

## 2

# A Magnetostricção

Neste capítulo o efeito da magnetostricção é descrito. Como será detalhado adiante, nossa medição de deslocamento será realizada através de extensômetros do tipo strain-gauge e redes de Bragg acopladas a fibras ópticas colados em materiais com magnetostricção gigante.

### 2.1.

#### Fenômeno da magnetostricção

A magnetostricção é a propriedade dos materiais ferromagnéticos de se deformarem pela presença de um campo magnético externo. Trata-se de uma propriedade inerente ao material que não muda com o tempo, como pode acontecer com alguns materiais ferroelétricos. Este fenômeno foi descoberto por James Joule em 1842, quando ele observou que, na presença de um campo magnético na direção do eixo de uma barra de ferro, esta experimentava um incremento em seu comprimento.

Os materiais magnetostrictivos experimentam também o efeito inverso, ou seja, ante uma deformação do material, se induz um campo magnético, o que é conhecido como efeito Villari [7]. Outro efeito relacionado é o efeito Wiedemann [8], que acarreta uma torção no material ocasionada por um campo magnético helicoidal, ocorrendo também o efeito inverso, chamado efeito Matteucci [7].

A magnetostricção pode ser positiva se, na presença de um campo magnético, o material se expande ou negativa, caso contrário. Em ambos os casos, o volume não varia porque na direção perpendicular à deformação se produz uma deformação proporcional de sinal contrário. Alguns efeitos magnetostrictivos implicam acoplamentos nas três direções do espaço e a natureza anisotrópica da magnetostricção. Assim, quando uma amostra desmagnetizada tem sua magnetização alinhada por um campo magnético, a deformação da amostra é anisotrópica [8].

Manifestações de magnetostricção podem ser evidenciadas devido a aplicação de campos magnéticos constantes, aumentando sua intensidade ou

variando sua direção. A Figura 2.1(a) ilustra a aplicação de um campo magnético ao longo do maior eixo do material ferromagnético e a sua deformação correspondente medida em termos da variação do comprimento relativa ao comprimento original. Podemos observar também em (b) que para campos magnéticos mais intensos existe uma saturação do efeito. A deformação que se apresenta é independente do sinal do campo aplicado, ou seja, é unipolar e se manifesta com campos magnéticos em ambos os sentidos. Como veremos a seguir, a deformação é proporcional ao quadrado da magnetização e a resposta é inerentemente não linear [9].

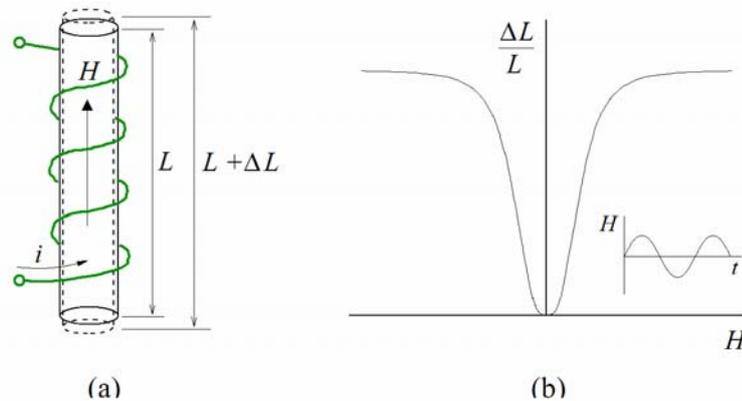


Figura 0-1:(a) Magnetostricção causada pela aplicação de um campo magnético, (b) variação da deformação com relação ao campo aplicado. Retirada da referência [10].

Os materiais ferromagnéticos têm regiões chamadas domínios magnéticos nos quais os momentos magnéticos estão orientados na mesma direção. De um modo geral, cada domínio tem dimensões da ordem do micron e comporta-se como um ímã, eles são separados por zonas de transição chamadas de paredes de domínio, onde a magnetização afasta-se da orientação da magnetização do domínio e gradualmente, aproxima-se da orientação da magnetização do domínio adjacente.

No estado desmagnetizado, a orientação da magnetização dos domínios está distribuída de tal maneira que o material, como um todo, tenha magnetização nula [11]. A Figura 2.2 ilustra o comportamento dos domínios quando o campo aplicado é zero, e ao aplicar um campo magnético  $H_1$ , onde os domínios tendem a se orientar e o comprimento  $L$  do cubóide aumenta e a sua largura  $W$  diminui.

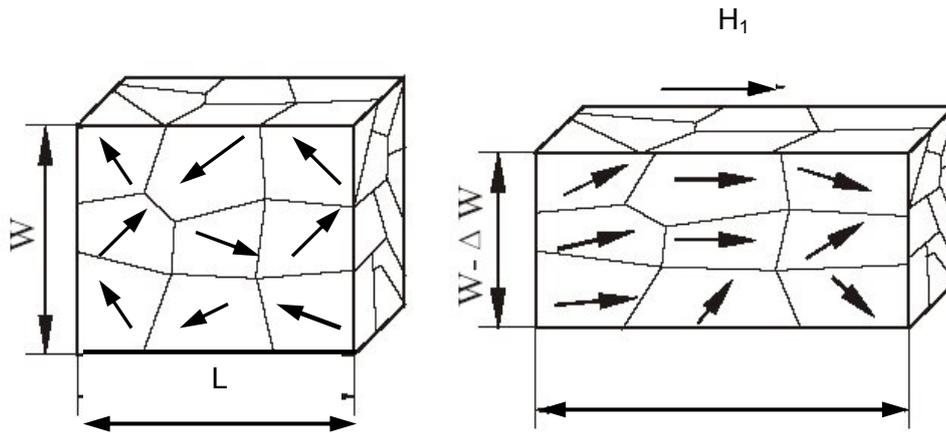


Figura 0-2: Comportamento dos domínios magnéticos (a) sem aplicar campo, (b) aplicando campo magnético. Adaptada da referência [12].

O limite da deformação que pode ser alcançado em um material magnetostrictivo depende da distribuição prévia dos domínios. A orientação inicial dos domínios pode ser forçada, por exemplo, mediante uma deformação inicial ou a um tratamento térmico sob a ação de um campo magnético. As ações mecânicas sobre um material magnetostrictivo variam o limite alcançável de deformação. Assim, em materiais com coeficiente de magnetostricção positivo, a compressão inicial de uma peça magnetostrictiva alinha os domínios magnéticos na direção perpendicular ao eixo de compressão. Neste caso, o material terá mais domínios susceptíveis a girar na presença de um campo magnético aplicado na direção adequada e então a deformação máxima possível aumentará. Contudo um campo magnético mais intenso pode ser necessário para se chegar a este valor máximo.

Para valores pequenos de campo aplicado, um deslocamento é produzido nos limites dos domínios de orientação contrária ao campo aplicado, favorecendo os domínios que se encontram no mesmo sentido do campo aplicado que então se expandem. O incremento de volume destes domínios não produz deformação. Quando o campo aumenta mais, os domínios que ainda não estão na direção do campo aplicado giram no sentido deste campo. É nesta etapa onde se produz a deformação magnetostrictiva. Em um campo mais intenso ainda, o material se comporta como contendo um único domínio alinhado com o campo externo. A temperatura de Curie é a temperatura na qual os materiais magnéticos perdem suas propriedades ferromagnéticas, esta transição é reversível através do

resfriamento do material [7]. Os domínios são formados quando um material é resfriado abaixo da temperatura de Curie  $T_c$ . A Figura 2.3 apresenta a dependência da deformação com a magnetização, Considerando uma esfera ferromagnética a uma temperatura maior que  $T_c$ , como se ilustra na Fig. 2.3(a), quando a temperatura fica abaixo de  $T_c$ , os domínios se formam e acontece uma magnetostricção espontânea  $\lambda_0$ , Na Fig.2.4(b) quando um campo é aplicado os domínios se expandem até um valor máximo que é dado pela magnetostricção de saturação  $\lambda_s$ ,

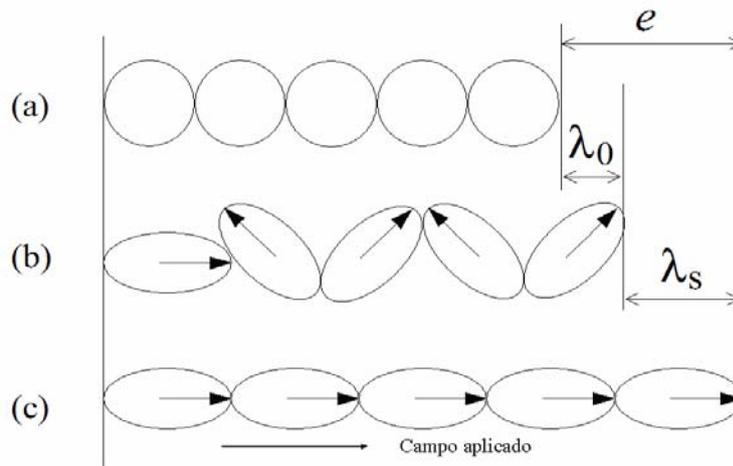


Figura 0-3: Processo de deformação de um material ferromagnético, (a) a uma temperatura maior que  $T_c$ , (b) a uma temperatura menor que  $T_c$ , se tem uma magnetostricção espontânea, (c) magnetostricção de saturação. Adaptada da referência [10].

Num material isotrópico, sem campo magnético aplicado, os domínios são orientados aleatoriamente, cada um tem um ângulo  $\theta$  diferente em relação à um referencial de medida. A magnetização total resultante é nula e a deformação  $e(\theta)$  espontânea de cada domínio na direção de interesse é dada por [7]:

$$e(\theta) = e \cos^2 \theta. \quad (1)$$

A magnetostricção espontânea é obtida por integração levando em conta todas as possíveis orientações:

$$\lambda_0 = \int_{-\pi/2}^{\pi/2} e \cos^2 \theta \sin \theta d\theta = \frac{e}{3}. \quad (2)$$

A magnetostricção de saturação vem dada pela diferença entre  $e$  e a magnetostricção espontânea

$$\lambda_s = e - \lambda_0 = \frac{2}{3}e. \quad (3)$$

A deformação magnetostrictiva anisotrópica relativa ao sentido de magnetização pode ser descrita para um material isotrópico pela relação:

$$e = \frac{3}{2}\lambda_s \left( \cos^2 \theta - \frac{1}{3} \right) \quad (4)$$

Onde  $e$  é a deformação medida para um ângulo  $\theta$  relativo ao sentido da magnetização de saturação. O termo  $1/3$  na equação (4) fixa o zero da deformação para ocorrer no estado desmagnetizado, onde a média de  $\cos^2 \theta$  sobre todos os domínios é  $1/3$ .

Portanto, a maior deformação a ser medida, na direção do campo aplicado, acontece quando o material passa de um estado desmagnetizado a um estado magnetizado. A deformação medida seria menor se o material já apresentasse uma magnetização remanente no sentido do campo aplicado. Supondo que o volume permanece constante, as deformações máximas nas direções paralela e perpendicular e ao campo aplicado são dadas respectivamente por:

$$e_{\parallel} = \frac{3}{2}\lambda_s \left( 1 - \frac{1}{3} \right) = \lambda_s \quad e_{\perp} = \frac{3}{2}\lambda_s \left( 0 - \frac{1}{3} \right) = -\frac{\lambda_s}{2} \quad (5)$$

Tomando a magnetização  $\mathbf{M}_s$  como a magnetização de saturação relacionada a  $\lambda_s$ , e  $\theta$  como o ângulo entre o  $\mathbf{M}_s$  e a direção do campo aplicado, então podemos escrever  $M(\theta) = M_s \cos \theta$ , obtém-se [7]:

$$e = \frac{3}{2}\lambda_s \left( \frac{M}{M_s} \right)^2 \quad (6)$$

Esta expressão apresenta uma relação quadrática entre a magnetização e a magnetostricção.

### 2.1.1. Campo de desmagnetização

As cargas magnéticas não são cargas físicas, mas são ferramentas convenientes para determinar o valor do campo de desmagnetização dos corpos magnetizados. A Figura 2.4 apresenta uma amostra magnetizada constituída por momentos magnéticos, representados por pequenos ímãs. No interior da amostra, cada pólo norte é compensado por um pólo sul do momento magnético seguinte, nas extremidades não há compensação e os pólos livres produzem um campo interno  $H_d$  com direção oposta à magnetização.

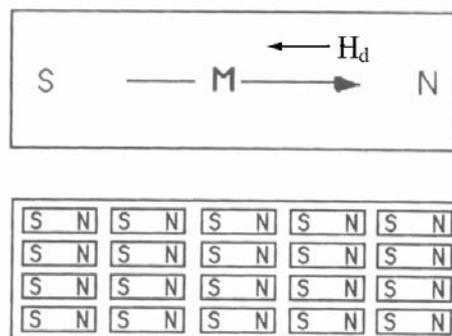


Figura 0-4: Campo de desmagnetização de um material ferromagnético.

Considerando uma amostra com geometria bem definida e magnetização uniforme, tal como o elipsóide de revolução, pode-se considerar um campo efetivo dado pela soma do campo aplicado com o campo de desmagnetização que é dado por [7]:

$$H_d = -N_d M, \quad (7)$$

onde  $M$  é a magnetização e  $N_d$  é o fator que depende da geometria da amostra e para o caso do elipsóide pode ser calculado teoricamente. Portanto, sempre que houver um campo de desmagnetização  $H_d$  o valor de campo total no material será menor do que o campo externo aplicado.

Para um cubóide foi mostrado [12,13] que o fator de desmagnetização  $N_c$  também pode ser calculado a partir do fator de desmagnetização  $N_d$  do elipsóide, sendo dado por:

$$N_c = \frac{2}{q} \left( \frac{3}{q} - \frac{1}{9} \right) \quad (8)$$

onde  $q$  é a razão entre um dos lados da face do cubóide e seu comprimento.

Para os casos estudados neste trabalho o fator  $N_c$  variou de 0.75 até 5.

### 2.1.2. Materiais de magnetostricção gigante

Durante os anos sessenta o início do estudo de materiais com magnetostricção gigante (GMM) se deu com a descoberta de terras raras que apresentavam uma alta magnetostricção. Em 1972 Clark descobriu que materiais baseados em terras raras aos quais se acrescentava ferro experimentavam grandes deslocamentos magnetostrictivos. A deformação nestes elementos era da ordem de  $10.000 \times 10^{-6}$  (10.000 partes por milhão), possuindo três ordens de magnitude maior que a magnetostricção do níquel, contudo esta deformação somente era alcançada a baixas temperaturas. A adição de terras raras altamente magnetostrictivas principalmente samário, térbio e disprósio combinados a metais de transição como o níquel, cobalto e ferro apresentaram um aumento na temperatura de Curie das ligas estudadas. No estudo destas ligas, foram também analisadas combinações de térbio e ferro (TbFe) e disprósio e ferro (DyFe), onde foi alcançada uma deformação em temperaturas mais altas, acima de  $3.000 \times 10^{-6}$ , particularmente no composto TbFe<sub>2</sub> [14].

Este último composto apresentava uma elevada anisotropia magnética, ou seja, suas propriedades magnéticas dependiam fortemente na direção em que eram medidas. Esta anisotropia foi compensada pela substituição parcial de Térbio por outra terra rara [4]. Este novo material chamado de Terfenol-D, Tb<sub>x</sub>Dy<sub>1-x</sub>Fe<sub>2</sub> onde  $0.25 < x < 0.3$ ; tem a característica que para um  $x$  fixo, e com o mesmo valor de temperatura, uma pequena variação do ferro produz uma variação na deformação de aproximadamente  $30 \times 10^{-6}$  [14]. O nome deste material veio de **T**érbio, **F**erro, **N**aval **O**rdinance **L**aboratoy e **D**isprósio [15]. O Terfenol-D é o material com magnetostricção gigante comercialmente mais usado e o primeiro material magnetostrictivo utilizado como um transdutor. Ele tem uma elevada não-linearidade e consegue deformações da ordem de  $1600 \times 10^{-6}$  para campos magnéticos no valor de 160 kA/m (0.2 T).

Nas últimas pesquisas sobre materiais magnetostrictivos tem-se buscado o desenvolvimento de compostos que minimizem a anisotropia magnética e histerese. Por exemplo, compostos como o Terfenol-DH [10], são produzidos pela substituição parcial do térbio e disprósio por hólmio. Ligas compostas por

titânio e níquel comercialmente conhecidas como Nitinol oferecem grandes valores da deformação da ordem de  $60.000 \times 10^{-6}$ , mas tem uma resposta dinâmica inferior. Outros materiais que também estão em estudo são NiMnGa e a ligas de ferro com níquel que em princípio apresentam as características procuradas: alta magnetostricção a temperatura ambiente e baixa anisotropia.

A Tabela 2.1 mostra diversas características dos materiais mencionados anteriormente.

Tabela 2.1: Características de alguns materiais magnetostrictivos [7,10,14].

Material	Densidade (g /cm <sup>3</sup> )	Temperatura de Curie (K)	Campo de Saturação (T)	Deformação máxima (10 <sup>-6</sup> )
Fe	7.86	633	2.15	-14
Ni	8.9	1043	0.61	-50
Co	8.9	1393	1.79	-93
50%Co-50%Fe	8.25	773	2.45	87
50%Ni-50%Fe		773	1.60	19
Dy	8.56	77		6000
Tb	8.33	77		3000
TbFe <sub>2</sub> (Terfenol)	9.06	703	2.5	2630
(Terfenol-D)	9.21	653	0.2	1620

Comercialmente o Terfenol-D pode ser encontrado em várias formas como sólido, filmes e pó. Nesta pesquisa foi utilizado o Tefenol-D sólido comercializado por Gansu Tianxing Rare Earth Functional Materials Co, Ltda, o qual para um para um cilindro de 10 mm de diâmetro e 10 mm de comprimento oferece um preço cerca de 10 vezes menor do que o cobrado pela ETREMA (US\$ 100), comercializadora oficial do Terfenol-D. Este material é em geral usado na detecção de força, movimento e campo magnéticos.

Sensores baseados nas propriedades do Terfenol-D podem se agrupar em três grupos de acordo com suas propriedades magneto-mecânicas [9]: sensores passivos, sensores ativos e sensores combinados. Os sensores passivos usam o efeito magneto-mecânico como o efeito Villari ao medir parâmetros externos como força, pressão, vibração. Sensores ativos usam uma excitação interna do

Terfenol-D para facilitar alguma medida deste que mude com a propriedade externa de interesse. Como exemplo se tem que a temperatura pode ser determinada por variação na permeabilidade, que é uma função da temperatura de uma amostra de Terfenol-D excitada de uma forma conhecida. Sensores combinados são passivos e ativos simultaneamente. Utiliza-se o Terfenol-D como um elemento ativo ao mudar outro material que permitirá medir a propriedade de interesse. Por exemplo, um sensor de campo magnético com fibra óptica e redes de Bragg usa a variação na longitude do material magnetostrictivo na presença de um campo magnético para alterar o comprimento de onda de luz refletida pela rede de Bragg [18,19, 20]

## **2.2. Extensômetros**

A magnetostricção pode ser medida através de métodos diretos que são aqueles onde a deformação é observada por meio de um princípio mecânico ou óptico [21]. Entretanto, como os efeitos magnetostrictivos são em geral bastante pequenos, o uso destes métodos é limitado a amostras cujo tamanho seja relativamente pequeno. Alguns dos métodos diretos de medida são os extensômetros que serão utilizados neste trabalho.

Quando se aplica um carregamento externo a um objeto, este pode produzir uma deformação longitudinal, uma compressão ou uma flexão do objeto. Uma forma de quantificar a deformação longitudinal é dada por a razão entre a variação do comprimento  $\Delta L$  e o comprimento original  $L$ .

$$e = \Delta L / L \quad (9)$$

a deformação é adimensional e a unidade utilizada será o  $\mu\text{m}/\text{m}$  ou  $\mu\epsilon$  (micro strain).

### **2.2.1. Strain Gauges**

Os strain gauges são sensores que acusam variações de seu comprimento (alongamento ou encurtamento) através de variações da resistência elétrica. Quando um fino fio metálico é esticado, seu comprimento aumenta e sua seção transversal diminui. Ambos os efeitos tendem a variar a resistência elétrica do fio. Os sensores de deformação, disponíveis comercialmente, consistem em um

depósito de material condutor ou semiconductor, sobre uma película isolante em formato sinuoso com o padrão de zig-zag. Na Figura 2.5 esta ilustrado o modelo do tipo de strain gauge utilizado neste trabalho.

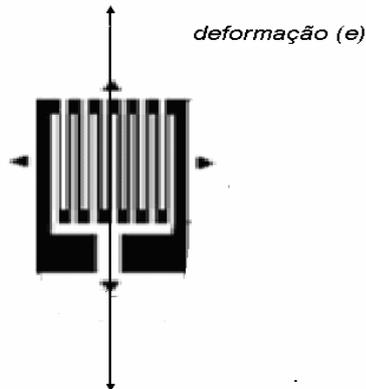


Figura 0-5: Modelo de strain gauge utilizado neste trabalho [20], mostrando a direção de deformação a se medir.

A sensibilidade de um strain gauge é medida pela razão entre a variação da sua resistência  $\Delta R/R$  e sua deformação  $\Delta L/L$ . Esta razão é chamada de *Gauge Factor* (GF):

$$GF = \left( \frac{\Delta R/R}{\Delta L/L} \right) \quad (10)$$

De um modo geral as variações  $\Delta R/R$  são transformadas em variações de voltagem  $\Delta V$  através de dois tipos de circuitos: o circuito potenciométrico e a ponte de Wheatstone que é a mais utilizada.

### 2.2.2. Redes de Bragg em Fibras Ópticas (FBG)

Uma rede de Bragg gravada em uma fibra óptica constitui uma modulação local e periódica do índice de refração do núcleo da fibra. Geralmente para este fim utilizam-se fibras com alta concentração de germânio.

Quando a luz guiada ao longo do núcleo da fibra encontra o plano da rede, o comprimento de onda da luz que coincide com um múltiplo do período de Bragg é refletido de volta. O comprimento de onda da luz refletida é dado por [21]:

$$\lambda_B = 2n\Lambda \quad (11)$$

onde  $n$  é o índice de refração efetivo do núcleo da fibra e  $\Lambda$  é o período da rede de Bragg.

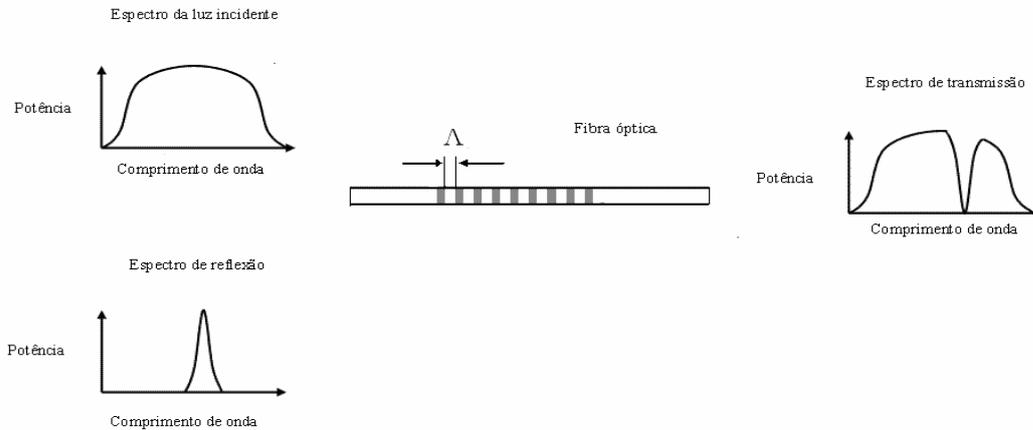


Figura 0-6: Comportamento da rede de Bragg, ao passar um raio de luz, uma parte da luz é refletida e outra parte é transmitida.

O índice de refração efetivo e o afastamento periódico entre os planos da rede pode ser alterado por tensão na rede de Bragg e por variações na temperatura. A variação do comprimento de onda refletido causado por estes fatores pode ser representado por:

$$\Delta\lambda_B = 2\left(\Lambda \frac{\partial n}{\partial L} + n \frac{\partial \Lambda}{\partial L}\right)\Delta L + 2\left(\Lambda \frac{\partial n}{\partial T} + n \frac{\partial \Lambda}{\partial T}\right)\Delta T \quad (12)$$

onde  $\Delta L$  é a mudança na comprimento imposta por algum agente externo e  $\Delta T$  é a mudança na temperatura. O primeiro termo da equação (12) representa o efeito da deformação, e o segundo o efeito da temperatura na fibra óptica. Estes efeitos podem ser expressos como:

$$\Delta\lambda_B = \left[ (1 - p_e) \frac{\Delta L}{L} + (\alpha_t + \alpha_n) \Delta T \right] \lambda_B \quad (13)$$

Onde  $p_e$  é o coeficiente de deformação óptica efetiva da fibra,  $\alpha_t$  é o coeficiente termo-óptico e  $\alpha_n$  é o coeficiente de expansão térmica da fibra. Assumindo que a temperatura efetiva pode ser compensada e utilizando

parâmetros típicos para os coeficientes acima, o comprimento de onda de Bragg refletido esperado para uma fibra ótica de germanosilicato [22] é:

$$\Delta\lambda_B = 0.78(\Delta L/L)\lambda_B \quad (14)$$

O princípio básico normalmente usado em sistemas de sensores a FBG é a monitoração da variação do comprimento de onda do sinal que retorna da rede de Bragg relacionado com os parâmetros que se desejam medir (deslocamento, deformação, temperatura, etc.). A natureza da resposta das redes de Bragg faz com que estes extensômetros tenham uma capacidade auto-reverenciável [22], tornando-o independente de flutuações de luz e imune a perdas.

A rede de Bragg tem uma resposta bastante linear em relação à deformação aplicada, em contraste com muitos sensores elétricos, além disso possui outras vantagens tais como a imunidade a interferência eletromagnética, baixo peso, estabilidade, pequenas dimensões, facilidade de multiplexação, além de poder ser utilizada a grandes distâncias da eletrônica do controle.