

2

Conceitos preliminares

2.1.

Introdução

Uma revisão bibliográfica se torna indispensável para melhor compreensão do trabalho aqui apresentado. Esta descrição enfoca alguns pontos principais, de forma resumida, buscando informações objetivas. Neste capítulo, serão apresentadas algumas propriedades fundamentais da rede de Bragg em fibras ópticas, como a dependência do comprimento de onda de Bragg em função de perturbações externas às quais a rede possa ser submetida, tais como: deformação axial, temperatura e compressão transversal. Adicionalmente, serão apresentadas algumas técnicas de demodulação, na qual uma delas em especial é o objetivo principal do trabalho.

2.2.

Propriedades da rede de Bragg em fibras ópticas

2.2.1.

Rede de Bragg

Antes de discutirmos redes de Bragg em fibras ópticas, primeiramente é interessante apresentar a origem da rede de Bragg, que surgiu no estudo de espalhamento de raios X por cristais. W. L. Bragg apresentou uma explicação simples para os feixes de raio X difratados por um cristal [54]. Ele supôs que as ondas incidentes eram refletidas specularmente por planos de átomos paralelos no interior do cristal, sendo que cada plano refletia somente uma pequena fração da radiação, como um espelho pouco prateado. Os feixes difratados formam-se quando as reflexões provenientes de planos paralelos de átomos produzem interferência construtiva, conforme indicado na figura 2.1.

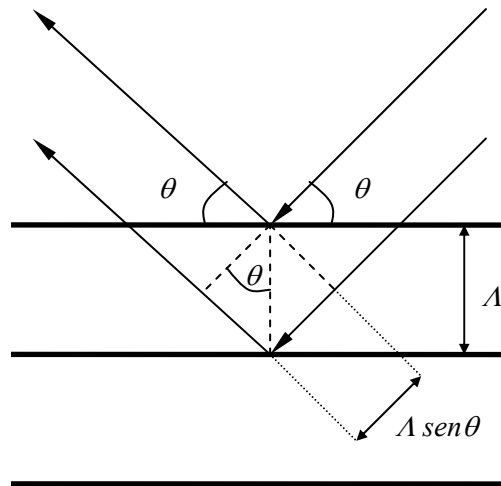


Figura 2.1 – Esquema representativo para a dedução da equação de Bragg.

Considerando que os planos paralelos da rede estão separados por uma distancia Λ e a radiação está incidindo no plano do papel, a diferença de caminho para os raios refletidos por planos adjacentes é $2\Lambda \sin \theta$, onde θ é medido a partir do plano. A interferência construtiva da radiação proveniente de planos sucessivos ocorre quando a diferença de caminho for um número inteiro n de comprimento de onda λ , de modo que

$$2\Lambda \sin \theta = n\lambda \quad (2.1)$$

Esta é a lei de Bragg. Embora a reflexão em cada plano seja especular, somente para certos valores de θ somar-se-ão as reflexões provenientes de todos os planos paralelos, por estarem em fase, e fornecerão um forte feixe refletido.

Em 1966 foi descoberto o efeito fotorefrativo que é um fenômeno no qual o índice de refração local de um meio é mudado pela iluminação de um feixe de luz com variação espacial de intensidade [55]. Muitos fenômenos associados com o efeito fotorefrativo envolvem o espalhamento da luz por redes ou hologramas formados nos cristais fotorefrativos, como um exemplo pode ser citado a holografia em tempo real [56, 57].

A fotossensibilidade da fibra óptica foi descoberta por Ken Hill em 1978 durante um experimento usando fibra de sílica dopada com germânio iluminada por laser de argônio no espectro visível. O processo de fabricação da rede de Bragg em fibras ópticas é descrito em detalhes nas referências [8,9].

Rede de Bragg em fibras ópticas (FBG-*Fiber Bragg Grating*) é caracterizada por uma modulação periódica no índice de refração, foto-impresso no núcleo da fibra, que tem uma condição de ressonância em um específico comprimento de onda. Ela representa uma das mais interessantes descobertas na área de fibras ópticas nos últimos tempos. Fibras ópticas com o núcleo dopado com germânio são sensíveis à radiação ultravioleta na região de 248nm. A absorção desta radiação pelo núcleo da fibra pode gerar uma mudança no índice de refração, o que pode ser utilizado para gerar a rede de Bragg. Entre muitas técnicas de fabricação, tem-se como um exemplo a técnica de máscara de fase que gera uma modulação periódica no índice de refração no núcleo da fibra. Pode-se dizer que a rede de Bragg nada mais é que um filtro óptico reflexivo com altíssima seletividade espectral. O comprimento de onda de ressonância de Bragg é dado pela expressão.

$$\lambda_B = 2n_{eff} \Lambda \tag{2.2}$$

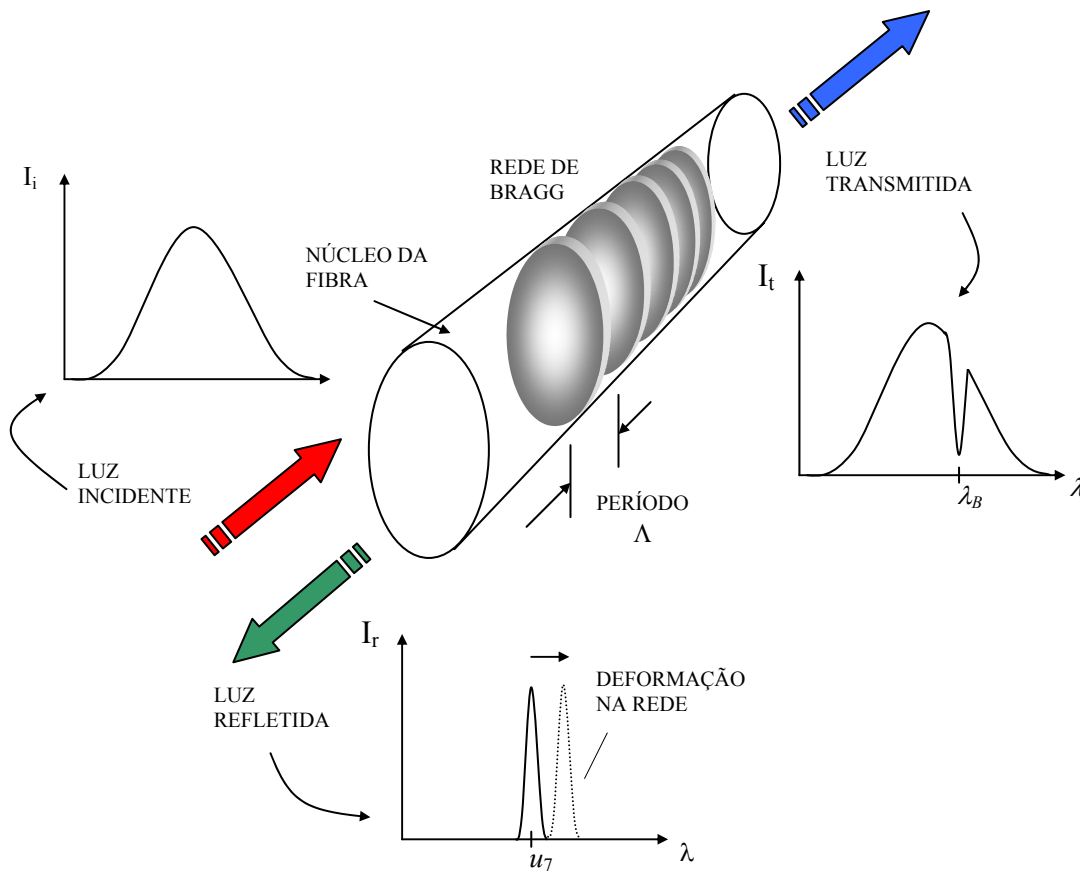


Figura 2.2 - Reflexão e transmissão da rede de Bragg

onde Λ é o período espacial da modulação do índice e n_{eff} é o índice de refração efetivo do modo guiado através da fibra.

A representação esquemática da rede de Bragg escrita em uma fibra óptica é ilustrada na figura 2.2. Quando a rede é iluminada por uma fonte de luz de banda larga, I_i , uma faixa estreita do espectro da luz, centrada no comprimento de onda de Bragg, é refletida, I_r , sendo o restante transmitido, I_t . Qualquer deformação na rede de Bragg, ou alteração do índice de refração do modo guiado será observada através da variação da posição do comprimento de onda Bragg, dada pela equação (2.2). Pode ser verificado que a equação (2.2) é um caso particular da equação (2.1), onde o ângulo de incidência θ é igual a 90° .

2.2.2. Refletividade da rede de Bragg uniforme

Considere uma rede de Bragg uniforme escrita no núcleo de uma fibra óptica com um índice de refração médio n_o . O perfil do índice de refração pode ser expresso por [9]

$$n(z) = n_o + \Delta n \cos\left(\frac{2\pi z}{\Lambda}\right) \quad (2.3)$$

onde Δn é a amplitude da perturbação induzida no índice de refração (valores típicos de 10^{-5} a 10^{-3}), e z é a direção de propagação ao longo do eixo longitudinal da fibra. Usando a teoria de acoplamento modal [8,9,17,18,19], que descreve as propriedades de reflexão de uma rede de Bragg, e considerando amplitude de modulação e período constantes, a refletividade de uma rede pode ser dada pela seguinte equação [9]

$$R(l, \lambda) = \frac{\Omega^2 \sinh^2(sl)}{\Delta k^2 \sinh^2(sl) + s^2 \cosh^2(sl)} \quad (2.4)$$

onde a refletividade $R(l, \lambda)$ é uma função do comprimento da rede, l , e do comprimento de onda, λ . Ω é o coeficiente de acoplamento, $\Delta k = k - \pi/\Lambda$, onde $k = 2\pi n_o/\lambda$ que é a constante de propagação, e $s^2 = \Omega^2 - \Delta k^2$. O coeficiente de

acoplamento para uma variação senoidal da perturbação do índice ao longo do eixo da fibra é dado por [9]

$$\Omega = \frac{\Delta n \pi}{\lambda} (1 - V^{-2}) \tag{2.5}$$

onde V é a frequência normalizada da fibra.

$$V = \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right) a (n_n^2 - n_c^2)^{1/2} \tag{2.6}$$

onde a é o raio do núcleo da fibra, n_n e n_c são os índices de refração do núcleo e da casca, respectivamente. Quando o comprimento de onda é igual ao comprimento de onda de Bragg, $\Delta k = 0$, a expressão da refletividade se torna

$$R(l, \lambda) = \tanh^2(\Omega l) \tag{2.7}$$

Nota-se que a refletividade aumenta com o aumento da mudança induzida no índice de refração e com o aumento do comprimento da rede. O espectro da refletividade de uma rede de Bragg homogênea, ou seja, na expressão (2.3) Δn é constante na região de escrita da rede, em função do comprimento de onda é ilustrado na figura 2.3.

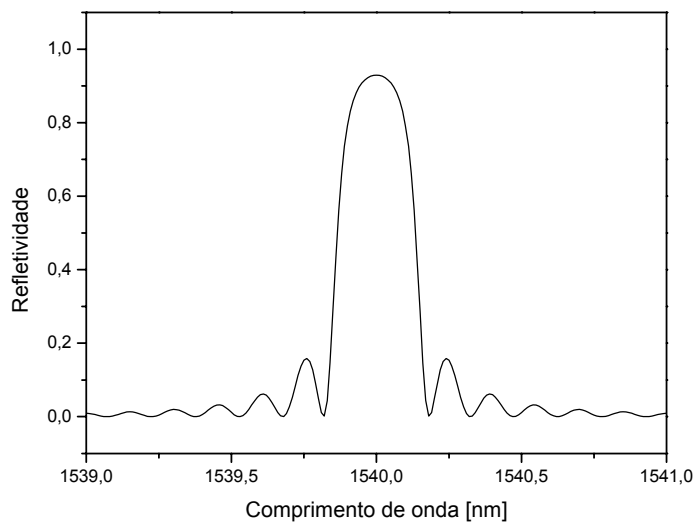


Figura 2.3 - Espectro da refletividade de uma rede de Bragg homogênea como uma função do comprimento de onda

A largura de banda entre os primeiros zeros é duas vezes a largura de banda entre o pico e o primeiro zero, e é usualmente definida como FZFW (*Full Zero Full Width*), dada por [8]

$$2\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{\pi n_{eff} l} \sqrt{(\Omega l)^2 + (\pi)^2} \quad (2.8)$$

onde λ é o comprimento de onda central.

2.2.3.

Sensibilidade da rede de Bragg em função da temperatura e da deformação

O comprimento de onda de Bragg depende do índice de refração efetivo do modo guiado no núcleo da fibra e da periodicidade da rede. O índice de refração efetivo e o período espacial da rede serão afetados pela deformação da fibra e pela temperatura. Usando a equação (2.2), a variação no comprimento de onda de Bragg, devido a variações na deformação e na temperatura, pode ser dada por [16]

$$\Delta\lambda_B = 2 \left(\Lambda \frac{\partial n_{eff}}{\partial l} + n_{eff} \frac{\partial \Lambda}{\partial l} \right) \Delta l + 2 \left(\Lambda \frac{\partial n_{eff}}{\partial T} + n_{eff} \frac{\partial \Lambda}{\partial T} \right) \Delta T \quad (2.9)$$

O primeiro termo na equação (2.9) representa o efeito da deformação sobre a fibra óptica. Isso corresponde a variações no espaçamento da rede e no índice de refração efetivo. Pode-se expressar a variação do comprimento de onda de Bragg, λ_B , relativo à deformação pela seguinte expressão,

$$\Delta\lambda_B = (1 - p_e) \lambda_B \varepsilon \quad (2.10)$$

onde ε é a deformação aplicada, e p_e é o coeficiente fotoelástico efetivo dado por

$$p_e = \frac{n_{eff}^2}{2} \{ p_{12} - \nu(p_{11} + p_{12}) \} \quad (2.11)$$

onde p_{11} e p_{12} são os coeficientes fotoelásticos, e ν é o coeficiente de Poisson. Para uma típica fibra óptica de sílica fundida, temos $p_{11} = 0.113$, $p_{12} = 0.252$, $\nu = 0.16$, e $n_{eff} = 1.482$. Gerando um fator p_e da ordem de aproximadamente 0.22.

O segundo termo da equação (2.9) representa o efeito da temperatura sobre a fibra óptica. A variação no comprimento de onda de Bragg devido à expansão térmica, muda o espaçamento da rede e o índice de refração. Essa variação pode ser expressa por

$$\Delta\lambda_B = \lambda_B(\alpha_\Lambda + \alpha_n)\Delta T \quad (2.12)$$

onde $\alpha_\Lambda = (1/\Lambda)(\partial\Lambda/\partial T)$ é o coeficiente de expansão térmica para uma fibra (aproximadamente 0.55×10^{-6} para a sílica). A quantidade $\alpha_n = (1/n_{eff})(\partial n_{eff}/\partial T)$ representa o coeficiente termo-óptico, que é aproximadamente igual à 8.6×10^{-6} . Claramente, pode ser observado que a variação do comprimento de onda de Bragg devido à mudança no índice de refração da rede é dominante. Para variações associadas com a temperatura, equação (2.12), é esperada uma sensibilidade de $14.2 \text{ pm}^\circ\text{C}$ em uma rede de Bragg centrada em 1550nm .

2.2.4. Análise da rede de Bragg sujeita a compressão transversal

Como visto acima, quando uma rede de Bragg é exposta a perturbações externas suas propriedades ópticas e mecânicas sofrem mudanças. A fibra óptica, por ser construída de um material fotoelástico (que gera uma birrefringência), quando sujeita a esforços mecânicos, por exemplo uma compressão transversal, seu índice de refração muda, e esta mudança provoca uma separação em dois picos no espectro da rede Bragg refletido [16,17], onde cada pico está associado a um estado diferente de polarização da luz refletida. A refletividade, neste caso, pode ser dada por

$$R(l, P_r, \lambda) = R_x(l, P_r, \lambda) + R_y(l, P_r, \lambda) \quad (2.13)$$

onde

$$R_x(l, P_r, \lambda) = \frac{\Omega_x^2 \sinh^2(s_x l)}{\Delta k_x^2 \sinh^2(s_x l) + s_x^2 \cosh^2(s_x l)} \quad (2.14)$$

$$R_y(l, P_r, \lambda) = \frac{\Omega_y^2 \sinh^2(s_y l)}{\Delta k_y^2 \sinh^2(s_y l) + s_y^2 \cosh^2(s_y l)} \quad (2.15)$$

e

$$s_x = (\Omega_x^2 - \Delta k_x^2)^{1/2}; \quad s_y = (\Omega_y^2 - \Delta k_y^2)^{1/2} \quad (2.16)$$

onde Δk_x e Δk_y são as fases desacopladas relativas às polarizações x e y , respectivamente, que são dadas por $\Delta k_x = 2\pi n_o(1/\lambda - 1/\lambda_{Bx})$ e $\Delta k_y = 2\pi n_o(1/\lambda - 1/\lambda_{By})$; P_r é a perturbação aplicada.

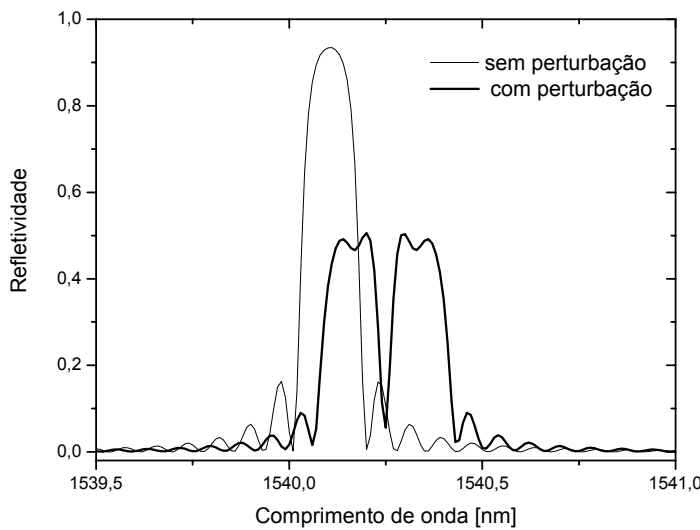


Figura 2.4 - Espectro refletido de uma rede de Bragg homogênea sujeita a compressão transversal

A figura 2.4 apresenta o espectro refletido de uma rede de Bragg sujeita a compressão transversal. O espectro da rede de Bragg com a perturbação se separa em dois picos, e essa separação é proporcional ao grau de perturbação.

Quando a rede de Bragg é submetida a uma força transversal F ao longo do comprimento da rede de Bragg, l (veja figura 2.5), como foi dito antes, o índice de refração sofre mudanças e, conseqüentemente, também o espectro. A variação do comprimento de onda de Bragg refletido em qualquer ponto $M(x,y)$ da rede é dada por [16]:

Polarização- x

$$(\Delta \lambda_B)_x = -\frac{n_o^3 \Lambda_B}{E} \{ (p_{11} - 2\nu p_{12}) \sigma_x + [(1 - \nu)p_{12} - \nu p_{11}] [\sigma_y + \sigma_z] \} + \frac{2n_o \Lambda_B}{E} \{ \sigma_z - \nu [\sigma_x + \sigma_y] \} \quad (2.17)$$

Polarização-y

$$(\Delta\lambda_B)_y = -\frac{n_o^3 \Lambda_B}{E} \left\{ (p_{11} - 2\nu p_{12})\sigma_y + [(1-\nu)p_{12} - \nu p_{11}][\sigma_x + \sigma_z] \right\} + \frac{2n_o \Lambda_B}{E} \left\{ \sigma_z - \nu[\sigma_x + \sigma_y] \right\} \quad (2.18)$$

onde $\sigma_{x,y,z}$ são as componentes de tensões ao longo dos eixos e E o módulo de elasticidade.

Os segundos termos das equações (2.17) e (2.18) são idênticos e correspondem às mudanças no comprimento de onda de Bragg refletido da rede, induzidas pelas deformações longitudinais. Os primeiros termos dessas equações são diferentes e correspondem aos efeitos do carregamento transversal aplicado.

Sendo F aplicada na direção do eixo y , teremos que no centro do núcleo da fibra, $x = y = 0$, as tensões ao longo dos eixos x e y podem ser definidas como

$$\sigma_x = \frac{F}{lb\pi}; \quad \sigma_y = -\frac{3F}{lb\pi}. \quad (2.19)$$

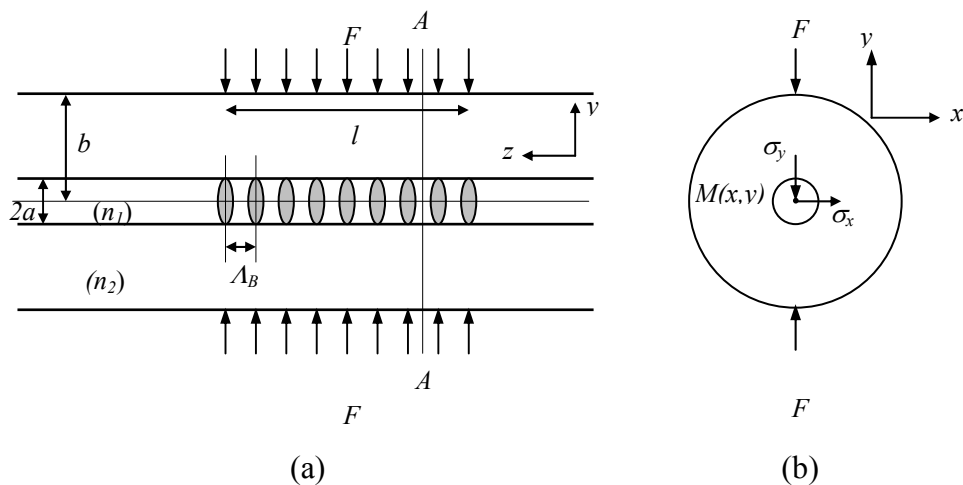
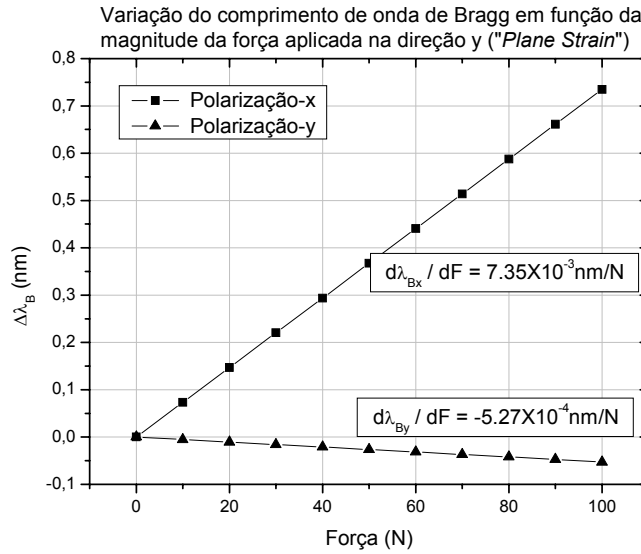
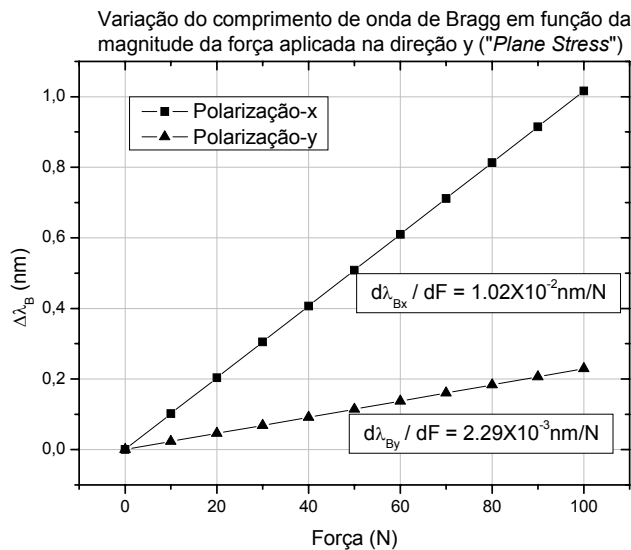


Figura 2.5 - Visão esquemática da rede de Bragg sujeita a uma força transversal: (a) corte longitudinal; (b) corte transversal AA

São considerados dois casos em particular: *plane strain* e *plane stress*, sendo que no primeiro caso $\epsilon_z = 0$, o que corresponde a $\sigma_z = \nu(\sigma_x + \sigma_y)$, e no segundo, $\sigma_z = 0$. As figuras 2.6 (a) e 2.6 (b) representam as variações no comprimento de onda de Bragg em função da força aplicada, para os dois casos. Estes gráficos foram montados a partir das equações (2.17), (2.18) e (2.19).



(a)



(b)

Figura 2.6 - Variação do comprimento de onda versus a força aplicada: (a) caso “plane strain” ($\epsilon_z = 0$) e (b) “plane stress” ($\sigma_z = 0$)

Comparando as figuras 2.6 (a) e 2.6 (b), é observado que a variação do comprimento de onda de Bragg para o caso *plane strain* é menor do que o *plane stress* para as polarizações *x* e *y*. Isto porque os valores de *strain* nas direções *x* e *y* são menos significantes no caso *plane stress* do que no *plane strain*. Para ambos casos, a variação do comprimento de onda de Bragg para a polarização *x* é maior que a polarização *y* por causa das propriedades fotoelásticas do material da fibra

óptica. Alguns artigos [16,17] apresentam o caso de *plane strain* como o mais representativo, com melhor concordância experimental, entretanto nas experiências realizadas neste trabalho observa-se que o melhor caso seria o tri-axial de tensões, isto é, tensões e deformações diferentes de zero.

2.3. Técnicas de leitura

Diferentes procedimentos podem ser empregados na medida de deformações ou variações de temperatura a partir das modificações induzidas no espectro óptico de reflexão de redes de Bragg [9]. A escolha não é óbvia e depende fundamentalmente da aplicação a que se destina, devendo-se em cada caso considerar as bandas de frequência envolvidas, o número de sensores interrogados, sua descrição espacial, a faixa dinâmica de deformação ou temperaturas a serem medidas, e limitações de espaço, peso e custo do sistema de medição.

Embora uma grande variedade de técnicas tem sido proposta para a monitoração da variação do comprimento de onda de Bragg, somente certas técnicas têm potencial para serem aplicadas.

2.3.1. Circuito óptico utilizando Analisador de Espectro Óptico (OSA- *Optical Spectrum Analyzer*)

Algumas das técnicas mais utilizadas para leitura de sensores a rede de Bragg são aquelas que utilizam filtros de banda ajustável para a varredura do espectro óptico. Neste contexto enquadra-se aquela que é, sem dúvidas, uma das técnicas mais simples, consistindo na leitura direta através de um Analisador de Espectro Óptico (OSA). O diagrama da figura 2.7 ilustra a montagem do circuito óptico quando um OSA é empregado. A luz emitida pelo LED (*Light Emitting Diode*) passa pelo acoplador incidindo no sensor (rede de Bragg) e, conseqüentemente, é refletida passando novamente pelo acoplador até chegar no OSA, onde é realizada a medida. Pode-se obter uma resolução da ordem de 1pm na leitura do espectro, o que corresponde a deformações próximas de 1 μ m/m ou variações de temperatura de 0,1°C. A faixa dinâmica na medida de deformações com OSAs comerciais é limitada de acordo com o número de sensores

interrogados. Utilizando-se dois LEDs nos comprimentos de onda típicos de 1,3 e 1,5 μm , a relação entre a faixa dinâmica de deformação, $\Delta\varepsilon$, e o número de sensores, N , pode ser estimada através da relação:

$$\Delta\varepsilon = 10^5 / N \text{ } \mu\text{m/m} \quad (2.20)$$

Assim, por exemplo, para a leitura de 100 sensores utilizando um OSA comercial, a faixa dinâmica estimada para cada ponto de medida é da ordem de 1.000 $\mu\text{m/m}$. A principal vantagem no emprego de um OSA de uso geral é a simplicidade e a rapidez na montagem do sistema de medidas. Deve-se pesar, entretanto, o custo elevado do equipamento e a lentidão com que a varredura do espectro óptico é realizada, tipicamente uma varredura por minuto em uma faixa de 100nm, o que praticamente limita sua utilização a medidas estáticas.

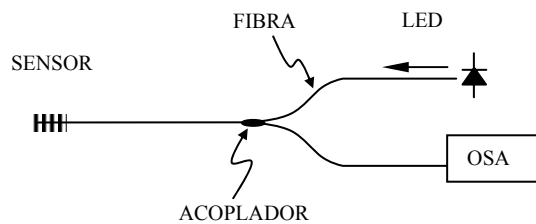


Figura 2.7 - Circuito óptico utilizando Analisador de Espectro Óptico

2.3.2. Técnicas de Demodulação

Para monitorar a posição espectral de um sensor a rede de Bragg pode-se usar técnicas de demodulação óptica, baseadas em filtros. A posição do comprimento de onda da rede de Bragg pode ser associada ao grau de superposição dos espectros do sensor e do filtro, relacionada com a potência óptica lida. Neste caso, o espectro refletido pelo sensor é filtrado pelo filtro, e a quantidade de luz passante pode ser medida usando fotodetectores. As técnicas de demodulação [9,20] são principalmente baseadas em filtros passa banda, filtros ajustáveis e na varredura interferométrica. A técnica baseada em filtro passa banda é constituída pelo uso de um filtro discriminador linear que tem uma relação linear entre a variação do comprimento de onda e a variação da

intensidade lida após o filtro, como mostra a figura 2.8 (a). Medindo a intensidade pode ser obtida a posição do comprimento de onda induzido. Uma desvantagem deste método é que a faixa espectral medida é inversamente proporcional à resolução.

O filtro ajustável pode ser usado para medir a variação do comprimento de onda de uma rede de Bragg, onde o resultado é a convolução de ambos os espectros, do filtro e da rede de Bragg, figura 2.8 (b). Neste caso, o filtro pode variar de tal forma que o seu espectro venha a superpor-se com o espectro da rede de Bragg, conseqüentemente a convolução terá seu máximo valor. Medindo esse ponto máximo e o valor correspondente à mudança do comprimento de onda do filtro ajustável, é obtida a variação do comprimento de onda da rede de Bragg. A resolução da medida é determinada pela relação sinal-ruído e pelas larguras do filtro e da rede.

A mudança no comprimento de onda da rede de Bragg induzida por deformação e/ou temperatura produz uma mudança na fase óptica que pode ser detectada com um interferômetro (exemplo, um interferômetro de Mach-Zehnder assimétrico a base de fibras ópticas), que tem mostrado alta resolução em medidas dinâmicas e quase-estáticas. Esse método é chamado de varredura interferométrica. O interferômetro atua como analisador de comprimento de onda para a rede de Bragg quando o seu caminho óptico é modulado. O sinal de interferência de um interferômetro, como o ilustrado na figura 2.8 (c), pode ser expresso por

$$I = I_o \{1 + B \cos[\Delta\Phi_B + \phi(t)]\}$$

onde I_o é a intensidade da luz incidente e B é a visibilidade do sinal de interferência. $\phi(t)$ é uma fase induzida no interferômetro. As variações na deformação ou temperatura induzem mudanças na fase óptica $\Delta\Phi_B$:

$$\Delta\Phi_B = \frac{2\pi \Delta L}{\lambda_B^2} \Delta\lambda_B$$

onde ΔL é a diferença de caminho óptico do interferômetro. Medindo a mudança na fase óptica pode ser determinada a variação do comprimento de onda, que por sua vez está associada à deformação ou à temperatura.

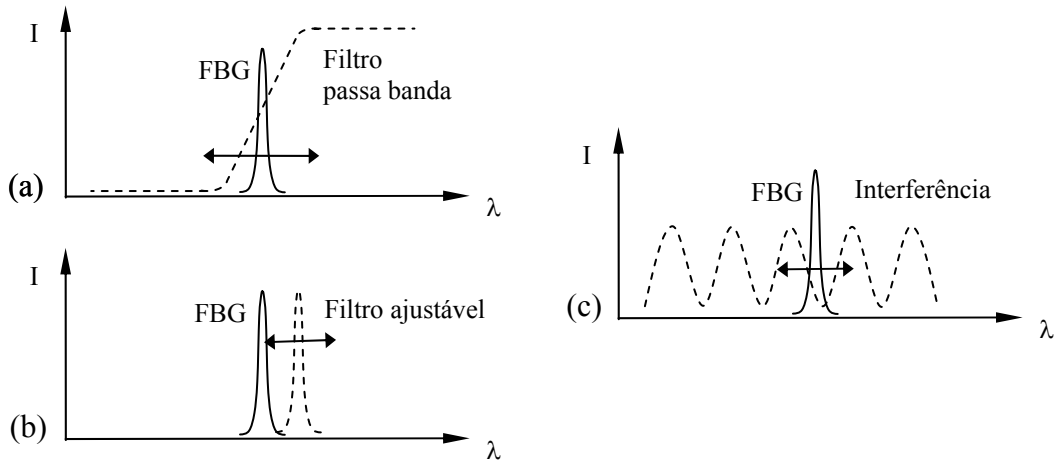


Figura 2.8 - (a) Princípio do método do filtro passa banda; (b) método de filtro ajustável; (c) método de varredura interferométrica

2.3.3. Demodulação óptica utilizando um filtro fixo

Demodulação usando um filtro fixo [14] é uma técnica que associa a potência óptica lida nos fotodetectores com a posição do comprimento de onda de Bragg do sensor. O sistema básico característico é composto por um sensor, o qual é iluminado por uma fonte de luz de banda larga, e o espectro de reflexão é filtrado por um filtro de espectro fixo antes de ser lido no fotodetector, DET 1, figura 2.9. As leituras indicadas no fotodetector DET 1 são proporcionais ao grau de superposição, ou intersecção, entre os espectros do sensor e do filtro, figura 2.10.

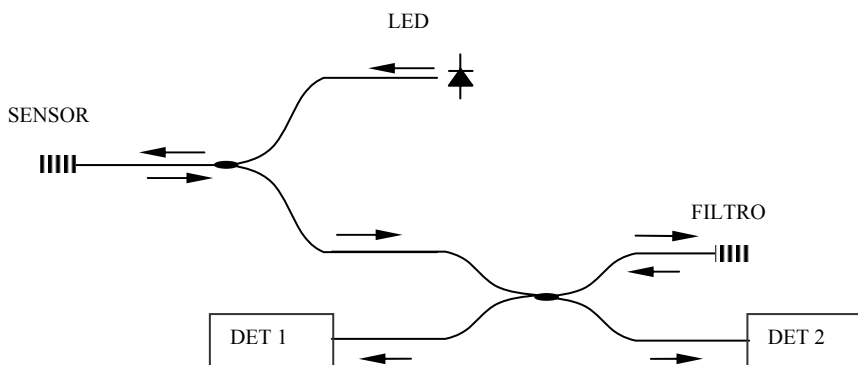


Figura 2.9 - Sistema óptico utilizando um filtro fixo

Na figura 2.10 é apresentado um exemplo real dos espectros do filtro, do sensor e da intersecção entre eles. A área hachurada na figura é proporcional à potência lida no fotodetector DET 1.

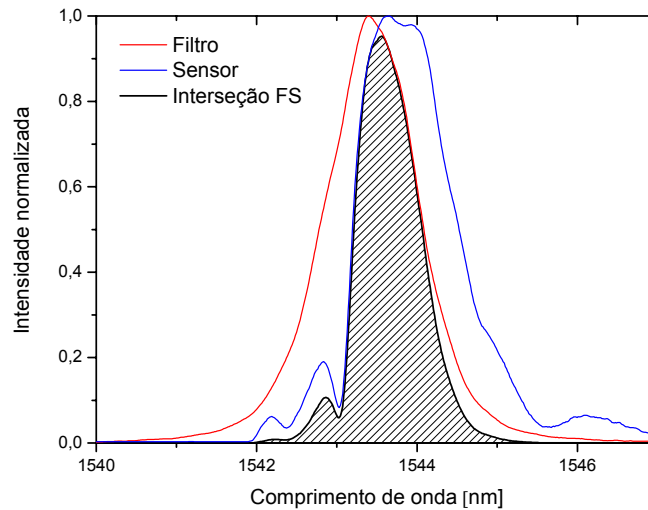


Figura 2.10 - Interseção entre os espectros sensor-filtro

É necessário adicionar um fotodetector de referência, DET 2, ao sistema. Os valores obtidos no fotodetector DET 1 associados ao comprimento de onda de Bragg devem ser divididos pelos valores obtidos no fotodetector de referência DET 2, tornando o sistema imune a qualquer variação de intensidade no sistema, sendo sensível apenas a variações espectrais do sensor em relação ao filtro.

Tem-se que diferentes deformações impostas à rede sensora gerarão reflexões com diferentes leituras no fotodetector DET 1, figura. 2.11. Assim, uma calibração relacionando as leituras nos fotodetectores com as deformações impostas à rede sensora torna-se possível. Essa técnica requer um circuito optoeletrônico para cada sensor. O custo individual de um canal de leitura é relativamente baixo, e o tempo de resposta pode ser muito curto, limitado pelo fotodetector. Atualmente, pode-se encontrar fotodetectores com tempo de resposta de 5 ns.

O resultado apresentado na figura 2.11 é baseado no experimento realizado usando o filtro e o sensor vistos na figura. 2.10. Pode ser observado, nesta figura, a relação entre o comprimento de onda de Bragg do sensor e a potência lida no fotodetector. A partir dos espectros do filtro e do sensor é possível simular os resultados esperados de potência medida no DET1, baseados na teoria de convolução, apêndice A. Como pode-se observar na figura 2.11 os resultados experimentais e teóricos concordam muito bem.

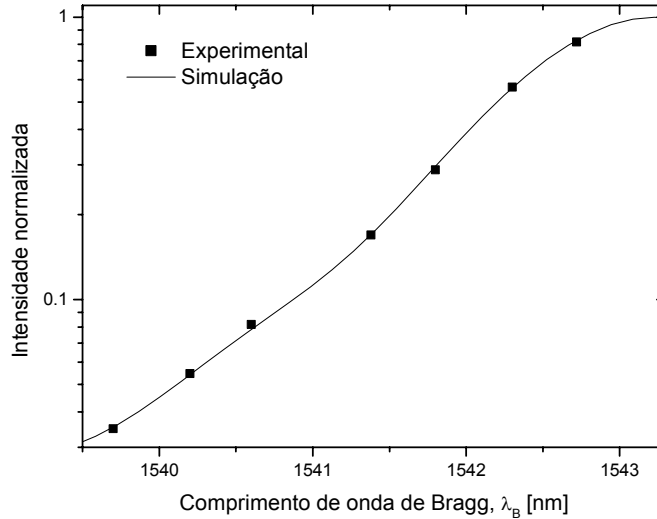


Figura 2.11 - Leitura relativa ao fotodetector DET 1

2.3.4. Demodulação óptica utilizando dois filtros fixos

O objetivo do sistema proposto nesta tese é aproveitar a idéia do sistema baseado em demodulação usando um filtro fixo mencionado anteriormente, acrescentando mais um filtro, de tal forma a obter um sistema com maior faixa dinâmica com baixa incerteza de medição, mantendo suas vantagens [15]. O circuito óptico é apresentado na figura 2.12, onde o sensor é iluminado por uma luz de banda-larga (LED), e sua reflexão passa por dois filtros fixos de transmissão antes de ser lido nos fotodetectores. As leituras mostradas nos fotodetectores serão proporcionais ao grau de superposição dos espectros, ou seja à convolução, entre os espectros do sensor e dos filtros.

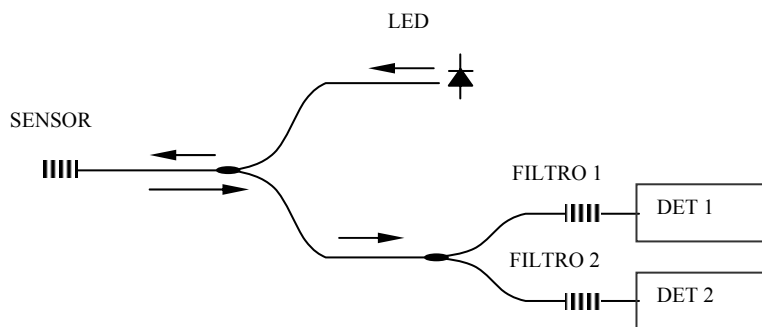


Figura 2.12 - Circuito óptico proposto nesta tese, utilizando dois filtros fixos

O resultado final de interesse é a razão entre as potências medidas nos fotodetectores, DET 1/DET 2, que é imune a qualquer variação de intensidade no sistema, sendo sensível apenas a variações espectrais do sensor.

No sistema usando somente um filtro era necessário acrescentar um fotodetector como referência para tornar o sistema imune a variações de intensidade. Já neste caso, que têm dois canais de saídas para a leitura, independentes entre si, porém dependente do sistema como um todo, a razão entre eles é suficiente para tornar o sistema auto referenciado. Este sistema será amplamente discutido no capítulo seguinte.