Ricardo, Francelli, Paulo, Roberson, Gustavo, Rosane.

À minha amiga de todas a horas Paula de Azambuja, por ter feito as figuras deste trabalho e por sempre estar torcendo e me incentivando.

À Márcia Martini e Sérgio Bezerra por entenderem meus momentos mais doidos, por serem excelentes amigos para todas as horas.

Ao meu orientador prof. Hypolito Kalinowski, pela orientação, confiança e por sempre ter as resposta quando eu precisei.

Aos professores Márcia, Fabris e Alexandre pela colaboração e por compartilharem de seus conhecimentos.

À Terezinha por sua amizade e incentivo.

vi

LISTA DE FIGURAS	ix
LISTA DE TABELAS	xi
LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS	xii
RESUMO	xiii
ABSTRACT	xiv
1 INTRODUÇÃO	1
1.1 ESTADO DA ARTE	1
1.2 OBJETIVO	5
1.3 ESTRUTURA DA DISSERTAÇÃO	5
2 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA	7
2.1 PROPAGAÇÃO ELETROMAGNÉTICA EM FIBRAS ÓPTICAS	9
2.2 FOTOSSENSIBILIDADE EM FIBRAS ÓPTICAS	13
2.2.1 TÉCNICAS PARA AUMENTO DA FOTOSSENSIBILIDADE	16
2.3 REDES DE BRAGG EM FIBRAS	17
2.4 SENSIBILIDADE À TEMPERATURA E DEFORMAÇÃO DE REDES D	DE BRAGG
	23
2.5 TÉCNICAS DE ESCRITA DE REDES DE BRAGG	24
2.5.1 TÉCNICA INTERFEROMÉTRICA	25
2.5.2 TÉCNICA DE ILUMINAÇÃO DIRETA SOB MÁSCARA DE FASE	25
2.5.3 TÉCNICA INTERFEROMÉTRICA COM MÁSCARA DE FASE	
2.6 CWDM	27
3 METODOLOGIA	31
3.1 SISTEMA INTERFEROMÉTRICO EM 1300 nm	
3.2 SISTEMA DE LEITURA ESPECTRAL	
3.3 CARACTERIZAÇÕES DAS REDES PRODUZIDAS	

SUMÁRIO

4 RESULTADOS E DISCUSSÃO	
4.1 FBGs PRODUZIDAS EM FIBRA COM ALTA DOPAGEM DE GERMÂNIO	
HIDROGENADAS	.37
4.2 FBGs PRODUZIDAS EM FIBRA SMF PADRÃO	.38
4.3 FBG PRODUZIDA EM FIBRA FOTOSSENSÍVEL	.41
4.4 FBG PRODUZIDA COM DESLOCAMENTO DO FEIXE DE ESCRITA	.43
4.5 FBG PRODUZIDA COM TÉCNICA MÁSCARA DE FASE DIRETA	.44
4.6 SUMÁRIO DOS RESULTADOS	.45
5 CONCLUSÃO47	
5.1 TRABALHOS FUTUROS	.48
TRABALHO RESULTANRTE DESTA DISSERTAÇÃO	.49
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	.51

LISTA DE FIGURAS

1 Montagem experimental para gravações de redes de Hill2
2 Esquema fibra óptica7
3 Diferentes tipos de fibra. (Dimensões são típicas de fibras para telecomunicações) (a) Índice
degrau. (b) índice gradual. (c) monomodo
4 Funções de onda e correspondentes energias de uma partícula em um poço potencial infinito,
para os quatro primeiros valores do número quântico n9
5 Centros de germânio deficitários em oxigênio15
6 Defeitos em fibra de sílica
7 Defeitos causados pelo processo de hidrogenação16
8 Espectro de transmissão e reflexão de uma rede de Bragg18
9 Técnica interferométrica
10 Técnica iluminação direta sob máscara de fase
11 Técnica interferométrica com máscara de fase27
12 Grade de comprimentos de onda especificados pela ITU29
13 Esquema do interferômetro com máscara de fase
14 Foto do sistema interferométrico
15 Esquema sistema interferométrico e leitura
16 Sistema de caracterização em temperatura
17 Sistema de caracterização em deformação
18 Espectro da FBG em 1300 nm para fibra com alta dopagem de germânio37
19 (a) Deslocamento do comprimento de onda $\Delta\lambda$ (nm) versus strain ($\mu\epsilon$), (b) deslocamento do
comprimento de onda $\Delta\lambda$ (nm) versus temperatura (°C) para FBGs gravadas em fibra hidrogenada
com alta dopagem de germânio
20 Gráficos resultantes do crescimento de uma rede de Bragg gravada pelo sistema
interferométrico (a) refletividade em função do tempo de gravação, (b) espectro da rede gravada em
fibra SMF hidrogenada
21 Gráficos da variação do comprimento de onda de pico das FBG por efeito da difusão de
hidrogênio molecular para fora da fibra, comprimento de onda (nm) versus tempo (dias) para três
redes: (a) 1290,78nm, (b) 1322,38nm, (c) 1349.2nm
22 (a) Deslocamento do comprimento de onda $\Delta\lambda$ (nm) versus strain (µ ϵ), (b) deslocamento do

comprimento de onda $\Delta\lambda$ (nm) versus temperatura (°C) para FBGs gravadas em diferentes
comprimentos de onda em fibra SMF41
23 Espectro da FBG gravada em fibra fotossensível42
24 (a) Deslocamento do comprimento de onda $\Delta\lambda$ (nm) versus strain ($\mu\epsilon$), (b) deslocamento do comprimento de onda $\Delta\lambda$ (nm) versus temperatura (°C) para FBG gravada em em fibra fotossensível
25 Espectro FBG gravada em fibra padrão de telecomunicações com deslocamento do feixe de escrita
26 (a) Deslocamento do comprimento de onda $\Delta\lambda$ (nm) versus strain ($\mu\epsilon$), (b) deslocamento do comprimento de onda $\Delta\lambda$ (nm) versus temperatura (°C) para FBG gravada com deslocamento do feixe de escrita em fibra SMF
27 Espectro da FBG com chirp gravada em fibra fotossensível com máscara de fase direta44
28 (a) Deslocamento do comprimento de onda $\Delta\lambda$ (nm) versus strain ($\mu\epsilon$), (b) deslocamento do comprimento de onda $\Delta\lambda$ (nm) versus temperatura (°C) para FBG com chirp gravada em fibra
fotossensível

LISTA DE TABELAS

1	Difusão de hidrogênio molecular para fora da fibra	.40
2	Coeficientes de deformação e temperatura para FBGs em diferentes comprimentos de onda	.40
3	Difusão de hidrogênio molecular através de tratamento térmico	.41
4 Fl ur di	Coeficientes de deformação e temperatura comparados para os diferentes tipos de fibra co BGs gravadas em 1300 nm: (1) redes gravadas com interferômetro de máscara de fase (perío niforme) e feixe estacionário, (2) idem, deslocamento do feixe, (3) rede gravada com iluminaç ireta sob a máscara de fase (com gorgeio)	om odo ção .45

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

FBG	Fiber Bragg Gratings (redes de Bragg)
LPG	Long period gratings (redes de período longo)
LED	Light-emitting diode
UV	Ultravioleta
MCVD	Modified Chemical Vapor Deposition
POF	Polymer fibre optic
OSA	Optical spectrum analyser (analisador de espectros ópticos)
GODC	Germanium-oxigen deficient center (centros de germânio deficitários em oxigênio)
CWDM	Coarse Wavelength Division Multiplexing
LAN	Local Area Network
ITU	International Telecommunications Union

RESUMO

Este trabalho tem por objetivo mostrar a produção de redes de Bragg na faixa de 1300 nm, sendo essas escritas em diferentes tipos de fibras e comprimentos de onda de Bragg. Para isso, foi construído um interferômetro com máscara de fase para gravar especificamente naquela faixa de comprimento de onda, com alinhamento feito manualmente. São apresentados resultados da produção de redes de Bragg usando o interferômetro e também algumas gravadas por iluminação direta sob a máscara de fase. As redes obtidas foram caracterizadas em função dos coeficientes de sensibilidade à deformação e temperatura. Apesar do sistema ter todo seu alinhamento manual, os resultados apresentados mostram-se similares aos encontrados por redes gravadas em interferômetros controlados por computador.

ABSTRACT

This work aims the recording of fiber Bragg gratings in the spectral window of 1300nm. The gratings are written for several Bragg wavelengths and using different optical fibers. A phase mask interferometer, with manual alignment, was assembled to record the gratings. Results are shown for the production of the gratings. Some gratings were also recorded with illumination under the phase mask. The obtained gratings were characterized to determine their sensitivity to temperature and strain. Even with manual alignment the obtained results are similar to those found in the literature, which used computer controlled interferometers.

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

O uso dos fenômenos ópticos como meio de comunicação já era feito ao longo dos séculos. Há indícios de que o homem na idade das cavernas já utilizava o fogo para se comunicar.

Com o desenvolvimento dos meios de comunicação, surgiu a necessidade da implementação de sistemas que permitissem uma maior quantidade de comunicações simultâneas, a qual iniciou nas primeiras décadas do século XX.

Por volta de 1926, foram criados os equipamentos telefônicos com onda portadora para transmissão de dois ou quatro canais de voz [1].

A partir da década de 60, houve grande revolução no que diz respeito aos sistemas de comunicação utilizando luz. Isto se deve à descoberta e ao aperfeiçoamento de diversos modelos de fontes laser e fibras ópticas de baixas perdas, ao final da década de 70. Isso foi de grande importância para a implementação de enlaces longos com altas taxas de modulação, utilizando freqüências portadoras milhares de vezes maiores que as faixas de microondas.

As soluções pioneiras empregavam a luz infravermelha em torno de 850 nm, e com pouco tempo devido às vantagens de pequena dispersão para propagação em fibras ópticas à base de sílica, passou-se a utilizar o comprimento de onda de 1300 nm [2]. Despertou também interesse o comprimento de onda de 1550 nm, no qual a fibra apresenta perda ainda menor e permite o uso de amplificadores especiais capazes de amplificar o próprio feixe de luz [3].

A descoberta do laser não somente revolucionou a área de telecomunicações, como também possibilitou o estudo de efeitos não-lineares em fibras de sílica. Por meio de tais estudos experimentais, Hill *et al* [4] vieram a descobrir um efeito de extrema importância, tanto para aquela época como para a era moderna das comunicações através de luz.

1.1 ESTADO DA ARTE

Hill *et al* [4] observaram que uma fibra exposta por algum tempo à radiação de um laser de argônio no visível apresentava um aumento da intensidade de luz refletida pela fibra, que crescia com o tempo de exposição, demonstrando a possibilidade de se alterar o índice de refração do núcleo da fibra óptica por meio de absorção de radiação, formando assim uma rede de índice de

refração permanente na fibra [5].

Nascem então as "redes de Bragg", na época conhecidas como redes de Hill. Essa alteração ou seja, modulação do índice de refração é causada pelo efeito de fotossensibilidade na fibra óptica.

Na Figura 1 é mostrado o esquema original do experimento de Hill. As chamadas redes de Bragg em fibra óptica são hoje de grande importância tanto em sistemas de telecomunicações quanto no uso como sensores, devido à fibra óptica ser imune a campos eletromagnéticos externos, resistente a altas temperaturas e agentes químicos.



Figura 1: Montagem experimental para gravações de redes de Hill [6].

Com o descobrimento da chamada fotossensibilidade, estudos detalhados [7] mostraram que a mudança de índice fotoinduzida aumentava com o quadrado da intensidade da luz, sugerindo um processo de dois fótons. Nos experimentos originais, a radiação laser em 488 nm foi refletida na extremidade da fibra produzindo um padrão de onda estacionária que por sua vez formava uma rede. Entretanto, um único fóton com metade desse comprimento de onda 244 nm no ultravioleta provou ser mais efetivo [8].

Em 1989, Meltz *et al.* demonstraram uma nova técnica para produção de redes de Bragg, onde obtinham redes que refletiam qualquer comprimento de onda pela iluminação transversal na casca da fibra com a interseção de dois feixes UV [9]. A técnica de escrita externa apresentada por Meltz vence uma limitação que havia na técnica de escrita interna mostrada por Hill, onde as redes produzidas somente funcionavam no comprimento de onda no visível e próximo do comprimento de onda de escrita.

Após essa demonstração do processo holográfico de Meltz *et al.*, houve o desenvolvimento de várias outras técnicas de escrita externa como: método interferométrico, máscara de fase, interferométrico com máscara de fase, etc. Todas estas técnicas serão melhor detalhadas em capítulo futuro.

Não somente novas técnicas de gravação foram desenvolvidas, mas também o aumento da busca por fibras com melhores características de escrita. Uma das mais exploradas na época principalmente por Stone [10] foi a fibra dopada com germânio, a qual também possui menor diâmetro de núcleo.

Devido aos estudos utilizando fibras com alta dopagem do elemento germânio, passou-se a acreditar que o fenômeno da fotossensibilidade devia-se ao uso da dopagem da mesma. Investigações posteriores verificaram que o mesmo fenômeno ocorria em diversos tipos de fibra, muitas das quais não continham germânio como dopante. A magnitude da mudança do índice de refração (Δ n) obtida depende de diversos fatores, tais como condições de irradiação, composição do material vítreo que forma o núcleo da fibra e processamento da fibra antes da exposição à radiação [8].

Desde então, há grande busca para melhor entendimento da fotossensibilidade em fibras, assim como maneiras de aumentá-la visando melhor eficiência nas gravações.

Alternativas para o aumento da fotossensibilidade em fibras foram desenvolvidas em 1993, por Lemaire e colaboradores [11]. Essas técnicas envolviam fibras dopadas com germânio submetidas à alta pressão de hidrogênio. Porém, hoje não são utilizadas somente fibras dopadas com o elemento germânio. Técnicas como *flame brushing* [12] (varredura a chama) também são usadas para fotoinduzir mudanças no índice de refração.

Uma das propriedades da mudança do índice de refração fotoinduzida pela luz é a anisotropia. Essa característica é mais facilmente observada pela irradiação lateral da fibra com uma luz ultravioleta polarizada perpendicularmente ao eixo da fibra. A anisotropia resulta em uma fibra birrefringente à luz que se propaga nela. O efeito é útil para a fabricação de dispositivos conversores de modos de polarização ou filtros *"rocking"* [13].

Além das redes de Bragg, existem outras variedades de redes conhecidas como redes de período longo (LPGs). A demonstração dessas redes que também podem ser fotoinduzidas e têm um período entre 100 e 700µm foi feita por Vengsarkar *et al.* [14] em 1996, lembrando que o período de uma rede de Bragg está entre 0,5 a 1µm. As redes foram gravadas em fibras dopadas com germânio e previamente hidrogenadas, foi utilizada a técnica que faz uso de uma máscara de amplitude com Laser de KrF com comprimento de onda de 248 nm. Posteriormente as mesmas foram recozidas por 4 horas à temperatura de 150°C para estabilização das propriedades ópticas.

A princípio, visava-se a utilização das LPGs como filtros de rejeição de banda [14], mas também podem ser usadas como equalizadores de ganho de um amplificador a fibra dopada com érbio [15, 16]. Há algumas vantagens de se utilizar LPGs em contrapartida às FBGs. As LPGs

podem ser escritas com máscara de amplitude, sendo dessa forma mais fácil o processo de escrita e de menor custo comparado à técnica de máscara de fase utilizada na escrita de FBGs (máscaras de amplitude também podem ser utilizadas na produção de FBGs porém, essas redes produzidas apresentam somente períodos superiores a 1 µm) Além de que as LPGs apresentam baixa reflexão e maior sensibilidade à variação de parâmetros físicos externos [17] com exceção a sensibilidade à deformação.

Desde o aparecimento das redes de Bragg, têm-se encontrado muitas aplicações para este componente devido às suas propriedades, versatilidade e variedade de parâmetros controláveis, que podem modificar de diversas maneiras as características espectrais.

No domínio das telecomunicações as FBGs vêm sendo utilizadas nos diversos pontos de um sistema de transmissão [18]. Por exemplo em emissores, são utilizadas como elementos refletores em lasers semicondutores [19] e em lasers de fibra óptica [20], para obtenção de emissão monomodo com elevada estabilidade. Na transmissão, em amplificadores ópticos, efetuando a recirculação do bombeio [21], e também para igualar o espectro de ganho [22], estabilização dos diodos de bombeio, na compensação de dispersão [23] e filtragem. Em receptores e componentes ópticos de redes podem ser utilizadas como multiplexadores por divisão de comprimento de onda, como filtros e multiplexadores [24, 25].

Entre outras aplicações, há possibilidade da utilização de redes de Bragg em CWDM, por exemplo, como filtros selecionadores de canais em multiplexadores add-drops ópticos (OADM) [26] em redes de acesso.

Atualmente o sistema CWDM apresenta inúmeras vantagens como: o baixo custo efetivo para transmissão multicanal em redes de acesso metropolitanas. Além de que não há necessidade de amplificadores e refrigeração dos lasers com modulação direta usados nestes sistemas [27]. A ITU também definiu uma grade de 18 canais [28] com espaçamento entre canais de 20 nm com comprimentos de onda centrais de 1270 nm a 1610 nm [29].

Estudos da década de 70 mostraram que as distâncias entre as estações repetidoras poderiam ser maiores se utilizada na janela de 1300 nm, também conhecida como a segunda geração dos sistemas de comunicações ópticas. Em um sistema comercial trabalhando em 1300 nm promoveu-se a transmissão de dados em 1.7 Gb/s com espaço entre repetidores de 45 km [30]. Portanto, atuando nessa faixa de comprimento de onda de 1300 nm, pode-se aproveitar os enlaces ópticos já existentes, bem como as vantagens decorrentes da mínima dispersão observada para as fibras de sílica nessa região do espectro.

Este trabalho tem por objetivo a produção de redes de Bragg em 1300 nm utilizando um interferômetro que grava nessa faixa de comprimento de onda. Além da escrita dessas redes, um objetivo complementar é realizar a caracterização dessas redes quanto a sensibilidade à deformação e temperatura comparando com os resultados encontrados na literatura.

1.3 ESTRUTURA DA DISSERTAÇÃO

Esta dissertação dissertação consiste de cinco capítulos. O capítulo 2 apresenta a fundamentação teórica apresentando redes de Bragg em fibra óptica bem como suas características, teoria que as explica. O capítulo 3 mostra em detalhes o método utilizado e o desenvolvimento deste. No capítulo 4, os resultados e discussões. E por fim, o capítulo 5 mostra as conclusões e trabalhos futuros.

CAPÍTULO 2

FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

Há algumas décadas, a maioria das comunicações eletrônicas eram feitas através de cabos de cobre, pares trançados, cabos coaxiais, ou guias de onda de cobre. Recentemente a fibra óptica ocupa o espaço dos transmissores antigos, a qual substituiu os sinais elétricos por sinais de luz. Embora exista uma distinção entre sinais de luz e sinais eletrônicos de comunicação, ambos caem na categoria de ondas eletromagnéticas.

As primeiras tentativas de transmissão de luz através de uma fibra de vidro foram realizadas em 1966. Devido às impurezas do vidro ocorreram perdas na fibra e a transmissão foi limitada em distâncias curtas [31].

Na mesma época, já surgiram investigações e desenvolvimento das chamadas POF's (fibras plásticas).quando foi introduzida a fibra plástica com núcleo de PMMA (poli-metil-metacrilato).

Nas últimas três décadas, com sucessivas melhorias nas fibras de sílica, as POF's tornavamse, simultaneamente, cada vez mais populares devido a sua crescente utilidade [32].

Apesar dos avanços contínuos dos tipos de fibras poliméricas (plásticas) as mais utilizadas em sistemas de comunicação ainda hoje são as fibras de vidro. Essas fibras são feitas de material transparente geralmente de um cilindro de sílica (SiO₂), chamado núcleo, recoberto por uma casca com o mesmo material, mas com índice de refração menor. O guiamento de luz acontece tanto na faixa do visível quanto no infravermelho [33]. A Figura 2 mostra o esquema de uma fibra óptica de sílica.



Figura 2: Esquema fibra óptica.

As fibras ópticas ainda podem ser classificadas quanto ao seu perfil de índice de refração e ao número de modos. Entre elas podem-se citar as fibras multimodo de índice degrau, fibras de índice gradual e fibras monomodo.

Na Figura 3 são apresentados os perfis típicos de índice de refração com suas respectivas dimensões.



Figura 3: Diferentes tipos de fibra. (Dimensões são típicas de fibras para telecomunicações) (a) Índice degrau. (b) índice gradual. (c) monomodo. [31].

Em fibras de perfil de índice degrau, o índice de refração muda em forma de degrau, do centro da fibra (núcleo), a outro invólucro (casca). O índice de refração por sua vez, é maior no núcleo e menor na casca. A luz é confinada na fibra devido à diferença de índice de refração na interface núcleo-casca. No caso da fibra gradual, esta tem seu núcleo composto por camadas com diferentes índices de refração que diminuem gradualmente a partir do eixo central da fibra em direção a interface núcleo-casca [34].

Como é visto na Figura 3 (a) 3 (b), as diferenças entre as fibras multimodo de índice degrau e gradual são devidas apenas às diferentes dimensões entre os dois perfis de índice de refração. As conseqüências das diferenças dimensionais são substanciais. A propagação da luz na fibra de perfil degrau comporta-se como se fosse formada por raios ópticos que propagam em linha reta, sofrendo reflexões totais sucessivas na interface interna núcleo-casca. Na fibra com perfil gradual as trajetórias dos raios são curvas, pois eles sofrem refração contínua devido à variação do índice de refração n₁.

A ilustração da propagação em forma de raios apresentada na Figura 3 é uma simplificação do fenômeno. A propagação da onda guiada pela fibra óptica é descrita matematicamente pelas soluções das equações de Maxwell na geometria cilíndrica da fibra. Essas soluções correspondem a modos discretos de propagação, que podem ser vistos como ondas propagantes ao longo do eixo da fibra e modos de onda estacionária na seção transversal.

Os modos de onda estacionária são semelhantes às funções de onda de uma partícula em um poço de potencial como mostra a Figura 4, com um certo número de máximos e de nulos do campo ao longo do diâmetro. Quanto maior a razão diâmetro/comprimento de onda, maior o número de máximos [35].



Figura 4: Funções de onda e correspondentes energias de uma partícula em um poço de potencial infinito, para os quatro primeiros valores do número quântico n [35].

2.1 PROPAGAÇÃO ELETROMAGNÉTICA EM FIBRAS ÓPTICAS

Como já foi dito, a forma matemática para descrever a propagação da luz em fibras ópticas é feita através das soluções das equações de Maxwell, que são apresentadas abaixo na forma diferencial considerando um meio livre de cargas, de perdas e isotrópico [36].

$$\nabla \times \boldsymbol{E} = -\left(\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t}\right) \tag{1}$$

$$\nabla \times \boldsymbol{H} = \left(\frac{\partial \boldsymbol{D}}{\partial t}\right) \tag{2}$$

$$\nabla \cdot \boldsymbol{D} = 0 \tag{3}$$

$$\nabla \cdot \boldsymbol{B} = 0 \tag{4}$$

onde:

- E = vetor intensidade de campo elétrico, V/m. B = vetor densidade de fluxo magnético, Wb/m². D = vetor densidade de fluxo elétrico, C/m².
- H = vetor intensidade de ridxo eletreo, e/m : H = vetor intensidade de campo magnético, A/m.

Ainda tem-se que:

$$\mu_r \approx 1$$
, onde $\mu_r = \frac{\mu}{\mu_0}$ (5)

$$\boldsymbol{B} = \boldsymbol{\mu}_0 \boldsymbol{H} \tag{6}$$

$$\boldsymbol{D} = \boldsymbol{\varepsilon} \boldsymbol{E} \tag{7}$$

 μ_r = permeabilidade relativa. μ = permeabilidade do meio. μ_0 = permeabilidade do vácuo. ε = permissividade do meio.

Embora as equações de Maxwell sejam equações diferenciais de primeira ordem e aparentemente simples, são equações acopladas e dificultam o uso quando se aplica a problemas com condições de contorno. A equação da onda por outro lado, é uma equação diferencial de segunda ordem não acoplada e se torna mais fácil encontrar sua solução.

A solução da equação da onda descreve a propagação da energia no meio considerado. Feito as devidas manipulações no conjunto de equações de Maxwell chega-se a:

$$\nabla^2 \boldsymbol{E} - \mu_0 \varepsilon \frac{\partial^2 \boldsymbol{E}}{\partial t} = 0 \tag{8}$$

lembrando que para materiais não magnéticos, $\mu \simeq \mu_0$

A equação (8) mostra a propagação do campo elétrico. Como a fibra óptica tem simetria cilíndrica, reescreve-se por uma transformação de variáveis a equação (8) na seguinte forma:

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}_z}{\partial \mathbf{r}^2} + \frac{1}{\mathbf{r}} \frac{\partial^2 \mathbf{E}_z}{\partial \mathbf{r}} + \frac{1}{\mathbf{r}^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}_z}{\partial \varphi^2} + \kappa^2 \mathbf{E}_z = 0$$
(9)

ainda tem-se que:

$$\kappa^2 = k^2 - \beta^2$$

k = número de onda

 β = constante de propagação

Foi ainda considerado, a dependência temporal e a dependência em z do campo serem harmônicas na forma $e^{j(\omega t-\beta z)}$.

Análoga à descrição para o campo elétrico, obtém-se a expressão para o vetor campo magnético.

$$\frac{\partial^2 H_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial^2 H_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 H_z}{\partial \varphi^2} + \kappa^2 H_z = 0$$
(10)

Aplicando a técnica de separação de variáveis, obtém-se soluções independentes para as componentes E_z em função de ϕ e *r* que será escrito na seguinte forma:

$$\boldsymbol{E}_{\boldsymbol{z}}(\boldsymbol{\varphi},\boldsymbol{r}) = \boldsymbol{A}\boldsymbol{\Phi}(\boldsymbol{\varphi})\boldsymbol{F}(\boldsymbol{r})$$
(11)

cuja solução genérica para o fator angular é na forma:

$$\boldsymbol{\Phi}(\boldsymbol{\varphi}) = e^{j\boldsymbol{\nu}\boldsymbol{\varphi}} \tag{12}$$

onde v é um inteiro positivo ou negativo logo,

$$\boldsymbol{E}_{\boldsymbol{z}} = \boldsymbol{A} \boldsymbol{F}(\boldsymbol{r}) \boldsymbol{e}^{j\boldsymbol{\nu}\boldsymbol{\varphi}}$$
(13)

Derivando a equação (13) com respeito à $r e \phi$ e substituindo em (9):

$$\frac{d^2 \boldsymbol{F}(\boldsymbol{r})}{d\boldsymbol{r}^2} + \frac{1}{\boldsymbol{r}} \frac{d \boldsymbol{F}(\boldsymbol{r})}{d\boldsymbol{r}} + \left(k - \frac{\nu}{\boldsymbol{r}^2}\right) \boldsymbol{F}(\boldsymbol{r}) = 0$$
(14)

A equação (14) tem a forma da equação de Bessel, tendo duas soluções independentes. Para achar suas soluções são feitas algumas considerações com respeito às condições de contorno.

Desde que os campos no centro do núcleo da fibra sejam finitos, escolhe-se como solução para r <a. Logo,

$$E_{z} = A J_{v} (\kappa r) e^{j v \varphi}$$
⁽¹⁵⁾

$$H_{z} = BJ_{v}(\kappa r)e^{jv\varphi}$$
(16)

O campo na casca da fibra deve decair na direção de r e ser da forma $e^{-\gamma r}$.

Define-se $\kappa = j\gamma$ e é escolhida uma função de Hankel modificada de primeiro tipo, para r >a.

Portanto,

$$E_{z} = CH_{v}^{(1)}(j\gamma r)e^{jv\varphi}$$
⁽¹⁷⁾

$$\boldsymbol{H}_{z} = \boldsymbol{D}\boldsymbol{H}_{v}^{(1)}(j\gamma r)e^{jv\varphi}$$
(18)

Para a interface núcleo-casca (r= a) as condições de contorno são:

$$E_{z_1} = E_{z_2}$$
$$E_{\varphi_1} = E_{\varphi_2}$$
$$H_{z_1} = H_{z_2}$$
$$H_{\varphi_1} = H_{\varphi_2}$$

os subscritos 1 e 2 referem-se aos campos no núcleo e casca respectivamente.

Faz-se uso das equações (15) e (17) para encontrar a equação para as condições de contorno para E_z será:

$$\boldsymbol{J}_{\boldsymbol{v}}(\kappa a)\boldsymbol{A} - \boldsymbol{H}_{\boldsymbol{v}}^{((1))}(j\gamma a)\boldsymbol{C} = \boldsymbol{0}$$
(19)

Analogamente para H_z, tem-se:

$$\boldsymbol{J}_{\boldsymbol{v}}(\kappa a)\boldsymbol{B} - \boldsymbol{H}_{\boldsymbol{v}}^{((1))}(j\gamma a)\boldsymbol{D} = 0$$
⁽²⁰⁾

Utilizando as equações (19) e (20) juntamente com as equações para a parte longitudinal e transversal do campo resolve-se um determinante de autovalores que determina a equação característica para os modos de uma fibra de índice degrau.

$$\left[\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}\frac{a\gamma^2}{\kappa}\frac{J_{\nu}'(\kappa a)}{J_{\nu}(\kappa a)} + j\gamma a\frac{H_{\nu}^{(1)'}(j\gamma a)}{H_{\nu}^{(1)}(j\gamma a)}\right]\left[\frac{a\gamma^2J_{\nu}'(\kappa a)}{\kappa J_{\nu}(\kappa a)} + j\nu a\frac{H_{\nu}^{(1)'}(j\gamma a)}{H_{\nu}^{(1)}(j\gamma a)}\right] = \left[\nu\left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} - 1\right)\frac{\beta\kappa_2}{\kappa^2}\right]^2$$
(21)

Em geral, as configurações de campo ou modos admissíveis que existem em uma fibra de índice degrau tem seis componentes de campo. Entre eles são citados os modos TE, TM e os modos Híbridos.

Para fibras ópticas onde a diferença de índice entre o núcleo e casca é pequena ($\Delta n \ll 1$) as combinações possíveis dos modos podem ser simplificadas, no que é conhecido como aproximação de guiamento fraco. A superposição dos modos que se propagam no núcleo caracterizados por constantes de propagação próximas entre si correspondem a um modo linearmente polarizado LP.

A freqüência de corte também é um parâmetro muito importante. A constante de decaimento do campo evanescente y determina os modos de propagação da casca. Para $\gamma \gg 0$ o modo é fortemente confinado no núcleo.

Quando $\gamma = 0$ o campo na casca deixa de ser guiado e chama-se modo irradiado. Esta condição é satisfeita na chamada freqüência de corte.

$$\omega_c = \frac{\kappa_c}{\sqrt{\mu_0(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)}} \tag{22}$$

 ε_1 = permissividade do núcleo

 ε_2 = permissividade da casca

Na situação em que $\omega_c = 0$ se $\kappa = 0$ e apenas um modo é guiado na fibra. Esse por sua vez é chamado de modo Híbrido HE₁₁ e corresponde ao modo LP₀₁, o qual existe para todas as freqüências. Nesta condição a fibra se torna monomodo. Dependendo ainda do sentido arbitrário de propagação em que a luz é acoplada na fibra pode-se classificar os modos em propagantes e contra-propagantes.

2.2 FOTOSSENSIBILIDADE EM FIBRAS ÓPTICAS

No capítulo 1 foi introduzido o fenômeno da fotossensibilidade, bem como seu descobridor. Esta seção tem por objetivo detalhar um pouco mais as características da fotossensibilidade visto pela física da matéria condensada.

Pode-se explicar a fotossensibilidade como a medida das mudanças que podem ser induzidas no índice de refração do núcleo da fibra após uma exposição de radiação UV [37].

A mudança do índice de refração em fibras de germanosilicato implica no aparecimento de defeitos pontuais, os quais são responsáveis por este processo. Esses defeitos são freqüentemente conhecidos como "**centros de cor**", devido a suas fortes absorções que modificam a aparência cromática do material. Resultados experimentais sugerem que ligações de Ge-Si são responsáveis pela fotossensibilidade em fibras de germanosilicato. Embora estas ligações ativem a fotossensibilidade, não são as únicas responsáveis pelo fenômeno [37].

As ligações de Ge-Si têm uma absorção intensa em uma banda na região de 240 nm [38]. Quando se incide luz ultravioleta, na faixa que compreende essa banda, há excitação seguida de relaxação, radioativa ou não radioativa. O processo do ciclo de bombeio óptico permite a relaxação para novas configurações de equilíbrio na rede cristalina, com a criação de novos defeitos e modificações nas bandas de absorção que estão ligadas a mudanças no índice de refração (conforme demonstrado pelas relações de *Kramers-Kronig*).

Existem também outros tipos de defeitos associados à ligações como os centros (O-Ge-O ou GeO₂ ou ainda Ge-Ge). Entretanto, com a demonstração da fotossensibilidade em muitos tipos diferentes de fibras ópticas, é aparente que a fotossensibilidade seja uma função de vários mecanismos (fotoquímico, foto-mecânico, acusto-óptico) e a contribuição relativa será dependente do tipo da fibra óptica, bem como da intensidade e comprimento de onda [5].

Todos os defeitos resultantes da técnica de MCVD (*modified chemical vapor deposition*) são conhecidos como centros de germânio deficitários em oxigênio (GODC – germanium oxygen deficient center). De forma geral, pode-se considerar que a sensibilidade à radiação é na prática determinada pela concentração de centros Ge deficitários em oxigênio. Porém, o tratamento de fibras ópticas a temperaturas elevadas (~1200°C) mostrou ser igualmente possível reduzir a banda de absorção no ultravioleta (em 242 nm) de valores típicos de aproximadamente 27 dB/mm para 1 dB/m [39].

Essa redução foi interpretada como decorrente de reorganizações moleculares e difusão localizada de oxigênio, as quais reduzem a concentração de centros GeO. Essa redução de centros Ge deficitários em oxigênio devido à processos fotolíticos ou térmicos, faz com que surjam novos centros responsáveis pelo aumento de absorção de UV em determinadas bandas. Estes defeitos associados aos centros GODCs são: GeE', Ge(1) e Ge(2).

Na Figura 5, é ilustrada a quebra de ligação entre Ge e Si no centro GeO. Essa ruptura origina um novo centro conhecido como GeE', que por sua vez é constituído de um orbital desemparelhado sp3 criado pela liberação de um elétron de ligação da banda de condução. Desta

forma, o átomo de Si é deslocado para o centro dos três átomos de oxigênio e o elétron liberado se integra a centros estruturais na matriz vítrea, a qual fica favorável à captação de elétrons livres.



Figura 5: Centros de germânio deficitários em oxigênio [37].

Esses centros são conhecidos como Ge(n), sendo n+1 o número de átomos de germânio vizinhos do átomo central e precursores de centros Ge(n)-, que podem ser ainda Ge(1)- e Ge(2)-sendo esses, mais polarizáveis que os centros GODCs, devido a transições eletrônicas ocorrerem em maiores comprimentos de onda (Ge(1)-) ou apresentarem transições mais fortes (Ge(2)- e GeE') [37].

Na Figura 6 são apresentados alguns dos defeitos encontrados em fibra de silica.



Figura 6: Defeitos em fibra de sílica [33].

De acordo com aquele modelo, o índice de refração está relacionado apenas com a densidade local de centros absortivos, sendo definido pelo seu espectro de absorção. Assim, a mudança do índice de refração Δ n associada às alterações das bandas de absorção é dada pela relação de *Kramers-Kronig* [4].

O modelo discutido, o qual segue as relações de *Kramers-Kronig* é chamado de modelo de "**centros de cor**". Este por sua vez, foi proposto pela primeira vez para determinar as alterações de

índices de refração em fibras ópticas nos comprimentos de onda, 488, 633 e 784 nm, induzidas pela exposição à radiação laser centrada em 488 nm [40].

Existem ainda vários outros modelos que explicam a mudança de índice fotoinduzida, entre eles estão: modelo de dipolo [37, 41], modelo de densificação [42], modelo de relaxação por tensão [43]. Há evidências experimentais para validar alguns dos modelos propostos, mas acredita-se que mais de um processo é envolvido na mudança do índice de refração fotoinduzido.

2.2.1 TÉCNICAS PARA AUMENTO DA FOTOSSENSIBILIDADE

Para se obter um melhor desempenho nas gravações de redes de Bragg são utilizadas técnicas alternativas que permitem escritas com menor tempo de exposição do feixe laser, além de utilizar menor potência de radiação, a qual está diretamente ligada ao custo das fontes laser.

A técnica de hidrogenação é uma das mais difundidas. Como já citado no Capítulo 1, foi desenvolvida por Lemaire em 1993. Consiste em submeter as fibras ópticas a um ambiente de alta pressão de Hidrogênio por um intervalo de tempo adequado, de modo que o Hidrogênio molecular difunde-se para o núcleo da fibra provocando o aparecimento de bandas adicionais de absorção de natureza vibracional. O processo é completamente reversível em condições normais [44].

Uma vez que a fibra foi hidrogenada, a exposição a radiação UV leva a dissociação das moléculas H_2 e a formação de ligações Si-OH e Ge-OH. Também são formados os centros GeE' e GeH que conseqüentemente levam a uma alteração no índice de refração. A Figura 7 mostra alguns dos defeitos causados pela hidrogenação.



Figura 7: Defeitos causados pelo processo de hidrogenação.

As ligações de Si-OH e Ge-OH geram bandas de absorção em 1,39 e 1,42 μ m respectivamente, e o hidrogênio molecular em 1,24 μ m. Essas bandas levam a perdas de sinal nas janelas de comunicação óptica, então pode-se optar pelo uso do deutério que desvia o pico das absorções do OH para aproximadamente 1,9 μ m [5].

A formação dos centros GeE' e GeH mais uma mudança fotoinduzida na estrutura da fibra são efeitos responsáveis pela modulação de índice obtida na escrita de redes em fibra hidrogenadas. O processo de hidrogenação apresenta vantagens como a gravação de FBGs em qualquer fibra sendo esta com Ge ou não e ainda, nas regiões não expostas, o H₂ difunde para fora da fibra o que faz diminuir as perdas na janela de comunicações ópticas [5].

Existem ainda outras técnicas que também podem melhorar a fotossensibilidade em fibras, principalmente aquelas de germanosilicato como: flame brushing [37] ou co-dopagem com Boro [46].

2.3 REDES DE BRAGG EM FIBRAS

Como já foi dito, pode-se modificar as propriedades ópticas de uma fibra de sílica permanentemente expondo esta a um padrão de radiação intenso de um laser operando na região espectral do azul ou violeta e ultravioleta. Esse efeito fotossensível pode ser usado para induzir mudanças periódicas de índice de refração ao longo do comprimento da fibra, resultando na formação de uma **rede de Bragg** no núcleo da fibra. As redes em fibra podem ser designadas a operar sob uma faixa de comprimento de onda se entendendo da região do ultravioleta ao infravermelho [47].

Segundo a teoria de difração, quando luz incide em um ângulo θ_i este, é difratado em um ângulo θ_r [48].

$$sen\theta_i - sen\theta_r = \frac{m\lambda}{\bar{n}\Lambda}$$
(23)

onde,

 Λ = período da rede

 λ = comprimento de onda da luz no meio

 \bar{n} = índice de refração médio

m = ordem da difração de Bragg

Essa condição pode ser pensada como uma condição de casamento de fase, e pode ser escrita como:

$$\boldsymbol{k}_i - \boldsymbol{k}_d = \boldsymbol{m} \boldsymbol{K}_g \tag{24}$$

 k_i = vetor de onda da luz incidente

 k_d = vetor de onda da luz difratada

 k_g = vetor de onda da rede, tem magnitude $2\pi/\Lambda$ e aponta na direção longitudinal de mudança do índice de refração do meio.

Na Figura 8 é mostrado o esquema de transmissão e reflexão espectral que ocorre quando uma rede de Bragg é iluminada por uma fonte de banda larga na qual está contido o comprimento de onda de Bragg.



Figura 8: Espectro de transmissão e reflexão de uma rede de Bragg.

Em fibras monomodo, todos os três vetores situam-se ao longo do eixo da fibra. Como resultado, $k_d = -k_i$ e esta condição resulta no acoplamento da luz para um modo contra-propagante. Logo, a rede em fibra atua como um refletor para um comprimento de onda específico da luz para o qual a condição de casamento de fase é satisfeita [47].

Na equação (23), os termos relacionados às componentes angulares são [30]:

$$\theta_i = \frac{\pi}{2} \ e \ \theta_r = -\frac{\pi}{2}$$

Se m=1, o período da rede é relacionado com o comprimento de onda no vácuo como:

$$\lambda = 2\bar{n}\Lambda \tag{25}$$

Essa condição é conhecida como condição de Bragg. Portanto, as redes que satisfazem esta condição são denominadas redes de Bragg. Fisicamente, a condição de Bragg garante que as

18

reflexões que ocorrem em cada plano da modulação de índice de refração nos diversos períodos da rede somam-se em fase produzindo uma forte reflexão [47]. Uma rede de Bragg formada no núcleo de uma fibra óptica, na direção de propagação z pode ser descrita por um perfil de índice de refração da forma [49].

$$n(z) = n_{co} + \delta_n = \delta_n(z) + h(z) \cos\left(\frac{2\pi z}{\Lambda} + \varphi(z)\right)$$
(26)

 $\delta_n(z)$ = valor médio da modulação do índice de refração h(z) = visibilidade do padrão de intensidade $\phi(z)$ = fase adicional dependente da posição

Se $\phi(z)$ tiver dependência em z diz-se que a rede tem *chirp* (gorjeio), ou seja, o período da rede Λ estará mudando ao longo da estrutura. Porém, se a visibilidade h(z) variar ao longo da fibra, surgem picos laterais à banda de reflexão espectral da rede. Esses lóbulos têm origem na descontinuidade do índice de refração nas extremidades da rede de Bragg de comprimento finito, logo há necessidade de utilizar estruturas com perfil de índice apodizado.

Essa apodização é conseguida variando a amplitude do coeficiente de acoplamento ao longo do comprimento da rede, ou seja, reduz-se gradualmente a amplitude de modulação do índice de refração das extremidades da rede. O uso desse processo visa suprimir ou reduzir lóbulos laterais que são indesejados, por exemplo, em aplicações onde se requer separação de canais multiplexados em comprimento de onda.

A teoria de modos acoplados é uma boa ferramenta para obter informações quantitativas sobre a eficiência da difração e dependências espectrais (comprimento de onda de Bragg, largura de banda) com os parâmetros da rede (modulação de índice, perfil de modulação, uniformidade da periodicidade) [49].

De uma forma qualitativa pode-se mostrar o acoplamento provocado por alterações periódicas do índice de refração entre dois modos E_1 e E_2 . Considerando os dois campos envolvidos no processo como [6]:

$$\boldsymbol{E}_{1}(\boldsymbol{x},\boldsymbol{y},\boldsymbol{z},\boldsymbol{t}) = \boldsymbol{Y}_{1}(\boldsymbol{x},\boldsymbol{y}) \exp\left[i\left(\omega\boldsymbol{t} - \boldsymbol{\beta}_{1}\boldsymbol{z}\right)\right]$$
(27)

$$\boldsymbol{E}_{2}(\boldsymbol{x},\boldsymbol{y},\boldsymbol{z},t) = \boldsymbol{Y}_{2}(\boldsymbol{x},\boldsymbol{y}) \exp\left[i\left(\omega t - \boldsymbol{\beta}_{2}\boldsymbol{z}\right)\right]$$
(28)

 Y_1 e Y_2 = distribuições transversais do campo β_1 e β_2 = constantes de propagação Quando há perturbação na constante dielétrica $\Delta \varepsilon(x,y,z)$ a propagação do campo E_1 na região do guia promove também a perturbação da polarização P_p , que toma a forma:

$$\boldsymbol{P}_{\boldsymbol{p}} = \Delta \boldsymbol{\varepsilon} \left(\boldsymbol{x}, \boldsymbol{y}, \boldsymbol{z} \right) \boldsymbol{E}_{1} \left(\boldsymbol{x}, \boldsymbol{y}, \boldsymbol{z}, \boldsymbol{t} \right)$$
(29)

Se a perturbação for periódica, tem-se o equivalente a uma fonte distribuída a qual pode adicionar ou retirar potência do campo E_2 , em outra palavras, diz-se que esta perturbação periódica $\Delta \varepsilon$ causa o acoplamento entre os dois modos.

Logo, a potência por unidade de volume que flui para o campo E_2 à partir da fonte distribuída P_p será:

$$\boldsymbol{P}_{1 \to 2} / vol = \boldsymbol{E}_{2} (\boldsymbol{x}, \boldsymbol{y}, \boldsymbol{z}, t) \frac{\partial}{\partial t} \boldsymbol{P}_{p} (\boldsymbol{x}, \boldsymbol{y}, \boldsymbol{z}, t)$$
(30)

Integrando a equação (30), ao longo de um período $T = 2\pi/\omega$:

$$\boldsymbol{P}_{1 \to 2} / vol = \int_{0}^{2\pi/\omega} \boldsymbol{P}_{1 \to 2} / voldt = \frac{\omega \Delta \varepsilon(x, y, z)}{2} \Im \{ \boldsymbol{Y}_{2}^{*} \boldsymbol{Y}_{1} \exp[i(\beta_{2} - \beta_{1})z] \}$$
(31)

A fonte desta potência é naturalmente a potência no campo E_1 portanto, de forma simétrica tem-se:

$$\boldsymbol{P}_{2 \to 1} / vol = -\boldsymbol{P}_{1 \to 2} / vol \tag{32}$$

sendo que, na ausência de perdas ou ganho, a potência total é conservada.

A potência que flui para o modo 2, a partir do modo 1 é obtida integrando (31) sobre todo o espaço.

$$\boldsymbol{P}_{1 \to 2} = \int_{espaço} \frac{\omega \Delta \varepsilon(x, y, z)}{2} \Im \{ \boldsymbol{Y}_{2}^{*} \boldsymbol{Y}_{1} \exp[i(\beta_{2} - \beta_{1})z] \} dx dy dz$$
(33)

Considerando apenas perturbações periódicas ao longo da direção de propagação z, expande-se a alteração da constante dielétrica em uma série de Fourier.

$$\Delta \varepsilon(x, y, z) = \sum_{m = -\infty} a_m(x, y) \exp\left(\Im \frac{2\pi}{\Lambda} z\right)$$
(34)

Substituindo (34) em (33) e integrando para $L >> \Lambda$, pode-se mostrar que uma condição necessária para o acoplamento será dada por:

$$\int_{L\gg\Lambda} \exp\left[i\left(\beta_2 - \beta_1 + m\frac{2\pi}{\Lambda}\right)z\right] dz \neq 0$$
(35)

portanto, para um número inteiro m, a condição (35) será satisfeita quando:

$$\beta_1 - \beta_2 = m \frac{2\pi}{\Lambda} \tag{36}$$

Essa condição é de extrema importância, ela garante adaptação da fase longitudinal entre as constantes de propagação dos dois modos (condição de casamento de fase). O acoplamento entre os dois modos é conseguido pelo harmônico m da expansão de Fourier da perturbação espacial introduzida pela rede de Bragg (ou outro agente existente no guia de onda). Logo, o acoplamento entre os modos dependerá igualmente da amplitude do coeficiente a_m , em particular, não deve existir acoplamento quando $a_m=0$.

A segunda condição necessária para o acoplamento é:

$$\int_{secão} \Delta \varepsilon(x,y) \boldsymbol{Y_2^*}(x,y) \boldsymbol{Y_1}(x,y) \, dx \, dy \neq 0$$
(37)

A condição (37) diz respeito à integral de sobreposição transversal, a qual o cálculo se dá à partir do produto dos perfis transversais dos campos modais envolvidos e do perfil transversal da perturbação responsável pelo acoplamento. Se a condição de fase longitudinal é obtida através do harmônico *m*, a parcela relevante na equação (37) é determinada por:

$$\int_{seção} a_m(x,y) \boldsymbol{Y_1}^* (x,y) \boldsymbol{Y_2}(x,y) \, dx \, dy \neq 0$$
(38)

que envolve apenas a distribuição transversal $a_m(x,y)$ do harmônico responsável pelo acoplamento.

Para redes de Bragg onde há acoplamento de um modo com descrição espacial da propagação $exp(-i\beta z)$ para o mesmo modo na direção contrária, ou seja, com descrição espacial de propagação $exp(i\beta z)$, a condição de adaptação de fase exige que o período de perturbação satisfaça a seguinte equação:

$$\beta_1 - \beta_2 = 2\beta = m \frac{2\pi}{\Lambda} \tag{39}$$

Se a perturbação for perfeitamente senoidal, a expansão de Fourier limita-se a um único termo e a condição de Bragg se restringe a uma só ressonância, que está na forma da equação (25).

Como já foram introduzidas as condições de acoplamento entre dois dados modos, utiliza-se
a teoria de modos acoplados para escrever a refletividade de uma rede de Bragg com amplitude e período de modulação constantes:

$$R(l,\lambda) = \frac{\Omega^2 \operatorname{senh}^2(sl)}{\Delta \kappa \operatorname{senh}^2(sl) + s^2 \cosh^2(sl)}$$
(40)

Nessa equação temos:

 $R(l,\lambda)$ = refletividade em função do comprimento da rede *l* e do comprimento de onda λ Ω = coeficiente de acoplamento correspondente ao acoplamento entre as onda co-propagantes e contra-propagantes

 $\Delta \kappa^2$ = descasamento de fase

s é dado por:

$$s = \sqrt{\Omega^2 - \Delta \kappa^2} \tag{41}$$

Se s \approx 1 diz-se que a rede é forte (com refletividade próxima de 100%), se s \approx 0,5 a rede é fraca.

O coeficiente de acoplamento para uma variação senoidal da perturbação do índice de refração ao longo do eixo da fibra é dado por [37].

$$\Omega = \frac{\pi \Delta n \eta(V)}{\lambda} \tag{42}$$

onde,

$$\eta(V) \approx 1 - \frac{1}{V^2} (V \ge 2,4)$$

 η = representa a fração da potência do modo contido no núcleo da fibra

Quando $\Delta \kappa = 0$, (40) torna-se:

$$R(l,\lambda) = \tanh^2(\Omega l) \tag{43}$$

O que permite obter informações sobre o produto do coeficiente de acoplamento pelo comprimento da rede (uma medida de quão "forte" esta pode ser).

Se N é o número de planos (transições de índice de refração entre o valor maior e menor da rede) pode-se ainda escrever uma equação geral aproximada para a largura de banda máxima à meia altura (FWHM) [5]:

$$\Delta \lambda = \lambda_B s \sqrt{\left(\frac{\Delta n}{2n_0}\right)^2 + \left(\frac{1}{N}\right)^2} \tag{44}$$

N = número de planos da rede

2.4 SENSIBILIDADE À TEMPERATURA E DEFORMAÇÃO DE REDES DE BRAGG

As mudanças das características de uma rede são de importância primordial para um grande número aplicações. Por exemplo, em sistemas de comunicação que envolvem altas taxas de transmissão, é importante saber se elas introduzirão dispersão adicional. Em transmissões submarinas exige-se que os componentes tenham um longo tempo de vida (em torno de 25 anos). Redes em fibra, podem ainda ser utilizadas em diversas aplicações na área de monitoração ou mesmo comunicação em ambientes desfavoráveis onde é necessário garantir a integridade das fibras e conhecer suas resistências mecânicas.

A sensibilidade do comprimento de onda de Bragg com a temperatura e deformação tem sido levado em conta para aplicações em filtros passa faixa [33] e, principalmente, para seu uso como sensores físico-químicos.

Qualquer perturbação que altere a periodicidade espacial Λ ou o índice de refração efetivo n_{eff} de uma rede, induzirá mudança na posição relativa do espectro de reflexão da rede de Bragg, considerando o efeito de mudanças da temperatura ou deformações mecânicas, aquela mudança será dada pela equação [5].

$$\Delta \lambda_{B} = 2 \left(\Lambda \frac{\partial n_{eff}}{\partial l} + n_{eff} \frac{\partial \Lambda}{\partial l} \right) \Delta l + 2 \left(\lambda \frac{\partial n_{eff}}{\partial T} + n_{eff} \frac{\partial \Lambda}{\partial T} \right) \Delta T$$
(45)

onde o primeiro termo em (45) diz respeito ao efeito de deformação e pode ser expresso como:

$$\Delta\lambda_B = \lambda_B (1 - p_e) \varepsilon_z \tag{46}$$

 p_e é a constante foto-elástica da fibra definida como:

$$p_{e} = \frac{n_{eff}^{2}}{2} [p_{12} - \nu (p_{11} + p_{12})]$$
(47)

 p_{11} e p_{12} = coeficientes do tensor elasto-óptico v = coeficiente de Poisson

 n_{eff} = índice de refração efetivo

Para uma fibra óptica típica de germanosilicato, $p_{11} = 0,113$, $p_{12} = 0,252$, v = 0,16 e $n_{eff} = 1,482$. Substituindo estes parâmetros na equação (47), para um comprimento de onda de aproximadamente 1550 nm, a sensibilidade à deformação será de 1,2 pm para 1 µ ϵ (1 µm/m) de deformação relativa da rede de Bragg [5] e para 1300 nm será de 1 pm/µ ϵ [8, 50].

O segundo termo na equação (45) está relacionado com o efeito da temperatura na fibra óptica. O deslocamento no comprimento de onda de Bragg deve-se à expansão térmica resultante das mudanças no espaçamento da rede e, principalmente no índice de refração devido ao efeito termo-óptico. O deslocamento do comprimento de onda para uma mudança na temperatura Δ T pode ser escrito da forma:

$$\Delta \lambda_B = \lambda_B \left(\alpha_A + \alpha_n \right) \Delta T \tag{48}$$

 α_{Λ} = coeficiente de expansão térmica para a fibra (aproximadamente 0,55x10⁻⁶ °C⁻¹ para sílica) α_n = coeficiente termo-óptico (aproximadamente 8,6x10⁻⁶ °C⁻¹ para fibra de sílica dopada com germânio)

$$\alpha = \left(\frac{1}{\Lambda}\right) \left(\frac{\partial \Lambda}{\partial T}\right) \quad \text{e} \quad \alpha = \left(\frac{1}{n_{eff}}\right) \left(\frac{\partial n_{eff}}{\partial T}\right)$$

Portanto, a sensibilidade esperada da equação (48) para uma rede de Bragg com comprimento de onda de 1550 nm é aproximadamente 13,7 pm/°C [5]. E para 1300 nm esse valor é de 8,6 pm/°C [51].

2.5 TÉCNICAS DE ESCRITA DE REDES DE BRAGG

Serão discutidas brevemente nesta seção as técnicas para produção de redes de Bragg utilizadas no grupo de pesquisa da UTFPR, sendo elas, interferométrica, máscara de fase e interferométrica com máscara de fase.

2.5.1 TÉCNICA INTERFEROMÉTRICA

Esta técnica[5]-[9] utiliza um interferômetro que divide o feixe de luz UV incidente em dois feixes que são então recombinados formando um padrão de interferências sobre o núcleo da fibra ótica, a Figura 9 mostra um esquema de um interferômetro.



O método utilizado tem a vantagem de possibilitar a produção de redes de Bragg em qualquer comprimento de onda. Isso é possível simplesmente variando o ângulo de intersecção entre os feixes UV. Porém, devido sua sensibilidade à vibrações mecânicas e flutuações no índice de refração do ar, pode ocorrer alargamento do espectro ou mesmo a escrita ser "borrada", ou seja, eventuais vibrações causam um deslocamento do padrão de interferência.

2.5.2 TÉCNICA DE ILUMINAÇÃO DIRETA SOB MÁSCARA DE FASE

Esta técnica utiliza um elemento óptico difrativo (máscara de fase) para gerar um padrão de interferência entre duas ordens do feixe difratado e assim modular espacialmente o feixe de escrita[5, 33]. O perfil da máscara é escolhido para que, o feixe difratado de ordem zero seja suprimido para menos de 5% da potência incidente. Em contrapartida, os feixes de primeira ordem são maximizados, ambos contendo mais que 35% da potência incidente. Um padrão de interferência é produzido pela sobreposição, na região próxima à rede, dos feixes difratados em primeira ordem, devido à dimensão transversal do feixe incidente. O período de modulação no padrão de

interferência é igual à metade do período da máscara de fase e não depende, como no interferômetro, do comprimento de onda do laser de gravação. Uma lente cilíndrica pode ser usada para criar uma linha focal sobre a região do núcleo da fibra óptica, melhorando a eficiência do processo. Na Figura 10, mostra-se um esquema da técnica utilizando a máscara de fase.



Figura 10: Técnica de iluminação direta sob máscara de fase.

Movendo-se o feixe UV ao longo da máscara é possível a produção de redes longas. É possível também a escrita de redes com *chirp* fazendo com que o feixe percorra uma máscara de fase com múltiplas seções, tendo cada seção um período espacial diferente.

Como qualquer outra técnica, esta tem suas limitações como a produção de redes com o período limitado pelo período da máscara, ou seja, para cada comprimento de onda desejado é necessária uma máscara diferente. Há também uma dependência em relação a densidade de potência máxima a qual pode ser lançada sobre o substrato que contém a máscara de fase (menor que 1 J/cm²) [5].

2.5.3 TÉCNICA INTERFEROMÉTRICA COM MÁSCARA DE FASE

Para um melhor arranjo é feita a junção das técnicas interferométrica e máscara de fase. Nesse primeiro arranjo [5, 33], o feixe UV é difratado pela máscara de fase em ordens $m = \pm 1$ e serão refletidos por dois espelhos, combinando sobre a fibra e formando ali um padrão de interferência, como é mostrado na Figura 11. Pode-se fazer o uso de uma lente cilíndrica para melhor focalização dos feixes UV.



Figura 11: Técnica Interferométrica com Máscara de Fase

Essa combinação (usualmente denominada interferômetro com máscara de fase), possui um avanço em relação às outras já apresentadas devido à possibilidade de variar o comprimento de onda de escrita variando o ângulo em que os feixes refletidos pelo espelho se interferem. Apresenta menor sensibilidade a flutuações no comprimento de onda do laser de escrita, o que permite registro de redes em exposições muito longas com melhor qualidade espectral.

Vários arranjos interferométricos são possíveis, no entanto o arranjo mais difundido é o conhecido como configuração de Talbot, que será descrita em maior detalhe no próximo capítulo e que foi utilizado na produção das redes de Bragg apresentadas neste trabalho.

2.6 CWDM (COARSE WAVELENGHT DIVISION MULTIPLEXING)

Na época em que a comunicação pessoal era feita via telefone já existia a necessidade de viabilizar um transporte maior de informações de um ponto ao outro. Nesse caso, a solução envolveu agrupar vários canais de voz transmitidos utilizando um único par de transmissores/receptores e, principalmente, propagando-se por um único meio de transmissão (um par de fios, na fase inicial). Isso se tornou possível devido às técnicas de **Multiplexação**.

Da mesma forma, para comunicação por fibras ópticas, que nas últimas décadas ganhou cada vez mais importância como meio de transmissão de alta capacidade, também é necessário o uso de técnicas de multiplexação para atender à demanda nos serviços de comunicação.

Dentre as técnicas de multiplexação utilizadas nos sistemas ópticos, as principais são as: Multiplexação por Divisão no Tempo (TDM) e a, Multiplexação por Divisão de Freqüência (FDM), já amplamente utilizadas nos primórdios dos sistemas clássicos de comunicação e implementadas nos sistemas ópticos desde os primeiros sistemas comerciais desse tipo.

Na década de 90 (quarta geração de sistemas de comunicações ópticas) foi introduzida em larga escala a técnica de Multiplexação por Divisão de Comprimento de Onda (WDM), com princípio análogo àquela de FDM, embora utilizando diferentes portadoras no domínio óptico. Para o caso TDM, diferentes canais são intercalados em janelas de dados no domínio do tempo [30].

Na FDM, os canais são espaçados no domínio da freqüência, os canais são transportados por uma onda portadora e as freqüências transportadas são bem mais espaçadas que a largura de banda de cada canal a fim de que não haja sobreposição entre eles [30].

A FDM é apropriada tanto para os sinais analógicos quanto digitais, é usado em transmissão de rádio e canais de televisão e rede de comunicação. Porém é importante salientar que ambos, TDM e FDM podem ser implementados tanto do domínio elétrico quanto óptico. A demanda por velocidades de transmissão cada vez maiores forçou os sistemas ópticos TDM até seu limite prático de 10 Gbit/s. Então, restavam duas alternativas, a instalação de novas fibras era uma delas, porém, o custo e o tempo de construção envolvidos tornavam-na impraticável na maioria dos casos.

A tecnologia WDM (*wavelength division multiplexing*), por outro lado, oferece o potencial de terabit/s com uma relação custo benefício excelente, sendo possível a sua implementação simultaneamente com uma nova rede ou ser utilizada para re-equiparar sistemas sobrecarregados já existentes [52].

A partir da década de 90 a técnica WDM provocou aumento brutal da capacidade de transmissão em sistemas ópticos. Nessa técnica são transmitidos sinais ópticos em diferentes comprimentos de onda, o qual é análogo a transmitir diferentes canais de rádio em diferentes freqüências através dos ar [30, 53]. Um canal WDM é um sinal viajando em um único comprimento de onda, sendo cada canal independente um do outro [54]. Uma vantagem adicional é o fato de que tais sistemas são compatíveis com amplificadores óticos de fibra dopada com Érbio (EDFA - *Erbium-Doped Fiber Amplifier*), permitindo que a taxa em um enlace seja aumentada apenas pela troca dos equipamentos terminais.

Existem hoje dois tipos de WDM multicanal com uma forte tendência para o uso em sistemas ópticos, um é chamado de DWDM (*dense wavelength division multiplexing*) mais

apropriado a enlaces de média e longa distância devido ao maior custo dos compentes e equipamentos e CWDM (*coarse wavelength division multiplexing*).

O DWDM despontou em 1995 e tem sido usado principalmente em redes de longa distância (terrestre e submarina). Caracteriza-se por utilizar uma separação entre canais pequena, usualmente de 0,8 nm e por situar todos seus canais na janela de operação do amplificador óptico EDFA [54].

Porém, a tecnologia DWDM se torna relativamente cara devido à necessária seleção dos componentes a serem utilizados e aos controles de temperatura e corrente dos lasers com realimentação distribuída (DFB - *Distributed Feedback*) usados nos sistemas, com resoluções nas regiões de mK e mA [29].

A tecnologia básica do CWDM tem sido utilizada desde a década 1980, incialmente conhecida como '**diplexing**' em sistemas ópticos, permitindo o uso em duas janelas de transmissão bastante separadas. Ainda existem em operação sistemas comerciais que usam um canal em 850 nm e outro em 1300 nm. Desenvolvimentos iniciais envolveram múltiplos comprimentos de onda com espaçamento de 25 nm na janela de 850 nm utilizando fibras multimodo para redes locais [54].

O mercado para aplicações CWDM a partir da metade dos anos 90 continuou a consistir de fibras multimodos para 850 nm em aplicações em LANs, auxiliado pelo laser tipo VCSEL (*Vertical Cavity Surface Emitting Laser*) e pela tecnologia de filtros de filmes finos, usados para reduzir o custo e aumentar a densidade de pacotes [55].

Já no final dos anos 1990, CWDM tornou-se um tema de interesse dentro do *Grupo de Estudos de Alta Velocidade IEEE 802.3*, para solucionar problemas de perda e dispersão em LAN 10 GbE, LAN Ethernet e algumas aplicações WAN 10xGbE [56, 57].



Na Figura 12 é apresentada a grade de comprimentos de onda especificados pela ITU.

Figura 12: Grade de comprimentos de onda especificados pela ITU

Para aplicações LAN 10 GbE, quatro comprimentos de onda nas janelas de 850 nm ou 1310 nm foram propostos de maneira a extender a vida das fibras multimodo já instaladas em prédios e campi universitários [58].

Assim como DWDM, CWDM utiliza mais comumente lasers do tipo DFB que têm a vantagem de ter uma banda estreita com modos laterais suprimidos, o que minimiza os efeitos da dispersão na fibra. Esses lasers não necessitam de refrigeração para aplicação CWDM, e também não precisam ser tão bem selecionados do lote de fabricação. Portanto, haverá desvio da freqüência com a temperatura porém, devido o espaçamento entre canais isto não se torna um problema na qualidade da transmissão e, principalmente, não provoca diafonia entre os diferentes canais.

A modulação é direta em corrente, limitando a taxa de transmissão em pouco mais de 2,5 Gbps e sua potência de saída é na faixa de 1 mW (0 dBm) [58]. Apesar das limitações, o uso de CWDM em vez de DWDM pode gerar uma economia de quase 50% nos custos de equipamentos para redes locais, onde o número de elementos é bastante elevado.

CAPÍTULO 3

METODOLOGIA

Toda produção das redes de Bragg bem como a leitura espectral durante a gravação foi realizada no Núcleo de Dispositivos Foto-refrativos (NUFORE), seguida pela caracterização de suas propriedades no Laboratório de Óptica e Opto-eletrônica (LOOP) na Universidade Tecnológica Federal do Paraná.

3.1 SISTEMA INTERFEROMÉTRICO EM 1300 nm

Apesar de já existir no NUFORE um sistema interferométrico (com máscara de fase) que grava redes de Bragg em ambas as janelas espectrais de 1500 nm e 1300 nm, o sistema apresenta uma limitação operacional devido ao curso disponível no posicionamento mecânico da fibra óptica a ser gravada. O curso do posicionador existente na montagem não é suficiente para mover as fibras ópticas rapidamente de uma janela para a outra, permitindo que a fibra óptica seja posicionada no foco para gravações tanto em 1550 nm quanto em 1300 nm. O reposicionamento mecânico do elemento de translação é necessário na troca de janela espectral, sendo ainda necessário refazer o alinhamento do curso e da posição do suporte da fibra.

Para evitar a montagem e desmontagem de peças mecânicas e posterior alinhamento, optouse por utilizar alguns componentes de reserva para a montagem de um interferômetro com distância focal ajustada para produção de redes apenas em 1300 nm.

O primeiro sistema possui vários graus de liberdade (translação / rotação) com alinhamento controlado por computador. Aproveitou-se do feixe que já existe em tal sistema para, mediante o desvio do feixe por meio de um espelho (realçado para UV), implementar um interferômetro com máscara de fase que basea-se no arranjo do interferômetro de Talbot modificado [59]. Neste sistema é ainda colocada uma lente cilíndrica de modo aumentar a intensidade óptica na linha focal onde o núcleo da fibra óptica é posicionado.

O esquema da montagem é mostrado na Figura 13:



Figura 13: Esquema Interferômetro com Máscara de Fase. A linha em cinza escuro mostra o caminho óptico.

A fonte de luz é um laser de Nd:YAG, mode-locked, Q-switched New Wave Research (mod. Tempest 20), com radiação UV em 266 nm, obtida através do dobramento (duas vezes) da freqüência emitida pelo laser (1064 nm). O feixe de luz passa por uma íris que tem sua abertura controlada em relação ao tipo de fibra utilizada nas gravações. Após a íris o feixe é desviado por dois espelhos de alumínio (diâmetro =25,4 mm, LINOS) chegando à máscara de fase (Ibsen-Período =890 nm), a qual difrata os feixes nas ordens $m = \pm 1$. A máscara de fase está montada sobre um goniômetro com $\pm 15^{\circ}$ de ajuste (Thorlabs, GNO5-M) e ponto virtual de 12,7 mm. Após a máscara os feixes difratados são recombinados através dos espelhos paralelos (diâmetro =24,5 mm, LINOS, recobertos para realce no UV) do interferômetro montados sobre estágio de rotação (Newport – URT80) com resolução de 1arc-min. Esses feixes ainda passam por uma lente cilíndrica com distância focal de (60 mm/ 30 mm) e enfim os feixes se recombinam sobre a fibra óptica. A Figura 14 mostra uma foto do interferômetro montado.



Figura 14: Foto do sistema interferométrico

3.2 SISTEMA DE LEITURA ESPECTRAL

A leitura durante todo o processo de gravação é realizada em tempo real. É utilizada uma fonte LED na faixa espectral de 1300 nm, com saída em fibra monomodo, para iluminação da rede. O sinal óptico emitido pelo LED(EPITAX-ETX 1300F -J-S com P_T de 60 μ W, λ_c 1300 nm @ 25°C, FWHM=60 nm / LED3S40-GO4FIBER P_T de 26,65 μ W, λ_c 1300 nm @ 25°C, FWHM=60 nm) passa por um acoplador direcional que permite iluminar o núcleo da fibra onde a rede está sendo gravada.

Após a luz passar pelo acoplador e iluminar a rede, esta é refletida e direcionada para um analisador de espectros ópticos (OSA). Este, permite a monitoração do espectro de reflexão e posteriormente os dados são transferidos para um computador. A partir do momento em que a rede é formada é possível determinar o espectro de reflexão e monitorar seu crescimento. Se for realizada a conexão entre a extremidade terminal da fibra óptica a qual está sendo gravada com o OSA, é possível também monitorar o espectro de transmissão da rede.

A saída do OSA é conectada a um computador, isto permite a monitoração de todo o processo de escrita da rede bem como o armazenamento de dados como comprimento de onda, refletividade, largura à meia altura, tempo de gravação, crescimento da rede. Ainda, para evitar que que ocorram perdas por reflexão na extremidade terminal da fibra óptica, é posto gel casador de índice de refração, caso contrário a medida pode ficar comprometida.

Abaixo é apresentado um diagrama esquemático do sistema de leitura partindo desde o sistema de gravação.



Figura 15: Esquema do sistema interferométrico e leitura

3.3 CARACTERIZAÇÕES DAS REDES PRODUZIDAS

As características de transmissão de certas redes podem ser afetadas principalmente pela saída de hidrogênio e processos de recozimento (*annealing*). O comprimento de onda de ressonância de todas as redes deslocam devido a difusão de hidrogênio molecular em fibras sensibilizadas em alta pressão.

Foram produzidas redes em três diferentes fibras, com alta dopagem de germânio (OS 1250/1500 – Fibercore), fotossensível (Nufern - GF1) e SMF(Furukawa). Com exceção da fibra fotossensível, todas foram hidrogenadas (100 atm, 20°C) para aumentar sua fotossensibilidade, essas fibras permanecem em uma atmosfera de hidrogênio por no mínimo duas semanas.

Após as gravações as fibras foram tratadas termicamente (90°C, 4h)[60, 61] de modo a remover hidrogênio molecular ainda presente, pois o hidrogênio que não se ligou pode causar alterações nas medidas de caracterização.

O sistema utilizado para caracterização em temperatura é mostrado a seguir na Figura 16:



Figura 16: Sistema caracterização em temperatura

A temperatura foi controlada na faixa de 10°C a 60°C para avaliação da sensibilidade térmica das redes. Fez-se o uso de um elemento *Peltier*, no qual era posicionada a FBG, sendo as aquisições de temperaturas fornecidas por um termopar (Minipa MT-520) em contato com o elemento *Peltier*. Após a rede estar bem posicionada é colocado em cima desta óleo mineral de modo a melhorar o acoplamento térmico e eliminar um pouco das trocas de calor com o ambiente. Três ciclos de medidas foram feitos (aquecendo e resfriando) acompanhando o espectro de reflexão através do OSA.

Para as caracterizações em deformação longitudinal foi utilizado um estágio de translação controlado por um motor (Micro-Controle – MF 04 CC) o qual está acoplado a um suporte o qual está fixado um relógio comparador analógico (MYTUTUYO 2046F), que mede a deformação da amostra, ΔL. Na Figura 17 apresenta-se um esquema do sistema de caracterização em deformação.



Figura 17: Sistema caracterização em deformação

A fibra foi posicionada de maneira a fazer com que a FBG esteja entre os pontos de colagem, no suporte fixo e no carro do motor. A distância entre esses pontos determinará o comprimento inicial, L_0 . Os resultados quanto a sensibilidade à deformação foram obtidos para variações de 0 a 2000 µ ϵ em todas as FBGs.

Assim como para temperatura foram feitos três ciclos de medidas (tensionando e relaxando) e acompanhando o espectro de reflexão através do OSA.

CAPÍTULO 4

RESULTADOS E DISCUSSÃO

A Figura 18 mostra o espectro da primeira rede gravada com o sistema apresentado. Essa FBG, foi escrita em fibra com alta dopagem de germânio hidrogenada (100 atm, 20°C), o comprimento de onda de pico é de 1311,42 nm com um pico de refletividade em torno de 22 dB e largura de banda (FHWM) 0,36 nm.

Apesar de ser uma das primeiras FBGs gravadas, essa rede possui uma boa qualidade espectral com um lóbulo lateral -15 dB abaixo do principal. Os demais lóbulos se apresentam de forma simétrica, podendo-se afirmar que obteve-se um bom desempenho do sistema interferométrico.



Figura 18: Espectro FBG em 1300 nm para fibra com alta dopagem de germânio.

4.1 FBG PRODUZIDAS EM FIBRA COM ALTA DOPAGEM DE GERMÂNIO HIDROGENADAS

Quanto às caracterizações em deformação e temperatura optou-se primeiramente comparar FBGs produzidas em 1550 nm, gravadas com o sistema já existente, com as FBGs em 1300 nm gravadas no novo arranjo, sendo estas gravadas em fibras com alta dopagem de germânio (OS 1250/1500 – Fibercore). Na Figura 19(a) e 19(b), são apresentados os gráficos referentes às caracterizações em deformação e temperatura respectivamente.



Figura 19: (a) deslocamento do comprimento de onda $\Delta\lambda$ (nm) versus deformação ($\mu\epsilon$), (b) deslocamento do comprimento de onda $\Delta\lambda$ (nm) versus temperatura (°C) para FBGs gravadas em fibra com alta dopagem de germânio hidrogenadas.

Pode-se ver nas Figuras 19(a) e 19(b) que o comportamento das FBGs gravadas é linear em relação as variações de deformação e temperatura. Os coeficientes relacionados à deformação e temperatura para FBG na faixa de 1300 nm são de (0,819 pm/ $\mu\epsilon \pm 0,005$) e (7,39 pm/ $^{\circ}C \pm 0,04$) respectivamente. Quanto aos coeficientes para FBG na faixa de1550 nm tem-se (0,955 pm/ $\mu\epsilon \pm 0,007$) e (10,02 pm/ $^{\circ}C \pm 0,05$). As barras de erros plotadas levam em conta a média dos três ciclos de medidas e os seus respectivos desvios padrões.

4.2 FBGs PRODUZIDAS EM FIBRA SMF PADRÃO

Para melhor aproveitamento do sistema montado foram gravadas FBGs em diferentes comprimentos de onda (1322,38 nm; 1349,8 nm; 1290,78 nm), mediante ajuste manual da posição dos espelhos do interferômetro, em fibra padrão de telecomunicações SMF hidrogenadas. Essas por sua vez foram monitoradas durante o processo de escrita e durante 18 dias seguintes quanto à difusão de hidrogênio molecular da fibra.

É mostrado na Figura 20(a) a evolução típica da resposta espectral em reflexão em função do tempo de uma das FBGs produzidas em comprimento de onda distinto (1290,78 nm). Devido ao comportamento semelhante apresentado pelas demais redes, é mostrado apenas um dos resultados.

Como se pode ver, há aumento da refletividade em função do tempo de exposição da fibra ao padrão de luz UV. Apesar de a FBG apresentar ainda uma tendência de crescimento, especificamente para essas FGBs optou-se por interromper a gravação ainda durante a fase de crescimento do nível de reflexão de forma a evitar a saturação da mesma, o que pode causar um maior alargamento do espectro da rede.



Figura 20: Gráficos resultantes do crescimento de uma rede de Bragg gravada pelo sistema interferométrico (a) refletividade em função do tempo de gravação, (b) espectro da rede gravada em fibra SMF hidrogenada.

Os gráficos mostrados nas Figuras 21 (a,b,c) mostram os resultados para a monitoração do comprimento de onda de pico em função do tempo após o término da gravação, permitindo observar efeito da difusão de hidrogênio molecular para fora da fibra óptica.



Figura 21: Gráficos da variação do comprimento de onda de pico das FBG por efeito da difusão de hidrogênio molecular para fora da fibra, comprimento de onda (nm) versus tempo (dias) para três redes: (a) 1290.78 nm, (b) 1322.38 nm, (c) 1349.2 nm

Como é visto, com a difusão de hidrogênio para fora da fibra ocorre um deslocamento do comprimento de onda para valores menores do que o obtido na gravação. A variação no

comprimento de onda é de aproximadamente 1,04 nm para as redes caracterizadas pelos gráficos nas Figura 20(a) e 20(c) e de 0,94 nm para aquela na Figura 20(b). Experimentos de outros grupos ligados à difusão de hidrogênio para fora da fibra apontam uma variação de 1 nm em um período de 30 dias [5]. Dessa forma, os resultados aqui obtidos estão condizentes com os encontrados na literatura.

Para melhor visualização dessa variação é apresentada a seguir uma tabela dos valores obtidos quanto a difusão de hidrogênio.

Dias	Comprimento de Onda (nm)		
	Rede 1	Rede 2	Rede 3
0	1290,78	1322,38	1349,8
3	1290,48	1321,97	1349,18
6	1290,17	1321,77	1349,00
9	1289,98	1321,62	1348,84
12	1289,85	1321,53	1348,83
15	1289,81	1321,45	1348,82
18	1289,74	1321,44	1348,76

Tabela 1: Difusão de hidrogênio molecular para fora da fibra

Este mesmo processo de difusão pode ser feito de forma mais rápida, submetendo as redes gravadas a tratamento térmico. Na Tabela 2 apresenta-se resultados para as redes referentes à Figura 19. As redes foram colocadas em um forno a uma temperatura de 90°C por um intervalo de tempo de 4 horas.

	Comprimento de Onda (nm)		
	Rede 1	Rede 2	
Gravação	1314,6	1550,6	

1313,6

1549,4

Tabela 2: Difusão de hidrogênio molecular através de tratamento térmico

A tabela de resultados mostra também uma variação do comprimento de onda para valores menores do que o obtido na gravação onde as variações são: para Rede 1 de 0,8 nm e para Rede 2 de 1,2 nm.

4 h + resfriamento

Após a monitoração descrita nos parágrafos anteriores, as FBGs cujo espectro é mostrado na Figura 21 foram caracterizadas em relação a sua sensibilidade à deformação e temperatura. Na Figura 22(a) e 22(b) são mostrados os resultados obtidos.



Figura 22: (a) deslocamento do comprimento de onda $\Delta\lambda$ (nm) versus deformação ($\mu\epsilon$), (b) deslocamento do comprimento de onda $\Delta\lambda$ (nm) versus temperatura (°C) para FBGs gravadas em diferentes comprimentos de onda em fibra SMF.

Novamente observa-se o comportamento linear para ambas caracterizações. A Tabela 3 mostra os coeficientes de sensibilidade à deformação e à temperatura obtidos pelo ajuste linear aos dados experimentais, respectivamente.

Comprimento de Onda (nm)	Coeficiente de Sensibilidade à Deformação (pm/με)	Coeficiente de Sensibilidade à Temperatura (pm/ºC)	
1290,78	$0,82 \pm 0,01$	6,6 ± 0,1	
1322,38	0,811 ± 0,003	5,3 ± 0,1	
1349,80	0,83±0,01	8,3 ± 0,1	

Tabela 3: Coeficientes deformação e temperatura para FBGs em diferente comprimentos de onda.

Como é mostrado não há grande variação dos coeficientes de sensibilidade à deformação para as FBGs analisadas. Porém, quanto aos coeficientes para temperatura a diferença é bastante significativa ao considerar que a diferença espectral entre as redes apresentadas não é muito elevada (~60 nm), variando 3 pm/°C entre o valor mais baixo de uma FBG e o mais alto para outra. Não foi possível, no âmbito desta dissertação, verificar esse comportamento para um maior número de redes gravadas com a mesma fibra e com o mesmo processo, para eliminar possíveis erros no processo de medição.

4.3 FBG PRODUZIDA EM FIBRA FOTOSSENSÍVEL

Para obter mais resultados em relação aos tipos de fibras utilizadas e seus respectivos coeficientes de deformação e temperatura, foram gravadas FBGs em fibra fotosensível (Nufern-GF1) em comprimentos de onda nas bandas espectrais de 1300 nm e 1550 nm.

A Figura 23 mostra o espectro típico para essa gravação com o pico de reflexão em 1309,99 nm, e largura espectral a meia altura de 0,98 nm.



Os gráficos nas Figuras 23 (a,b) mostram o resultado da caracterização de duas dessas redes. Nesse experimento a caracterização foi realizada (dias, meses...) após a gravação. Pelo fato de não ter sido utilizada hidrogenação, não ocorre variação do comprimento de onda devido à difusão de hidrogênio.

Os coeficientes de sensibilidade obtidos para a FBG gravada em 1309,99 nm para deformação e temperatura são (0,81 pm/ $\mu\epsilon \pm 0,01$) e (8,40 pm/ $^{\circ}C \pm 0,01$) respectivamente. Para a FBG em 1534,2 nm tem-se (0,897 pm/ $\mu\epsilon \pm 0,003$) e (9,77 pm/ $^{\circ}C \pm 0,06$), respectivamente.

Como se pode ver, para 1300 nm as FBGs gravadas em fibra fotossensível têm sensibilidade à deformação semelhante àquele dos demais tipos de fibra estudados e, para a sensibilidade à temperatura, o valor foi aproximadamente o mesmo obtido para a rede gravada em 1349,8 nm em fibra SMF. No caso das redes em 1550 nm, os valores obtidos são semelhantes para os dois tipos de fibra e àqueles reportados em outros trabalhos [5].



Figura 24: (a) deslocamento do comprimento de onda $\Delta\lambda$ (nm) versus deformação ($\mu\epsilon$), (b) deslocamento do comprimento de onda $\Delta\lambda$ (nm) versus temperatura (°C) para FBG gravada em em fibra fotossensível.

Para obtenção de uma FBG com largura de banda espectral mais estreita foi feita a gravação dessa por meio de deslocamento do feixe de escrita, aumentando o comprimento efetivo da rede e assim diminuindo a largura espectral.

Abaixo é apresentado o espectro típico da FBG gravada com essa característica nas temperaturas de 10°C e 60°C. Essa tem seu pico de reflexão em 1324,24 nm, com largura espectral a meia altura de 0,25 nm.



telecomunicações com deslocamento do feixe de escrita.

Os gráficos nas Figuras 24 (a,b) mostram os resultados das caracterizações à temperatura e deformação para uma rede assim registrada.



Figura 26: (a) deslocamento do comprimento de onda $\Delta\lambda$ (nm) versus deformação ($\mu\epsilon$), (b) deslocamento do comprimento de onda $\Delta\lambda$ (nm) versus temperatura (°C) para FBG gravada com deslocamento do feixe de escrita em fibra SMF.

Aquela FBG tem comprimento de onda central em 1324,24 nm e seus coeficientes de sensibilidade à deformação e temperatura são $(0,781 \text{ pm/}\mu\epsilon \pm 0,004)$ e $(9,0 \text{ pm/}^{\circ}\text{C} \pm 0,1)$, respectivamente. Como o coeficiente de sensibilidade à temperatura se aproximou mais dos valores encontrados na literatura, é possível que nesse caso particular isto se deva a melhor determinação do

comprimento de onda de pico pelo fato da FBG ser mais estreita, diminuindo o erro no procedimento.

4.5 FBG PRODUZIDA COM TÉCNICA MÁSCARA DE FASE DIRETA

Redes com *chirp* (gorgeio) podem ser utilizadas, por exemplo, em dispositivos compensadores de dispersão para comunicação por fibra ótica. Uma vez que existem máscaras de fase com *chirp* no laboratório, estas foram utilizadas para a gravação de FBG com *chirp*, utilizando neste caso a montagem de iluminação direta sob a máscara de fase [62] (sec. 2.5.2). A máscara de fase utilizada nesses experimentos tem um período central de 897,5 nm, taxa de gorgeio de 10 nm/cm (Ibsen). Foi utilizada a fibra fotossensível de procedência Nufern- GF1.

Segue-se na Figura 27 o espectro da FBG gravada com *chirp* onde apresenta o seu pico de reflexão de 1306,69 nm e largura espectral a meia altura de 1,3 nm.



Abaixo são mostrados os gráficos das caracterizações à deformação e temperatura para uma das redes produzidas, Figuras 25 (a,b).



Figura 28: (a) deslocamento do comprimento de onda $\Delta\lambda$ (nm) versus deformação ($\mu\epsilon$), (b) deslocamento do comprimento de onda $\Delta\lambda$ (nm) versus temperatura (°C) para FBG com chirp gravada em fibra fotossensível.

Essa rede tem os seguinte valores para os coeficientes de sensibilidade à deformação e temperatura: $(0,83 \text{pm/}\mu\epsilon \pm 0,01)$ e $(9,25 \text{pm/}^{\circ}\text{C} \pm 0,04)$, respectivamente, que se encontram dentro da faixa dos valores obtidos com as outras fibras utilizadas.

4.6 SUMÁRIO DOS RESULTADOS

Para melhor visualização apresentam-se na Tabela 3 os resultados obtidos para os diversos coeficientes de sensibilidade para as diferentes fibras utilizadas para gravar redes de Bragg em comprimentos de onda na faixa espectral de 1300 nm.

Fibra óptica	Comprimento de Onda (nm)	Sensibilidade à Deformação (pm/με)	Sensibilidade à Temperatura (pm/ºC)
Alta dopagem de germânio hidrogenada.	1315,6 (1)	0,819 ± 0,005	$7,39 \pm 0,04$
SMF hidrogenada	1290,78 (1) 1322,38 (1) 1349,80 (1) 1324,24 (2)	$0,82 \pm 0,01 \\ 0,811 \pm 0,003 \\ 0,83 \pm 0,01 \\ 0,781 \pm 0,004$	$6,6 \pm 0,1$ $5,3 \pm 0,1$ $8,3 \pm 0,1$ $9,0 \pm 0,1$
Fotossensível	1309,99 (1) 1306,69 (3)	$0,81 \pm 0,01 \\ 0,83 \pm 0,01$	$8,40 \pm 0,01$ $9,25 \pm 0,04$

Tabela 4: Coeficientes comparados para os diferentes tipo de fibra com FBGs gravadas em 1300 nm: (1) Redes gravadas com interferômero de máscara de fase (período uniforme) e feixe estacionário, (2) idem, deslocamento do feixe, (3) rede gravada com iluminação direta sob a máscara de fase (com gorgeio)

Como anteriormente mencionado, os coeficientes para sensibilidade à deformação não apresentam grandes variações mesmo para FBGs gravadas em diferentes tipos de fibras. Porém, para temperatura, há uma diferença significativa entre os respectivos coeficientes. Não se pode atribuir uma razão específica para essa dispersão com base nos resultados obtidos nesta dissertação porém, verifica-se que a maioria das redes apresenta valores na faixa entre 8 e 9 pm/ C, que são próximos aquele esperado com base nos resultados derivados da literatura. Há sempre possibilidade de que tenham ocorrido erros sistemáticos (não identificados até o momento) nos procedimentos da caracterização para as redes nas duas primeiras linhas da tabela acima. Pode também, ocorrer que diferenças no padrão de iluminação UV, causadas pelo processo de ajuste dos espelhos e focalização, bem como diferenças no resultado final do processo de hidrogenação, tenham provocado a gravação das redes sob diferentes regimes, o que resulta em diferentes coeficientes de sensibilidade.

CAPÍTULO 5

CONCLUSÃO

Foram produzidas redes de Bragg em 1300 nm (banda-O). Para a escrita dessas redes foi montado um interferômetro com alinhamento manual que grava apenas nessa janela espectral. A vantagem desse sistema está na flexibilidade, reprodutibilidade e redução de custos em relação aos posicionadores motorizados.

O interferômetro apresentou bom desempenho quanto a largura de banda e refletividade das redes gravadas, como mostra por exemplo, a Figura 18, onde tem-se uma rede com largura de banda de 0,36 nm e refletividade de aproximadamente 22 dB.

Quanto a reprodutibilidade, redes estudadas mostram uma diferença entre 0,5 nm a 0,2 nm para redes gravadas em dias diferentes com o mesmo alinhamento. Pode-se ainda produzir redes em diferentes comprimentos de onda com ma variação de aproximadamente 9 nm.

Devido à baixa resolução dos estágios de rotação aonde se situam os espelhos, optou-se por mantê-los em uma posição fixa e movimentar apenas o estágio de translação, onde posiciona-se o suporte da fibra óptica a ser gravada. Assim, para gravações em comprimentos de onda diferentes, são feitos pequenos ajustes dos ângulos dos espelhos (ajustes finos), isso garante maior reprodutibilidade das redes e facilidade no alinhamento óptico.

Foram apresentados resultados para FBGs gravadas em diferentes tipos de fibra. Isso se torna importante para uma melhor análise do comportamento dessas redes gravadas em face a mudança das características das várias fibras ópticas.

Mostrou-se que é possível obter redes com largura de banda mais estreita deslocando o feixe de escrita como mostra a Figura 25. Vê-se também que trocando a máscara de fase por uma máscara com *chirp* é possível produzir redes com essas características, que são de grande importância como dispositivos compensadores de dispersão.

Os resultados obtidos para os coeficientes de sensibilidade à deformação e temperatura são compatíveis aos encontrados na literatura. Com exceção às FBGs indicadas na Tabela 2, observouse pequenas variações dos coeficientes de sensibilidade à deformação para os diferentes tipos de fibras ópticas utilizadas.

Em relação ao coeficiente de sensibilidade à temperatura os resultados mostram uma variação um pouco maior do que se era esperado. As razões que provocaram tal efeito observado são desconhecidas.

Contudo, os resultados apresentam a viabilidade de se aplicar essas FBGs em aplicações típicas, dentre as quais estão os dispositivos para sistemas CWDM operando nessa janela espectral.

5.1 TRABALHOS FUTUROS

Algumas sugestões podem ser feitas de modo a melhorar o sistema de gravação, tornando o processo de alinhamento mais rápido como, por exemplo, a troca dos estágios de rotação onde se posicionam os espelhos por peças com maior sensibilidade e resolução angular. Essa alternativa permitirá uma maior facilidade no alinhamento dos espelhos e melhor controle sobre o comprimento de onda onde deve ser gravada a rede. Esse melhor controle também permite que a máscara de fase seja trocada por outras, para gravar redes com *chirp* (gorgeio) ou em diferentes bandas espectrais, por exemplo. Recentemente o NUFORE adquiriu uma máscara de fase com período que permite registrar redes na região de 650-800 nm, esta aquisição facilitará a gravação de redes na região do visível e infra-vermelho próximo onde eventuais componentes optoeletrônicos para fontes (LED) e detectores (Si-PIN) tem maior disponibilidade e custo reduzido.

A produção de redes na banda O deve ser ainda melhor explorada utilizando as técnicas já existentes no NUFORE para produção de redes ultra-largas (~10nm) que são mais apropriadas para a montagem de dispositivos para sistemas CWDM, baseados em filtros espectrais, tal como um multiplexador add-drop óptico [26].

Outro tema importante seria o estudo dessas FBGs para sistemas utilizando amplificadores Raman, que provavelmente serão utilizados para amplificação de sinais em redes CWDM (particularmente aquelas com divisão passiva de sinal) devido à ausência de amplificadores práticos de fibra dopada na região da banda O.

TRABALHO RESULTANTE DESTA DISSERTAÇÃO

TRABALHO COMPLETO EM ANAIS DE EVENTO

INÁCIO, P. L, KÜLLER, F., SILVA, J. C. C., POHL, A. A. P., KALINOWSKI, H. J., "Production of Fibre Bragg Gratings at 1300 nm with a Phase-Mask Interferometer", Proceedings of 6th Conference of Telecommunications – ConfTele, Aveiro, Portugal, pp.541-543, 2007.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

[1] HAAS, W, "Technological Evolution in Transmission Systems" **Electrical Communications**, v.52(4):pp.283-288, 1977.

[2] PAYNE, D. A, GAMBING, W. A. "Zero Material Dispersion in Optical Fibers", Electronics Letters. v.11(4):pp.176-178, 1975.

[3] RIBEIRO, J. A. J., "Comunicações Ópticas": Érica LTDA, 1996.

[4] HILL, K. O., MALO, B., BILODEAU, F., JOHNSON, D. C., "Photosensitivity in Optical Fibers" Annual. **Review Matter Science**, v.23, pp.125-157, 1993.

[5] OTHONOS, A. and KALLI, G., "Fiber Bragg Gratings", Norwork: Artech House, 1999.

[6] ARAÚJO, F. M. M, "Redes de Bragg em Fibra Óptica" **Departamento de Física Faculdade de Ciências da universidade do Porto**, 1999.

[7] LAM, D. K. W. and GARSIDE, B. K., "Characterization of Single-mode Optical Fibre Filters", **Applied Optics**, v.20, pp.440-445, 1981.

[8] HILL, K. O. and MELTZ, G., "Fiber Bragg grating Technology Fundamentals and Overview", **Journal of Lightwave Technology.** v.15, pp.1263-1276, 1997.

[9] MELTZ, G., MOREY,W. W. and W. GLENN, H., "Formation of Bragg Gratings in Optical Fibers by Transverse Holographic Method", **Optics Letters.**, v.14, pp.823-825, 1989.

[10] STONE, J. "Photorefractivity in GeO₂ Doped Silica Fibers", Journal of Applied Physics, v.62, pp.4371-4374, 1987.

[11] LEMAIRE, P. J., ATKINS, R. M., MIZRAHI, V., W. REED, A., "High Pressure H₂ Loading as a Technique for Achieving Ultraviolet Sensitivity in GeO₂ Doped Optical Fibres", **Electronics** Letters, v.29,pp.1191-1193, 1993.

[12] BILODEAU, F., MALO, B., ALBERT, J., JOHNSON, D. C., HILL, K. O., HIBINO, Y., ABE, M. and KAWACHI, M., "Photosensitization of Optical Fiber and silica-on-silicon/silica Waveguides" **Optics Letters**., v.18, pp.953-955, 1993.

[13] HILL, K. O., BILODEAU, F., MALO, B. and JOHNSON, D. C., "Birefringent Photosensitivity in Monomode Optical Fiber: Aplication to the External Writing of Rocking Filters", **Electronics Letters**, v.27, pp.1548-1550, 1991.

[14] VENGSARKAR, A. M., LEMAIRE, P. J., JUDKINS, J. B., BATHIA, V., ERDOGAN, T. and SIPE, J. E. "Long-Period Fiber Grating as Band-Rejection Filters", Journal of Lightwave Technology, v.14, 1996.

[15] VENGSARKAR, A. M., PEDRAZZANI, J. R., JUDKINS, J. B., LEMAIRE, P. J., BERGANO, N. S., and DAVIDSON, C. R., "Long-Period Fiber Grating-Based Gain Equalizers", **Optics Letters**, v.21, pp.336-338, 1996.

[16] WYSOCKI, P. F., JUDKINS, J. B., ESPINDOLA, R. P., ANDREJCO, M., VENGSARKAR, A. M., "Broad-Band Erbium-Doped Fiber Amplifier Flattened Beyond 40nm Using Long-Period Grating Filter", **IEEE Photonics Technology Letters**, v.9, pp.1343-1345, 1997.

[17] BATHIA, V. and VENGSARKAR, A. M. "Optical Fiber Long-Period Grating Sensors", **Optics Letters**, v.21, pp.692-694, 1996.

[18] GILES, C. R., "Lightwave Applications of Fiber Bragg Gratings" Journal of Lightwave Technology, v.15, pp. 1391-1404, 1997.

[19] CAMPBELL, R. J., ARMITAGE, J. R., SHERLOCK, G., WILLIAMS, D. L., PAYNE, R., ROBERTSON, M. and WYATT, R., "Wavelength Stable Uncooled Fiber Grating Semiconductor Laser For Use In All Optical WDM Access Network", **Electronics Letters**, v. 32, pp. 119-120, 1996.

[20] ALLAIN, J. Y., J BAYON, F., MONEIRE, M., BERNAGE P., NYAI, P., "Yterbium-Doped Silica Fibre Laser With Intracore Bragg Gratings Operating at 1.02 μm", **Electronics Letters**, v. 29, pp. 309-310, 1993.

[21] WANG, Y. "Fibre Grating Used In Erbium Fibre Amplifier For Simultaneous Pump Wavelength Pulling And Power Reciclyng", **Electronics Letters**, v. 31, pp. 1146-1147, 1995.

[22] DUNG, J. Chi, C. S. and WEN, S., "Gain Flattening Of Erbium-Doped Fibre Amplifier Using fFbre Bragg Gratings", **Electronics Letters**, v. 34, pp. 555-556, 1998.

[23] OULLETTE, F. "Dispersion cancellation using linearly chirped Bragg grating filters in optical waveguides" **Optics Letters**, v. 12, pp. 847-849, 1987.

[24] CULLEN, T. J., ROURKE, H. N., CHEW, C. P., BAKER, S. R., BRICHENO, T., BYRON, K. C. and FIELDING, A., "Compact All-Fibre Wavelength Drop And Insert Filter", **Electronics Letters**, v. 30, pp. 2160-2162, 1994.

[25] BILODEAU, F., JOHNSON, D. C., THÉRIAULT, S., MALO, B., ALBERT, J. and HILL, K. O. "An All-Fiber Dense-Wavelenght-Division Multiplexer/Demultiplexer Using Photoimprinted Bragg Gratings", **IEEE Photonics Technology Letters**, v. 7, pp. 388-390, 1995.

[26] NEVES Jr, P. T., COSMO, P. V., KULLER, F., POHL, A. A P., KALINOWSKI, H. P., FABRIS, J. L., "4-Channel Reconfigurable CWDM OADM Based on FBG Gratings", 6th Conference on Telecommunications, Peniche, Portugal pp. 173-176, 2007.

[27] THIELE, H. J., NELSON, L. E., DAS, S. K., "Capacity- Enhanced Coarse WDM Transmission Using 10 Gbit/s Sourse and DWDM Overlay", **Electronics Letters** v.39, pp. 1264-1266, 2003.

[28] ITU- T G 642.2, "Spectral Grids for WDM Applications CWDM Wavelength Grid", June 02 draft. J.

[29] WHITE, I. H., PENTY, R., HANKEY, V. J., WILLIAMS, K. A., ROBERTS, G. F., "Optical Local Area Networking using CWDM", **Proceedings. SPITCOM**, 2003 – intel – research.net.

[30] AGRAWAL, G. P. "Fiber Optics Communication Systems": John Wiley & Sons, 1997.

[31] ZANGUER, H. "Fibre Optics Communication and Other Applications": Macmillan Punlishing Company, 1991.

[32] KAINO, T. "Polymer Optical Fibers", in Polymers for Lightwave and Integrated Optics. Dekker of graded index plastic optical fiber in telecommunication, IEICE Transactions on Electronics, v. E-80-C, 117-122 (1997).

[33] KASHIAP, R., "Fiber Bragg Gratings", San Diego: Academic Press, 1999.

[34] SILVA Júnior, D. N., "Fibras Ópticas", Érica Editora LTDA, 1990.

[35] REZENDE, S. M. A., "Física de Materiais e Dispositivos Eletrônicos", Editora da Universidade de Pernambuco, 1996.

[36] CHERIN, A.H. "An Introduction to Optical Fibers", Atlanta: Bell Telephone Laboratories, 1983.

[37] OTHONOS. A, "Fiber Bragg Gratings", **Review Sciences Instrument**, v.68, pp. 4309-4241, 1997.

[38] RUSSEL, P. St, J., POYNTZ-WHRIGHT, L. J, and HAND, D. P., Proc. SPIE 1373, 126, 1990.

[39] MALO, B., ALBERT, J., JOHNSON, D. C., BILODEAU, F. and HILL, K. O., "Elimination of Photoinduced Absorption in Ge-doped Silica Fibres by Annealing of Ultraviolet Color Centers", **Electronics Letters**. v.28, pp.1598-1599, 1992.

[40] HAND, D. P, and RUSSEL, P. St, J., "Photoinduced Refractive-Index Changes in Germanosilicate Fibers", **Optics Letters**. v. 15, pp.102-104, 1990.

[41] BERNARDINI, J. P., and LAWANDY, N. M., Optics Communications. v.74, pp.194, 1990.

[42] FIORI, C., and DEVINE, R. A. B., Materials Research Society. Symposium Proceedings 61, pp.187, 1986.

[43] SCEATS, M. G., and POOLE, S. B., Australian Conference. Optical Fibre Technology. pp.302, 1991.

[44] BEALES, K. J., COOPER, D. M., and RUSH, J. D., "Increase Attenuation in Optical Fibres Caused by Diffusion of Molecular Hydrogen at Room Temperature"., **Electronics Letters**. v.19, pp. 917-919, 1983.

[45] LEMAIRE, P. J., and ERDOGAN, T., "Hydrogen-Enhanced UV Photosensitivity of Optical Fibers: Mechanisms and Reliability", **Proceedings. OSA Topical Meeting on Photosensitivity and Quadratic Nonlinearity in Glass Waveguides**, pp. 78, 1995.

[46] WILLIAMS, D. L., AINSLIE, B. J., ARMITAGE, R., KASHYAP, R. CAMPBELL, R., "Enhanced UV Photosensitivity in Boron Codoped Germanosilicate Fibres", **IEEE, Electronics** Letters, v. 29, pp.45-47, 1993.

[47] AGRAWAL., G. P, "Applications of Nonlinear Fiber Optic", Academic Press, 2001.

[48] BORN, M. and WOFF, E., "Principles of Optics", 7th ed, Cambridge University Press, New York, 1999.

[49] ERDOGAN, T., "Fiber Grating Spectra", Journal of Lightwave Technology, vol.15, pp. 1277-1294, 1997.

[50] KERSEY, A. D., DAVIS, M. A., PATRICK, H. J., LEBLANC, M., KOO, K. P, ASKINS, C. G., PUTNAM, M. A., and FRIEBELE, E. J., "Fiber Grating Sensors", Journal of Lightwave Technology, v.15, pp. 1442-1463, 1997.

[51] MOREY, W. W., MELTZ, G., and GLEN, W. H., "Fiber Optic Bragg " **Proceedings of SPIE**, pp. 1169, 98-107, 1989.

[52] BARCELOS, S. "DWDM & CWDM – Alternativas Revolucionárias para Reduzir Custos em Investimentos de Redes Ópticas", Fiber Work **Optics Communications**

[53] SLETTENG, R., "Wavelength Division Multiplexing – an Overview" Network Electronics ASA.

[54] MILLER, M., LEWIS, N., RAVITA, J., WINFREY, R., PAGE, M., LEWIS, W., "A Four Channel Bi-Directional Data Link Using Division Multiplexing", **Proceedings 9th International Fiber Optic Communication and Local Area Networks Exposition**, San Francisco USA, pp.107-111, 1985.

[55] ORTIZ, G. G. et al, "Monolithic Multiple-Wavelength Vertical-Cavity Surface-Emitting laser Arrays by Surface-Controlled MOCVD Growth Rate Enhancement and Reduction", **IEEE Photonics Technology Letters**, vol.9, pp.1069, 1997.

[56] CHITICA, N., DALEIDEN, J., STRASSNER, M., STREUBAL, K., "Monolithic InP-Based Tunable Filter with 10nm Bandwidth for Optical Data Interconnects in the 1550nm Band", **IEEE Photonics Technology Letters**, vol.11, pp.584, 1999.

[57] ARNAUD, W. St., "1310nm vs 1550nm Window for 10GbE", **IEEE 10G Study Group**, 1999, <u>http://grouper.ieee.org/groups/802/3/10G_study/email/msg00022.html</u>.

[58] TUTORIAL RBN, "Characteristics of CWDM: Roots, Current Status and Futures Opportunities", **Redfern Broadband Network Inc.**, 2002.

[59] DYER, P.E. FARLEY, R.J. and GIEDL, R., "Analysis of a 0/1 order Talbot Interferometer for 193 nm Laser Grating Formation," **Optics Communication**, v.129, pp. 98-108, 1996.

[60] TRIQUES, A. L. C., BARBOSA, C. L., VALENTE, L. C. G., BRAGA, A. M. B., CAZO, R. M., FERREIRA, L. S., RABELO, R. C., "Thermal Treatment of Fiber Bragg Gratings for Sensing and Telecommunication Applications", **Proceedings of IMOC**, v.2, pp.883-886, 2003.

54

[61] LIMA, M. J. N, NOGUEIRA, R. N., SILVA, J. C. C., TEIXEIRA, ^a L. J., ANDRÉ, P. S. B., ROCHA, J. R. F., KALINOWSKI, H. J., and PINTO, J. L., "Comparison of Temperature Dependence of Different Types of Bragg Gratings", **Microwave and Optical Technology Letters**, v.45, pp.305-307, 2005.

[62] KLEMBA, F. "Sensores Óticos a Fibra Aplicados à Área de Petróleo", Universidade Tecnológica Federal do Paraná, 2005.

RESUMO:

Este trabalho tem por objetivo mostrar a produção de redes de Bragg na faixa de 1300 nm, sendo essas escritas em diferentes tipos de fibras e comprimentos de onda de Bragg. Para isso, foi construído um interferômetro com máscara de fase para gravar especificamente naquela faixa de comprimento de onda, com alinhamento feito manualmente. São apresentados resultados da produção de redes de Bragg usando o interferômetro e também algumas gravadas por iluminação direta sob a máscara de fase. As redes obtidas foram caracterizadas em função dos coeficientes de sensibilidade à deformação e temperatura. Apesar do sistema ter todo seu alinhamento manual, os resultados apresentados mostram-se similares aos encontrados por redes gravadas em interferômetros controlados por computador.

PALAVRAS-CHAVE:

Fibra óptica, redes de Bragg, interferômetro, CWDM.

ÁREA/SUB-ÁREA DE CONHECIMENTO:

3.04.00.00-7 Engenharia Elétrica.

3.04.06.01-3 Teoria Eletromagnética, Microondas, Propagação de Ondas, Antenas.

3.04.06.00-5 Telecomunicações.

2008

Nº 467
Livros Grátis

(<u>http://www.livrosgratis.com.br</u>)

Milhares de Livros para Download:

Baixar livros de Administração Baixar livros de Agronomia Baixar livros de Arquitetura Baixar livros de Artes Baixar livros de Astronomia Baixar livros de Biologia Geral Baixar livros de Ciência da Computação Baixar livros de Ciência da Informação Baixar livros de Ciência Política Baixar livros de Ciências da Saúde Baixar livros de Comunicação Baixar livros do Conselho Nacional de Educação - CNE Baixar livros de Defesa civil Baixar livros de Direito Baixar livros de Direitos humanos Baixar livros de Economia Baixar livros de Economia Doméstica Baixar livros de Educação Baixar livros de Educação - Trânsito Baixar livros de Educação Física Baixar livros de Engenharia Aeroespacial Baixar livros de Farmácia Baixar livros de Filosofia Baixar livros de Física Baixar livros de Geociências Baixar livros de Geografia Baixar livros de História Baixar livros de Línguas

Baixar livros de Literatura Baixar livros de Literatura de Cordel Baixar livros de Literatura Infantil Baixar livros de Matemática Baixar livros de Medicina Baixar livros de Medicina Veterinária Baixar livros de Meio Ambiente Baixar livros de Meteorologia Baixar Monografias e TCC Baixar livros Multidisciplinar Baixar livros de Música Baixar livros de Psicologia Baixar livros de Química Baixar livros de Saúde Coletiva Baixar livros de Servico Social Baixar livros de Sociologia Baixar livros de Teologia Baixar livros de Trabalho Baixar livros de Turismo