



UNIVERSIDADE FEDERAL DO PARÁ
INSTITUTO DE CIÊNCIAS EXATAS E NATURAIS
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

José Renato Ferreira Alves da Cunha

**MODELO TEÓRICO DE SENSORES ÓPTICOS
BASEADOS EM FIBRAS COM GRADE DE BRAGG**

BELÉM
2007

**UNIVERSIDADE FEDERAL DO PARÁ
INSTITUTO DE CIÊNCIAS EXATAS E NATURAIS
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA**

MODELO TEÓRICO DE SENSORES ÓPTICOS BASEADOS EM FIBRAS COM GRADE DE BRAGG

Dissertação apresentada à comissão avaliadora do Programa de Pós-Graduação em Física, como parte dos requisitos para obtenção do título de Mestre em Física pela Universidade Federal do Pará, sob a orientação do Prof. Dr. Petrus Agrippino de Alcantara Junior.

BELÉM

2007

AGRADECIMENTOS

A Deus por guiar meus caminhos e sempre me dar forças para vencer os obstáculos.

Aos meus falecidos avós, José Araújo das Neves e Alaide de Oliveira Pantoja, por todo sacrifício para que eu tivesse um ensino com a melhor qualidade possível.

À minha mãe, Maria de Lourdes e ao meu falecido pai, João Damasceno, que sempre priorizaram a educação, minha e de meus irmãos.

À minha esposa Elane e ao meu filho Adame, pelo carinho, apoio e compreensão, ao longo desse período de mestrado.

Ao professor Petrus Alcantara Jr. pela confiança e apoio desde meu início no Programa de Pós-graduação em Física como ouvinte.

Aos meus amigos e amigas do laboratório de óptica, Ângela Sta. Brígida, Gilvan Borges, Edson Nunes, Guilherme Motta e Alex Junior, pela convivência harmoniosa ao longo desses anos.

A Universidade Federal do Pará, por ser referência de ensino e pesquisa no Estado.

A todos aqueles que, de forma direta ou indireta, contribuíram para o desenvolvimento deste trabalho.

Este trabalho contou com o suporte financeiro do projeto *Sensores Ópticos de Proximidade*, através do Contrato nº 4500052201-Eletronorte e Convênio nº 2364-FUNPEA/CPqD/UFGA.

LISTA DE FIGURAS

Figura (3.1) – Curva de refletividade de uma grade de Bragg em função do comprimento de onda

Figura (3.2) - Diagrama representando uma grade de Bragg e a disposição de seus planos

Figura (4.1) - Reflexão da luz em uma fibra óptica com grade de Bragg

Figura (4.2) - Elipsóide de índices

Figura (5.1) - Núcleo de uma fibra ótica submetida a uma tração axial

Figura (5.2) - Variação do número de dipolos em uma secção da fibra em função da deformação transversal

Figura (5.3) - Variação do número de dipolos em uma secção da fibra em função da deformação longitudinal

Figura (5.4) – Perfil de índice de refração de uma grade de Bragg uniforme de comprimento (L) inscrita em fibra óptica

Figura (5.5) - Parte do perfil de modulação do índice de refração de uma FGB uniforme, antes e após uma deformação de $400\mu s$

Figura (6.1) - Espectro de refletividade de uma FGB uniforme, submetida à sucessivas deformações

Figura (6.2) - Comportamento da refletividade máxima de um FGB submetida à deformação

Figura (6.3) - Comportamento da largura de banda de uma grade fraca submetida à deformação

Figura (6.4) - Comportamento teórico e experimental do λ_B com a deformação, de uma FGB uniforme centrada em $\lambda_{B0}=1554.13$ nm e com $n_{ef_0}=1.4705$

Figura (6.5) - Comparação dos modelos propostos e da literatura

Figura (6.6) – Comparação do modelo proposto com outros resultados experimentais

Figura (6.7) – Comparação dos dois modelos com os resultados experimentais

Figura (7.1) - Espectro de refletividade de uma FGB, destacando o comprimento de onda de Bragg, a refletividade máxima e a largura de banda

LISTA DE TABELAS

Tabela (2.1) - Tipos de grandezas físicas que podem ser medidas utilizando sensores de fibra óptica

Tabela (6.1) - Dados experimentais dos comprimentos de onda de Bragg em função da deformação da fibra

RESUMO

Ao se aplicar uma tração exterior a uma fibra óptica, seu índice de refração pode modificar devido ao efeito foto-elástico. Quando a fibra contém uma grade de Bragg inscrita em seu núcleo, além do índice de refração seu período espacial também modifica, permitindo sua aplicação como sensores ópticos de temperatura e/ou deformação de alta sensibilidade. Do ponto de vista teórico, até o presente a operação de sensores baseados em fibras ópticas com grade de Bragg (FGB) é explicada pelo efeito foto-elástico, através de componentes adequadas do tensor foto-elástico de fibras de sílica dopadas com germânio (germano-silicatadas). Em praticamente toda a literatura previamente estudada, apenas este tipo de fibra óptica tem suas propriedades optomecânicas bem definidas, o que pode representar uma restrição. Nesta dissertação apresentamos uma formulação teórica alternativa para o estudo das propriedades de um sensor de deformação longitudinal baseado em fibra óptica com grade de Bragg (FGB) que não depende do conhecimento prévio das componentes do tensor foto-elástico, e que leva a resultados que dependem apenas da razão de Poisson da fibra, uma característica mecânica facilmente mensurável, e de seu índice de refração efetivo. Os resultados obtidos com este modelo apresentam ótima concordância com aqueles obtidos pelo modelo conhecido da literatura, além de permitir estimar o comportamento de outros parâmetros relacionados ao espectro de refletividade da FGB.

ABSTRACT

By applying an external stress to an optical fiber its refractive index can change due to the photoelastic effect. When the optical fiber contains a Bragg grating inscribed in its core besides of the refractive index their spacial period changes too, allowing its application as high sensitive optical sensors for measurements of temperature and stress. From the theoretical point of view, up to date the operation of sensors using optical fiber with Bragg gratings (FBG) is explained by the photoelastic effect through appropriate components of the photoelastic tensor but for germanosilicated optical fibers only, which may to represent limitations to understand the responses of other classes of FGB used as optical sensors. In this work we show an alternative theoretical formulation for the studies of the operation properties of an optical sensor of longitudinal stress based on optical fiber with FBG, which do not depends from previous knowledge of the components of the photoelastic tensor, but just depends on the refractive index of the core, Poisson's ratio, and relative deformation. The results shown good agreement with the literature and experimental data, allowing to estimate other features related with the reflectivity of the FGB.

SUMÁRIO

CAPÍTULO 1 – INTRODUÇÃO

1.1 Breve histórico sobre fibras ópticas.....	11
1.2 Importância das fibras ópticas como elementos usados em comunicações e sensores.....	13
1.3 Proposta e objetivo do trabalho.....	16

CAPÍTULO 2 – SENSORES DE FIBRA ÓPTICA

2.1 Introdução.....	18
2.2 Tipos de sensores de fibra óptica.....	19

CAPÍTULO 3 – FIBRAS ÓPTICAS COM GRADE DE BRAGG

3.1 Fotosensitividade das fibras ópticas.....	25
3.2 Inscrição de grades de Bragg em fibras ópticas.....	26
3.3 Propagação de pulsos em fibras ópticas.....	29
3.3.1 Equações de Maxwell.....	29
3.3.2 Teoria dos modos acoplados.....	31
3.4 Análise da refletividade em grades de Bragg.....	32

CAPÍTULO 4 – TEORIA DO SENSOR DE DESLOCAMENTO A FGB

4.1 Sensores baseados em FGB.....	40
4.2 Modelo usual baseado nas propriedades fotoelásticas da FGB.....	42

CAPÍTULO 5 – PROPRIEDADES DO SENSOR À FGB: NOVA ABORDAGEM

5.1 Descrição da nova abordagem.....	46
5.2 Análise da nova abordagem.....	56
5.2.1 O comportamento do comprimento de onda de Bragg.....	56
5.2.2 O comportamento da refletividade máxima.....	58
5.2.3 O comportamento da largura de banda.....	59

CPÍTULO 6 – RESULTADOS

6.1 Comportamento da refletividade com a deformação	59
6.2 Comportamento do máximo de refletividade com a deformação.....	60

6.3 Comportamento da largura de banda com a deformação.....	61
6.4 Comparação dos resultados experimentais com o modelo proposto.....	62
6.5 Comparação do modelo proposto com o modelo usual.....	64
6.6) Comparação do modelo proposto com outros resultados experimentais.....	66
CAPÍTULO 7 – DISCUSSÕES.....	68
CAPÍTULO 8 – CONCLUSÕES.....	70
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	71

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

1.1 Breve histórico sobre fibras ópticas

As primeiras experiências de transmissão de luz em fibras de vidro foram realizadas na Alemanha em 1930. No entanto, somente em 1951 as fibras ópticas encontrariam uma aplicação prática com a invenção do fiberscope, um aparelho utilizado principalmente em aplicações médicas que permitia a transmissão de imagens através de um feixe flexível de fibras de vidro [1].

Os altos níveis de perdas de potência luminosa apresentados na época pelas fibras de vidro (da ordem de milhares de dB/km) restringiam sua aplicação a distâncias muito curtas (menores que um metro). Era o caso, por exemplo, de sistema de iluminação e observação de difícil acesso, tais como o interior do corpo humano ou de uma máquina. Não se cogitava, na época, o uso de fibras para sistemas de transmissão a longa distância. Com a invenção do laser, em 1958, e sua primeira realização prática nos EUA em 1960, os esforços de pesquisa e desenvolvimento em comunicações ópticas tiveram um novo impulso. O laser constituía uma fonte luminosa com potência e capacidade de transmissão enorme, permitindo conceber sistemas de comunicação óptica de longo alcance. Nesta altura surgiram experiências preliminares de transmissão de informação através de feixes luminosos propagados na atmosfera, mas rapidamente se percebeu que a variabilidade do meio atmosférico era um fator limitativo, sendo necessário encontrar outro meio que guiasse os sinais de luz [2].

Em 1966 surgiu, na Inglaterra, a possibilidade do uso de fibras de vidro em sistemas de transmissão a longa distância. As fibras analisadas tinham uma estrutura de núcleo e casca conforme proposto pelo indiano Narinder Kapany, em 1958 [1]. As fibras ópticas inicialmente consideradas para uso em sistemas de transmissão de grande alcance eram do tipo monomodo (transmitindo um único modo). No entanto fibras ópticas multimodo (transmitindo vários modos) foram logo levadas à prática em razão das dificuldades de conexão das fibras monomodo de dimensões muito reduzidas.

Na década de 70 foram realizados grandes esforços com a finalidade de reduzir a dispersão nas fibras ópticas, de maneira a tornar viável a comunicação a longas distâncias. Em 1970 os EUA, anunciaram a fabricação de centenas de metros de fibra óptica de sílica do tipo monomodo com atenuação inferior a 20 dB/km. Esse resultado estabeleceu um marco fundamental na história das comunicações ópticas. Em 1977, na Califórnia, entrou em operação regular no sistema telefônico o primeiro enlace com fibra óptica conectando duas centrais telefônicas.

O aumento do ritmo de transmissão dos sistemas criou a necessidade de reduzir a dispersão total das fibras, dominada pela dispersão modal. A partir de 1980 emergiram as fibras com variação gradual no índice de refração entre o núcleo e a casca, reduzindo assim a dispersão modal. O passo definitivo para a eliminação da dispersão modal foi a introdução das fibras tipo monomodo com uma variação do índice de refração em forma de degrau, mas com dimensão do núcleo da ordem do comprimento de onda da radiação propagada.

Um importante advento na tecnologia de fabricação das fibras, que revolucionou os sistemas de comunicações ópticas, surgiu em 1989 com a possibilidade de se dopar uma fibra com Érbio (Er) durante a sua fabricação, gerando um aumento na fotossensibilidade da mesma. Desta forma, é permitida a transferência de energia entre um sinal de bombeamento e o sinal de informação que é amplificado, num processo totalmente óptico. Esse processo de amplificação possibilita o aumento da distância de transmissão [2].

Durante a década de 1990, com o advento dos amplificadores de fibra dopada com Er, que funcionam na janela de transmissão de 1550 nm, existiu a necessidade dos operadores migrarem para esta janela espectral, onde a atenuação é menor e existe meios ópticos de amplificação. Porém, nessa região espectral a dispersão da fibra padrão é elevada, sendo necessário a utilização de fibras com compensação de dispersão cromática, ou a utilização de fibras com dispersão deslocada.

O limite teórico inferior para as perdas em fibras, devido à atenuação, tem sido intensamente desenvolvido. O valor da atenuação das fibras atuais encontra-se muito próximo ao limite teórico mínimo, que é ligeiramente inferior a 0.2 dB/km, para um comprimento de onda de 1550 nm [3].

Atualmente as fibras ópticas são os elementos centrais nos sistemas de comunicações ópticas, embora as aplicações das fibras não se limitem ao canal de

transporte, sendo utilizadas em dispositivos ópticos integrados, tais como amplificadores, grades de Bragg, polarizadores e comutadores.

Como conseqüência do desenvolvimento das tecnologias de fabricação e aplicação de fibras ópticas surgiram dispositivos e equipamentos que revolucionaram as comunicações e o sensoriamento óptico. Um dos marcos que simbolizam essa evolução ocorreu no final dos anos 70, com a descoberta da fotossensibilidade em fibras ópticas, que permitiu o desenvolvimento de dispositivos como as redes de Bragg inscritas em fibra, ou seja, as fibras poderiam ser utilizadas como filtros ópticos em substituição a elementos ópticos de dimensões maiores.

A utilização das fibras ópticas como sensores, apresenta algumas vantagens como a possibilidade de se multiplexar os sinais de vários sensores, inclusive de grandezas diferentes, e a realização de medidas continuamente ao longo da fibra sensora.

Nos últimos anos vem se desenvolvendo rapidamente a tecnologia de sensores a fibra óptica. Acompanhando o significativo crescimento da indústria fotônica, esses sensores têm encontrado mercados em sistemas de medidas das mais diversas grandezas físicas, químicas e biológicas. Dentre as várias classes de sensores a fibra óptica, aqueles baseados em grades de Bragg se destacam como uma excelente opção para aplicações onde sistemas de sensoriamento mais tradicionais, como os eletrônicos, se mostram ineficientes [4].

1.2 Importância das fibras ópticas em comunicações e sensores

O interesse crescente na possibilidade de usar as fibras ópticas em sistemas de comunicação ocorre devido a sua elevada largura de banda, o que possibilita um número maior de usuários simultaneamente por um único canal de transmissão, em contraste com os sistemas de tradicionais baseados nas tecnologias de fios de cobre ou de microondas. Como resultado de investigação intensiva, principalmente nos países desenvolvidos, foram alcançados grandes progressos na produção de fibras ópticas com baixas perdas, o mesmo acontecendo relativamente às fontes e detectores ópticos. A investigação em torno de vários aspectos das comunicações ópticas continua hoje extremamente ativa,

especialmente devido à necessidade de se obter sistemas suficientemente rápidos e que suportem grandes quantidades de informação.

No caso dos sensores ópticos a situação foi bastante diferente, pois os métodos ópticos para aplicações de monitoração já estavam bem estabelecidos muito antes dos anos 1970. Esses sensores exploravam uma vasta gama de mecanismos, desde simples interruptores ópticos baseados na ocultação do feixe de luz, até uma sofisticada interferometria óptica. Uma característica comum a maior parte destes instrumentos é serem bastante delicados, no sentido de que se o alinhamento óptico é perturbado, o desempenho do aparelho rapidamente se degrada, com a conseqüência de poucos passarem da fase de protótipo. A fibra óptica veio permitir ligações flexíveis entre os diversos instrumentos ópticos, eliminando praticamente os problemas de desalinhamento e permitindo, ao mesmo tempo, a monitoração remota [5].

Com o desenvolvimento da indústria optoeletrônica surge uma nova classe de sensores ópticos - os sensores de fibra óptica. Nestes, se uma grandeza física como, por exemplo, a temperatura, atuar sobre as propriedades físicas da fibra óptica, as características da radiação que se propaga na fibra são modificadas, possibilitando, em princípio, através de uma leitura adequada dessas alterações, a determinação das variações dessa grandeza física. Sendo assim, sua versatilidade é assinalável, dado que a radiação é caracterizada por um conjunto de parâmetros independentes, tais como a intensidade, a freqüência óptica, a fase e a polarização, todos potencialmente sensíveis às mais variadas grandezas físicas.

Os primeiros sensores à fibra óptica propostos, que podem ser considerados como os marcos do início desta nova área da instrumentação, foram um giroscópio óptico e um sensor de corrente elétrica [6]. Essas experiências demonstraram que as fibras ópticas possuíam elevado potencial a explorar em diversas aplicações de medição. O caso do giroscópio demonstrou que se podiam construir interferômetros ópticos totalmente baseados em fibra óptica; no caso do sensor de corrente elétrica, mostrou-se que um único cabo de fibra óptica poderia simultaneamente ser usado como sensor e como canal flexível de transmissão, permitindo, assim, que as medições pudessem ser realizadas em ambientes hostis. Em ambos os casos, o parâmetro de interesse, isto é, o mensurando, interage diretamente com a fibra óptica, produzindo alterações na radiação guiada. Subseqüentemente a essas experiências iniciais, a gama de grandezas físicas que podem ser medidas com sensores de fibra têm crescido rapidamente, bem como o número de mecanismos

transdutores que têm sido explorados. Alguns dos atributos dos sensores de fibra óptica que os tornam uma alternativa técnica atraente relativamente aos sensores eletrônicos tradicionais são: a sua imunidade a interferências eletromagnéticas; o fato de serem totalmente passivos eletricamente, o que os torna intrinsecamente seguros; baixo consumo de potência elétrica; a sua resistência a altas temperaturas (devido ao fato de serem primariamente fabricados a partir da sílica); dimensões e peso reduzidos; grande largura de banda e a possibilidade de multiplexagem óptica.

A perspectiva inicial dessa tecnologia tinha amplas aplicações num largo espectro de sensores industriais. No entanto, e essencialmente devido aos custos elevados, essa visão foi largamente modificada de maneira a realçar as vantagens da monitoração óptica em nichos especiais de mercado, tais como: instrumentação médica, sistemas de segurança críticos da defesa e da aeronáutica, monitoração ambiental, e muito recentemente, a construção civil. Muitos dos sensores de fibra óptica aproveitam o relativo baixo custo dos componentes optoeletrônicos, particularmente fontes ópticas e detectores.

Com a expansão mundial da rede de comunicação por fibra óptica, existe agora uma grande disponibilidade de componentes ópticos e eletrônicos de alta qualidade a preços competitivos. Associado a isso, a expansão do mercado optoeletrônico para produtos de consumo doméstico, como os leitores de discos compactos (CD – compact disk) e os controladores de infravermelhos de variados sistemas, têm também conduzido a um aumento de nova tecnologia disponível e passível de ser utilizada no desenvolvimento futuro de novos sensores de fibra óptica.

Prevê-se, assim, um aumento do número de aplicações desses sensores e uma maior presença no mercado à medida que o preço dos componentes for descendo. Ao mesmo tempo, é previsível que uma maior receptividade ocorrerá nas áreas em que seja necessário um grande número de sensores de fibra óptica operando simultaneamente. Para isso contribuirão as técnicas de multiplexagem de sensores, as quais permitem uma considerável redução em termos de custo por unidade [7].

1.3 Proposta e objetivo do trabalho

Em 2004 a Eletronorte lançou uma demanda induzida por uma pesquisa que levasse ao desenvolvimento de um sensor óptico de proximidade, capaz de monitorar, de forma continuada, rápida e confiável, a distância dos eixos aos mancais das turbinas geradoras de suas usinas hidrelétricas. O CPqD, juntamente com o Laboratório de Óptica da UFPA, apresentaram uma proposta de trabalho comprometendo-se a solucionar a demanda em 2 anos, a partir da aprovação da proposta (em 2005). Em decorrência disso, foi desenvolvido um protótipo de um sensor de proximidade baseado em fibra óptica com grade de Bragg, capaz de monitorar o distanciamento do eixo de uma turbina ao seu mancal com uma precisão de cerca de 1,2 nm/ μ s e com velocidade de transmissão de dados de 100 kHz, muito acima das especificações iniciais da empresa [8].

Como será visto no Capítulo 3, sensores ópticos a FGB são bem descritos usando a teoria dos modos acoplados e, quando medindo deformações mecânicas ou temperaturas, têm uma resposta altamente linear com a variação do comprimento de onda de Bragg, que depende de características de fabricação da grade de Bragg na fibra [9].

As grades de Bragg em fibras ópticas atuando como sensores de deformação determinam, a partir da medida do deslocamento do comprimento de onda de Bragg, o valor de deformação.

As propriedades dos sensores ópticos a grade de Bragg atualmente é fundamentada em um modelo teórico baseado no efeito foto-elástico, onde ocorre variação do comprimento de onda de Bragg em função da aplicação de uma deformação na fibra. Em suma, estímulos que a fibra venha a receber, como tração ou variações de temperatura, irão variar o comprimento de onda de Bragg refletido, que, sendo monitorado, irá fornecer a intensidade de tais estímulos. [10]

A partir dessa análise teórica realizada, propõe-se neste trabalho um novo modelo para compreender a variação do comprimento de onda de Bragg, a partir do alongamento da fibra, baseado também no efeito foto-elástico, sem a utilização de tensores. Este modelo será comparado ao modelo usualmente reportado na literatura e também a resultados experimentais obtidos no Centro de Pesquisas e Desenvolvimento em Telecomunicações (CPqD) [8].

A exploração desse novo modelo teórico dá-se, principalmente, pelas vantagens que o mesmo oferece em relação ao modelo tradicional. Além de não

usar as componentes do tensor foto-elásticos, ainda é mais geral, podendo ser utilizado para analisar todo espectro de refletividade ou para desenvolver modelos matemáticos particulares que descrevem algumas características do espectro.

CAPÍTULO 2

SENSORES DE FIBRA ÓPTICA

2.1 Introdução

Sensores a fibra óptica permitem a medida direta de pressão, deformação e temperatura, com grande precisão e estabilidade, além de permitir a utilização de um grande número de sensores na mesma fibra, através de técnicas de multiplexação. Com apenas uma fonte de luz, e um sistema de leitura, é possível medir-se uma variedade de sinais multiplexados relacionados a deformação, vibração, temperatura e pressão ao longo de uma única fibra óptica.

O principal motivo para o sucesso das fibras ópticas na área de medição está no crescente uso de redes de Bragg como elementos sensores.

Os sensores a fibra com grade de Bragg são dispositivos simples que em sua forma mais básica consistem em uma modulação periódica do índice de refração ao longo do núcleo da fibra. As grades de Bragg podem ser escritas com radiação ultravioleta e são relativamente de fácil fabricação e baixo custo.

O principal desafio na utilização de grades de Bragg como elementos sensores é determinar os menores deslocamentos possíveis no comprimento de onda de Bragg, o que aumenta a sensibilidade dos sensores à FGB, tornando-os mais eficientes.

A principal vantagem é o fato de que a informação a ser medida está contida no comprimento de onda, tornando-o independente das flutuações na intensidade da luz. Existem também outras vantagens na utilização de sensores a FGB. A reflexão da radiação em uma largura de banda estreita possibilita a multiplexação de várias grades de Bragg ao longo da mesma fibra óptica e resposta linear sobre várias ordens de grandeza.

Nas áreas em que seja necessário um grande número de sensores de fibra óptica operando simultaneamente, será necessária a utilização de técnicas de multiplexagem de sensores como a multiplexação por comprimento de onda (WDM - wavelenght division multiplex), a multiplexação por divisão de tempo (TDM - time

division multiplex), ou ainda, a multiplexação por divisão de frequência (FDM - frequency division multiplex).

No sensor FGB usando (TDM), o sinal de banda larga é lançado ao longo de uma associação de FGBs idênticas, esses sinais refletidos nas FGBs são direcionados para um fotodetector via acoplador, e separados individualmente no tempo usando um filtro eletrônico. A técnica (TDM) é capaz de multiplexar um grande número de sensores FGB, sem precisar seleção para componentes do comprimento de onda.

No sensor FGB usando (FDM), uma fonte laser com um chirp modulado periodicamente na frequência é usado para dirigir o sinal a uma associação de FGBs. O sinal de referência interfere com o sinal refletido na FGB. Se os sensores FGB operarem com frequências diferentes, cada sinal proveniente pode ser separado usando filtros eletrônicos.

No sensor FGB usando (WDM), uma fonte banda larga é usada para interrogar uma corrente de comprimento de onda multiplexado nas FGBs. Desde que as FGBs tenham uma seleção no comprimento de onda de reflexão, elas se prestam bastante convenientes para esquemas de multiplexação de comprimento de onda. Uma distribuição de corrente de FGB faria então ser multiplexado no domínio do comprimento de onda para diferentes sinais de sensores individuais [11,12].

Essas técnicas permitem uma considerável redução em termos de custo por unidade, já que um grande número de sensores podem ser endereçados para uma única fonte e detectados usando uma das três técnicas padrão. É importante se registrar que dentre as tecnologias de multiplexação, a (WDM) é a que mais facilita a codificação nos sensores de fibra óptica com grade de Bragg, já que cada sensor fica identificado por uma diferente porção do espectro da fonte óptica.

2.2 Tipos de sensores de fibra óptica

Os sensores de fibra óptica podem ser classificados de várias maneiras, podendo ser agrupados, por exemplo, em duas grandes categorias principais:

Sensores Extrínsecos e/ou Híbridos - Caracterizados pelo fato de mensurando atuar numa região externa à fibra óptica, isto é, a fibra óptica é usada apenas como canal óptico de transporte da radiação ao local de monitoração.

Nesse tipo de sensor, é também a fibra quem transporta a radiação até o bloco receptor. Em algumas aplicações, o elemento sensor externo pode ser baseado em tecnologia eletrônica, sendo, a radiação óptica que é transportada pela fibra convertida em energia elétrica que será depois codificada pela informação do mensurando. Como esse tipo de sensor não é totalmente óptico, embora seja extrínseco, é normalmente designado por *sensor híbrido*. Contudo, na maior parte dos casos em que as tecnologias óptica e eletrônica são usadas, as designações de *extrínsecos ou híbridos* são aplicadas indiferentemente. De qualquer forma, em ambos os tipos, a informação proveniente do sensor é depois enviada de novo para a mesma ou outra fibra óptica para posterior processamento.

Sensores Intrínsecos - Nesta categoria de sensores o mensurando atua diretamente na fibra, alterando uma ou mais propriedades ópticas da radiação guiada. Em outras palavras, o elemento sensor é a própria fibra. Em certas aplicações em que a sensibilidade primária da fibra óptica é baixa, pode revestir-se a fibra com um filme sensível à presença de um mensurando específico, ampliando assim o efeito sobre a radiação que se propaga na fibra. Esta é uma forma indireta, embora intrínseca, de medir uma grandeza física.

Os sensores de fibra óptica, extrínsecos ou intrínsecos, operam através da modulação de uma (ou mais) das seguintes características da radiação guiada; como: intensidade, comprimento de onda ou frequência, polarização e fase, cada uma das quais potencialmente sensíveis a determinadas grandezas físicas. Assim sendo, os sensores de fibra óptica também podem ser subdivididos e classificados de uma forma geral em *Sensores de Intensidade* e *Sensores Interferométricos*.

Os sensores de intensidade constituíram a primeira geração de sensores de fibra óptica a ser implementada. Como a própria designação indica, a intensidade da radiação que se propaga na fibra é o parâmetro modulado. Em geral, esses sensores são conceitualmente simples, seguros, fáceis de reproduzir e requerem apenas uma modesta quantidade de componentes, usam normalmente fibra multimodo e diodos emissores de luz (LED), o que os torna atrativos em termos de custo.

Existem várias técnicas de modulação para sensores de intensidade, entre as quais podemos citar a modulação por ocultação, a modulação por reflexão e a modulação por perdas na fibra. Nota-se que, num sensor real, a intensidade da radiação que se propaga ao longo da fibra não é totalmente conservada devido a vários efeitos de atenuação. Além disso, flutuações da intensidade da fonte óptica e

da sensibilidade do sistema detector, as perdas nos componentes ópticos, etc, introduzem erros no sinal modulado pelo mensurando. Sendo assim, um sensor de intensidade projetado para medições de elevada exatidão deverá incorporar um mecanismo de referência de forma a salvaguardar a funcionalidade do sensor da degradação do desempenho dos componentes ópticos e contra as variações das condições ambientais. Desse modo, um sinal óptico de referência deverá ser usado para calibrar a resposta do sensor, estando sujeito a influência do meio ambiente exatamente da mesma forma que o sinal sensor, de maneira a ser maximizada a razão de rejeição de modo comum.

Diversos métodos de referência destinados a eliminar ou, pelo menos, atenuar este problema têm sido desenvolvidos. Exemplos disso são, o uso de técnicas temporais, a utilização de dois ou mais comprimentos de onda e o recurso a técnicas diferenciais (conhecidas também por modulação "Q"). Cada uma destas técnicas tem as suas vantagens e desvantagens relativas, podendo-se, no entanto, afirmar que, em geral, muitas delas apresentam diversos problemas de operacionalidade, sendo provavelmente o mais relevante a limitada capacidade de referência. Por outro lado, o aumento da complexidade do sistema de alguma forma contraria a inerente simplicidade e baixo custo dos sensores de intensidade.

As fibras ópticas monomodo são usadas na construção de sensores sempre que se pretende uma sensibilidade elevada, ou quando é necessário caracterizar eficazmente a polarização, o comprimento de onda ou a fase. Esta característica das fibras monomodo permite construir interferômetros totalmente em fibra óptica, possibilitando a medição de pequenas variações da fase da radiação que é transmitida ao longo da região de medição. Isto é conseguido comparando a fase do feixe de luz que atravessou a região onde atua o mensurando, com a fase de um outro feixe de radiação proveniente da mesma fonte óptica, mas que percorreu um caminho óptico diferente e protegido da ação do mensurando (também designado como feixe de referência). A diferença de fase pode então, ser medida com uma correspondente sensibilidade de $\approx 10^{-6}$ do comprimento de onda, o que origina uma possível resolução na medição do caminho óptico de 1 (uma) parte em 10^{12} ! Como a radiação é mantida na fibra óptica, este tipo de sensor terá, em geral, baixas perdas e, como se constatou, é intrinsecamente muito sensível. Os sensores que funcionam deste modo são normalmente denominados sensores interferométricos.

Os sensores interferométricos, além de evidenciarem as vantagens inerentes a todos os sensores de fibra óptica, apresentam também ainda outras, tais como versatilidade na geometria do elemento sensor, grande alcance dinâmico, extrema sensibilidade e multiplexagem eficiente. No entanto, foram algumas destas "vantagens" que atrasaram o seu progresso e penetração no mercado. Por exemplo, a sensibilidade da fibra óptica a diferentes parâmetros levanta o problema da seletividade do sensor, que por sua vez torna necessário o uso de técnicas de referência de forma a calibrar e distinguir o parâmetro de interesse. Outra grande dificuldade é a seguinte: embora exista uma relação linear de várias ordens de grandeza entre a variação da fase óptica e o parâmetro a ser medido, o sinal de saída do interferômetro requer um processamento específico devido à sua função de transferência periódica, o que pode limitar o alcance dinâmico, dificultar medições absolutas, degradar o desempenho e aumentar o nível de ruído do sistema. A elevada sensibilidade dos sensores interferométricos também impõe restrições quanto à sua multiplexagem.

Existem diversas configurações de sensores interferométricos que podem ser implementadas usando fibras ópticas, e que são baseadas em configurações interferométricas clássicas. Deste modo, e de uma maneira geral, os sensores interferométricos podem ter por base dois tipos de configurações: interferômetros de duas ou de múltiplas ondas.

Os sensores de intensidade são, em geral, construídos em fibra multimodo e são baseados na modulação da intensidade ou do comprimento de onda. Por outro lado, os sensores interferométricos, que utilizam normalmente fibra monomodo (fibras ópticas concebidas para guiar um único modo), fazem uso dos mecanismos de interação baseados na modulação da polarização, do comprimento de onda e da fase. No caso das fibras multimodo, devido aos seus efeitos de dispersão modal e cromática, algumas destas características da radiação não se mantêm após alguns centímetros de caminho óptico, sendo apenas a intensidade o único parâmetro passível de ser modulado. Devemos ter atenção, no entanto, que um sinal proveniente de um sensor interferométrico que opera, por exemplo, através da modulação do estado de polarização da luz ou do comprimento de onda, continuará a ser proporcional à intensidade da luz que chega ao sistema detector. Isto realça o fato de que fronteiras rigorosas não podem ser facilmente delineadas quando tentamos classificar os sensores de fibra óptica pelos seus mecanismos de modulação ocorrendo, geralmente uma certa sobreposição das várias classes.

Em geral, o desempenho, em termos da resolução obtida para um dado mensurando por um sensor interferométrico, é muito maior do que a obtida por um sensor de intensidade. Os sensores baseados na modulação da intensidade serão possivelmente os mais atrativos, devido basicamente à sua simplicidade de concepção e ao fato de poderem, até certo ponto, proporcionar sensibilidades elevadas. Por exemplo, consegue-se obter resoluções superiores a 0.01% da gama de medição sem recurso a técnicas de detecção especiais. Muitas grandezas físicas podem ser medidas usando tanto sensores interferométricos como sensores de intensidade, sendo a escolha feita tendo em atenção a resolução pretendida e o custo total do sistema. De fato, a tecnologia multimodo é, comparativamente, menos precisa, porém mais acessível em termos de tolerâncias e componentes disponíveis no mercado [5]. Na Tabela (2.1), encontram-se resumidas algumas das grandezas físicas que podem ser medidas usando sensores de fibra óptica.

Tabela (2.1) Tipos de grandezas físicas que podem ser medidas utilizando sensores de fibra óptica.

Híbridos (multimodo/monomodo)	Intensidade (multimodo)	Interferométricos (monomodo)
Tamanho de partículas	Pressão	Pressão
Turbulência	Deslocamento	Deslocamento
pH	Deformação	Deformação
Posição linear e angular	Fluxo	Fluxo
Pressão	Interrupção	Campo magnético
Aceleração	Força	Força
Deslocamento	Temperatura	Temperatura
Posição	Vibração	Vibração
Campo magnético	Temperatura	Rotação
Temperatura	Distribuída (gradiente)	(orientação)
Viscosidade		Aceleração
Vibração		Campo Elétrico
Nível de líquido		Corrente e Tensão
Índice de refração		elétrica
Corrente e Tensão elétrica		Comprimento de onda
		Índice de refração

CAPÍTULO 3

FIBRAS ÓPTICAS COM GRADES DE BRAGG

3.1 Fotosensitividade das fibras ópticas

As fibras de sílica dopadas com germânio têm sua estrutura central modificada por propriedades fotossensíveis da sílica dopada com germânio ao serem submetidas a altas potências de ultravioleta procedentes de um laser de argônio, que atravessavam ao longo da fibra de ponta a ponta. Sob a exposição prolongada a radiação ultravioleta ocorre um aumento da atenuação e também um aumento da intensidade da luz refletida. Este aumento da refletividade é o resultado de um índice de refração de grade permanente foto-induzido na fibra. Este novo efeito foto-refrativo não-linear em fibras ópticas é chamado de fotosensitividade da fibra.

O efeito da fotosensitividade em fibras de sílica dopadas com germânio, ocorre devido a um defeito conhecido como deficiência oxigênio-germânio (GeO), que provoca uma perda de absorção após a exposição da fibra a radiação ultravioleta. Hand e Russel [9,13] desenvolveram um modelo para explicar a mudança no índice de refração, relacionado com a mudança na absorção, utilizando as relações de Kramers-Kronig [10]. O modelo propôs a quebra de laço GeO, com absorção de uma energia acima de 5 eV, que pode ser obtida com absorção de um único fóton de 244 nm ou dois fótons de 488 nm de um laser de argônio.

A fotosensitividade da fibra óptica é devido a defeitos de formação no interior do núcleo de fibras de sílica dopadas com germânio. O núcleo da fibra é dopado com germânio para aumentar o índice de refração. A concentração de germânio no núcleo fica em torno de 3% a 5%. A presença de átomos de germânio no núcleo da fibra possibilita a formação de laços deficientes de oxigênio semelhantes aos laços Si-Ge, Si-Si e Ge-Ge. Como o defeito dentro da sílica matriz mais comum é o defeito GeO. Isto forma um defeito de escala com espaço de energias de 5eV (energia requerida para quebrar o laço). A quebra desses laços libera elétrons para se moverem livres dentro do vidro matriz. Esses elétrons são aprisionados em

buracos formando centros conhecidos como Ge(1) e Ge(2), modificando o índice de refração do material.

A formação de grades em sílica dopada com germânio, a partir da interação com a radiação UV é explicada porque a radiação UV causa um pequeno aumento no índice de refração Δn e esta mudança provém das variações dos centros de cor do material vítreo e da interação da radiação de UV com as ligações químicas Ge-SiO₂. Isto cria uma quantidade de GeO₂ que quando exposto ao UV gera centros deficientes de oxigênio, o que causa um aumento do índice de refração local. Além disso, uma alteração local de densidade também ocorre e contribui para aumentar o índice de refração no mesmo ponto. Este processo é lento e bastante dependente da intensidade de UV. A presença do hidrogênio no interior do núcleo a ser gravado acelera este processo.

3.2 Inscrição de grades de Bragg em fibras óticas

A primeira técnica de inscrição de grades de Bragg em fibras óticas foi descoberta por acaso, quando se observou que, após longo tempo de exposição da fibra a luz, surgia uma atenuação do sinal transmitido pela fibra, que aumentava até que nenhum sinal passasse mais por ela. Examinando esse fenômeno mais detalhadamente, observou-se que o sinal não passava pela fibra por estar sendo refletido. Medidas espectrais mostraram que a reflexão era forte apenas em uma faixa. Havia a especulação de que uma estrutura periódica havia sido “construída” na fibra [14]. A essa estrutura, chamou-se grade de Bragg em fibra óptica, ou FBG (Fiber Bragg Grating) [15,16].

Essa técnica de inscrição de grades, apesar de ter causado grande expectativa na comunidade científica, não possuía flexibilidade suficiente para produzir grades refletindo em diversos comprimentos de onda. Na verdade, só se conseguiam produzir grades que refletissem o comprimento de onda de 488nm. Com pequenas variações impostas pela deformação mecânica inicial da fibra. Acreditava-se que essa estrutura periódica só podia ser criada em um fibra idêntica a utilizada no experimento, que era fibra dos padrões de telecomunicações. Assim sendo, não se verificou nenhuma aplicação para esse dispositivo, ficando tal descoberta como sendo mais uma curiosidade científica [15,33].

A Grade de Bragg atualmente pode ser gravada em um a fibra pronta a partir do meio externo, por processo físico sem alterar a composição química da fibra em que a grade é gravada, nem sua propriedade mecânica. É possível selecionar a composição da fibra a ser usada para gravar uma Grade de Bragg da mesma forma que podemos selecionar o tipo de fita magnética para gravação de áudio, fita composta de óxido de ferro, ou fita de óxido de cromo, ou ferro-cromo. As fibras utilizadas para gravar uma grade também podem ser uma simples fibra monomodo SM (Standard Monomode) usada em telecomunicações, que é composta de sílica e de óxido de germânio ($\text{SiO}_2 + \text{GeO}_2$), ou fibras com outros componentes agregados, tais como óxido de boro B_2O_3 , óxido de fósforo P_2O_3 , ou hidrogênio H_2 . Esses agregados otimizam o processo de gravação da grade em tempo e qualidade [13].

Pode-se gravar a grade de Bragg em fibras utilizando o método conhecido como interferência holográfica. Este processo permite controlar todos os parâmetros da grade e fabricar grades sintonizáveis em qualquer comprimento de onda desejado, com precisão de 0,05 nm. Isto tornou-se possível controlando o ângulo entre os dois feixes coerentes de UV que interferem fazendo um padrão de interferência ao longo do eixo do núcleo da fibra.

Outro procedimento alternativo para fazer uma FBG a partir do meio externo com a mesma ferramenta, radiação coerente de UV focada no eixo do núcleo da fibra com apenas um feixe de UV e usando o padrão gerado por uma máscara colocada próxima a fibra, em lugar de interferir dois feixes de (UV).

Em ambos os processos de gravação, o interferométrico ou com uso de máscara, a variação da intensidade de UV que é focalizada ao longo do eixo do núcleo a ser gravado, gera um perfil de índice de refração modulado ao longo do eixo do núcleo gravado, em um segmento de 10 a 20 milímetros. Grades com maior resolução requerem maior segmento de grade [17,18]

No processo que usa máscara, a modulação do índice de refração é obtida usando um único feixe de UV e uma máscara, a variação do período das grades, para sintonizar o λ_B desejado é obtida mudando a posição da máscara em relação ao eixo da fibra. Esta técnica é mais flexível, pois possibilita gravar grades diferentes em λ_B , com modificações rápidas na montagem. Mas ambas as técnicas possibilitam sintonizar λ_B no valor desejado.

Outros parâmetros que devem ser levados em conta são: o tempo de exposição, a potência óptica e modulação da radiação UV utilizada. Tempo de exposição ou potências muito elevadas destroem a grade da fibra.

Tudo isto é possível devido ao fenômeno de fotosensibilidade à radiação de UV apresentado pelas fibras de sílica dopadas com germânio, a presença de outros dopantes, que foram citados, Boro (B), Fósforo (P), Estanho (Sn) ou Hidrogênio (H) tornam o vidro que compõe o núcleo mais sensível à radiação UV, reduzindo o tempo de exposição e acelerando o processo de fabricação. A maior fotosensibilidade apresentada pelas FBG's gravadas aumenta a refletividade em determinados comprimentos de onda.

Após formação das grades estas são submetidas a um cozimento em temperaturas de 300 a 500°C. Este acabamento determina a resistência das grades a temperaturas elevadas. Por isso existem FBG's que suportam até 100°C, outras suportam até 300°C e algumas chegam suportar até 600°C.

Ao atingirem 700°C observa-se uma queda no desempenho da grade a uma taxa de 30% a cada 30 minutos de exposição ao calor. Ao atingirem 800°C as grades gravadas em fibra de sílica dopada com germânio e boro simplesmente apagam do interior da fibra. Isto não é o que ocorre com as fibras dopadas com germânio e estanho, o uso de Sn como co-dopante com o Ge aumenta o ponto de fusão e viscosidade do núcleo. Existem ainda as FBG's que operam a temperaturas acima de 1000°C, conhecidas como grades quimicamente compostas (chemical composition gratings ou CCG's) em que a modulação do índice de refração da grade que define a estrutura periódica da FBG é causada por alterações na composição química de todo material que compõe o núcleo da fibra, em lugar de dopar com baixas porcentagens de outros elementos que são suficientes para introduzir defeitos na banda de valência e alterar ligações químicas na estrutura do GeO_2 , do SiO_2 e outros agregados.

O incremento no índice de refração pode variar de 0,0001 a 0,005, valor que define a refletividade da grade construída que pode variar de 10 a 99,9%. Cada período da grade incrementado contribui como um ponto de reflexão de pequena parcela da luz incidente e a grade só apresentará uma alta reflexão, 99% ou mais, acima de certo comprimento de grade. A grade com incremento no índice pequeno para atingir altas reflexões, requer maior comprimento de gravação e as com incremento no índice grande requerem menor comprimento de grade para uma alta reflexão. Uma vez atingido o comprimento de grade para a reflexão de grade

desejada, o incremento do comprimento de grade contribui para reduzir a largura espectral da luz refletida. Uma grade de Bragg de 500 nm gravada em fibra age como um filtro óptico bem estreito de 20 MHz [13].

A partir do controle do comprimento de onda refletido com o emprego da técnica da máscara de difração na inscrição de tais grades, finalmente, aumentou a repetibilidade do processo, fazendo com que grades refletindo o mesmo comprimento de onda pudessem ser inscritas diversas vezes.

Por refletirem fortemente a luz em determinados comprimentos de onda, as grades de Bragg encontram diversas aplicações em sistemas WDM, com filtro para separar um determinado canal, por exemplo. Vários dispositivos também podem ser construídos com grades de Bragg, tais como multiplexadores, equalizadores de ganho, amplificadores ópticos, refletores ou espelhos para laser a fibra óptica, etc [15].

3.3 Propagação de pulsos em fibras com grades de Bragg

3.3.1 Equações de Maxwell

A propagação de ondas eletromagnéticas numa fibra óptica é governada pelas equações de Maxwell. Estas equações na sua forma diferencial são escritas como [19, 20, 21]:

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho \quad (3.1)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (3.2)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (3.3)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (3.4)$$

onde \vec{E} , \vec{H} , \vec{D} e \vec{B} representam o campo elétrico, o campo magnético, o vetor deslocamento elétrico e a densidade de fluxo magnético, respectivamente; \vec{J} é a densidade de corrente e ρ a densidade volumétrica de cargas livres. Cada uma das equações de Maxwell representa uma generalização de certas observações

experimentais: as equações (3.1) e (3.2) expressam a lei de Gauss para a eletricidade e para o magnetismo, respectivamente; a equação (3.3) é a forma diferencial da lei de Faraday da indução eletromagnética, e a equação (3.4) representa uma generalização da lei de Ampère que inclui as correntes de deslocamento elétrico [20].

Os vetores \vec{D} e \vec{B} e a densidade de corrente \vec{J} estão relacionados com os campos \vec{E} e \vec{H} através das equações:

$$\vec{D} = \epsilon \cdot \vec{E} = \epsilon_0 \cdot \vec{E} + \vec{P} \quad (3.5)$$

$$\vec{B} = \mu \cdot \vec{H} = \mu_0 \cdot \vec{H} + \vec{M} \quad (3.6)$$

$$\vec{J} = \sigma \cdot \vec{E} \quad (3.7)$$

Nas equações (3.5)-(3.7) μ e μ_0 são as permeabilidades magnéticas de um meio material e do vácuo, respectivamente, enquanto ϵ e ϵ_0 são as permissividades elétricas de um meio material e do vácuo, respectivamente. Os vetores \vec{P} e \vec{M} representam a polarização elétrica e a magnetização induzidas, respectivamente, enquanto σ é a condutividade do meio. Para um meio dielétrico, como a sílica, $M = 0$, $\rho = 0$ e $\sigma = 0$.

Uma das conseqüências mais importantes das equações de Maxwell é a descrição da propagação das ondas eletromagnéticas, tanto no vácuo como em meios materiais. A velocidade de propagação de qualquer onda eletromagnética em um meio material qualquer é definida como:

$$c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon\mu}} \quad (3.8)$$

No vácuo $\epsilon \cong 8,85 \times 10^{-12}$ F/m e $\mu \cong 1,26 \times 10^{-6}$ H/m, a velocidade de propagação da radiação eletromagnética vale, aproximadamente, 300.000 km/s, e a equação de onda obedecida pelos modos não perturbados é:

$$\nabla^2 \vec{E}^r(r, t) = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}^i}{\partial t^2} \quad (3.9)$$

Podemos representar as perturbações como uma fonte de polarização distribuída $\overset{\perp}{\mathbf{P}}_{\text{pert}}(r,t)$ que acompanha o modo não perturbado. A equação para o caso perturbado que segue diretamente das equações de Maxwell e da equação (3.5) é:

$$\nabla^2 \overset{\perp}{E}_y(r,t) = \mu\epsilon \cdot \frac{\partial^2 \overset{\perp}{E}_y}{\partial t^2} + \mu \frac{\partial^2 [\overset{\perp}{\mathbf{P}}_{\text{pert}}(r,t)]_y}{\partial t^2} \quad (3.10)$$

com equações similares para as demais componentes cartesianas de $\overset{\perp}{\mathbf{E}}$.

Expandindo $\overset{\perp}{E}_y$ e substituindo na equação (3.10), iremos produzir uma relação que é o principal ponto de partida para a discussão da teoria de modos acoplados que será feita a seguir [22].

3.3.2 Teoria dos modos acoplados

Nesta dissertação será mostrado como a teoria de modos acoplados pode ser aplicada para análise da reflexão em grades de Bragg uniformes, onde, a perturbação no índice de refração efetivo da grade provoca trocas de energia entre os modos propagantes e contra-propagantes. Segundo essa teoria, é possível escrever a componente transversal do campo elétrico (transversal em relação ao eixo axial da fibra z) como uma superposição de modos ideais, tais como os que se propagariam caso não existisse qualquer perturbação de índice de refração. Essa expressão para o campo elétrico pode ser escrita como a somatória de modos indexados por j [23,24].

$$\overset{\perp}{E}_t(x,y,z,t) = \sum_j [A_j(z) \exp(-i\beta_j z) + B_j(z) \exp(i\beta_j z)] \cdot \overset{\perp}{e}_{jt}(x,y) \exp(-i\omega t) \quad (3.11)$$

Onde $A_j(z)$ e $B_j(z)$ são as amplitudes dos campos que se propagam nas direções $+z$ e $-z$ respectivamente, para o modo j . O termo $\overset{\perp}{e}_{jt}(x,y)$ descreve o comportamento do modo transversal j em função da geometria da fibra. Sem qualquer perturbação do índice de refração, os modos que se propagam na fibra não podem trocar energia. No entanto, com a grade, os modos que se propagam

no mesmo sentido ou em sentidos opostos se alimentam reciprocamente através da reflexão. As ondas que se refletem nas perturbações ao longo da estrutura da grade podem interferir construtivamente ou destrutivamente dependendo do período da grade. Essa interação, ou seja, o acoplamento, para o caso das grades de Bragg, ocorre nos modos com os campos que se propagam em sentidos contrários, por exemplo, entre os campos A_j e B_j . A condição de máxima reflexão, que nos interessa é um caso particular do fenômeno de acoplamento. Para o caso das grades de Bragg, o acoplamento pode ser descrito matematicamente através de [23,24]:

$$\frac{dA_j}{dz} = i \sum_k A_k (K_{kj}^t + K_{kj}^z) \exp[i(\beta_k - \beta_j)z] + i \sum_k B_k (K_{kj}^t - K_{kj}^z) \exp[-i(\beta_k + \beta_j)z] \quad (3.12)$$

$$\frac{dB_j}{dz} = -i \sum_k A_k (K_{kj}^t - K_{kj}^z) \exp[i(\beta_k + \beta_j)z] - i \sum_k B_k (K_{kj}^t + K_{kj}^z) \exp[-i(\beta_k - \beta_j)z] \quad (3.13)$$

Em (3.12) e (3.13), K_{kj}^t representa o coeficiente de acoplamento transversal entre os modos j e k , calculados através de:

$$K_{kj}^t(z) = \frac{\omega}{4} \iint_{-\infty}^{\infty} \Delta \varepsilon(x, y, z) \vec{e}_{kt}(x, y) \cdot \vec{e}_{jt}^*(x, y) dx dy \quad (3.14)$$

Onde $\Delta \varepsilon$ é a perturbação na permissividade, sendo $\Delta \varepsilon \cong 2n \Delta n$, com $\Delta n \ll n$. O acoplamento longitudinal K_{kj}^z por ser muito pequeno comparado com o transversal é geralmente omitido [25,26].

3.4 Análise da refletividade em grades de Bragg

Neste capítulo será mostrado como obter as curvas de refletividade em função da frequência ou do comprimento de onda para as grades de Bragg em fibra. A literatura apresenta uma série de técnicas diferentes capazes de realizar essa tarefa, porém utilizaremos uma particularização da teoria de modos acoplados para o modelo de grades uniformes. Nas grades de reflexão, que é o nosso interesse, o acoplamento ocorre entre os modos de amplitude $A(z)$ e $B(z)$ idênticos,

mas contra-propagantes. Próximo ao comprimento de onda em que o acoplamento entre esses modos torna-se máximo, as equações acopladas (3.12) e (3.13) podem ser simplificadas como mostrado a seguir (aproximação síncrona). Nessa aproximação são desprezados os termos que contém oscilações rápidas com dependência em z , pois contribuem pouco para as variações de amplitude [25,26].

$$\frac{d\Gamma}{dz} = i\delta\Gamma(z) + ik\Psi(z) \quad (3.15)$$

$$\frac{d\Psi}{dz} = -i\delta\Psi(z) - ik^*\Gamma(z) \quad (3.16)$$

onde $\Gamma(z) = A(z)\exp(iqz)$ e $\Psi(z) = B(z)\exp(-iqz)$ são as componentes transversais do campo elétrico se propagando nos sentidos $-z$ e $+z$, respectivamente; k é o coeficiente de acoplamento ac e δ é a dessintonia (ou coeficiente de auto-acoplamento) dado por:

$$\delta(\omega) = \frac{n_{\text{ef}}}{c} (\omega - \omega_B) \quad (3.17)$$

Sendo ω a frequência da onda e ω_B a frequência de Bragg associada à grade. Uma solução geral destas equações lineares é:

$$\Gamma(z) = A_1\exp(iqz) + A_2\exp(-iqz) \quad (3.18)$$

$$\Psi(z) = B_1\exp(iqz) + B_2\exp(-iqz) \quad (3.19)$$

Onde q é para ser determinado. As constantes A_1 , A_2 , B_1 e B_2 são independentes e satisfazem as seguintes relações [6]:

$$(q - \delta)A_1 = kB_1 \quad , \quad (q + \delta)B_1 = -kA_1 \quad (3.20)$$

$$(q - \delta)B_2 = kA_2 \quad , \quad (q + \delta)A_2 = -kB_2 \quad (3.21)$$

Estas equações são satisfeitas para valores diferentes de zero de A_1 , A_2 , B_1 e B_2 se os possíveis valores de “q” obedecem a relação de dispersão:

$$q = \sqrt{k^2 - \delta^2} \quad (3.22)$$

Uma possível eliminação das constantes A_2 e B_1 , é feita, usando as equações (3.18) e (3.21) e escrevendo a solução geral em termos de um coeficiente efetivo de reflexão $r(q)$.

$$A_2 = \frac{(q - \delta) B_2}{k} \quad \text{e} \quad B_1 = \frac{(q - \delta) A_1}{k}$$

$$\Gamma(z) = A_1 \exp(iqz) + r(q) B_2 \exp(-iqz) \quad (3.23)$$

$$\Psi(z) = B_2 \exp(-iqz) + r(q) A_1 \exp(iqz) \quad (3.24)$$

Onde:

$$r(q) = \frac{q - \delta}{k} = -\frac{k}{q + \delta} \quad (3.25)$$

Os coeficientes de reflexão e transmissão podem ser calculados pelas equações (3.23) e (3.24) com as condições de contorno apropriadas. Considerando uma grade de comprimento L e assumindo que esta luz é incidente somente na parte final localizada em $z = 0$. O coeficiente de reflexão é dado por:

$$r = \frac{\Psi(0)}{\Gamma(0)} = \frac{B_2 + r(q) A_1}{A_1 + r(q) B_2} \quad (3.26)$$

Se nós usarmos a condição de contorno $\psi(L) = 0$ na equação (3.24)

$$B_2 = -r(q) A_1 \exp(2iqL) \quad (3.27)$$

Usando os valores de B_2 e $r(q)$ provenientes da equação (3.25) dentro da equação (3.26) obteremos:

$$r = \frac{r(q)A_1 \exp(2iqL) + r(q)A_1}{A_1 - r(q)r(q)A_1 \exp(2iqL)} \quad (3.28)$$

$$r = \frac{ik \sinh(qL)}{q \cosh(qL) - i\delta \sinh(qL)} \quad (3.29)$$

O coeficiente de transmissão pode ser obtido de maneira similar.

A refletividade, em função do comprimento da grade e do comprimento de onda é representada pelo módulo quadrático do coeficiente de reflexão.

$$R(L, \lambda) = |r|^2 = \frac{k^2 \sinh^2(qL)}{\delta^2 \sinh^2(qL) + q^2 \cosh^2(qL)} \quad (3.30)$$

O coeficiente de acoplamento "AC", k , para a variação senoidal de perturbação do índice ao longo do eixo x da fibra é dado por:

$$k = \frac{1}{2} \Delta n \beta \quad (3.31)$$

Onde β representa o número de onda no espaço livre dado por:

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda_0} \quad (3.32)$$

De acordo com a equação (3.30), a refletividade máxima de uma grade de Bragg uniforme ocorre quando $\delta = 0$, então:

$$R(L, \lambda) = \tanh^2(kL) \quad (3.33)$$

Sendo a dessintonia, ou coeficiente de auto-acoplamento, obtida por:

$$\delta = n_{\text{ef}}\beta - \frac{\pi}{\Lambda} \quad (3.34)$$

No ponto de refletividade máxima, onde $\delta = 0$, o comprimento de onda será dado por:

$$\lambda_B = 2n_{\text{ef}}\Lambda \quad (3.35)$$

Que é conhecido como comprimento de onda de Bragg ou comprimento de onda de máxima refletância, onde n_{ef} é o índice de refração efetivo do núcleo e Λ o período da grade.

A refletividade é diretamente proporcional ao comprimento da grade L e a perturbação do índice $\Delta n/n$.

É importante ressaltar que as equações (3.29) e (3.30), para o cálculo do coeficiente de reflexão e da refletividade de uma grade de Bragg, são válidas desde que obedeçam as seguintes restrições:

- i) A fibra deve ser monomodo;
- ii) A grade deve ser uniforme;
- iii) O comprimento da grade deve ser muito maior que o período de modulação;
- iv) O comprimento de onda de análise deve ser relativamente próximo do comprimento de onda onde ocorre a máxima reflexão.

A curva de refletividade em função do comprimento de onda é mostrada na figura (3.1). A curva foi obtida a partir da equação (3.30) para uma grade uniforme de índice de refração efetivo $n_{\text{ef}} = 1.467$, amplitude de modulação $\Delta n = 6 \times 10^{-5}$, período $\Lambda = 0.531 \mu\text{m}$ e comprimento $L = 1 \text{ cm}$. Os lóbulos ao lado da ressonância são devidos a múltiplas reflexões e provém dos finais de regiões opostas da grade.

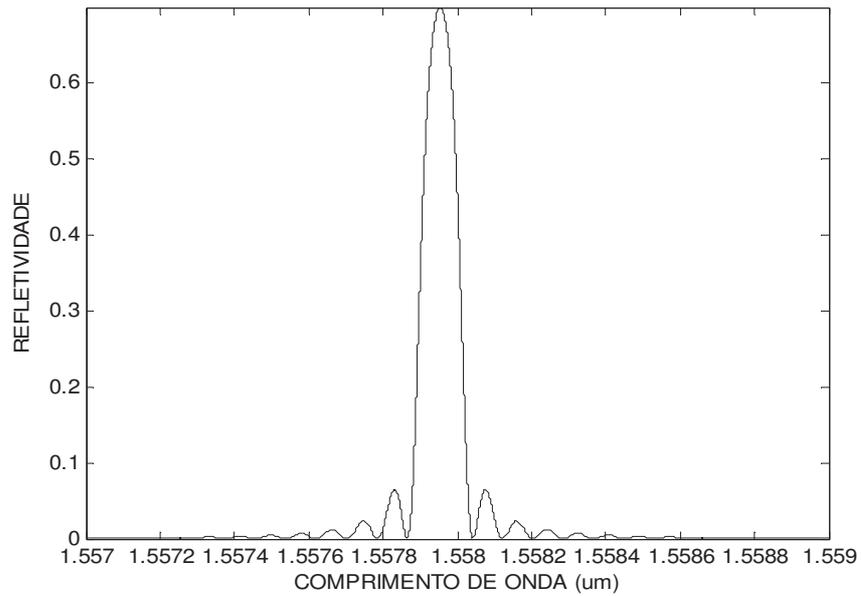


Figura (3.1) Curva de refletividade de uma grade de Bragg uniforme em função do comprimento de onda.

A largura de banda de uma grade de Bragg uniforme pode ser definida como a largura entre os primeiros zeros laterais em relação ao máximo de refletividade. Analisando a equação (3.30), observa-se que esta largura é igual ao intervalo definido pelos comprimentos de onda em que o argumento das funções hiperbólicas é igual a $i\pi$. Assim sendo têm-se:

$$\Delta\lambda = \frac{2\Lambda L \sqrt{\lambda_B^2 + (L^2 - \Lambda^2)\Delta n^2}}{(L^2 - \Lambda^2)} \quad (3.36)$$

Considerando-se que, em uma grade $L \gg \Lambda$, então a expressão acima pode ser aproximada, sem perda de generalidade, por:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda_B}{n_{ef}L} \sqrt{\lambda_B^2 + (\Delta nL)^2} \quad (3.37)$$

Da equação acima, percebe-se que para uma grade fraca, ou seja, quando $\Delta nL \ll \lambda_B$ a expressão da largura de banda torna-se:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda_B^2}{n_{ef}L} \quad (3.38)$$

E para uma grade forte, ou seja, quando $\Delta nL \gg \lambda_B$ a expressão da largura de banda torna-se:

$$\Delta\lambda = 2\Delta n\Lambda \quad (3.39)$$

Note que na expressão acima, a largura de banda é independente do comprimento da grade. Neste caso, já que a grade é forte, a luz não chega a penetrar em toda extensão da FGB, sendo refletida totalmente antes disso.

Uma outra alternativa para a demonstração do comprimento de onda de Bragg, é considerar que a energia e o momento da luz sejam conservados. A condição da conservação de energia é facilmente compreendida uma vez que a frequência da luz permanece constante antes e depois que a luz é refletida pela grade. A conservação do momento também requer que os momentos dos fótons sejam os mesmos antes e depois do processo de espalhamento da luz pela grade de Bragg. O momento de um fóton é dado por $\vec{p} = \hbar \vec{k}$, onde \vec{k} é o vetor de onda da luz. A condição de Bragg para que haja alta refletividade em um comprimento de onda específico da luz na grade é que o vetor de onda da grade seja igual à diferença entre o vetor de onda do fóton incidente e o vetor de onda do fóton refletido.

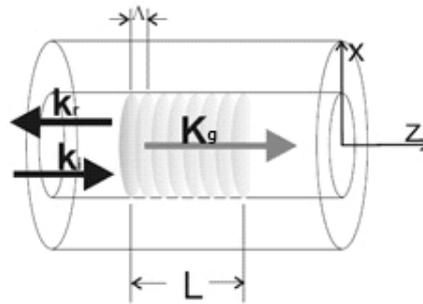


Figura (3.2) Representação de uma grade de Bragg e a disposição de seus planos (Ref. 26).

$$\vec{k}_g = \vec{k}_i - \vec{k}_r \quad (3.40)$$

Esta equação é uma consequência direta da conservação do momentum da luz, onde \vec{k}_i o vetor de onda incidente, \vec{k}_r o vetor de onda refletido e \vec{k}_g , o vetor de onda da grade. Em termos de suas magnitudes, o número de onda da grade é dado por $k_g = 2\pi/\Lambda$, sendo Λ o período espacial da grade. O vetor de onda \vec{k}_r é igual em magnitude, mas oposto ao vetor de onda incidente \vec{k}_i , portanto $k_r = -k_i$ e a magnitude da equação vetorial (3.40) é:

$$k = 2k_i \quad (3.41)$$

Como o número de onda da luz, dentro da fibra, é dado por $k_i = -k_r = 2\pi/\lambda_B$, também obtemos a condição de Bragg para máxima refletância de uma componente específica da luz :

$$\lambda_B = 2n_{ef}\Lambda \quad (3.42)$$

que é a mesma expressão (3.35) obtida a partir desenvolvimento da teoria dos modos acoplados, como condição de máxima refletividade da grade de Bragg.

CAPÍTULO 4

TEORIA DO SENSOR DE DESLOCAMENTO A FGB

4.1 Sensores baseados em FGB

Uma grade de Bragg é um dispositivo óptico transparente com uma perturbação periódica do índice de refração, de forma que pode alcançar uma alta refletividade no comprimento de onda de ressonância conhecido como comprimento de onda de Bragg (λ_B), satisfazendo uma condição específica já descrita. Uma fibra óptica com grade de Bragg (FGB) é um tipo de refletor de Bragg distribuído, construído em um pequeno seguimento de fibra óptica que reflete luz no comprimento de onda de Bragg, transmitindo o restante. Primariamente, uma FGB pode ser usada como um filtro óptico em linha para bloquear certos comprimentos de onda, ou como um refletor de um comprimento de onda específico. O uso de FGB's como sensores deve-se à sensibilidade dos parâmetros da grade a estímulos externos tais como deformação e temperatura.

As fibras com grade de Bragg são baseadas no princípio de reflexão de Bragg. Quando a luz se propaga através de regiões que alternam periodicamente, o índice de refração mais baixo e outro mais elevado. Ou outras combinações de índice, ela é parcialmente refletida em cada interface entre essas regiões. Dependendo do espaçamento entre essas regiões pode ocorrer que todas as reflexões parciais estejam em fase e se adicionem, de forma a apresentar uma reflexão total próxima de 100%, mesmo que individualmente a reflexão seja fraca. Naturalmente, isto só acontece se determinada condição de comprimento de onda for obedecida, no caso se o espaçamento entre o percurso de ida e volta da luz refletida entre duas interfaces for um número inteiro do comprimento de onda [29].

Os sensores baseados em grades de Bragg representam um dos maiores avanços tecnológicos dos últimos anos na área dos sensores de fibra óptica, sendo hoje em dia alvo de um esforço significativo de investigação e desenvolvimento. A sua resposta em comprimento de onda (ver figura 3.1) possibilita um número significativo de vantagens relativamente aos outros tipos de sensores de fibra óptica. Uma das mais importantes está no fato de a informação referente ao

mensurando ser codificada no comprimento de onda da luz. Sendo este um parâmetro absoluto, a saída do sensor será independente das flutuações de potência da fonte óptica e das perdas nas fibras e nos acopladores. O ponto chave para um sistema sensor prático baseado neste tipo de dispositivo, reside no desenvolvimento de instrumentação capaz de medir os pequenos desvios relativos do comprimento de onda de Bragg (dado pela condição de Bragg), quando estes sensores são submetidos à ação do mensurando [32].

A figura (4.1) ilustra o conceito genérico de operação de um sensor de Bragg.

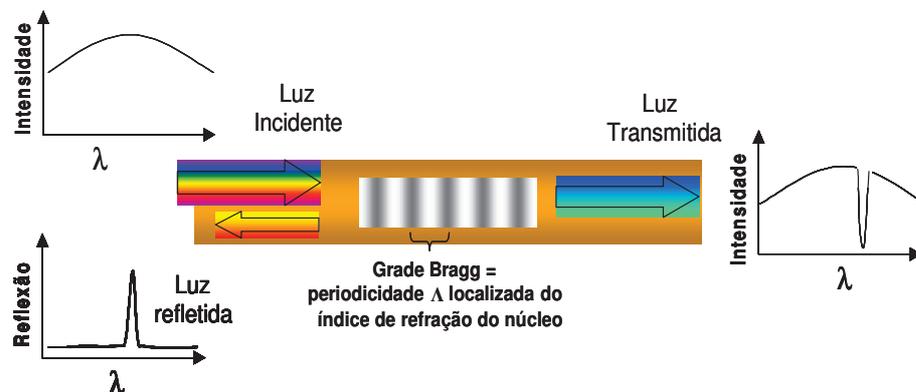


Figura (4.1) - Reflexão da luz em uma fibra óptica com grade de Bragg (referência 37).

Quando um sensor é iluminado por uma fonte de banda larga (I_{IN}) (por exemplo, um LED, ou um SLED), este irá refletir uma porção do espectro inicial (I_R) que é determinada pela condição de Bragg. O mensurando, ao induzir uma perturbação no sensor, vai alterar o período (Λ) da grade no núcleo da fibra e o índice de refração efetivo do núcleo n_{ef} , o que, por sua vez, origina uma variação no comprimento de onda de Bragg (λ_B), que está relacionado com a grandeza física que será medida através da equação da variação do comprimento de onda de Bragg, que será vista adiante.

Para detectar estes pequenos desvios do comprimento de onda refletido, pode-se utilizar um monocromador ou um analisador de espectro óptico. No entanto, estas soluções não são práticas e, além disso, envolvem um custo elevado. Com base nisto, têm-se desenvolvido e demonstrado técnicas relativamente simples para decodificar a informação do mensurando, as quais se baseiam essencialmente na filtragem óptica [27, 28, 29].

4.2 Modelo usual baseado nas propriedades fotoelásticas da FGB

O modelo existente na literatura para a descrição de sensores a FGB está baseado no efeito fotoelástico, que representa a mudança no índice de refração causada pela tração, ou seja, o índice de refração de uma fibra é em geral função não somente do campo elétrico aplicado (efeito eletro-óptico), mas também da tração na fibra [34].

O índice de refração de um cristal é especificado por um elipsóide denominado de elipsóide de índice, cujos coeficientes são os componentes de um tensor de impermeabilidade β_{ij} , onde:

$$\beta_{ij} = \frac{1}{n_{ij}^2} \quad (i,j = 1, 2, 3). \quad (4.1)$$

Assim, no geral uma mudança pequena de índice de refração produzida pela tração, é mais precisamente uma mudança pequena na forma, tamanho e na orientação do elipsóide.

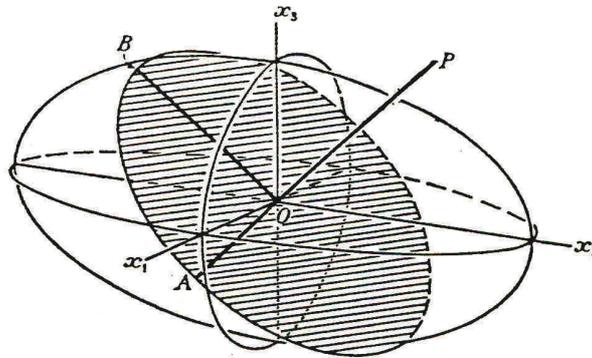


Figura (4.2) - Elipsóide de índices (referência 34).

Essa mudança é especificada mais convenientemente a partir de pequenas mudanças no coeficiente β_{ij} . Então, as mudanças no índice de refração devido ao efeito fotoelástico são tradicionalmente escritas por [31,35]:

$$\Delta \left(\frac{1}{n_{ij}^2} \right) = \Delta(\beta_{ij}) = p_{ijkl} T_{kj} \quad (i,j,k,l = 1,2,3,\dots) \quad (4.2)$$

Onde, T_{kl} é o tensor de força e o coeficiente p_{ijkl} provém de um tensor de quarta ordem dando o efeito fotoelástico. Na expressão acima os termos de alta potência de T_{kl} podem ser negligenciados, pois são termos usualmente pequenos comparados com o termo linear (tipicamente $\approx 10^{-5}$). Desde que n_{ij} e T_{kl} sejam tensores simétricos, os índices i e j , bem como k e l na equação acima podem ser permutados, então a equação acima pode ser escrita como:

$$\Delta\left(\frac{1}{n_i^2}\right) = \Delta(\beta_i) = p_{ij}T_j \quad (i,j = 1, 2, 3, \dots, 6) \quad (4.3)$$

Usando essa notação, podemos desenvolver as variações nos índices de refração de primeira ordem em função do tensor de força e do tensor fotoelástico. Esta relação é usada para desenvolver o modelo existente na literatura, que será descrito a seguir.

Como visto anteriormente, o comprimento de onda de Bragg em uma FGB depende do índice de refração efetivo do núcleo (n_{ef}) e da periodicidade da grade (Λ), estes parâmetros serão afetados por perturbações mecânicas e térmicas, ou seja, pelos efeitos da deformação mecânica da fibra e da temperatura, provocando um deslocamento ($\Delta\lambda_B$) no comprimento de onda de Bragg (λ_B). Estas dependências podem ser exploradas no sentido de permitir a utilização de FGBs como sensores. A partir da derivada total da equação

$$\lambda_B = 2n_{ef}\Lambda \quad (4.4)$$

são obtidas duas parcelas distintas e independentes; a primeira se refere à deformação longitudinal da FGB, enquanto a segunda representa a dependência em temperatura,

$$d\lambda_B = \left(2\frac{dn_{ef}}{dL}\Lambda + 2n_{ef}\frac{d\Lambda}{dL}\right)dL + \left(2\Lambda\frac{dn_{ef}}{dT} + n_{ef}\frac{d\Lambda}{dL}\right)dT. \quad (4.5)$$

Considerando pequenas deformações, obtemos para o desvio do comprimento de onda de Bragg devido às variações de temperatura, ΔT , ou deformações mecânicas unidirecionais, ΔL ,

$$\Delta\lambda_B = \lambda_B \left[\left(\frac{1}{n_{ef}} \frac{\partial n_{ef}}{\partial L} + \frac{1}{\Lambda} \frac{\partial \Lambda}{\partial L} \right) \Delta L + \left(\frac{1}{n_{ef}} \frac{\partial n_{ef}}{\partial T} + \frac{1}{\Lambda} \frac{\partial \Lambda}{\partial T} \right) \Delta T \right]. \quad (4.6)$$

Baseado nas propriedades fotoelásticas da fibra, desenvolvidas acima o primeiro termo da equação (4.6), que corresponde ao efeito de deformação, pode ser escrito em função de componentes do tensor fotoelástico nas direções longitudinal de deformação (tração) e perpendiculares a esta (deformação transversal) [9,29,30].

$$\Delta\lambda_B = \lambda_B \cdot (1 - p_e) s_L \quad (4.7).$$

Onde s_L a deformação longitudinal sofrida pela fibra dada por $s_L = \frac{\Delta L}{L}$, sendo ΔL a variação do comprimento da fibra, L o comprimento antes da deformação e p_e a constante do tensor fotoelástico definida como:

$$p_e = \frac{n_{ef}^2}{2} [p_{12} - \nu (p_{11} + p_{12})] \quad (4.8).$$

As constantes p_{11} e p_{12} representam componentes de um tensor fotoelástico, que numa fibra óptica de sílica dopada com germânio têm valores típicos $p_{11} = 0,113$ e $p_{12} = 0,252$. O símbolo ν é o coeficiente de Poisson com valor típico $\nu = 0,16$ e $n_{ef} = 1,482$ [9]. Com estes valores e para uma FGB com comprimento de onda de Bragg de 1550 nm, estima-se que um sensor óptico de deformação a FGB possa ter uma sensibilidade de aproximadamente 1,2 pm/ μ s.

O segundo termo da expressão (4.6) representa o efeito da temperatura na alteração do comprimento de onda de Bragg expressa por:

$$\Delta\lambda_B = \lambda_B \left(\frac{1}{n_{ef}} \frac{\partial n_{ef}}{\partial T} + \frac{1}{\Lambda} \frac{\partial \Lambda}{\partial T} \right) \Delta T \quad (4.9)$$

$$\Delta\lambda_B = \lambda_B \cdot (\alpha_n + \alpha_r) \Delta T \quad (4.10)$$

onde α_r é o coeficiente de expansão térmica da fibra em pauta, cujo valor típico é $0,55 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ e α_n é o coeficiente termo-ótico, predominante sobre α_r , assumindo valor típico de $8,6 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ [9]. Ainda para uma FGB com $\lambda_B = 1550 \text{ nm}$, estima-se uma sensibilidade de um sensor de temperatura a FGB de cerca de $13,7 \text{ pm/K}$. Percebe-se até aqui que qualquer alteração de λ_B associada a perturbações térmicas ou mecânicas é uma soma do primeiro e segundo termos da equação (4.6).

A equação (4.6) explica dois fatos importantes sobre a grade de Bragg como sensor. Primeiro, demonstra a dependência linear do comprimento de onda de Bragg com a deformação e temperatura, o que torna a FGB um sensor natural para essas duas grandezas. Essa relação é válida para um intervalo de temperatura que depende do material da FGB utilizada. Segundo, mostra que a FGB tem uma sensibilidade cruzada, em que uma perturbação de temperatura é indistinguível de uma deformação mecânica, caso se observe somente o comportamento do comprimento de onda de Bragg. Quando se utilizar o sensor a FGB para monitorar outro parâmetro diferente da temperatura, uma solução elementar para minimizar a dependência cruzada consiste em se monitorar a temperatura do sensor principal com outro sensor a FGB, aproveitando assim o mesmo sistema de interrogação. Esta técnica elementar será usada para compensar a dependência com temperatura das FGB o que torna o segundo termo da equação (4.6) nulo [27].

A grande vantagem do sensor baseado em fibra com grade de Bragg é que a informação a ser medida está contida no comprimento de onda refletido (λ_B), fazendo com que o sensor seja auto-referenciável, tornando-o independente de flutuações da amplitude da luz, e imune de perdas entre o sensor e a fonte ótica que atrapalham o desempenho de sensores a fibra ótica.

CAPÍTULO 5

PROPRIEDADES DO SENSOR À FGB: NOVA ABORDAGEM

5.1 Descrição da nova abordagem

Como vimos anteriormente, no modelo usual, o perfil de índice de refração de uma FGB depende de grandezas extrínsecas a fibra, como deformação e temperatura. Esta propriedade possibilita a utilização das grades de Bragg como sensores, que podem ser medidas através do processamento do sinal refletido pela grade. Com base nisso, este modelo apresenta uma análise teórica das propriedades ópticas de uma grade de Bragg atuando como sensor de deformação. Nesta análise uma fibra óptica com grade de Bragg será submetida a uma deformação no sentido longitudinal, o que provoca uma variação no comprimento, no diâmetro e conseqüentemente no volume final da fibra. Como mostrado na figura (6).

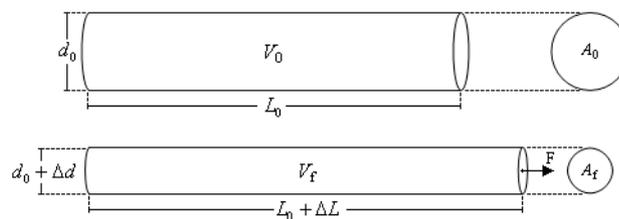


Figura (5.1) - Núcleo de uma fibra óptica submetida a uma tração axial.

A deformação longitudinal induzida pela tração na fibra é dada por:

$$s_L = \frac{\Delta L}{L_0} \quad (5.1)$$

Onde ΔL é a variação do comprimento da fibra e L_0 é o comprimento inicial da fibra, antes da deformação. Como se trata de uma fibra cilíndrica, que tem uma seção reta de área bem definida, ao ser tracionada ao longo do eixo, sofre também uma deformação transversal (s_t) dada por:

$$s_t = \frac{\Delta d}{d_0} \quad (5.2)$$

Onde Δd representa a variação no diâmetro do núcleo e d_0 diâmetro inicial. Como a razão de Poisson (ν), em uma fibra óptica é dada pela divisão entre a deformação transversal e longitudinal tem-se que:

$$\frac{s_t}{s_L} = -\nu \quad (5.3)$$

Onde o sinal negativo indica que o diâmetro da fibra diminui com a deformação.

Além disso, estas variações no diâmetro e no comprimento da fibra permitem teoricamente controlar a estrutura da deformação a ser medida, pois a partir do deslocamento longitudinal e transversal podemos calcular o comprimento final L_F da fibra devido a deformação longitudinal e uma área final devido a variação do diâmetro, logo o volume da fibra se vê alterado, permitindo assim a construção do volume da fibra em função do estímulo aplicado no eixo z , representado a seguir:

$$L_F = L_0 + \Delta L = L_0 + L_0 s_L \rightarrow L(s_L) = (1 + s_L) L_0 \quad (5.4)$$

$$d_F = d_0 + \Delta d = d_0 + d_0 s_t = (1 + s_t) d_0 \rightarrow d(s_L) = (1 - \nu s_L) d_0 \quad (5.5)$$

$$A_F = \frac{\pi(d_F)^2}{4} = \frac{\pi}{4} (1 - \nu s_L)^2 d_0^2 \rightarrow A(s_L) = (1 - \nu s_L)^2 A_0 \quad (5.6)$$

$$V(s_L) = L(s_L) \cdot A(s_L) \rightarrow V(s_L) = (1 + s_L)(1 - \nu s_L)^2 V_0 \quad (5.7)$$

Onde $L(s_L)$ e $A(s_L)$ representam o comprimento e área final após a deformação. Note que a partir de agora utilizaremos apenas a deformação longitudinal, pois a deformação transversal será dada em função de (s_L) , utilizando a razão de Poisson. Para valores pequenos de (s_L) os termos de 2º e 3º ordem podem ser desprezados, então [36]:

$$V(s_L) = [1 + (1 - 2\nu) \cdot s_L] V_0 \quad (5.8)$$

A expressão acima determina o comportamento volumétrico de um corpo submetido a pequenas deformações longitudinais.

Em um meio dielétrico como a fibra, podemos escrever $\overset{\cdot}{D} = \overset{\cdot}{\epsilon} \overset{\cdot}{E}$, e a partir da equação (3.5) obter a permissividade do meio.

$$\overset{\cdot}{\epsilon} = \overset{\cdot}{\epsilon}_0 + \frac{\overset{\cdot}{P}}{\overset{\cdot}{E}} \quad (5.9)$$

Supondo que o meio é homogêneo, formado por dipolos idênticos podemos escrever a polarização do meio como $\overset{\cdot}{P} = N \overset{\cdot}{p}$ onde N é o número de dipolos elétricos por unidade de volume e $\overset{\cdot}{p}$ o momento de dipolo elétrico.

Portanto, a permissividade relativa do meio (também conhecida como constante dielétrica) será:

$$\epsilon_r = 1 + \frac{N \overset{\cdot}{p}}{\overset{\cdot}{\epsilon}_0 \overset{\cdot}{E}} \quad (5.10)$$

$$\text{Onde } \epsilon_r = \frac{\overset{\cdot}{\epsilon}}{\overset{\cdot}{\epsilon}_0}$$

Agora vamos introduzir o seguinte argumento: quando a FGB sofrer uma deformação longitudinal devido a uma tração aplicada externamente, o número de dipolos elétricos em qualquer elemento de volume da fibra será modificado, mas o número total de dipolos por unidade de volume de toda a FGB permanecerá constante. Com isto, a permissividade relativa passará a ser uma função da deformação longitudinal s_L , escrita da seguinte forma:

$$\epsilon_r(s_L) = 1 + \frac{N(s_L) \overset{\cdot}{p}}{\overset{\cdot}{\epsilon}_0 \overset{\cdot}{E}} \quad (5.11)$$

Uma vez que N é o número de dipolos por unidade de volume, e o volume da grade muda com a deformação, segundo a equação (5.9), temos que:

$$N(s_L) = \frac{m}{V(s_L)} = \frac{m}{[1 + (1 - 2\nu)s_L]V_0} \quad (5.12)$$

Onde m é número total de dipolos no volume original da FGB. Nota-se claramente, que se não há nenhuma deformação da fibra ($s = 0$), a densidade de dipolos permanece constante. Ao sofrer uma deformação longitudinal, a densidade de dipolos elétricos em dado certo volume da FGB muda, então podemos construir um gráfico do número de dipolos elétricos em um elemento de volume da fibra em função da deformação transversal (s_t), figura(5.2).

$$N(s_t) = N + As_t \quad (5.13)$$

Como $s_t = -\nu s_L$, onde s_L é a deformação longitudinal, temos:

$$N(s_L) = N - s_L \nu A \quad (5.14)$$

$$N(s_L) = N \left(1 - \frac{s_L \nu A}{N} \right) \quad (5.15)$$

$$N(s_L) = N(1 - G\nu s_L) \quad (5.16)$$

Nas equações (5.14)-(5.16) $G = \frac{A}{N}$ é uma constante, N é igual ao número de dipolos elétricos por unidade de volume inicial (antes da deformação); N' é o número de dipolos elétricos por unidade de volume final (após a deformação) e s_t é a deformação transversal da fibra.

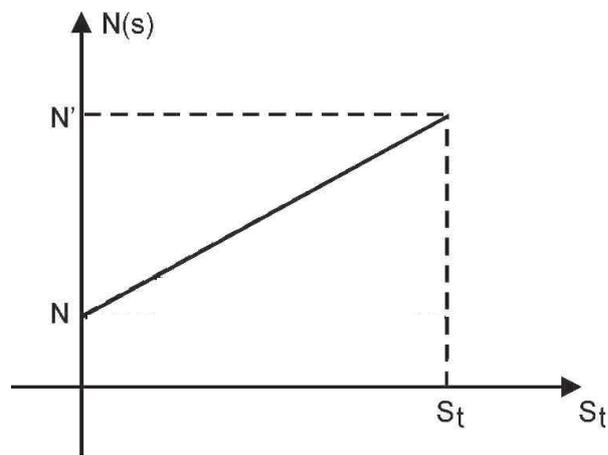


Figura (5.2) - Variação do número de dipolos em uma secção da fibra em função da deformação transversal.

Podemos também construir um gráfico do número de dipolos elétricos em um elemento de volume da fibra em função da deformação longitudinal, onde obtemos:

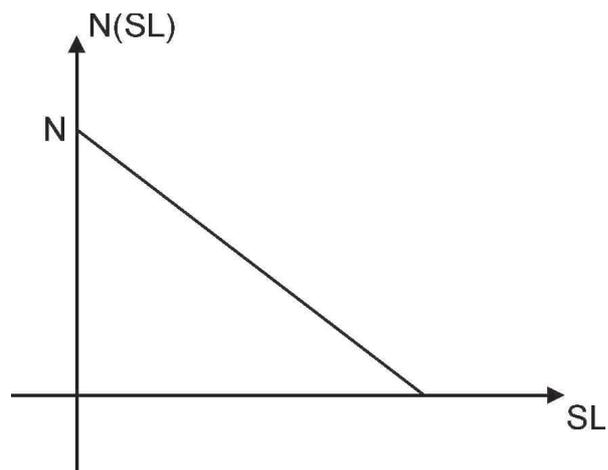


Figura (5.3) - Variação do número de dipolos em uma secção da fibra em função da deformação longitudinal.

Logo podemos concluir que a densidade de dipolos diminui com a deformação longitudinal.

Então substituindo a equação (5.16) em (5.11), a permissividade relativa será dada por:

$$\epsilon_R = 1 + \frac{Np(1-Gvs_L)}{\epsilon_0 E} \quad (5.17)$$

$$\epsilon_R = 1 + \frac{m\bar{p}(1 - Gvs_L)}{\epsilon_0[1 + (1 - 2\nu)s_L]v_0\bar{E}} \quad (5.18)$$

Para meios não magnéticos a permissividade relativa está relacionada ao índice de refração n por:

$$n = \sqrt{\epsilon_R} \quad (5.19)$$

Substituindo ϵ_R na equação (5.19) teremos:

$$n(s_L) = \sqrt{1 + \frac{m\bar{p}(1 - Gvs_L)}{[1 + (1 - 2\nu)s_L]v_0\epsilon_0\bar{E}}} \quad (5.20)$$

$$\text{Sendo } k_1 = \frac{m\bar{p}}{\epsilon_0 v_0 \bar{E}}$$

Então:

$$n(s_L) = \sqrt{1 + \frac{k_1(1 - Gvs_L)}{1 + (1 - 2\nu)s_L}} \quad (5.21)$$

Que mostra a relação entre índice de refração da fibra e a deformação específica que ela sofre. Se a fibra não sofre deformação, $s = 0$.

$$n(0) = \sqrt{1 + K_1} \quad (5.22)$$

$$k_1 = n(0)^2 - 1 \quad (5.23)$$

Substituindo k_1 na equação (5.21) obtemos o índice de refração em função da deformação e do índice inicial antes de deformarmos a fibra:

$$n(s_L) = \sqrt{1 + \frac{(n(0)^2 - 1)(1 - Gvs_L)}{1 + (1 - 2\nu)s_L}} \quad (5.24)$$

$$n(s_L) = \sqrt{1 + \frac{n(0)^2 - n(0)^2 G \nu s_L - 1 + G \nu s_L}{1 + (1 - 2\nu)s_L}} \quad (5.25)$$

$$n(s_L) = \sqrt{\frac{1 + (1 - 2\nu)s_L + n(0)^2 - n(0)^2 G \nu s_L - 1 + G \nu s_L}{1 + (1 - 2\nu)s_L}} \quad (5.26)$$

$$n(s_L) = \sqrt{\frac{n(0)^2(1 - G \nu s_L) + [1 - (2 - G)\nu]s_L}{1 + (1 - 2\nu)s_L}} \quad (5.27)$$

Podemos perceber que a equação acima determina o comportamento do índice de refração do meio que constitui um corpo submetido a pequenas deformações longitudinais.

Considere uma grade de Bragg uniforme inscrita em uma fibra óptica com um índice de refração médio n_{ef} . O perfil de modulação do índice de refração pode ser expresso como [4].

$$n_0(z) = n_{ef_0} + \Delta n_0 \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda_0} z\right) \quad (5.28)$$

Onde Δn_0 é a amplitude de modulação do índice de refração antes da deformação, n_{ef_0} o índice de refração efetivo do núcleo antes da deformação, Λ_0 a periodicidade da grade antes da deformação, z é a distância ao longo do eixo longitudinal da fibra e $\omega = \frac{2\pi}{\Lambda_0}$ é a frequência angular.

Então, após uma pequena deformação, o índice de refração da grade de acordo com a equação (5.27) será dado por:

$$n(s_L) = \sqrt{\frac{(1 - G \nu s_L)(n_{ef_0} + \Delta n_0 \cos \omega z)^2 + [1 - (2 - G)\nu]s_L}{1 + (1 - 2\nu)s_L}} \quad (5.29)$$

$$n(s_L) = \sqrt{\frac{(1 - G \nu s_L)(n_{ef_0}^2 + 2n_{ef_0} \Delta n_0 \cos \omega z + \Delta n_0^2 \cos^2 \omega z) + [1 + (2 - G)\nu]s_L}{1 + (1 - 2\nu)s_L}} \quad (5.30)$$

Como a amplitude de modulação Δn_0 é muito pequena (tipicamente entre 10^{-3} e 10^{-5}) Δn_0^2 é desprezível, logo obtemos:

$$n(s_L) = \sqrt{\frac{(1-Gvs_L)n_{ef_0}^2 + [1-(2-G)v]s_L}{1+(1-2v)s_L}} + \frac{2(1-Gvs_L)n_{ef_0}\Delta n_0 \cos \omega z}{1+(1-2v)s_L} \quad (5.31)$$

Expandindo esta expressão em uma série binomial e desprezando os termos de ordem superior a 01 (um) teremos:

$$n(s_L) = \sqrt{\frac{(1-Gvs_L)n_{ef_0}^2 + [1-(2-G)v]s_L}{1+(1-2v)s_L}} + \frac{(1-Gvs_L)n_{ef_0}\Delta n_0 \cos \omega z}{\sqrt{[(1-Gvs_L)n_{ef_0}^2 + [1-(2-G)v]s_L].[1+(1-2v)s_L]}} \quad (5.32)$$

Fisicamente, como conseqüência da variação do tamanho da grade em sua dimensão axial, ocorre uma mudança de escala no perfil de modulação do índice de refração, na mesma direção (eixo-z):

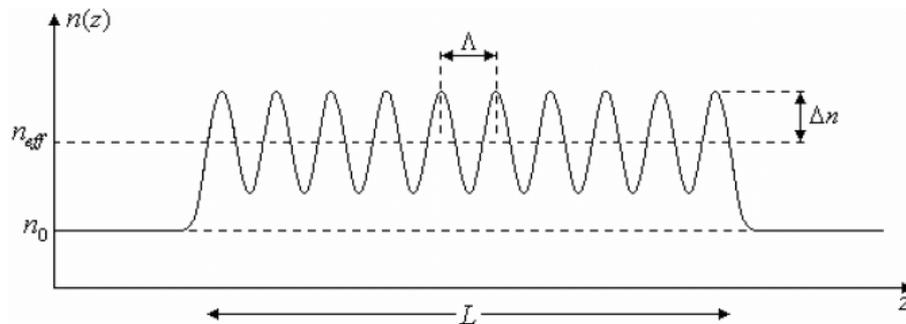


Figura (5.4) - Perfil de índice de refração de uma grade de Bragg uniforme de comprimento (L) inscrita em uma fibra óptica.

Observa-se que, uma deformação longitudinal na fibra provoca um aumento tanto no comprimento da grade, quanto no período de modulação da mesma, ou seja, essas grandezas serão funções da deformação longitudinal.

$$L(s_L) = (1+s_L)L_0 \quad (5.33)$$

$$\Lambda(s_L) = (1+s_L)\Lambda_0 \quad (5.34)$$

Então o índice de refração considerando a mudança de escala no eixo Z e a frequência angular $\omega = \frac{2\pi}{\lambda}$ é:

$$n(s_L) = \sqrt{\frac{(1-G\nu s_L)n_{ef_0}^2 + [1-(2-G)\nu]s_L}{1+(1-2\nu)s_L}} + \frac{(1-G\nu s_L)n_{ef_0}\Delta n_0}{\sqrt{[n_{ef_0}^2(1-G\nu s_L) + [1-(2-G)\nu]s_L] \cdot [1+(1-2\nu)s_L]}} \cos\left(\frac{2\pi z}{(1+s_L)\Lambda_0}\right) \quad (5.35)$$

$$n(s_L) = n_{ef}(s_L) + \Delta n(s_L) \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda(s_L)} z\right) \quad (5.36)$$

Sendo o perfil do índice de refração da FGB aquele expresso pela equação (5.36) acima podemos compará-lo com a equação (5.35) para inferir que o índice de refração efetivo n_{ef} , e a amplitude de modulação do índice de refração Δn , são funções da deformação longitudinal da fibra, s_L .

$$n_{ef}(s_L) = \sqrt{\frac{(1-G\nu s_L)n_{ef_0}^2 + [1-(2-G)\nu]s_L}{1+(1-2\nu)s_L}} \quad (5.37)$$

$$\Delta n(s_L) = \frac{(1-G\nu s_L)n_{ef_0}\Delta n_0}{\sqrt{[(1-G\nu s_L)n_{ef_0}^2 + [1-(2-G)\nu]s_L] \cdot [1+(1-2\nu)s_L]}} \quad (5.38)$$

A equação (5.35) determina o comportamento do perfil de modulação do índice de refração de uma grade de Bragg uniforme submetida a pequenas deformações longitudinais. As equações (5.34), (5.37) e (5.38), mostram que o período de modulação, o índice de refração e a amplitude de modulação do índice de refração da grade, também variam com a deformação aplicada a grade.

As variações citadas podem ser usadas para verificar mudanças produzidas no espectro de refletividade, assim como para desenvolver modelos matemáticos que descrevam o comportamento específico de certos parâmetros desse espectro, como o comprimento de onda de Bragg, a refletividade máxima e a largura de banda.

Como o perfil do índice de refração da FGB varia de forma contínua de acordo com a equação (5.41) podemos mostrar um gráfico de parte do perfil de

modulação do índice de refração sem deformação da grade especificada acima e aplicando-se uma deformação de $4\mu\text{m}$, notamos a diminuição do índice de refração conforme ilustrado na figura (5.5) abaixo.

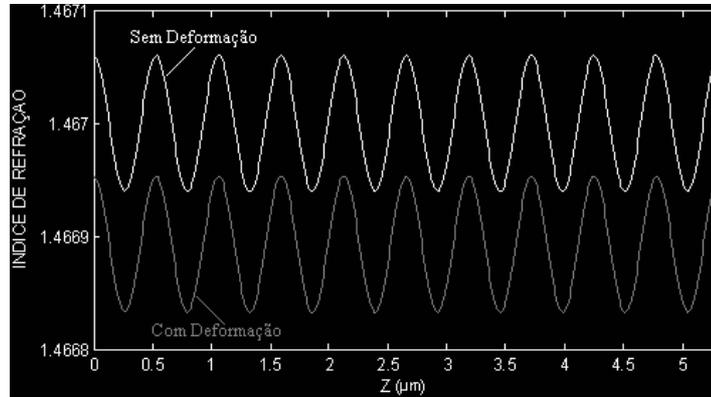


Figura (5.5) - Parte do perfil de modulação do índice de refração de uma FGB uniforme, antes e após uma deformação de $400\mu\text{s}$.

5.2 Análise da nova abordagem

5.2.1 O comportamento do comprimento de onda de Bragg

Baseado na lei de Bragg, a dependência do λ_B com a deformação pode ser modelada da seguinte forma:

$$\lambda_B(s_L) = 2 \cdot n_{ef}(s_L) \cdot \Lambda(s_L) \quad (5.39)$$

Logo, substituindo (5.34) e (5.37) em (5.39), o comprimento de onda de Bragg após a deformação será calculado por:

$$\lambda_B(s_L) = 2 \sqrt{\frac{(1-G)s_L n_{ef_0}^2 + [1-(2-G)]s_L}{1+(1-2)s_L}} (1+s_L) \Lambda_0 \quad (5.40)$$

Sendo $\lambda_{B_0} = 2 \cdot n_{ef_0} \cdot \Lambda_0$, o comprimento de onda de Bragg da grade sem deformação então:

$$\lambda_B(s_L) = \frac{\lambda_{B_0}}{n_{ef_0}} \sqrt{\frac{(1-G)s_L n_{ef_0}^2 + [1-(2-G)\nu]s_L}{1+(1-2\nu)s_L}} \cdot (1+s_L) \quad (5.41)$$

Sendo o comprimento de onda em função da deformação, obtido pela soma do comprimento de onda inicial antes da deformação com a variação do comprimento de onda devido à deformação e que a equação (5.41) só é válida para pequenas deformações, será feito uma aproximação linear da mesma através de uma expansão sobre a origem, em uma de Maclaurin:

$f(x)=f(0) + x f'(0)$, então :

$$\lambda_B(s_L) = \lambda_B(0) + \frac{\partial \lambda_B(0)}{\partial s} s_L \quad (5.42)$$

A equação (5.42) mostra corretamente que na ausência de deformação da fibra ($s_L = 0$) o comprimento de onda λ_B , será igual ao comprimento de onda do pico de reflexão inicial.

$$\lambda_B(0) = \lambda_{B_0} \quad (5.43)$$

Como estamos considerando pequenas variações no comprimento de onda, pois as deformações na fibra em situações reais são muito pequenas, então:

$$\frac{\partial \lambda_B(0)}{\partial s} = \lambda_{B_0} \left[1 - \frac{1}{2}(1-(2-G)\nu) \left(1 - \frac{1}{n_{ef_0}^2} \right) \right] s_L \quad (5.44)$$

O que mostra que existe um comprimento de onda de pico de reflexão na ausência de deformação, logo substituindo (5.43) e (5.44) em (5.42), o comprimento de onda em função da deformação é:

$$\lambda_B(s_L) = \lambda_{B_0} + \lambda_{B_0} \left[1 - \frac{1}{2}(1-(2-G)\nu) \left(1 - \frac{1}{n_{ef_0}^2} \right) \right] s_L \quad (5.45)$$

e a variação do comprimento de onda em função da deformação será:

$$\Delta\lambda_B(s_L) = \lambda_{B_0} \left[1 - \frac{1}{2}(1 - (2-G)\nu) \left(1 - \frac{1}{n_{ef_0}^2} \right) \right] s_L \quad (5.46)$$

As equações (5.45) e (5.46) acima, descrevem de forma linear o comportamento do comprimento de onda de Bragg de uma FGB uniforme, em função de pequenas deformações longitudinais.

5.2.2 O comportamento da refletividade máxima

A refletividade máxima de uma grade de Bragg uniforme é dada por:

$$R_{\max} = \tanh^2(kL) \quad (5.47)$$

$$\text{Onde } k = \frac{\Delta n \pi}{\lambda_B} \quad (5.48)$$

Então a dependência da refletividade máxima R_{MAX} de uma FGB uniforme com a deformação, pode ser modelada da seguinte forma:

$$R_{\text{MAX}}(s) = \tanh^2(k(s) \cdot L(s)) = \tanh^2\left(\frac{\Delta n(s)L(s) \cdot \pi}{2n_{ef}(s)\lambda(s)}\right) \quad (5.49)$$

Logo substituindo as equações (5.33), (5.34), (5.37) e (5.38) decorrentes do modelo teórico proposto na equação acima, obtemos:

$$R_{\text{MAX}}(s) = \tanh^2\left(\frac{(1-G\nu s)n_{ef_0}^2}{(1-G\nu s)n_{ef_0}^2 + [1-(2-G)\nu]s} \cdot \frac{L_0 \Delta n_0 \pi}{\lambda_{B_0}}\right) \quad (5.50)$$

Sendo $R_{\text{MAX}}(0)$ o valor da refletividade máxima da grade antes da deformação, e como a expressão acima só é válida para pequenas deformações, será feita uma aproximação linear da mesma, através de uma expansão sobre a origem em uma série de Maclaurin.

$$R_{\text{MAX}}(s) \cong \frac{\partial R_{\text{MAX}}(0)}{\partial s} \cdot s + R_{\text{MAX}}(0) \quad (5.51)$$

Resultando em:

$$R_{\text{MAX}}(s) = -2 \left[\frac{X \sqrt{R_{\text{MAX}_0}}}{\cosh^2(X)} \cdot \frac{1 - (2 - G)\nu}{n_{\text{ef}_0}} \right] \cdot s + R_{\text{MAX}_0} \quad (5.52)$$

Sendo:

$$X = \operatorname{arctanh}(\sqrt{R_{\text{MAX}_0}}) \quad (5.53)$$

A expressão (5.52) descreve de forma linear o comportamento da refletividade máxima de uma FGB uniforme, em função de pequenas deformações longitudinais.

5.2.3 O comportamento da largura de banda

De acordo com a equação (3.38), a dependência da largura de banda $\Delta\lambda$ de uma grade de Bragg fraca, com a deformação longitudinal, pode ser modelada da seguinte forma:

$$\Delta\lambda(s) = \frac{\lambda_B^2(s)}{n_{\text{ef}}(s)L(s)} = 2\lambda_B(s) \frac{\Lambda(s)}{L(s)} \quad (5.54)$$

Logo, substituindo as equações (5.33), (5.34) e (5.45) na equação acima, obtemos:

$$\Delta\lambda(s) = \Delta\lambda_0 \left[1 - \frac{1}{2} (1 - (2 - G)\nu) \left(1 - \frac{1}{n_{\text{ef}_0}^2} \right) \right] \cdot s + \Delta\lambda_0 \quad (5.55)$$

Sendo $\Delta\lambda_0$, o valor da largura de banda da grade antes da deformação.

A equação (5.55) descreve de forma linear o comportamento da largura de banda de uma FGB uniforme do tipo fraca, em função de pequenas deformações longitudinais.

CAPÍTULO 6

RESULTADOS

6.1 Comportamento da refletividade com a deformação

A refletividade de uma grade de Bragg sem deformação, com índice de refração $n_{ef} = 1,468$, amplitude de perturbação induzida do índice de refração, $\Delta n = 6 \times 10^{-5}$, período $\Lambda = 0,531 \mu\text{m}$ e comprimento $L = 1 \text{ cm}$, foi mostrada na figura (3.1). A figura (6.1) mostra o efeito do deslocamento do espectro de refletividade quando uma FGB é deformada de $200 \mu\text{s}$ (equivalente a $200 \mu\text{m/m}$) por 10 deformações sucessivas de $2 \mu\text{m}$ cada, com base na equação (3.30), quando a dependência do comprimento da grade com a deformação dada pela equação (5.33).



Figura (6.1) - Espectro de refletividade de uma FGB uniforme, submetida à sucessivas deformações.

Analisando a figura (6.1) podemos perceber um deslocamento do espectro de refletividade após as deformações, e também uma diminuição do pico de refletividade máxima, que será mostrado com detalhes no gráfico a seguir. Podemos concluir também, que este gráfico não poderia ser construído utilizando o modelo da literatura, pois nesse modelo não prevê a dependência do espectro de refletividade com a variação do comprimento da grade.

6.2 Comportamento dos máximos de refletividade com a deformação

O comportamento da refletividade máxima de uma FGB uniforme, considerando os mesmos parâmetros utilizados na construção do gráfico da figura (3.1), em função de pequenas deformações longitudinais, pode ser visualizado na figura (6.2).

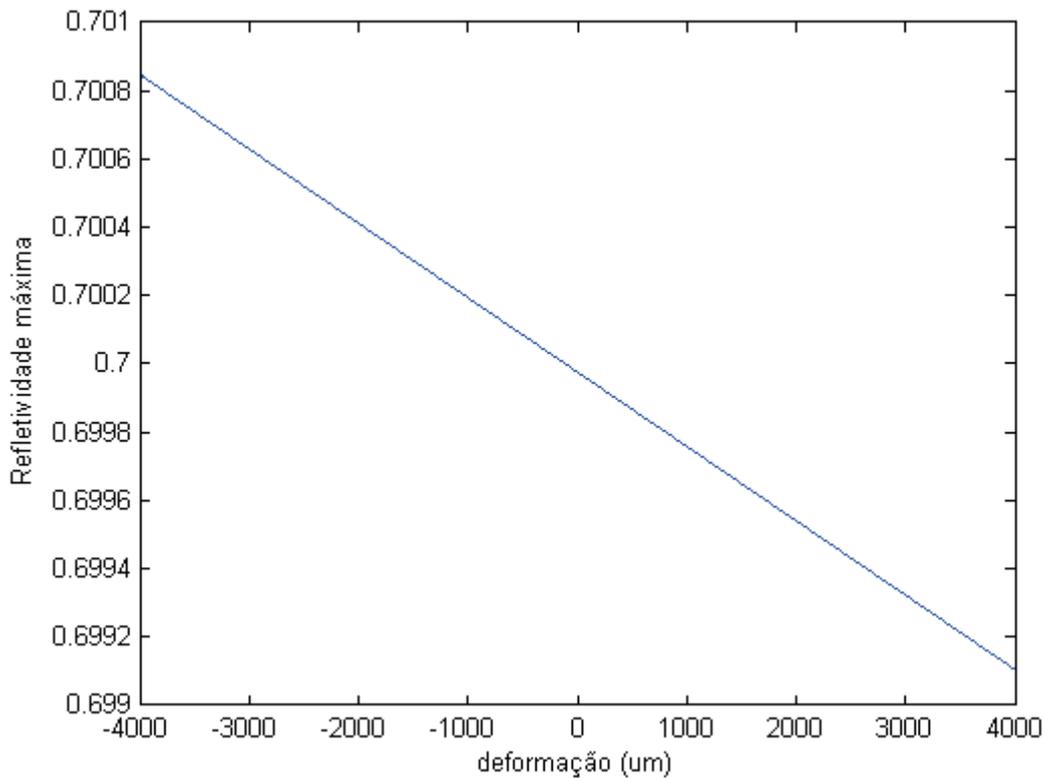


Figura (6.2) - Refletividade máxima de um FGB submetida à deformação

Analisando esse gráfico podemos perceber uma variação de aproximadamente 0.0017 nos máximo de refletividade, após uma deformação longitudinal de - 4000 à 4000 μs . Este comportamento também não é previsto no modelo usual de sensores de deformação a FGB.

6.3 Comportamento da largura de banda com a deformação

O comportamento da largura de banda de uma FGB uniforme fraca, considerando os mesmos parâmetros usados no gráfico da figura (3.1), é mostrado na figura (6.3). Onde podemos perceber um aumento da largura de banda com a deformação. Esse gráfico também não poderia ser construído a partir do modelo da literatura, pelo mesmo motivo do gráfico (6.2).

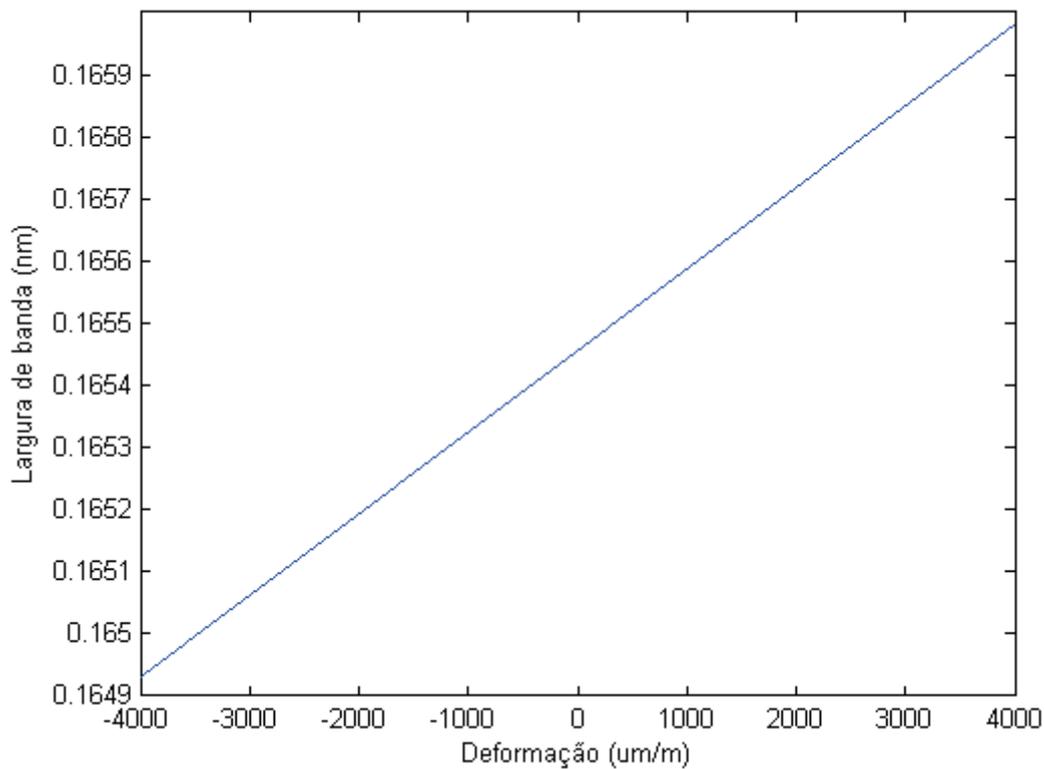


Figura (6.3). Comportamento da largura de banda de uma grade fraca submetida à deformação.

6.4 Comparação dos resultados experimentais com o modelo proposto

O modelo teórico proposto nesta dissertação foi comparado com os resultados de experimentos realizados nos laboratórios do centro de pesquisa e desenvolvimento em telecomunicações – CPqD, em Campinas [8].

Nesse experimento foi utilizada uma fibra com grade de Bragg fornecida pela MPB com comprimento de onda de Bragg sem deformação $\lambda_B = 1553.5$ nm e índice de refração $n_{ef} = 1.47$. A fibra foi tracionada em uma só direção ao longo do seu eixo e os valores das trações aplicadas eram indicados diretamente em um dinamômetro digital. As medidas começaram quando nenhuma força atuava na FGB, onde foi medido um comprimento de onda de Bragg para a FGB livre de deformação. Em seguida a FGB foi deformada pela aplicação da força externa até 0,4kgf, medindo cada resposta do comprimento de onda de Bragg da FGB em um analisador de espectro óptico. Utilizando a equação:

$$\frac{F}{A} = E \left(\frac{\Delta L}{L_0} \right) \rightarrow \frac{F}{A} = ES_L \quad (6.1)$$

Sendo (F) a força externa, (S_L) a deformação longitudinal da fibra, (E) o módulo de elasticidade, que para a fibra utilizada vale 72.500 N/mm² e (A) a área da fibra que apresenta diâmetro de 125 μ m. Podemos obter para cada valor de força, uma respectiva deformação e conseqüentemente um comprimento de onda de Bragg mostrado na tabela abaixo:

Tabela (6.1) - Dados experimentais dos comprimentos de onda de Bragg em função da deformação da fibra.

F(kgf)	S_L	λ_B (nm)
0	0	1553,5
0,025	0,27538	1553,79
0,05	0,55076	1554,14
0,075	0,82614	1554,47
0,1	1,10152	1554,82
0,125	1,3769	1555,17
0,15	1,65228	1555,54
0,175	1,92766	1555,85
0,2	2,20304	1556,22
0,225	2,46842	1556,55
0,25	2,7538	1556,9
0,275	3,02918	1557,2
0,3	3,30456	1557,55
0,325	3,57994	1557,87
0,35	3,85532	1558,24
0,375	3,85532	1558,24
0,375	4,1307	1558,54
0,4	4,40608	1558,88

O gráfico abaixo, mostra o resultado da combinação da equação (5.45) que representa o modelo teórico proposto, com as medidas experimentais citadas. A intenção foi obter o valor da constante G para uma fibra de sílica dopada com germânio utilizada no experimento. Como resposta encontrou-se $G=0.573$.

Podemos notar a linearidade dos resultados obtidos no experimento. Estando dessa forma, de acordo com o previsto no modelo teórico proposto.

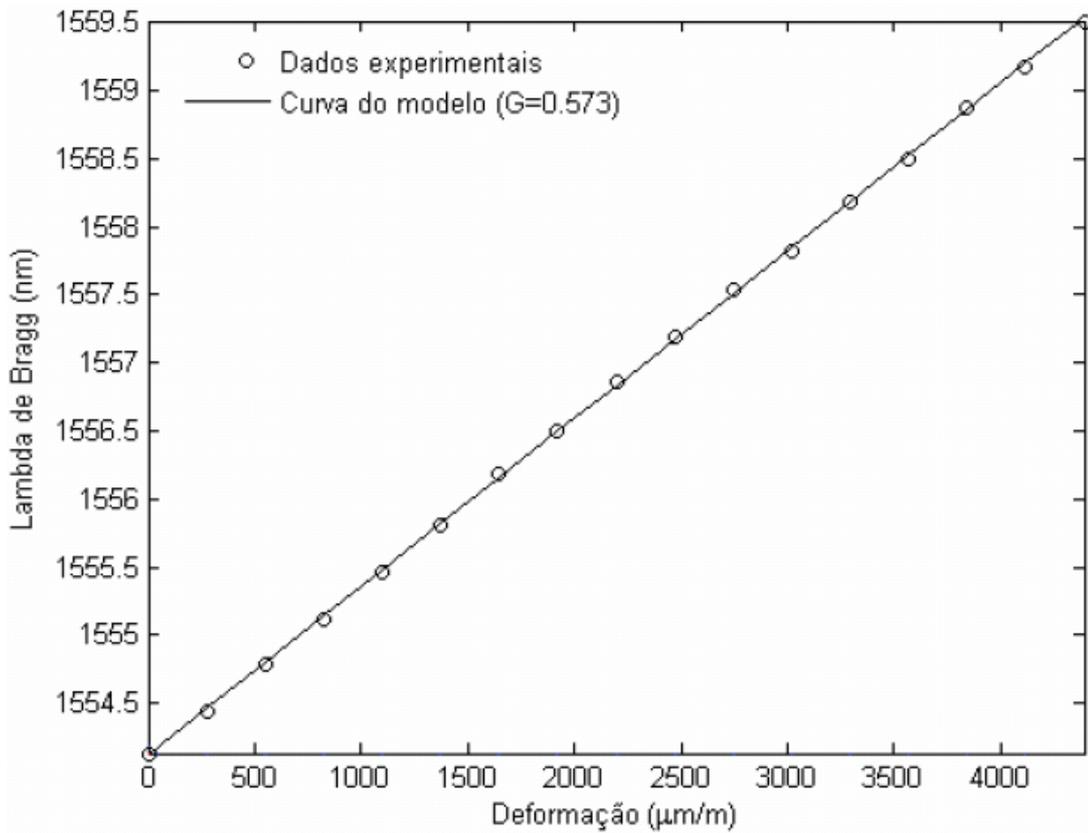


Figura (6.4) - Comportamento teórico e experimental do λ_B com a deformação, de uma FGB uniforme centrada em $\lambda_{B0} = 1553,5$ nm, $\nu = 0,16$ e com $n_{ef} = 1,47$.

6.5 Comparação do modelo proposto com o modelo usual

Na figura (6.5), é feita uma comparação entre os gráficos gerados pelo modelo proposto (equação 5.45) e o modelo usual (equação 4.7), considerando a mesma fibra especificada na figura (3.1). Onde o modelo usual existente na literatura, também descreve o comportamento do comprimento de onda de Bragg (λ_B) de uma FGB como função de pequenas deformações longitudinais. O erro angular encontrado, relativo ao modelo da literatura, é de apenas 0,23%.

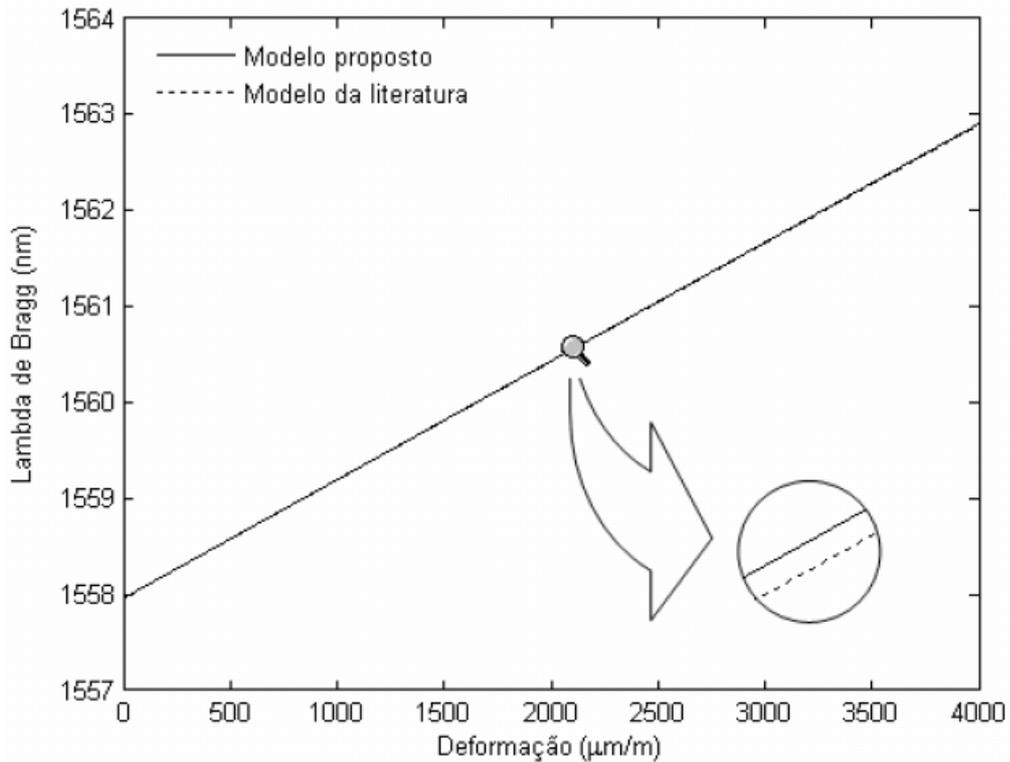


Figura (6.5) - Comparação entre os modelos.

6.6 Comparação do modelo proposto com outros resultados experimentais

Nesta seção usaremos dados experimentais extraídos da referência [29], quando uma fibra óptica com grade de Bragg de 12,445 cm foi submetida a uma deformação longitudinal total de 200 μm , em dez deformações sucessivas de 20 μm . A fibra apresenta $n_{\text{ef}} = 1,482$ e comprimento de onda de Bragg sem deformação, de 1301,834 nm. Nesse experimento foi utilizado um analisador de espectro óptico para obter os comprimentos de onda de reflexão. Os resultados experimentais representados pelos círculos na figura (6.6), ligados pela reta em azul, quando comparados com o modelo proposto nessa dissertação (equação 5.46), que corresponde à reta em vermelho, apresentam uma ligeira discrepância. O valor da constante G utilizada nesta comparação foi o mesmo dos dados experimentais discutidos anteriormente ($G = 0,573$).

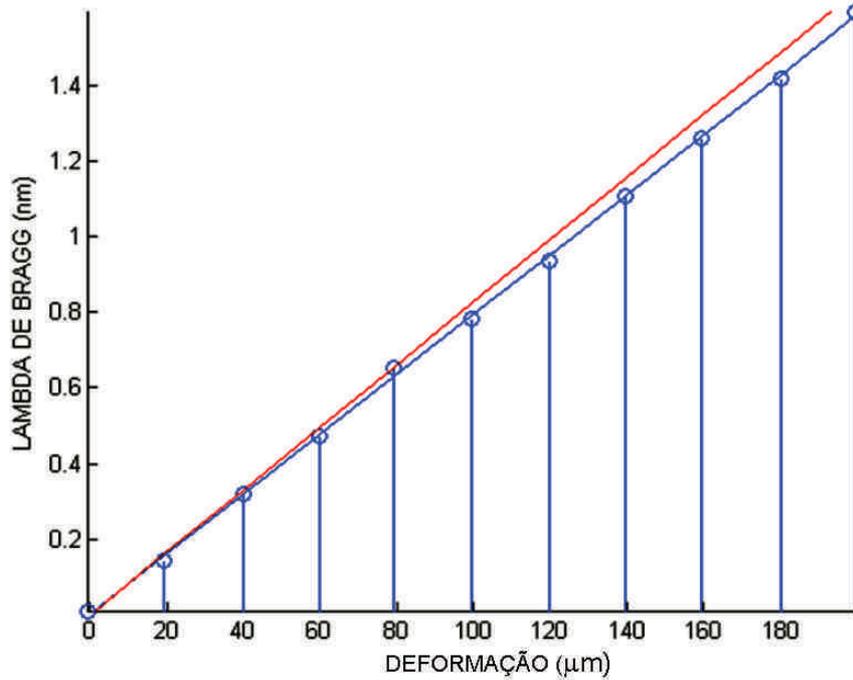


Figura (6.6) – Comparação do modelo proposto com outros resultados experimentais.

Fazendo uma comparação do modelo proposto (equação 5.46), onde utilizamos a constante $G=0,573$, que corresponde à reta em vermelho, com o modelo usual (eq. 4.7), que corresponde à reta em preto e utilizando os mesmos parâmetros do experimento descrito acima, verifica-se que os dois modelos praticamente coincidem, ambos apresentando o mesmo afastamento dos pontos experimentais a partir de um certo ponto, como é visto na figura (6.7).

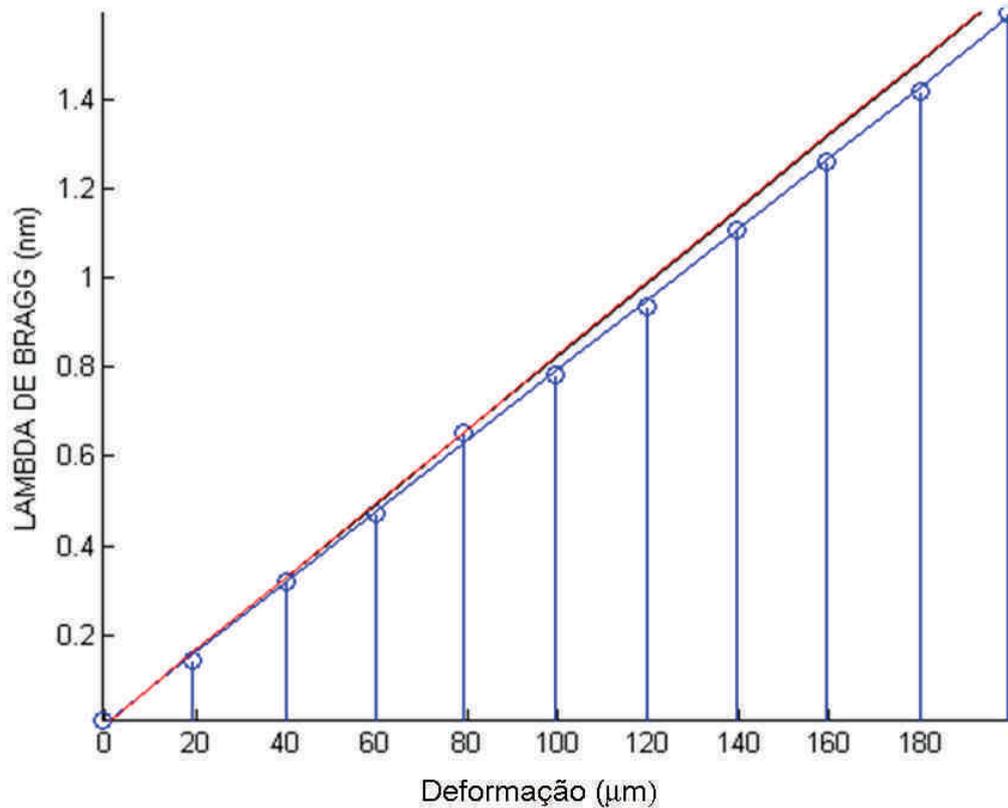


Figura (6.7) – Comparação dos dois modelos com os resultados experimentais.

6.7) Comparação da sensibilidade do modelo proposto com a sensibilidade do modelo usual

Considerando inicialmente os parâmetros da grade citados na literatura [9], onde $n_{\text{ef}} = 1,482$, $G=0,573$, $\nu = 0,16$ e $\lambda_B = 1550$ nm, a sensibilidade utilizando o modelo usual (equação 4.7) vale $1,2$ pm/ μs , enquanto no modelo proposto (equação 5.46) vale $1,54$ pm/ μs . A mesma sensibilidade considerando os parâmetros do experimento realizado no CPqD [8], $n_{\text{ef}} = 1,47$, $G=0,573$, $\nu = 0,16$ e $\lambda_B = 1553,5$ nm, vale $1,22$ pm/ μs , utilizando o modelo usual e $1,23$ pm/ μs , utilizando o modelo proposto. Onde podemos notar que a sensibilidade pelo modelo proposto é sempre maior.

CAPÍTULO 7

DISCUSSÕES

Como podemos observar as equações (5.33) e (5.36) determinam o comportamento do perfil de modulação do índice de refração de uma grade de Bragg uniforme submetida a pequenas deformações longitudinais. De forma que as mesmas podem ser usadas para verificar as correspondentes mudanças produzidas em todo espectro de refletividade desta grade, sendo também usadas para desenvolver modelos particulares, que descrevam apenas o comportamento de certos parâmetros do espectro, como o comprimento de onda de Bragg, a refletividade máxima e a largura de banda, como foi mostrado no capítulo (5). Essa característica do modelo teórico proposto representa uma grande vantagem em relação ao modelo usual, que descreve apenas o comportamento do comprimento de onda de Bragg.

Através do modelo proposto também podemos analisar o espectro de refletividade de uma grade de Bragg, onde podemos verificar um deslocamento desse espectro após sucessivas deformações, o que não seria possível utilizando o modelo usual que não apresenta uma relação do comprimento da grade com a deformação.

Podemos notar também que o nosso modelo quando comparado com os resultados experimentais citados [8] e [9], apresentam melhores resultados que o modelo da literatura ou seja aproxima-se mais dos resultados experimentais.

Por fim o modelo proposto apresenta uma maior sensibilidade que o modelo usual, seja utilizando os parâmetros da literatura, seja utilizando os parâmetros dos experimentos. Logo concluímos que nosso modelo além de ser mais geral, leva a resultados mais próximos da realidade que o modelo usual.

CAPÍTULO 8

CONCLUSÕES

Nesse trabalho apresentou-se uma abordagem teórica para o comportamento de um sensor de deformação a FGB, descrevendo a dependência explícita do perfil de índice de refração da grade, da refletividade da grade, da largura de banda e da variação do comprimento de onda de Bragg, com a deformação relativa longitudinal. Ou seja, um novo modelo teórico que descreve as mudanças nos parâmetros citados.

Para obtermos esse modelo, fizemos uma análise teórica das propriedades ópticas de uma fibra com grade de Bragg atuando como sensor de deformação. Nessa análise a fibra foi submetida a uma deformação longitudinal que provocou uma mudança no volume final da fibra, que foi calculado em função da deformação da mesma. A partir desse cálculo introduzimos o argumento de que após a deformação longitudinal o número de dipolos elétricos em qualquer elemento de volume da fibra será modificado, mas o número de dipolos por unidade de volume de toda a FGB permanecerá constante para chegarmos ao modelo proposto.

A partir da obtenção do novo modelo teórico proposto, utilizamos um caso particular do mesmo, que descreve o comportamento do comprimento de onda de Bragg em função de pequenas deformações, e fizemos uma comparação com resultados experimentais obtidos nos laboratórios do CPqD [8], bem como com o modelo teórico usual existente na literatura e também com outros resultados experimentais, sempre resultando em um bom grau de concordância.

O modelo teórico proposto destaca-se pelo fato de ser mais amplo, já que descreve todo o espectro de refletividade da grade, e não apenas certos parâmetros específicos desse espectro, como faz, o modelo presente em literatura.

Podemos verificar também, que os métodos matemáticos apresentados para obtenção do novo modelo teórico não utilizam as componentes do tensor fotoelástico que são utilizadas na obtenção do modelo existente na literatura.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] Giozza, W. F; Conforti, E; Waldman, H; Fibras ópticas: Tecnologia e projetos de sistemas, Makron: McGraw Hill, São Paulo, 1991.
- [2] André, P. S. B, Componentes Optoeletrônicos para Redes Fotônicas de Alto Débito, Tese de Doutorado, Universidade de Aveiro, Portugal, 2002. ([www.av.it.pt/pandré/pdfs/capítulo 0.pdf](http://www.av.it.pt/pandré/pdfs/capítulo%200.pdf))
- [3] Soares, A. J, Comunicações ópticas. Dissertação de mestrado, Universidade de Brasília, Setembro de 2005.
- [4] Valente, L. G; Silva, L. C. N; Ribeiro, A. S; Triques, A; Regazzi, R. D; Braga, A. M. B, Técnicas de leitura para sensores a fibra óptica baseados em redes de Bragg, conferência sobre tecnologia de equipamentos, Salvador, agosto de 2002.
- [5] Ribeiro, A. B. L, Esquemas de multiplexagem de sensores de fibra óptica, departamento de física da faculdade de ciência da Universidade do Porto, tese de doutorado, outubro de 1996.
- [6] Agrawal, G. P, Fiber Optics Communication Systems, John Wiley & Sons, New York, 1992.
- [7] Willsch, R; Rogers, A. J, Application of Optical Fiber Sensors, Proceedings of Spie, vol. 4074, 2000.
- [8] Brígida. A. C. S, Análise Experimental de Sensores Ópticos de Distância Baseados em Fibras com Grade de Bragg, Relatório técnico (08), Campinas, abril de 2007.
- [9] Othonos, A, Fiber Bragg Gratings, Rev. Sci. Instrum. 68 (12), pp.4309-4341, 1997.

[10] Agrawal, G. P, Applications of non linear fiber optics, Academic Press, San Diego, 2001.

[11] 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. IEEE Journal of Lightwave technology, 15, pp. 1442-1463, 1997.

[12] Gangopadhyay, T. K, Prospects for Fibre Bragg Gratings and Fabry–Perot Interferometers in fibre-optic vibration sensing, Sensors and Actuators A, 113, pp. 20-38, 2004.

[13] Aires Neto, J. B. M, Sensor óptico para medir a tração mecânica experimentada por um cabo de alta tensão suspenso e operando com sobrecarga, CPqD, Campinas, São Paulo, 2007. (www.cpqd.com.br)

[14] Hill, K. O; Fujii, F; Johnson, D. C, and Kawasaki, B. S, Photosensitivity in optical fiber waveguides: Application to reflection filter fabrication, Appl. Phys. Lett., 32, pp. 647-649, 1978.

[15] CAZO, R. M, Sistemas interrogadores de sensores baseados em grade de Bragg, Tese de mestrado, ITA São José dos Campos, São Paulo, 2001. (www.blbihl.ita.br/tesesdigitais)

[16] Barbosa, C. L; Rabelo, R. C; Lisboa, O; Hattori, H. T; Cazo, R. M, Fabricação e Caracterização de Grades de Bragg através do uso da Técnica da Máscara de Fase, Telecomunicações, 03, (02), pp. 22-26, dezembro de 2000.

[17] Zimmermann, A.C; Veiga, C. L. N; Tondello, G. F; Sousa, M. M. S; Martins, R. H; Zimmermann, R, Sensores Baseados em Redes de Bragg e Fibras Ópticas para Medição de Grandezas em Sistemas Elétricos de Alta Tensão, *Simpósio Brasileiro de Sistemas Elétricos*, Campina Grande-PB, 2006.

[18] Sales Junior, C. S, Projetos de grades de Bragg para aplicações em sensores de fibras ópticas, dissertação de mestrado, PPGEE, Universidade Federal do Pará, 2005.

[19] Jackson, J. D, Classical Eletrodynamics, John Wiley & Sons, Inc, Third edition, United States of America, 1998.

[20] Reitz, J. R; Milford, F. J, Christy, R. W., Fundamentos da teoria eletromagnética, Ed. Campus, Rio de Janeiro 1982.

[21] Shen, Y. R, The principles of nonlinear optics, Wiley classics library edition published 2003.

[22] Yariv, A, Coupled - Mode Theory for Guided Wave Optics, IEEE Journal of Quantum Eletronics, QE-9, pp. 919-933, 1973.

[23] Erdogan, T, Fiber Grating Spectra, IEEE Journal of Lightwave Technology, 15, pp.1277-1294, 1997.

[24] Carvalho, J. C.C; Costa, J. C. W; Souza, M. J; Sales, C. S; e Francês, C. R. L, Otimização de Redes de Bragg em Fibra Usando Algoritmos Genéticos, Journal of Microwaves and Optoeletronics, 4 , (2), pp. 136-151, 2005

[25] Sousa, M. J, Síntese de grades de Bragg utilizando algoritmo genético e processamento paralelo, dissertação de mestrado, PPGEE, Universidade Federal do Pará, 2003.

[26] Paterno, A. S, *Sistemas de sensoriamento e fibra ótica – Análise e implementação com aplicações na instrumentação de processos petroquímicos*, tese de doutorado, Universidade Tecnológica Federal do Paraná, Curitiba, 2006.

[27] Floridia, C; Dini, D.C; Borin, F, Relatório técnico PD. 33. 11. 18A. 0018-RT-06-AA. Técnica de detecção com dupla grade de Bragg para sensores ópticos de proximidade, CPqD, Campinas, 27 de dezembro de 2006.

[28] Kersey, A. D. and Dandridge. A, Applicatons of Fiber-Optic Sensor, U.S.Naval Research Laboratory, Optical Sciences Division, Washington, 1989.

[29] Cazo, R. M; Hattori, H. T; Barbosa, C. L; Lisboa, O; e Rabelo, R. C, Sensor de deformação usando grades de Bragg. Revista científica periódica Telecomunicações, 3, (2), pp. 76-79, 2000.

[30] Kersey, A.D, A Review of Recent Developments in Fiber Optic Sensor Technology, Fiber Optic Smart Structures, U.S.Naval Research Laboratory, Washington, February 13,1996.

[31] Selvarajan, A, Fiber Optic Sensors and Their Applications, Department of Eletrical Communication Engineering, Indian Institute of Science, Bangalore, 560012. (www.ntu.edu.sg/mae/research/programmes)

[32] Friebele, E. J, "Fiber Bragg Grating Strain Sensors: Present and Future Applications in Smart Structures," *Optics and Photonics News*, 9, pp. 33-37, 1998.

[33] Hill, K. O; and Meltz, G, "Fiber Bragg grating technology fundamentals and Overview," *IEEE Jornal of Lightware Technology*, 15, pp. 1263-1276, 1997.

[34] Nye, J. F; F, R. S, Physical Properties of Crystals. Oxford University Press, 1957.

[35] Yariv, A; Yeh, P, Optical Waves in Crystals. John Wiley & Sons, California, may 1983.

[36] Borges, G. S, Análise e projeto de filtros ópticos, Trabalho de conclusão de curso, Faculdade de Engenharia Elétrica, Universidade Federal do Pará, 2007.

[37] Neves, C. N, Estado da arte de sensoriamento óptico, I semana de tecnologia da Eletronorte, CPqD, 27 de abril de 2005. (www.cpqd.com.br)