

Aleksander Sade Paterno

**Sistemas de sensoriamento
em fibra ótica**

Análise e implementação com
aplicações na instrumentação de
processos petroquímicos

TESE DE DOUTORADO

Programa de Pós-graduação em
Engenharia Elétrica e Informática
Industrial

Curitiba
Dezembro de 2006

Livros Grátis

<http://www.livrosgratis.com.br>

Milhares de livros grátis para download.



Aleksander Sade Paterno

Sistemas de sensoriamento em fibra ótica

**Análise e implementação com aplicações na
instrumentação de processos petroquímicos**

Tese de Doutorado

Tese apresentada ao Programa de Pós-graduação em Engenharia Elétrica e Informática Industrial da Universidade Tecnológica Federal do Paraná como parte dos requisitos para obtenção do título de Doutor em Ciências - Área de Concentração: Informática Industrial.

Orientador: Prof. Dr. Hypolito José Kalinowski

Curitiba
Dezembro de 2006

Todos os direitos reservados. É proibida a reprodução total ou parcial do trabalho sem autorização da universidade, do autor e do orientador.

Aleksander Sade Paterno

Ficha Catalográfica

Paterno, A. S.

Sistemas de sensoriamento em fibra ótica/ Aleksander Sade Paterno. Curitiba. UTFPR, 2006.

XII, 140 f.: il. ; 29,7 cm

Orientador: Prof. Dr. Hypolito José Kalinowski.

Tese (doutorado) - Universidade Tecnológica Federal do Paraná. Curso de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica e Informática Industrial. Curitiba, 2006.

Bibliografia: f.129—140.

1. Sensoriamento. 2. Fibras óticas. 3. Redes de Bragg. 4. Processos petroquímicos I. Kalinowski, H. J.. II. Universidade Tecnológica Federal do Paraná. III. Título.

CDD: 621.3678



Aleksander Sade Paterno

Sistemas de sensoriamento em fibra ótica

**Análise e implementação com aplicações na
instrumentação de processos petroquímicos**

Tese apresentada ao Programa de Pós-graduação em Engenharia Elétrica e Informática Industrial da Universidade Tecnológica Federal do Paraná como parte dos requisitos para obtenção do título de Doutor em Ciências - Área de Concentração: Informática Industrial. Aprovada pela Banca Examinadora abaixo assinada.

Prof. Dr. Hypolito José Kalinowski
Presidente da Banca
UTFPR

Prof. Dr. Amílcar Careli César
EESC, USP

Prof. Dr. Luiz Carlos Guedes Valente
Gávea Sensors

Profa. Dra. Lúcia Valeria Ramos de Arruda
UTFPR

Prof. Dr. José Luís Fabris
UTFPR

Prof. Dr. Hugo Reuters Schelin
Coordenador do Programa de Pós-graduação em
Engenharia Elétrica e Informática Industrial — UTFPR

Curitiba, 21 de Dezembro de 2006

Dedico este trabalho a meus pais e a Daniele.

Agradecimentos

Aos meus pais, minha avó e Daniele, quase sempre sem saber o quão importante foram, direta ou indiretamente, na resolução dos problemas que apareceram ao longo deste trabalho.

Ao professor Hypolito pela orientação e suporte ao longo desses quase três anos de doutorado.

Aos colegas Jean, Maura, Nilton, Leandro, Giovana, Paulo, Guilherme do laboratório de óptica e opto-eletrônica; e Fabiano do laboratório de laser, que com uma ajuda ou outra sempre permitiram que vários experimentos fossem executados, vários artigos escritos, vários problemas dirimidos, com a urgência que as *deadlines* de congressos e conferências obrigavam.

Ao professor Miguel Andrés, da Universidade de Valência, por permitir a visita em seu laboratório para fabricação dos primeiros *tapers* usados nesta tese.

Ao professor Marco Cremona, à professora Isabel Cristina dos Santos Carvalho e ao Cristiano Legnani da PUC-Rio, que foram responsáveis pelo suporte na fabricação dos filmes finos de paládio.

Ao professor Ivo Hummelghen da UFPR, por permitir a fabricação por evaporação térmica dos filmes finos de paládio.

Ao professor Luiz Carlos Guedes Valente da Gávea Sensors, pelas idéias e sugestões na resolução de problemas importantes na área de sensores.

Ao professor Flávio Neves Júnior por permitir sempre a aquisição de qualquer equipamento, e por permitir o financiamento de viagens, também não importando o destino ou duração da estada.

Ao Gilberto Pepe e Maria José Passos, por ajudarem na logística dos experimentos e viagens.

À professora Valéria Arruda, por muitas discussões que levaram à implementação dos algoritmos com redes neurais e ao conjunto de publicações deles decorrentes.

À Agência Nacional do Petróleo - ANP - e Financiadora de Estudos e Projetos - FINEP - pela bolsa por meio do Programa de Recursos Humanos da ANP para o Setor Petróleo e Gás - PRH-ANP/MCT (PRH10-UTFPR-PR).

Sumário

1	Introdução	1
1.1	Objetivos	3
1.2	Organização deste documento: contribuições	4
2	Teoria de sensores com redes de Bragg em fibra ótica	7
2.1	A rede de Bragg em detalhe	9
2.2	Largura de banda da FBG	17
2.3	Simulação dos espectros	19
2.4	O método das matrizes de transferência	20
2.5	Restrições do método das matrizes de transferência	21
2.6	Redes de Bragg com <i>chirp</i>	21
2.7	A dependência térmica e mecânica de λ_B	26
2.8	Conclusões	28
3	Interrogação de sensores a FBG	29
3.1	Interrogação por aquisição do espectro de reflexão da FBG	30
3.2	Deteção de picos nos espectros adquiridos	31
3.3	Rede RBF para aproximação de espectros	34
3.4	Rede neural RBF e a seleção direta regularizada com ortogonalização	36
3.5	Determinação dos parâmetros da RN	39
3.6	Comparativo entre métodos de deteção de pico	40
3.7	Efeitos de diferentes resoluções do espectro e refletividades	42
3.8	Aplicações: melhora de resolução e acurácia em sistemas com resolução insuficiente	45
3.9	Conclusões	48
4	Interrogação via varredura ótica	51
4.1	Sistema de interrogação de um BGS com TFBG não casada	53
4.2	Multiplexação de sensores com FBG sintonizável mecanicamente	61
4.3	Interrogação de sensores e espectroscopia a laser	66
4.4	Conclusões	80
5	Sensores a fibra ótica no setor petroquímico	83
5.1	Sensores a fibra ótica	85
5.2	Sensores em fibras óticas com diâmetro reduzido (<i>Tapers</i>)	87
5.3	Sensor de campo evanescente com <i>tapers</i> e filmes metálicos	93
5.4	Fabricação e modelagem do sensor a FBG refratométrico	107
5.5	Conclusões	117
6	Conclusões finais	119
6.1	Trabalhos futuros	121
A	Publicações	125
A.1	Artigos em revista	125

A.2 Artigos em conferências	126
Referências Bibliográficas	129

Lista de Figuras

2.1	Representação de uma rede de Bragg	10
2.2	Perfis de modulação de índice para uma FBG típica	12
2.3	Espectro de reflexão típico para uma FBG uniforme	13
2.4	Espectro de reflexão típico para uma FBG apodizada	13
2.5	Fator de confinamento e índice efetivo do modo fundamental ($l = 0$)	14
2.6	FBG gravada sobre a região de transição exponencial de um <i>taper</i>	23
2.7	Comprimento de onda de Bragg em função de L e espectro de refletividade de uma FBG em <i>taper</i> em função de λ	24
2.8	Espectros de reflexão e perfis de raio da casca	25
3.1	Esquema para monitoração do espectro de reflexão de uma FBG	31
3.2	Monitoração do espectro de FBG com fonte sintonizável	31
3.3	Incertezas na detecção usando polinômios	33
3.4	Diagrama de uma rede neural com três camadas	34
3.5	Incerteza na detecção usando redes neurais RBF	41
3.6	Incerteza na detecção usando centróide, detecção direta, RBF, polinômios e aproximação gaussiana	42
3.7	Espectro distorcido aproximado por RBF e gaussiana	43
3.8	Espectro distorcido aproximado por RBF e gaussiana mostrando detalhe dos lóbulos	44
3.9	Incerteza da RBF para diferentes refletividades e resoluções	45
3.10	Evolução dos picos das bandas de reflexão em sensor FBG-HIBI	47
3.11	Curvas de deformação durante a polimerização em resina obtidas com FBG	48
3.12	Distância entre os picos das bandas de uma FBG-HIBI para medir forças	49
4.1	Esquema para interrogação de um sensor usando FBG sintonizável	54
4.2	Primeira componente do sinal fotodetectado em função do descasamento das redes usando uma série de Taylor	57
4.3	Primeira componente do sinal fotodetectado em função do descasamento das redes usando séries de Fourier	59
4.4	Sinais experimentais proporcionais à derivada do espectro da TFBG e à sua integral	60
4.5	Esquema elétrico e óptico do sistema com PZT para multiplexação de sensores	62
4.6	Sinal aplicado ao PZT e sinal de saída do <i>lock-in</i>	64
4.7	Saída do <i>lock-in</i> para diferentes perturbações no sensor	65
4.8	Curva da deformação do sensor em função do intervalo temporal	66
4.9	Diagrama do sistema com o laser sintonizável mecanicamente	69
4.10	Gráficos com sinais adquiridos do laser com FBG	72
4.11	Gráficos ilustrando os passos executados pelo algoritmo	73
4.12	Reta ilustrando a resposta do sistema com laser e FBG	74

4.13	Espectro da DTG sintonizável	75
4.14	Espectro de 3 sensores obtidos com o laser	76
4.15	Comparativo entre espectros do OSA e do laser	76
4.16	Sinais obtidos na caracterização com DTG	77
4.17	Gráfico de caracterização do laser com DTG	78
4.18	Gráfico de caracterização do laser com DTG processado com RBF	79
4.19	Erros para comparar métodos na interrogação com DTG	80
5.1	Diagrama do perfil de estreitamento de diâmetro da fibra ótica	87
5.2	Esquema do método do pincel-de-chama	88
5.3	Seção transversal de um sensor em <i>taper</i> com filme metálico	94
5.4	Suporte para fabricação de sensor com filme fino	100
5.5	Sistema mecânico para teste de sensor de hidrogênio	102
5.6	Primeira exposição do sensor a hidrogênio	103
5.7	Curvas dos sensores a diferentes concentrações de hidrogênio	104
5.8	Tempos de subida do sinal dos sensores de hidrogênio	105
5.9	Variação de sinal em função da concentração de H ₂	106
5.10	Variação do comprimento de onda de Bragg em função do raio do sensor em FBG	112
5.11	Índice de refração efetivo em função do índice do ambiente	113
5.12	Comprimento de onda de Bragg do sensor em função da porcentagem de álcool na gasolina	114
5.13	Curva do sistema sensoramento de Hidrocarbonetos	116

Nomenclatura

<i>AOTF</i>	Filtro Sintonizável Acusto-ótico (<i>Acousto-optic Tuneable Filter</i>)
<i>ASE</i>	Emissão Espontânea Amplificada (<i>Amplified Spontaneous Emission</i>)
<i>BGS</i>	Sensor a Rede de Bragg (<i>Bragg Grating Sensor</i>)
<i>DTG</i>	Rede de Bragg gravada com um pulso de laser na torre de puxamento (<i>Draw Tower Grating</i>)
<i>EDFA</i>	Amplificador a Fibra dopada com érbio (<i>Erbium-Doped Fiber</i>)
<i>FBG</i>	Rede de Bragg em Fibra (<i>Fiber Bragg Grating</i>)
<i>FFP</i>	Filtro Fabry-Perot (<i>Fabry-Perot Filter</i>)
<i>FMS</i>	Espectroscopia com modulação em frequência (<i>Frequency Modulation Spectroscopy</i>)
<i>FWFZ</i>	Largura Total entre os Primeiros Zeros (<i>Full Width at First Zeros</i>)
<i>FWHM</i>	Largura Total a Metade da Amplitude Máxima (<i>Full Width at Half Maximum</i>)
<i>GCV</i>	Validação geral cruzada (<i>General Cross Validation</i>)
<i>HIBI</i>	Alta Birrefringência (<i>High Birrefringence</i>)
<i>LPG</i>	Rede de Período Longo em Fibra (<i>Long Period Grating</i>)
<i>OSA</i>	Analisador de Espectro Ótico (<i>Optical Spectrum Analyzer</i>)
<i>PZT</i>	Zirconato Titanato de Chumbo (<i>Plumbum Zirconate Titanate</i>)
<i>RAM</i>	Modulação Residual de Amplitude (<i>Residual Amplitude Modulation</i>)
<i>RBF</i>	Função Radial de Base (<i>Radial-Basis Function</i>)
<i>RN</i>	Rede Neural
<i>SNR</i>	Relação Sinal-Ruído (<i>Signal-to-Noise Ratio</i>)
<i>TFBG</i>	Filtro a Rede de Bragg Sintonizável (<i>Tunable Bragg Grating Filter</i>)
<i>WDM</i>	Multiplexador por Divisão de Comprimento de Onda (<i>Wavelength Division Multiplexer</i>)
<i>WMS</i>	Espectroscopia com modulação em comprimento de onda (<i>Wavelength Modulation Spectroscopy</i>)

Lista de Símbolos

n_{ef}	Índice de refração efetivo
Λ	Período de uma rede de Bragg em fibra
\bar{k}_i	Vetor de onda da radiação incidente
\bar{k}_r	Vetor de onda da radiação espalhada
\bar{K}	Vetor de onda da rede de Bragg
λ_B	Comprimento de onda de Bragg
$\delta\bar{n}_{ef}$	Valor médio da modulação de índice
$\phi(z)$	<i>Chirp</i> na modulação do índice de refração
Ap	Função de apodização
ν	Visibilidade de uma rede de Bragg
G	Parâmetro de ajuste do perfil de apodização
$FWHM_{apo}$	Largura a meia altura da função de apodização
L	Comprimento da FBG
$\delta\bar{n}_1$	Perturbação do índice de refração do núcleo
Γ	Fator de confinamento de potência no núcleo
u	Parâmetro de modo escalar para o núcleo da fibra ótica
w	Parâmetro de modo escalar para a casca da fibra ótica
r_1	Raio do núcleo da fibra ótica
n_1	Índice de refração do núcleo da fibra ótica
n_2	Índice de refração da casca da fibra ótica
V	Frequência normalizada
b	Índice efetivo normalizado
$A(z)$	Amplitude do modo guiado
$B(z)$	Amplitude do modo contra-propagante
δ_d	Dessintonia
$\hat{\sigma}$	Coefficiente de acoplamento médio geral
σ	Coefficiente de acoplamento médio
ξ_{lt}	Campo transversal do modo l no núcleo
ϵ_0	Permissividade elétrica no vácuo
κ	Coefficiente de acoplamento AC
ρ	Coefficiente de reflexão
τ	Atraso de grupo
σ_R	Raio da função radial de base
C	Função de custo
γ	Parâmetro de regularização
φ	Fase do sinal ótico

Lista de Símbolos

D	Dispersão
λ_{gap}	Comprimento de onda que delimita o <i>gap</i> de banda
λ_{max}	Comprimento de onda do máximo de refletividade
$\Delta\lambda_{gap}$	Largura do <i>gap</i> de banda
$\Delta\lambda_{FWFZ}$	Largura entre os primeiros zeros do espectro de reflexão da FBG
F	Função de transferência da FBG
K_s	Número de períodos numa seção do método das matrizes de transferência
N_s	Número de seções uniformes
Δl	Comprimento de uma seção no método das matrizes de transferência
$\Delta\lambda_{chirp}$	<i>Chirp</i> total em uma FBG
$f(z)$	Função do perfil de <i>chirp</i>
p_e	Constante efetiva elasto-ótica
p_{11}, p_{12}	Componentes do tensor elasto-ótico
ν_p	Coefficiente de Poisson
$\lambda_{Bragg-X}, \lambda_{Bragg-Y}$	Comprimento de onda dos picos das bandas de uma FBG em fibra HIBI
α_Λ	Coefficiente de expansão térmica da fibra ótica
α_n	Coefficiente termo-ótico
Δl_m	Perturbação mecânica
ΔT	Varição em temperatura
$\Delta\varepsilon_z$	Deformação longitudinal da FBG
λ_m	Variável aleatória correspondente ao pico do espectro em comprimento de onda
λ_c	Comprimento de onda do centróide do espectro
σ_u	Desvio padrão/incerteza do comprimento de onda de pico
R_G	Refletividade máxima da FBG
B_G	Largura a meia altura/FWHM da FBG
N	Número de neurônios escondidos
ω_i	Pesos das sinapses
φ	Função radial de base
t_i	Posição do centro da i -ésima função radial de base
φ_{unwrap}	Fase acumulada

Lista de Símbolos

$\vec{\lambda}$	Vetor com pontos de comprimento de onda fornecidos pelo sistema de detecção
$\hat{\mathbf{y}}$	Vetor contendo as intensidades associada ao vetor de comprimento de onda
p	Dimensão do vetor $\vec{\lambda}$ e $\hat{\mathbf{y}}$
\mathbf{H}_m	Matriz de projeto
\mathbf{P}_m	Matriz de projeção
\mathbf{w}_m	Vetor contendo pesos
\mathbf{F}	Matriz completa
S_λ	Potência espectral
$R_i(\lambda)$	Função de refletividade para rede de Bragg i
B_i	Largura de banda a meia altura para rede de Bragg i
δ	Descasamento de comprimentos de onda de Bragg de duas FBG sensoras
$\Delta\lambda_{opt}$	Índice de modulação ótimo do PZT
$\Delta\lambda_m$	Índice de modulação do PZT
$\bar{\delta}$	Diferença média entre comprimentos de onda de Bragg
I_{ac}	Intensidade da primeira componente do sinal modulado
f_d	Frequência de modulação do PZT
z_B	Comprimento de batimento entre os modos
L_w	Comprimento da cintura do <i>taper</i>
r_w	Raio mínimo do <i>taper</i>
c_H	Concentração de hidrogênio
h	Função não-linear da concentração de hidrogênio
Θ_a	Concentração de átomos por adsorção química
θ_a	Concentração de átomos por adsorção física
c_a	Concentração de átomos dissolvidos no volume imediatamente próximo à superfície do metal
D	Coeficiente de difusão no paládio
J	Fluxo para dentro e fora do material
u, v, u', v'	Parâmetros de modo
$\bar{\eta}_p$	Fração da potência total na região de perturbação
$\bar{\Psi}, F_0$	Solução da equação de onda escalar para uma fibra ótica
r	Refletividade

Resumo

Paterno, A. S.; Kalinowski, H. J.. **Sistemas de sensoriamento em fibra ótica**. Curitiba, 2006. Tese de Doutorado — Universidade Tecnológica Federal do Paraná.

Esta tese descreve a teoria e implementação de sistemas de sensoriamento em fibra ótica na área de petróleo. Algoritmos de redes neurais em funções radiais de base para processar dados adquiridos durante a interrogação de sensores a redes de Bragg são implementados. Em um estudo estatístico, é demonstrado que o uso de tais algoritmos permite a melhor acurácia entre todos os algoritmos usados em aproximações de espectros de reflexão de redes de Bragg em fibra. Protótipos de sistemas de interrogação de redes de Bragg utilizando outras redes de Bragg sintonizáveis para um único sensor e até quatro sensores foram implementados, incluindo o uso de redes de Bragg de alta resistência como elementos de sintonia mecânica. A teoria para modelagem desenvolvida para esses sistemas é adaptada baseando-se na teoria de espectroscopia a laser com modulação em comprimento de onda. Sensores para determinação da conformidade da gasolina comercial com as normas legais, utilizada em automóveis e para determinação da concentração de hidrogênio até o limite explosivo foram fabricados e testados, bem como seus modelos teóricos, novas aplicações e novos métodos para sua fabricação. Como aplicação dos sensores de hidrogênio, o seu uso para monitoração da fragilização causada por hidrogênio de tubulações utilizadas em processos petroquímicos é sugerido, dada a alta sensibilidade do sensor.

Palavras-chave

Redes de Bragg em fibra ótica; técnicas de interrogação; modulação ótica; sistemas de sensoriamento; sensores de hidrogênio.

Abstract

Paterno, A. S.; Kalinowski, H. J.. **Fiber optic sensor systems: Analysis and implementation with applications in petrochemical processes**. Curitiba, 2006. PhD. Thesis — Universidade Tecnológica Federal do Paraná.

This text describes the theory and implementation of fiber optic sensor systems with applications in petrochemical processes. Radial Basis function neural network algorithms to process the data acquired during interrogation of Bragg grating sensors are implemented. In a statistical study, it is demonstrated that the use of such algorithms provide the best accuracy if interrogation using the peak detection of fiber Bragg grating spectra is used. Interrogation techniques of fiber Bragg gratings using other tunable fiber Bragg grating devices for the interrogation of multiplexed FBG sensors are also proposed, including the use of high-strength fiber Bragg gratings as the tunable elements. The theory that models these systems is developed and presented based on the theory of laser wavelength modulation spectroscopy. Sensors for the determination of the concentration of ethanol in commercial gasoline and for the determination of the presence of hydrogen in the explosive limit are fabricated and characterized. As an application for the hydrogen sensor, its use to monitor hydrogen embrittlement in pipelines used in petrochemical processes is suggested, given its high sensitivity.

Keywords

Fiber Bragg grating; optical modulation; fiber-optic sensors; interrogation techniques; hydrogen sensors.

1

Introdução

Fibras óticas passaram a ter uma grande importância nas últimas três décadas principalmente pelo papel que assumiram no âmbito das telecomunicações. Como consequência do desenvolvimento de tecnologias de fabricação e aplicação de fibras óticas, surgiram dispositivos e equipamentos que rapidamente revolucionaram as comunicações óticas e o sensoriamento ótico.

Um dos marcos que simbolizam claramente essa revolução ocorreu no final dos anos 70, consistindo na descoberta da fotossensibilidade em fibras óticas, que permitiu o desenvolvimento de dispositivos como as redes de Bragg em fibra e a substituição em muitos casos dos elementos óticos de maiores dimensões de um sistema por equivalentes em fibra. Nesse contexto, surge a necessidade de se descobrir como um componente baseado em redes de Bragg em fibra ótica se comporta sob diferentes situações e condições de operação a que foi projetado e quais são os parâmetros que o caracterizam. Cabe então analisar como *interrogar* tais parâmetros a fim de *caracterizar* o componente. Pode-se igualmente monitorar como esses parâmetros do dispositivo variam em função de suas condições de operação, configurando assim sua utilização como sensor. Essas tarefas abrem um campo novo de aplicação ao qual se pode batizar de teoria de sensores a redes de Bragg em fibra ótica.

Antes que as técnicas de gravação de redes de Bragg em fibra ótica fossem desenvolvidas nos anos oitenta e noventa, vários sensores em fibras óticas monomodo e multimodo foram desenvolvidos. A interrogação desses dispositivos era feita por meio de monitoração da intensidade do sinal ótico, caso o mensurando afetasse esse parâmetro na propagação do sinal, ou eram sensores interrogados por meio de interferômetros, quando, por exemplo, o comprimento da fibra era o parâmetro alterado [1]. Neste último caso, a interrogação poderia ser até feita para configurações de sensores de forma multiplexada.

A utilização de tecnologias de deposição de filmes finos sobre a

fibra ótica permitiu aumentar o campo de aplicações desses sensores em fibra. A fabricação de sensores interferométricos de deformação em que um filme fino de um metal, como o níquel, cujo volume varia quando submetido a um campo magnético pelo efeito de magnetostricção, foi uma das primeiras aplicações dessa combinação de tecnologias [1]. A exploração de propriedades físico-químicas de materiais passíveis de serem depositados como filmes finos permitiu expandir essa combinação ao ramo de sensores para detecção de substâncias químicas. Ao longo da década de 80, os primeiros sensores de hidrogênio a fibra ótica foram desenvolvidos por um mesmo autor, permanecendo incipiente o desenvolvimento dessa combinação de tecnologias até os anos 90. Butler [2] utilizou a variação do volume de um filme de paládio depositado sobre um sensor de deformação interrogado interferometricamente para detectar a concentração de hidrogênio gasoso. Somente uma década mais tarde, o mesmo autor desenvolveu um sensor que utilizava um espelho de paládio na ponta da fibra cuja reflectividade variava na presença de hidrogênio [3], caracterizando assim os dois princípios mais explorados na implementação de sensores de hidrogênio em fibra ótica: aquele baseado na deformação causada pelo material sensível ao hidrogênio e aquele baseado na alteração do índice de refração do material que interage com o campo evanescente.

Um impulso foi dado ao desenvolvimento de sensores químicos com o aparecimento da tecnologia para redução do diâmetro de uma região da fibra ótica (*tapers*) por Tim Birks [4, 5]. Com esses novos dispositivos pode-se usar o campo evanescente que se propaga na região do *taper* e que vai interagir com o meio que se quer monitorar. Se o material do transdutor depositado sobre o *taper*, o qual vai interagir com o campo evanescente, tem seu índice de refração alterado pela substância a ser monitorada, as características de propagação do sinal que atravessa o dispositivo serão alteradas. A interrogação desses sensores consiste basicamente na monitoração da intensidade do sinal que atravessa o sensor, ou na análise do espectro do sinal que o atravessa, caso o sensor seja baseado em filmes em que se excitam plasmons de superfícies [6]. Para monitoração de hidrogênio, a idéia de usar o paládio depositado sobre a região do *taper* deu origem ao sensor que combina todos esses desenvolvimentos [7, 8]. Muitos outros sensores em fibras óticas vêm sendo desenvolvidos baseados em intensidade, ou, principalmente na área química, com os sinais submetidos a uma análise espectroscópica, mas todos sempre utilizando algumas das técnicas mencionadas [9].

1.1 Objetivos

O ramo de sensores em fibra ótica e de redes de Bragg em fibra ótica investigado neste texto compreende três áreas distintas de estudo. A primeira se baseia no desenvolvimento de conceitos teóricos e na modelagem do sensor. A teoria é desenvolvida ou pelo menos indicada a fim de que se possa simular o seu comportamento quando o dispositivo é submetido a diferentes condições de operação e quando estiver construído em fibras óticas de diferentes diâmetros ou materiais. De forma geral, deve-se achar a constante de propagação do guia e a partir dela determinar seu comportamento sob essas diferentes condições. No caso da simulação com redes de Bragg, métodos numéricos específicos como o método das matrizes de transferência podem ser usados. Para sensores em fibras com diâmetro reduzido, a determinação da constante de propagação resolve grande parte do problema.

A segunda área é formada pelas técnicas de interrogação dos sensores. No caso dos sensores quase-distribuídos a redes de Bragg, essas técnicas se resumem a determinar a posição espectral do pico do espectro da luz refletida pelo dispositivo. A modelagem do fenômeno e o desenvolvimento de técnicas de processamento dos dados envolvidos na interrogação são tema desse tópico. As técnicas investigadas neste texto são baseadas na aquisição do espectro de reflexão de redes de Bragg em fibra ótica e baseadas na varredura do comprimento de onda da luz incidente no sensor. Aqui simulase o comportamento dessas técnicas sob diferentes condições de ruído e perturbação do sensor, aplicando algoritmos baseados em redes neurais ou simplesmente por meio de ajuste polinomial ou gaussiano na detecção do pico do espectro. Alguns dos efeitos e características dos métodos de varredura utilizando uma rede de Bragg sintonizável como elemento interrogador são analisados.

A terceira área consiste no desenvolvimento, compreendendo modelagem e simulação, e fabricação do sensor propriamente dito. Aqui tratamos de desenvolver as técnicas de fabricação e caracterização para o sensor, determinar em que fibras óticas serão fabricados, e sob que condições de operação poderão trabalhar. Além disso, há também outros aspectos, como o desenvolvimento das tecnologias e aparatos envolvidos na montagem dos experimentos de teste e fabricação do sensor. A maioria dos sensores fabricados são construídos em fibras óticas com *tapers*.

A monitoração de processos na área de petróleo é o foco da aplicação desses sensores. No caso, a detecção de hidrogênio e a detecção de hidrocar-

bonetos.

1.2

Organização deste documento: contribuições

Nos capítulos a seguir descrevem-se os conceitos, teorias e tecnologias necessários para se investigar sistemas de sensoriamento em fibra ótica com aplicações em áreas como a de processos petroquímicos. Contribuições na área de ortodontia também são relatadas, como um exemplo de aplicação de uma das técnicas implementadas. O levantamento bibliográfico documentando o estado da arte sobre o qual está fundamentada esta tese é descrito ao longo dos capítulos em que estão apresentadas as conclusões relacionadas àqueles temas.

No Capítulo 2, descreve-se a teoria de redes de Bragg em fibra ótica, gravadas em fibras óticas monomodo padrão e fibras com diâmetro reduzido. Os conceitos necessários para algumas formas de simulação de redes de Bragg utilizando a resolução direta das equações de modo acoplado para uma rede de Bragg uniforme são descritos, bem como a teoria para simulação de redes de Bragg não uniformes e com *chirp* utilizando o método das matrizes de transferência. Os resultados obtidos com os algoritmos desenvolvidos para a simulação são ilustrados por gráficos de exemplos que contém casos que de uma maneira ou de outra foram utilizados ao longo deste trabalho de doutorado. A implementação em algoritmos dessas teorias, as quais já são bem conhecidas na literatura, foi feita com o programa MATLAB e em alguns casos em linguagem C.

No Capítulo 3, as técnicas de interrogação utilizadas neste trabalho são descritas em conjunto com sua correspondente modelagem. Utilizaram-se métodos de processamento dos sinais adquiridos em analisadores de espectros óticos para sensores a redes de Bragg submetidos a diferentes condições de operação. Espectros de reflexão correspondendo a sensores quase-distribuídos e com *chirp* foram estudados demonstrando o comportamento de técnicas de interpolação do espectro utilizando algoritmos de ajuste com redes neurais e ajustes gaussiano e polinomial padrões [10, 11]. Aqui demonstra-se que a técnica desenvolvida utilizando redes neurais com funções radiais de base e adaptada para a aproximação dos espectros é a técnica que apresenta melhor resposta com respeito à incerteza na detecção de picos, superando as técnicas tradicionalmente usadas com o ajuste gaussiano ou polinomial [12]. Outro resultado importante foi a determinação de parâmetros ótimos independentes no ajuste com a rede neural a fim de se obter a

melhor forma de operação para interrogação de espectros de FBG. Alguns parâmetros da rede neural, como por exemplo, a largura a meia altura das funções radiais de base utilizadas na aproximação, não tinham como ser determinados analiticamente por meio de fórmulas. Neste trabalho resolveu-se achar experimentalmente esse parâmetro da RBF em função da incerteza que o método produzia na interrogação dos espectros processados com a rede neural, apresentando assim mais um resultado importante na aplicação desse algoritmo. Para finalizar o capítulo, um conjunto de aplicações do algoritmo no processamento de espectros de sensores a FBG na área de ortodontia são mostrados. Devido ao fato de que a resolução de equipamentos tradicionalmente usados nesse tipo de experimentos era insuficiente para resolver as grandezas mensuradas no experimento, a mensuração de forças ortodônticas e de determinação da contração de resinas poliméricas odontológicas só foi possível com o processamento utilizando uma rede neural a RBF [13, 14, 15].

No capítulo 4, as técnicas de interrogação com varredura são descritas utilizando uma rede de Bragg sintonizável e fazendo um paralelo com a área de espectroscopia a laser com modulação em comprimento de onda. Resultados obtidos com um sistema com rede de Bragg sintonizável por meio de estiramento demonstrou um intervalo de varredura que permite multiplexar sensores a FBG. Com isso, demonstra-se pela primeira vez a implementação da interrogação de sensores a FBG multiplexados utilizando FBG sintonizáveis como elemento interrogador o qual faz o papel de um filtro sintonizável [16, 17]. Ainda com o sistema com uma FBG sintonizável, implementou-se um laser em fibra dopada com érbio em uma cavidade linear, aplicando-se as técnicas modificadas de modulação em comprimento de onda na interrogação dos sensores [18]. Da mesma maneira, demonstrou-se a multiplexação de sensores a FBG com o mesmo sistema de varredura no comprimento de onda central do laser e usando redes de Bragg em fibra monomodo padrão. Uma contribuição importante consistiu na idéia de se utilizar no sistema de varredura uma rede de Bragg de alta resistência gravada na torre de puxamento da fibra ótica com um único pulso de UV. Essa FBG permite a sintonia ao longo de um intervalo em comprimento de onda mais de quatro vezes maior do que em uma FBG padrão. O intervalo de sintonia do laser ficou então limitado pelo sistema mecânico empregado e não mais pelo limite de estiramento da FBG associado ao 1% de seu comprimento. Além disso, propondo um método alternativo às técnicas de espectroscopia com varredura em comprimento de onda para detecção do pico dos espectros dos sensores o qual utiliza um *dither* de alta frequência na

sua modulação, a técnica de detecção síncrona foi substituída por blocos para processamento digital do sinal. Com isso, foi necessário o desenvolvimento de algoritmos e a escolha de um bloco de filtros digitais para o processamento dos dados de maneira a se obter uma resolução equivalente à do sistema com FBG iluminada por fontes de banda larga que utilizava detecção do sinal com amplificadores *lock-in*. Demonstrou-se experimentalmente que esse método com filtros digitais produz uma resolução com uma qualidade próxima à do processamento com redes neurais RBF.

No Capítulo 5, descrevem-se os conceitos para classificação dos sensores em fibra ótica, além de discutirem-se técnicas de fabricação de sensores em *tapers* para detecção de hidrogênio e medição da concentração de álcool em gasolina. Os sensores de hidrogênio são construídos em fibras cujo diâmetro é reduzido por meio da técnica do pincel-de-chama. A teoria para explicar como os *tapers* são obtidos é descrita. Esse sensor funciona baseado na interação de um filme fino de paládio depositado sobre a região do *taper* com o campo evanescente da fibra. É um sensor baseado em intensidade. Na detecção de hidrogênio executou-se uma análise do comportamento do sensor que não tinha sido ainda feita ou registrada na literatura, compreendendo a análise dos limites de operação do sensor de hidrogênio com diâmetro reduzido e filme de paládio. Além dessa análise, sua aplicação na área de petróleo como detector de fragilização de tubulações por hidrogênio e na detecção de hidrogênio gasoso é sugerida, dada a alta sensibilidade do sensor [19]. Os resultados se resumem no desenvolvimento de um método de fabricação otimizado para o sensor e a comparação de diferentes métodos de deposição de filme fino de paládio em função do comportamento do sensor. No caso do sensor em *taper* para detecção de hidrocarbonetos, ele é implementado em uma fibra com uma rede de Bragg, sendo que na região da FBG a casca é removida por corrosão com ácido fluorídrico. Isso permite que a FBG funcione como um sensor de índice de refração. A contribuição do trabalho neste caso consiste na demonstração da utilização do sensor para monitoração de diferentes concentrações de álcool em gasolina. A modelagem e conceitos para simulação deste sensor também são apresentados [20].

No Capítulo 6, apresentam-se as considerações finais compreendendo os resultados sumarizados obtidos nos capítulos anteriores, além de serem apresentados objetivos para trabalhos futuros, novas áreas de pesquisa e análise e solução de problemas gerados no decorrer deste trabalho.

2

Teoria de sensores com redes de Bragg em fibra ótica

A década de 70 testemunhou a evolução de sistemas de telecomunicações a fibra ótica e a substituição de muitas das linhas de transmissão metálicas e sistemas de rádio por cabos de fibra ótica. Os sistemas na década de 70 eram fundamentalmente baseados em fibras multimodo, já que toda a tecnologia de LED e lasers, de clivagem e emendas de cabos eram mais práticos para essa fibra e as propriedades de guiamento da luz indicavam uma menor dispersão na fibra multimodo para os comprimentos de onda de operação disponíveis na época [21]. Naquele período, os pioneiros da área acreditavam que apenas sistemas transoceânicos utilizariam a fibra monomodo, e a primeira aplicação desse tipo de fibra foi relegada ao campo dos sensores, mais especificamente à sua utilização na fabricação de giroscópios [22]. A situação mudaria nos anos 80, quando os sistemas multimodo começaram a ser abandonados e as fibras monomodo assumiriam o papel principal nas comunicações óticas e na área de sensores.

Na segunda metade da década de 70, foi descoberta a fotossensibilidade do núcleo dopado com germânio de fibras óticas e, em conjunto com essa descoberta, utilizou-se o efeito para fabricação de filtros refletores de Bragg de banda estreita em fibra ótica [23, 24], que viriam a ser conhecidos como redes de Bragg em fibra ótica, ou simplesmente FBG (*fiber Bragg grating*). A técnica de fabricação interna então desenvolvida utilizava um feixe de laser de argônio com comprimento de onda central de 514,5 nm e potência 50 mW, lançado num segmento de fibra ótica cuja ponta era clivada perpendicularmente de maneira a produzir os 4% de reflexão de Fresnel e com isso causar a interferência ao longo da fibra entre o feixe incidente e o refletido. O padrão de onda estacionária gerado provocaria uma perturbação periódica no índice de refração e induziria a formação do filtro de reflexão, cuja banda estaria centrada no comprimento de onda do laser.

Por alguns anos, a técnica de fabricação de redes de Bragg se restringiu à demonstrada por Hill, em que o comprimento de onda de Bragg estava associado ao comprimento de onda do laser, o que dificultava a expansão

das possíveis aplicações do novo dispositivo.

Entretanto, no artigo de Kawasaki [24], já se percebeu a possibilidade de sintonia do filtro por meio de variação de temperatura ou deformação, bem como a fabricação de redes de Bragg com *chirp*, caso houvesse um gradiente de temperatura ou deformação ao longo da fibra ótica durante o processo de fabricação, já que isso seria de relativa simplicidade pois a rede de Bragg formada tinha o comprimento do segmento da fibra ótica utilizada, normalmente de algumas dezenas de centímetros. Essas idéias seriam a semente da aplicação das redes de Bragg em fibra na área de sensores.

Em 1989, Meltz e equipe desenvolveram uma técnica de gravação de redes de Bragg por meio da iluminação lateral do núcleo da fibra ótica com o padrão de interferência de dois feixes produzido por um divisor de feixe, que fazia uso do segundo harmônico de um laser de argônio no flanco da banda de absorção em 257,3 nm do GeO. Essa banda de absorção compreende um intervalo de aproximadamente 35 nm e está centrada em 244 nm. A técnica é conhecida como método transversal holográfico [25]. Os autores mencionam também a utilização de um laser centrado em 244 nm, sendo que neste caso pode produzir redes com uma variação de índice de refração mais pronunciada, caracterizando redes muito mais fortes. O processo usando dois feixes e exposição lateral é muito mais flexível do que o método de Hill, pois permite a escolha do comprimento de onda central da banda de reflexão por meio da variação do ângulo dos feixes no interferômetro que produz o padrão de interferência.

As técnicas de escrita de redes de Bragg de Hill e de Meltz foram superadas pela técnica de escrita utilizando máscara de fase. Uma máscara de fase é uma pastilha de vidro de sílica transparente à luz ultra-violeta. Em um dos lados, uma estrutura periódica unidimensional em relevo é corroída por técnicas de fotolitografia. A forma dessa estrutura se aproxima de uma onda quadrada em perfil. Ao atravessar a máscara de fase, a luz ultra-violeta, incidente perpendicularmente, é difratada e a fibra ótica é colocada quase em contato com essa estrutura, sendo iluminada pelo padrão de interferência que induzirá a formação da FBG. A estrutura da máscara de fase é fabricada de maneira que os sulcos sejam profundos o suficiente para reduzir a quantidade de luz na ordem de difração 0, e maximizar a quantidade de luz nas ordens +1 e -1. A profundidade dos sulcos dependerá então do comprimento de onda da luz de gravação e das características de dispersão da sílica. Os feixes nas ordens +1 e -1, que interferem e induzem a FBG, podem conter 40% da luz e a ordem 0 pode ser reduzida a

aproximadamente 5%. As características da FBG produzida não dependem do comprimento de onda da luz de gravação e o período da rede de Bragg é a metade do período da máscara de fase [26].

No ano de 2001, a técnica usando o interferômetro de Talbot modificado foi desenvolvida [27]. Neste caso, a máscara de fase é usada para difratar o feixe de luz ultravioleta, e uma lente cilíndrica combinada com um par de espelhos produzem duas fontes simétricas virtuais que se recombina na fibra ótica produzindo o padrão de interferência. O comprimento de onda de Bragg e a largura de banda das FBG podem ser controlados pela translação da fibra, dos espelhos ou da máscara de fase. Esta técnica é a empregada para fabricação das FBG utilizadas neste trabalho no Núcleo de Dispositivos Foto-refrativos da UTFPR, com um interferômetro de Talbot modificado, cuja máscara de fase é iluminada por um laser Nd:YAG com dois estágios para dobrar a frequência, emitindo radiação ultra-violeta centrada em 266 nm[28].

2.1

A rede de Bragg em detalhe

Uma rede de Bragg em sua apresentação mais simples é um componente construído em uma fibra ótica monomodo por meio da modulação periódica do índice de refração de seu núcleo ao longo de seu eixo longitudinal coincidente com o eixo z. Os planos paralelos de maior e menor amplitudes de índice de refração, que se localizam transversalmente em seu núcleo, formam uma estrutura de Bragg, como representado na fig. 2.1. Alguns dos parâmetros da FBG podem ser alterados quando se considera o dispositivo funcionando como sensor. Neste texto, o comprimento da FBG será dado por L , o índice de refração efetivo do modo guiado será representado por n_{ef} e o período da rede por Λ . Cada um desses planos vai espalhar a luz confinada na fibra, e se a condição de Bragg não for satisfeita, a luz refletida pelos planos ficará progressivamente fora de fase chegando a se cancelar.

A condição de Bragg tem um papel fundamental na modelagem da FBG como sensor e é proveniente da conservação de energia e momento, ou seja, o comprimento de onda da radiação incidente na FBG é o mesmo da refletida ($\lambda_i = \lambda_r$) e o vetor de onda da radiação incidente, \vec{k}_i , somado ao vetor de onda da FBG, \vec{K} , deve ser igual ao vetor de onda da radiação espalhada, \vec{k}_r , sendo que \vec{K} é normal aos planos e tem módulo $2\pi/\Lambda$,

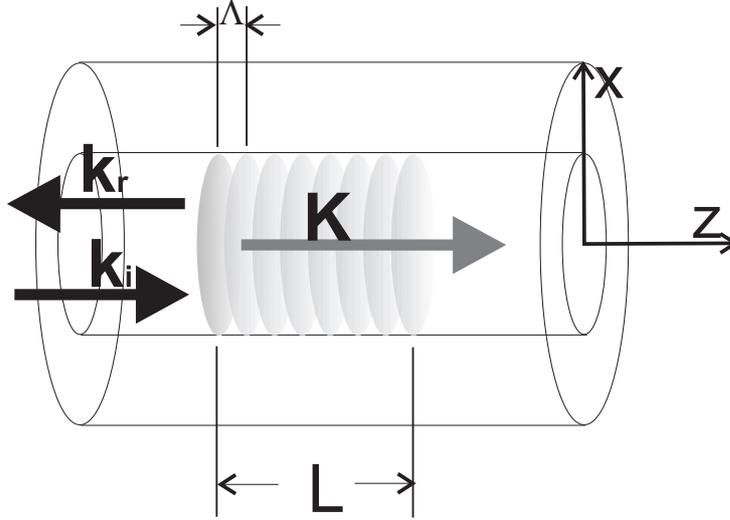


Figura 2.1: Diagrama representando uma rede de Bragg e a disposição de seus planos.

$\bar{k}_i = -\bar{k}_r$ e $|\bar{k}_r| = |\bar{k}_i| = \frac{2\pi n_{ef}}{\lambda_B}$. Disso resulta:

$$K = \frac{2\pi}{\Lambda} = 2k_r = 2 \left(\frac{2\pi n_{ef}}{\lambda_B} \right) \quad (2-1)$$

que simplificando leva à condição de primeira ordem de Bragg:

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

onde λ_B é o comprimento de onda no espaço livre da luz refletida na rede.

Os planos de índice de refração induzidos no núcleo podem ser descritos como uma perturbação do índice efetivo do(s) modo(s) guiado(s) por:

$$\delta n_{ef}(z) = \delta \bar{n}_{ef}(z) \left\{ 1 + Ap(z) \cos \left[\frac{2\pi}{\Lambda} z + \phi(z) \right] \right\} \quad (2-3)$$

onde $\delta \bar{n}_{ef}(z)$ representa o comportamento do valor médio da modulação ao longo de um período da FBG e $\phi(z)$ é o *chirp* na modulação do índice de refração. O eixo longitudinal da fibra óptica vai coincidir com o eixo z, como mostrado na fig. 2.1. O termo $Ap(z)$ multiplicando o co-seno é a função de apodização e pode assumir as configurações mostradas nas seguintes expressões [29]:

– Perfil Uniforme

$$Ap_u(z) = \nu(z) \quad (2-4)$$

é a função para uma rede uniforme sem apodização, onde $\nu(z)$ é a visibilidade, que pode assumir valores em $(0, 1]$.

- Perfil Tangente Hiperbólica

$$Ap_t(z) = \nu(z) \frac{\operatorname{tgh} \left\{ G \left[1 - 2 \left| \frac{z-L/2}{L} \right| \right] \right\}}{\operatorname{tgh}(G)} \quad (2-5)$$

é o perfil de apodização tangente hiperbólica, onde o parâmetro de ajuste do perfil assume tipicamente o valor $G = 4$.

- Perfil Senoidal

$$Ap_s(z) = \nu(z) \operatorname{sen} \left(\frac{\pi z}{L} \right) \quad (2-6)$$

é o perfil senoidal.

- Perfil Co-seno Elevado

$$Ap_c(z) = \nu(z) \frac{1}{2} \left[1 + \cos \left(\frac{\pi(z-L/2)}{FWHM_{apo}} \right) \right] \quad (2-7)$$

é o perfil co-seno elevado onde $FWHM_{apo}$ é a largura a meia altura da função de apodização.

- Perfil de Blackman

$$Ap_B(z) = \nu(z) \frac{1 + (1+G) \cos \left(\frac{2\pi(z-L/2)}{L} \right) + P \cos \left(\frac{4\pi(z-L/2)}{L} \right)}{2(1+G)} \quad (2-8)$$

é o perfil de Blackman onde o parâmetro G assume o valor $G = 0.19$.

- Perfil Gaussiano

$$Ap_g(z) = \nu(z) \exp \left\{ - \left[2 (\ln 2)^{1/G} \left(\frac{z-L/2}{FWHM_{apo}} \right) \right]^G \right\} \quad (2-9)$$

é o perfil gaussiano de ordem superior, em que G determina a ordem do perfil. Normalmente escolhe-se o comprimento da FBG $L \approx 3FWHM_{apo}$ para um perfil de primeira ordem onde $G = 1$ [30].

Como as características da FBG são determinadas pela estrutura de perturbação do índice do núcleo, é importante visualizar algumas formas de modulação do índice que estão ilustradas na fig. 2.2 e mostram a variação na amplitude da perturbação ao longo do comprimento de uma FBG, para um período aumentado em mais de 1000 vezes para fins ilustrativos. A perturbação δn_{ef} assume valores de pico típicos entre 10^{-5} e 10^{-3} . O valor médio da modulação, na fig. 2.2, é ilustrado por uma linha vermelha.

Quando a rede é uniforme, o fim abrupto da modulação de índice nos extremos da rede ocasiona no espectro da rede um efeito similar ao que ocorre na resposta de filtros digitais quando os dados utilizados são

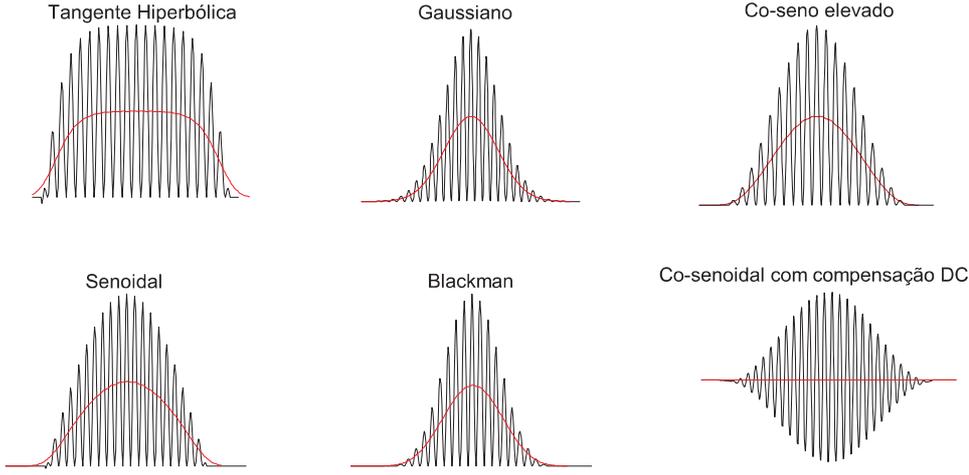


Figura 2.2: Perfis de modulação de índice do núcleo para uma FBG típica. A linha vermelha ilustra o comportamento do valor médio da perturbação. Da esquerda para direita, na primeira linha, os perfis tangente hiperbólica, gaussiano e co-seno elevado; na segunda linha, os perfis senoidal, Blackman e co-senoidal com compensação DC, neste caso o valor médio da perturbação é nulo.

truncados. Para evitar esse efeito em filtros digitais, um processo similar à apodização é usado, chamado de *windowing* e que vai minimizar o alargamento do espectro ocasionado pela forma de aquisição dos dados[31]. O *windowing* é um processo que minimiza os lóbulos laterais de um espectro calculado digitalmente. Da mesma maneira, a criação do perfil de índice com apodização suaviza as bordas da resposta espectral do filtro por meio da diminuição gradual da modulação de índice e acarreta a diminuição dos lóbulos espectrais do espectro da FBG, como pode ser observado comparando-se as fig. 2.3 e fig. 2.4.

Quanto ao comportamento da perturbação de índice, se a fibra ótica em que for gravada a FBG tiver um perfil de índice em degrau, a perturbação do índice efetivo está relacionada à perturbação do índice de refração do núcleo $\delta\bar{n}_1$ e ao fator de confinamento de potência no núcleo Γ por meio da relação $\delta\bar{n}_{ef} \cong \Gamma\delta\bar{n}_1$. O fator de confinamento no núcleo para uma fibra ótica dependerá do índice efetivo do modo considerado, que será obtido pela resolução da equação de dispersão [32]:

$$u \frac{J_{l+1}(u)}{J_l(u)} = w \frac{K_{l+1}(w)}{K_l(w)} \quad (2-10)$$

sendo $u = \sqrt{k_0 r_1 (n_1^2 - n_{ef}^2)}$ e $w = \sqrt{k_0 r_1 (n_{ef}^2 - n_2^2)}$ os parâmetros de modo escalar para o núcleo e casca, $k_0 = 2\pi/\lambda$ o número de onda, l a ordem azimutal do modo considerado na função de Bessel de primeiro tipo J e

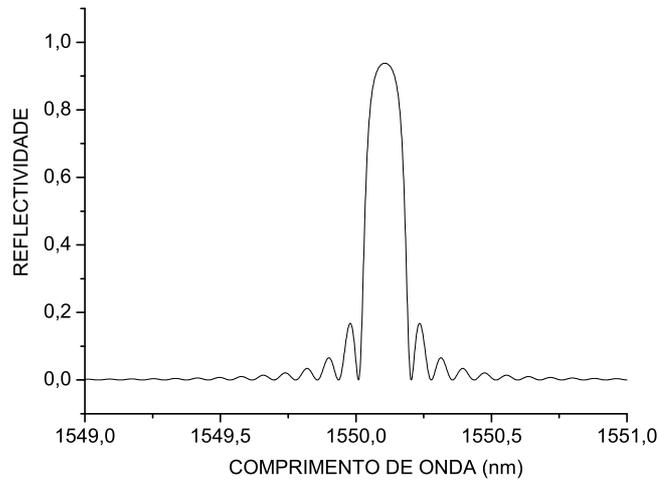


Figura 2.3: Espectro de reflexão típico para uma rede de Bragg uniforme com $n_{ef} = 1,45$, $\nu = 1$, $\delta\bar{n}_{ef} = 0,0001$ e $L = 1$ cm.

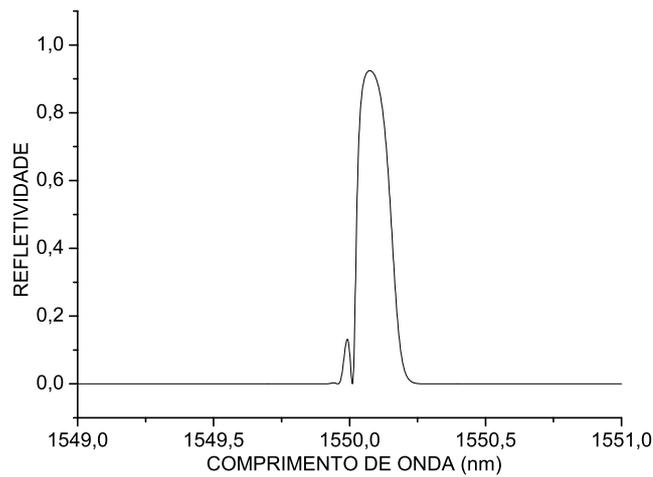


Figura 2.4: Espectro de reflexão típico para uma rede de Bragg com apodização gaussiana com $n_{ef} = 1,45$, $\nu = 1$, $\delta\bar{n}_{ef} = 0,0001$ e $L = 1$ cm.

na função de Bessel modificada de segundo tipo K . O raio do núcleo é representado por r_1 e seu índice de refração por n_1 ; n_2 representa o índice de refração da casca. Os parâmetros de modo estão relacionados à frequência normalizada, V , dada por:

$$V^2 = u^2 + w^2 \quad (2-11)$$

O índice efetivo pode ser normalizado e será representado por:

$$b = (n_{ef}^2 - n_2^2)/(n_1^2 - n_2^2) \quad (2-12)$$

O fator de confinamento poderá portanto ser representado em função desses parâmetros por meio de [32]:

$$\Gamma = \frac{u^2}{V^2} \left\{ \frac{w^2}{u^2} + \frac{K_l(w)}{K_{l-1}(w)K_{l+1}(w)} \right\} \quad (2-13)$$

Para o modo fundamental ($l = 0$), a eq. (2-10) foi resolvida e os comportamentos do índice efetivo normalizado e do fator de confinamento são mostrados na fig. 2.5.

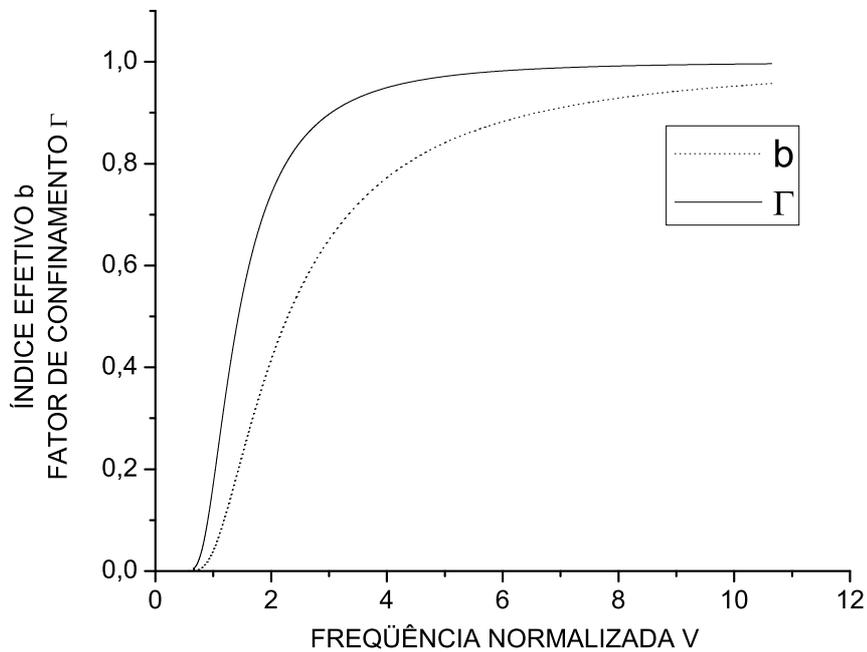


Figura 2.5: Comportamento do fator de confinamento e do índice efetivo do modo fundamental ($l = 0$).

2.1.1

Modelagem por teoria de modos acoplados: refletividade e largura de banda de uma FBG

Durante a modelagem do comportamento da luz atravessando uma FBG considera-se somente o acoplamento entre dois modos de núcleo idênticos e contra-propagantes de amplitudes $A(z)$ e $B(z)$, e desconsideram-se quaisquer contribuições provenientes de outros modos, de núcleo e casca. Outra consideração na forma das equações de modo acoplado consiste na “aproximação síncrona”. Aí se supõe que somente as interações consideradas são aproximadamente casadas em fase de maneira a haver acoplamento ressonante [33, 34]. Em termos matemáticos, desprezam-se os termos que oscilam muito rápido com z e só se consideram termos que não variam ou só variam a uma taxa δ_d muito pequena. Assim, só se consideram os termos do lado direito das equações de modo acoplado que não oscilam rápido o suficiente para contribuir de forma significativa a alterações da amplitude dos campos no lado esquerdo das equações, mantendo somente os termos que não oscilam ou oscilam muito pouco. Obtém-se com essa aproximação um sistema de equações diferenciais de primeira ordem acopladas donde se poderá determinar a relação entre esses modos:

$$\frac{dR}{dz} = i\hat{\sigma}R(z) + i\kappa S(z) \quad (2-14)$$

$$\frac{dS}{dz} = -i\hat{\sigma}S(z) - i\kappa^*R(z) \quad (2-15)$$

onde $R(z) = A(z)e^{i\delta_d z - \frac{\phi}{2}}$, $S(z) = B(z)e^{-i\delta_d z + \frac{\phi}{2}}$ e δ_d é a dessintonia, que se anula no comprimento de onda de Bragg e é dada por:

$$\delta_d = 2\pi n_{ef} \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_{Bragg}} \right) \quad (2-16)$$

O termo $\hat{\sigma}$ é um coeficiente de acoplamento médio geral definido por:

$$\hat{\sigma} \equiv \delta_d + \sigma - \frac{1}{2} \frac{d\phi}{dz} \quad (2-17)$$

Na eq. (2-17) o coeficiente de acoplamento médio é definido para uma rede de Bragg em fibra monomodo por [29]:

$$\sigma = \frac{n_1 \omega \epsilon_0}{2} \iint_{\text{núcleo}} \delta n_{ef}(z) \xi_{lt} \xi_{mt}^* dx dy \quad (2-18)$$

onde ξ_{lt} é o campo transversal do modo l no núcleo, ϵ_0 é a permissividade elétrica do vácuo. O valor médio da perturbação de índice pode ser consi-

derado uniforme na seção do núcleo da fibra, portanto independe de x e y . A integral de sobreposição mostrada é avaliada unicamente no núcleo, já que somente nessa região há a perturbação de índice. Além disso está se considerando somente o acoplamento de modos idênticos e se propagando em sentidos opostos no núcleo, portanto para o outro campo representado sob a integral tem-se $m = l$, sendo ξ_{mt}^* o conjugado de ξ_{mt} . É interessante notar que o coeficiente de acoplamento pode ter uma parte imaginária, que vai incorporar perdas por espalhamento ou absorção e ganhos, dependendo do sinal da parte imaginária. Os campos transversais no núcleo podem ser facilmente obtidos uma vez resolvida a eq. (2-10). Obtendo o parâmetro de modo u para o modo fundamental ($l = 0$), pode-se calcular o valor do campo com as expressões de campo e um fator de normalização [29]:

$$\xi_{0t} = A_0 J_0 \left(u \frac{r}{a} \right) \quad (2-19)$$

$$A_0 = \frac{2w}{av} \left[\frac{Z_{vac}}{2n_{ef}\pi |J_{-1}(u)J_1(u)|} \right]^{\frac{1}{2}}$$

em que $Z_{vac} = 377 \Omega$ é a impedância intrínseca do vácuo. Para modos idênticos propagando em sentidos opostos, a integral de sobreposição é diferente de zero e, devido a relações de ortogonalidade entre os modos, ela será nula nos demais casos. Além disso, o coeficiente de acoplamento médio se reduz a:

$$\sigma = \frac{2\pi\delta n_{ef}^-(z)}{\lambda} \quad (2-20)$$

O coeficiente de acoplamento AC é dado em função do coeficiente médio:

$$\kappa = \sigma(z) \frac{\nu}{2} = \pi\nu \frac{\delta n_{ef}^-(z)}{\lambda} \quad (2-21)$$

Como os valores dos coeficientes de acoplamento são constantes para uma rede uniforme, os coeficientes das equações diferenciais de modo acoplado serão constantes e levam a uma solução direta e explícita do sistema formado por (2-14) e (2-15). Para uma FBG uniforme, isto é, se $\frac{d\phi}{dz} = 0$ e δn_{ef} é constante, com comprimento L , supondo que a onda é incidente em $z = -L/2$, implica $R(-L/2) = 1$ e que a onda é totalmente refletida em $z = L/2$, ou seja, $S(L/2) = 0$. Assim tem-se o coeficiente de reflexão e a refletividade dados respectivamente por $\rho = S(-L/2)/R(-L/2)$ e $r = |\rho|^2$:

$$\rho = \frac{-\kappa \sinh(\sqrt{\kappa^2 - \hat{\sigma}^2} L)}{\hat{\sigma} \sinh(\sqrt{\kappa^2 - \hat{\sigma}^2} L) + i\sqrt{\kappa^2 - \hat{\sigma}^2} \cosh(\sqrt{\kappa^2 - \hat{\sigma}^2} L)} \quad (2-22)$$

$$r = \frac{\sinh^2(\sqrt{\kappa^2 - \hat{\sigma}^2}L)}{\cosh^2(\sqrt{\kappa^2 - \hat{\sigma}^2}L) - \frac{\hat{\sigma}^2}{\kappa^2}} \quad (2-23)$$

Para uma FBG uniforme, a fase do sinal refletido é determinada por:

$$\varphi = \arctg \left[\frac{\text{Imag}(\rho)}{\text{Real}(\rho)} \right] \quad (2-24)$$

Considerando que a fase tem um comportamento descontínuo, devido aos saltos de magnitude π da função arco tangente, é necessário trabalhar com a fase acumulada, φ_{unwrap} , caso se queira determinar o atraso de grupo do sinal. A fase neste caso tem que ser submetida a um algoritmo de desdobramento (*unwrapping*) que a corrigirá, adicionando-lhe múltiplos de $\pm 2\pi$ quando ocorrerem saltos maiores que π entre dois pontos consecutivos dos dados de fase simulados. A partir daí, pode-se determinar o atraso de grupo por meio da expressão:

$$\tau = \frac{d\varphi_{unwrap}}{d\omega} = -\frac{\lambda^2}{2\pi c} \frac{d\varphi_{unwrap}}{d\lambda} \quad (2-25)$$

A partir do atraso de grupo é possível também determinar a dispersão, que corresponde à variação do atraso de grupo em relação ao comprimento de onda:

$$D = \frac{d\tau}{d\lambda} = \frac{2\tau}{\lambda} - \frac{\lambda^2}{2\pi c} \frac{d^2\varphi_{unwrap}}{d\lambda^2} \quad (2-26)$$

2.2

Largura de banda da FBG

Há várias definições para largura de banda de uma FBG. Antes de apresentá-las, é interessante observar o comportamento da refletividade em função do argumento das funções hiperbólicas na expressão da eq. (2-23). Para os comprimentos de onda em que ocorre $\hat{\sigma} = |\kappa|$, a função se anula. Para os comprimentos de onda em que o argumento das funções hiperbólicas são complexos, a função tem um comportamento oscilatório, já que as funções hiperbólicas tornam-se funções trigonométricas ordinárias. Este regime ocorre quando $\hat{\sigma} > |\kappa|$. Quando $\hat{\sigma} < |\kappa|$ a refletividade cresce e decresce ao longo da FBG. Baseando-se nesses regimes é possível elaborar a primeira definição de largura de banda compreendendo os comprimentos de onda em que $\hat{\sigma} < |\kappa|$. Essa região é chamada de *gap* de banda. Ao se igualar $\hat{\sigma} = |\kappa|$, podem ser obtidos os comprimentos de onda λ_{gap} que delimitam o

gap de banda [30]:

$$\lambda_{gap} = \lambda_B \left[\left(1 + \frac{\delta \bar{n}_{ef}}{n_{ef}} \right) \pm \frac{\delta \bar{n}_{ef} \nu}{2n_{ef}} \right] \quad (2-27)$$

Pode-se verificar que a primeira parcela da eq. (2-27):

$$\lambda_{max} = \lambda_B \left(1 + \frac{\delta \bar{n}_{ef}}{n_{ef}} \right) \quad (2-28)$$

é o comprimento de onda em que ocorre o máximo da eq. (2-23). Em muitos textos sobre redes de Bragg se confunde o comprimento de onda em que ocorre o máximo com o comprimento de onda de Bragg. Apesar de o comportamento de ambos coincidir para perturbações uniformes de temperatura ou deformação na FBG, os valores absolutos de λ_B e λ_{max} nunca coincidem, sendo muito próximos entre si apenas para redes fracas, em que $\kappa L \ll 1$.

A partir da eq. (2-27), pode-se determinar facilmente a largura de banda definida pelo *gap* de banda:

$$\Delta \lambda_{gap} = \frac{\nu \delta \bar{n}_{ef}}{n_{ef}} \lambda_B \quad (2-29)$$

Pode-se também definir a largura do intervalo centrado em λ_{max} entre os comprimentos de onda em que ocorrem os primeiros zeros da refletividade, o que caracteriza a largura chamada de *full-width at first zeros* (FWFZ). A partir da função da eq. (2-23), determina-se o intervalo definido pelos comprimentos de onda em que o argumento das funções hiperbólicas na eq. (2-23) é igual a $i\pi$, e determina-se a largura de banda normalizada:

$$\frac{\Delta \lambda_{FWFZ}}{\lambda} = \frac{\nu \delta \bar{n}_{ef}}{n_{ef}} \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda_B}{\nu \delta \bar{n}_{ef} L} \right)^2} \quad (2-30)$$

Da eq. (2-30), pode-se perceber que para uma rede fraca, ou seja, quando $\nu \delta \bar{n}_{ef} L \rightarrow 0$ a largura de banda é inversamente proporcional ao comprimento da rede:

$$\frac{\Delta \lambda_{FWFZ}}{\lambda} \approx \frac{\lambda_B}{n_{ef} L} \quad (2-31)$$

Quando $\nu \delta \bar{n}_{ef} \gg \frac{\lambda_B}{L}$ a largura de banda é independente do comprimento da rede. Neste caso, já que a rede é forte, a luz não chega a penetrar em toda a extensão da FBG, sendo refletida totalmente antes disso. Para redes fortes, a largura FWFZ tem aproximadamente o mesmo valor que a FWHM.

Assim, para uma rede forte:

$$\frac{\Delta\lambda_{FWFZ}}{\lambda} \approx \frac{\nu\delta\bar{n}_{ef}}{n_{ef}} \quad (2-32)$$

2.3 Simulação dos espectros

No caso de uma FBG uniforme, a determinação teórica do espectro de reflexão pode ser feita de uma maneira relativamente simples, por meio de expressões explícitas, resolvendo as equações (2-14) e (2-15) com ferramentas como a transformada de Laplace, ou utilizando-se técnicas numéricas para sistemas de equações diferenciais, como o método de Runge-Kutta, por exemplo. O espectro obtido da solução numérica das equações (2-14) e (2-15) por meio do método de Runge-Kutta de quarta ordem, para uma rede uniforme de comprimento $L = 1$ cm, índice de refração efetivo $n_{ef} = 1,45$, visibilidade $\nu = 1$ e índice de modulação $\delta\bar{n}_{ef} = 0,0001$ foi mostrado na fig. 2.3, o que caracteriza um espectro típico para uma FBG uniforme.

Quando o perfil de índice de refração impresso no núcleo é apodizado ou quando a rede tem *chirp*, as equações de modo acoplado precisam ser resolvidas numericamente. A integração direta não é o método mais rápido neste caso, principalmente se se requer alta resolução. Uma solução é a utilização do método das matrizes de transferência em que se divide a FBG em segmentos que podem ser considerados uniformes, obtém-se a matriz de transferência para cada um desses segmentos e multiplicam-se todas para obter a função de transferência total da FBG [35]. O problema se complica se a FBG for gravada em uma região de diâmetro estreitado da fibra. Para cada segmento uniforme, deve-se calcular numericamente o coeficiente de acoplamento resolvendo também de forma numérica a integral de sobreposição para cada diâmetro da fibra em que se considere um segmento uniforme. O índice efetivo para cada um desses segmentos também deve ser calculado, já que o estreitamento do diâmetro altera a constante de propagação. Além disso, se o diâmetro se estreitar a ponto de a casca da fibra permitir a interação do campo evanescente com o meio envolvendo a fibra, um modelo de duas cascas deverá ser usado para o cálculo do índice efetivo [36].

Para fins de ilustração, o espectro de uma rede de Bragg apodizada gaussiana foi determinado pelo método das matrizes de transferência e mostrado na fig. 2.4. Os valores da FBG apodizada são os mesmos da rede

uniforme cujo espectro é mostrado na fig. 2.3.

2.4

O método das matrizes de transferência

Para o método das matrizes de transferência, as equações de modo acoplado (2-14) e (2-15) são utilizadas para a determinação da função de transferência de uma pequena seção da FBG. A seção deve ter um número inteiro de períodos e os resultados de refletividade, transmissividade e fase são utilizados como parâmetros de entrada ao segmento adjacente da FBG. Cada segmento então poderá ter seu comportamento próprio em função do comprimento z . Ao se considerar cada segmento de comprimento Δl como um dispositivo de quatro portas, os campos $S(\Delta l/2)$ e propagante $R(\Delta l/2)$ na entrada da seção serão multiplicados por uma matriz de transferência $[\mathbf{F}_i]$ e com isso serão obtidos os campos contra-propagante $S(-\Delta l/2)$ e propagante $R(-\Delta l/2)$ após a luz atravessar a seção [35]:

$$\begin{bmatrix} R(-\Delta l/2) \\ S(-\Delta l/2) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} F_{11} & F_{12} \\ F_{21} & F_{22} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} R(\Delta l/2) \\ S(\Delta l/2) \end{bmatrix} \quad (2-33)$$

$$F_{11} = \left[\cosh(\gamma_B) - i\Delta l \hat{\sigma} \frac{\sinh(\gamma_B)}{\gamma_B} \right] \exp\left(-i\frac{\varphi}{2}\right) \quad (2-34)$$

$$F_{12} = -i\Delta l \kappa \frac{\sinh(\gamma_B)}{\gamma_B} \exp\left(i\frac{\varphi}{2}\right) \quad (2-35)$$

$$F_{21} = i\Delta l \kappa \frac{\sinh(\gamma_B)}{\gamma_B} \exp\left(-i\frac{\varphi}{2}\right) \quad (2-36)$$

$$F_{22} = \left[\cosh(\gamma_B) + i\Delta l \hat{\sigma} \frac{\sinh(\gamma_B)}{\gamma_B} \right] \exp\left(i\frac{\varphi}{2}\right) \quad (2-37)$$

Na expressão anterior, $\gamma_B = \sqrt{\kappa^2 - \hat{\sigma}^2} \Delta l$ e φ é o desvio de fase em cada seção uniforme, dado por:

$$\varphi = \frac{4\pi n_{ef}}{\lambda} \Delta l \quad (2-38)$$

portanto, se houver alguma perturbação do índice efetivo, deve-se resolver a equação de dispersão da fibra utilizada para cada seção uniforme. Para determinação dos campos numa rede de Bragg pelo método das matrizes de transferência inicia-se o cálculo pelos campos em $\Delta l/2$ para se achar os campos em $-\Delta l/2$. Na condição inicial para uma rede de Bragg de comprimento L , os campos iniciais são $R(L/2) = 1$ e $S(L/2) = 0$. Considerando que a FBG foi dividida em N_s seções, deve-se ter $L = N_s \Delta l$.

Dados os campos iniciais, obtém-se a função de transferência da FBG por meio da multiplicação das N_s matrizes $[\mathbf{F}_i]$, dadas pela eq. (2-33), portanto:

$$\begin{bmatrix} R(-L/2) \\ S(-L/2) \end{bmatrix} = \underbrace{[\mathbf{F}_{N_s}] \cdot [\mathbf{F}_{N-1}] \cdot \dots \cdot [\mathbf{F}_2] \cdot [\mathbf{F}_1]}_{[\mathbf{F}]} \cdot \begin{bmatrix} R(L/2) \\ S(L/2) \end{bmatrix} \quad (2-39)$$

Obtendo-se então a função de transferência $[\mathbf{F}]$ da FBG equivalente ao produtório de matrizes.

2.5

Restrições do método das matrizes de transferência

Para a simulação das redes com o método das matrizes de transferência é necessário que primeiramente se tenha um número suficiente de seções uniformes N_s e um número suficiente de períodos K_s para cada uma dessas seções i , ou seja, $K_s \Lambda_i \gg \Delta l$. O número K_s dependerá do *chirp* na estrutura. Se houver um número demasiadamente pequeno de períodos numa seção, ou seja, N_s muito grande, as aproximações que resultam nas eq. (2-14) e (2-15) deixam de ser válidas [35]. Para redes apodizadas e com *chirp*, normalmente $N_s = 100$ é suficiente. A condição $K_s \Lambda_i \gg \Delta l$ leva ao número de seções máximo $\frac{2Ln_{ef}}{\lambda_B} \gg N_s$.

2.6

Redes de Bragg com chirp

O *chirp* em uma rede de Bragg está associado à variação do comprimento de onda de Bragg ao longo da FBG. Supondo uma FBG com comprimento de onda de Bragg λ_{B_i} em $z = -L/2$ e λ_{B_f} em $z = L/2$, o *chirp* total será dado por:

$$\Delta\lambda_{chirp} = \lambda_{B_f} - \lambda_{B_i} \quad (2-40)$$

A dependência do comprimento de onda de Bragg com a posição z na FBG vai caracterizar o perfil do *chirp*. Seja $\lambda_B(z/L)$ dado por:

$$\lambda_B(z/L) = \lambda_{B_i} + \Delta\lambda_{chirp}f(z/L) \quad (2-41)$$

em que a função $f(z/L)$ determina o perfil de *chirp*. Se $f(z/L) = z/L$, então o *chirp* é linear, se $f(z/L) = (z/L)^2$ o *chirp* é quadrático, e assim por

diante. A função $f(z/L)$ não precisa ser necessariamente contínua, podendo até ser um degrau. Se a descontinuidade de $f(z/L)$ for da ordem da largura de banda da FBG, então o pico do espectro tende a se dividir.

O *chirp* pode ser implementado em redes de Bragg por diferentes técnicas. O mérito dessas técnicas se baseia nos seguintes aspectos: no grau de controlabilidade de sua fabricação usando um interferômetro ou utilizando uma máscara de fase, na possibilidade de fabricação de diferentes perfis de *chirp* e na capacidade de o método permitir o *chirp* ser sintonizado. A possibilidade de fabricação de uma rede de Bragg longa com *chirp* por deformação ou temperatura já foi mencionada na sua invenção utilizando o método de gravação interna [24]. Na década de 70, a gravação da perturbação do índice de refração com *chirp* em guias de ondas era mais considerada como um método para se confeccionar espectros com características específicas de refletividade do que com características de dispersão[37]. Somente no final da década de 80, quando os amplificadores a fibra dopada com érbio permitiram a elevação das taxas de transmissão em enlaces longos tornando a dispersão cromática o gargalo das telecomunicações, é que a utilização de redes de Bragg em fibra com *chirp* para compensação de dispersão reaparece como uma solução ao problema[38, 39, 40].

Algumas técnicas que podem introduzir o *chirp* em uma FBG são determinados:

- Pela aplicação de um gradiente de temperatura ao longo da FBG por meio de um arranjo envolvendo dispositivos térmicos [41]. A fibra é colocada sobre uma chapa de metal cujas extremidades são mantidas em diferentes temperaturas, permitindo que toda a FBG seja submetida a um gradiente aproximadamente linear de temperatura. Este método é de pouca versatilidade, já que somente um *chirp* linear é possível de ser produzido.
- Pela produção de um gradiente de índice de refração efetivo ao longo da FBG, que pode ser produzido pelo estreitamento do diâmetro da fibra ao longo da FBG, produzindo um perfil de *taper* com as características do perfil de *chirp* desejado. O *taper* pode ser feito por meio de fusão [42], o que levaria ao estreitamento do diâmetro do núcleo da fibra, ou pode ser feito pelo método da corrosão com ácido fluorídrico, o que levaria à diminuição somente do diâmetro da casca [43]. O método de redução do diâmetro do núcleo e da casca reside no fato de que a função de *chirp* não é exatamente a função que descreve o perfil do *taper*, além de que o índice efetivo varia acentuadamente (até 0.1%) com o comprimento da FBG. Como

o núcleo é alterado, o índice de refração efetivo é alterado de uma maneira não-linear, produzindo perfis não-lineares cuja função é de difícil representação analítica [42]. Pode-se representar a variação do comprimento de onda de Bragg, caso a FBG esteja gravada exatamente sobre o perfil do *taper* por:

$$\lambda_B(z) = \lambda_B(0) \frac{n_{ef}(z)}{n_{ef}(0)} \quad (2-42)$$

onde $\lambda_B(z)$ representa o comprimento de onda de Bragg ao longo da transição do *taper* e $n_{ef}(z)$ o índice de refração efetivo nesse ponto. A fig. 2.6 mostra uma FBG gravada sobre a região de transição do *taper*. Dado que $n_{ef}(z)$ varia sensivelmente com a variação do raio da fibra, é necessário calcular o coeficiente de acoplamento por meio da integral de sobreposição (2-18) para cada ponto de raio $r(z)$. O comportamento do comprimento de onda de Bragg determinado pela eq. (2-42) é mostrado na fig. 2.7 em conjunto com o espectro de reflexão da FBG. Essa FBG faz parte de um caso teórico proposto e analisado na literatura [42] ilustrando a implementação do algoritmo e também como o espectro se comporta em uma FBG em *taper*. A FBG simulada tem comprimento $L = 20$ mm, gravada como mostrado na fig. 2.6 em um *taper* com perfil exponencial $r(z) = r(0) \exp(-z/L)$, cintura de comprimento $L_w = 20$ mm, $\Delta n = 0,00002$ e comprimento de onda de Bragg $\lambda_B(0) = 1546$ nm.

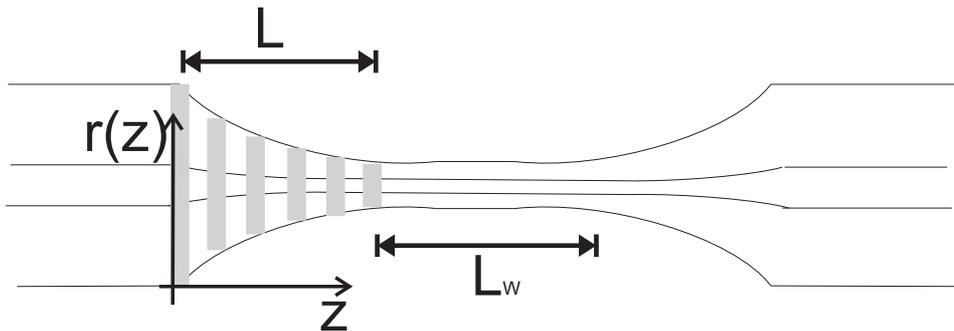


Figura 2.6: Diagrama ilustrando uma FBG gravada sobre a região de transição exponencial de um *taper* por fusão. FBG com comprimento de $L = 20$ mm sobre região de transição com mesmo comprimento, cintura do *taper* com $L_w = 20$ mm e perfil do *taper* descrito pela função $r(z)$ em função do comprimento da FBG.

Já no método de corrosão da casca [44], o perfil do *taper* permite que o comprimento de onda de Bragg da FBG seja diretamente proporcional à função de interesse, o que incorre em uma maior versatilidade desta

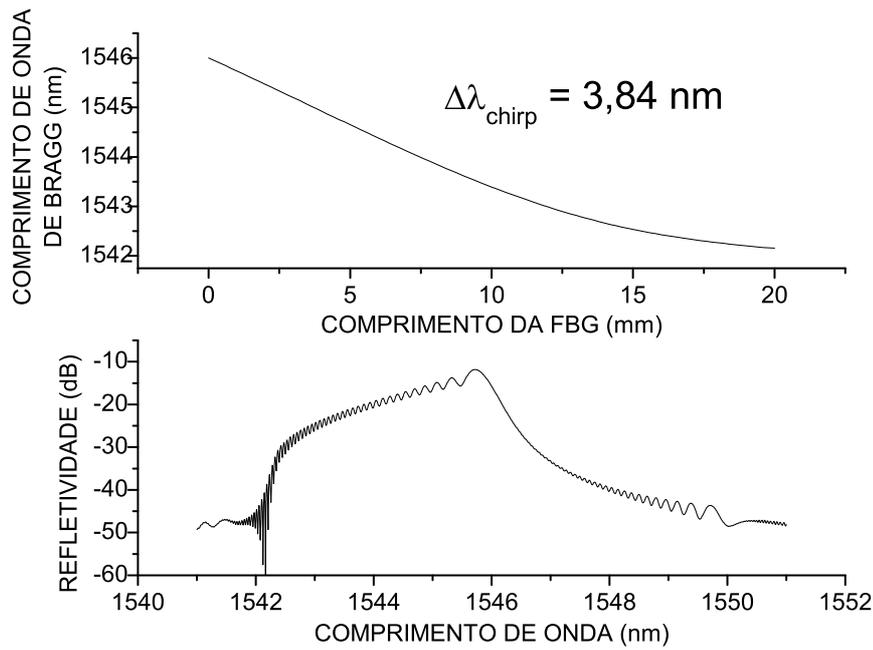


Figura 2.7: Comportamento do comprimento de onda de Bragg em função do comprimento da FBG, no gráfico superior. No gráfico inferior, o espectro de refletividade de uma FBG gravada sobre um *taper* por fusão de perfil exponencial é mostrado. O *chirp* total é 3,84 nm.

técnica sobre aquela, bastando apenas que o perfil do *taper* $r(z)$ respeite uma função específica que está relacionada ao perfil de *chirp* por [43]:

$$r(z) = \frac{r(0)r(L)}{\sqrt{[r(0)^2 - r(L)^2]f(z/L) + r(L)^2}} \quad (2-43)$$

A fig. 2.8 mostra os perfis dos *tapers* $r(z)$ e os espectros de reflexão para duas FBG gravadas sobre *tapers* atacados com ácido fluorídrico. Na primeira coluna, estão representados o espectro de reflexão no intervalo entre 1546 nm e 1549,2 nm e o perfil de estreitamento que produz um *chirp* linear total de 3 nm. Na segunda coluna, o espectro mostra uma bipartição causada por um degrau no perfil do diâmetro da fibra, que resultou em uma descontinuidade de 225 pm no comprimento de onda de Bragg ao longo da FBG. A FBG simulada é uniforme, seu comprimento é de 25 mm e $\Delta n = 0,000158$.

- Pela aplicação de um gradiente de deformação ao longo da rede de Bragg é possível alterar o comprimento de onda de Bragg por meio do efeito elasto-ótico descrito na seção seguinte, ocasionando também um período $\Lambda(z)$ que é função da posição na FBG. A primeira

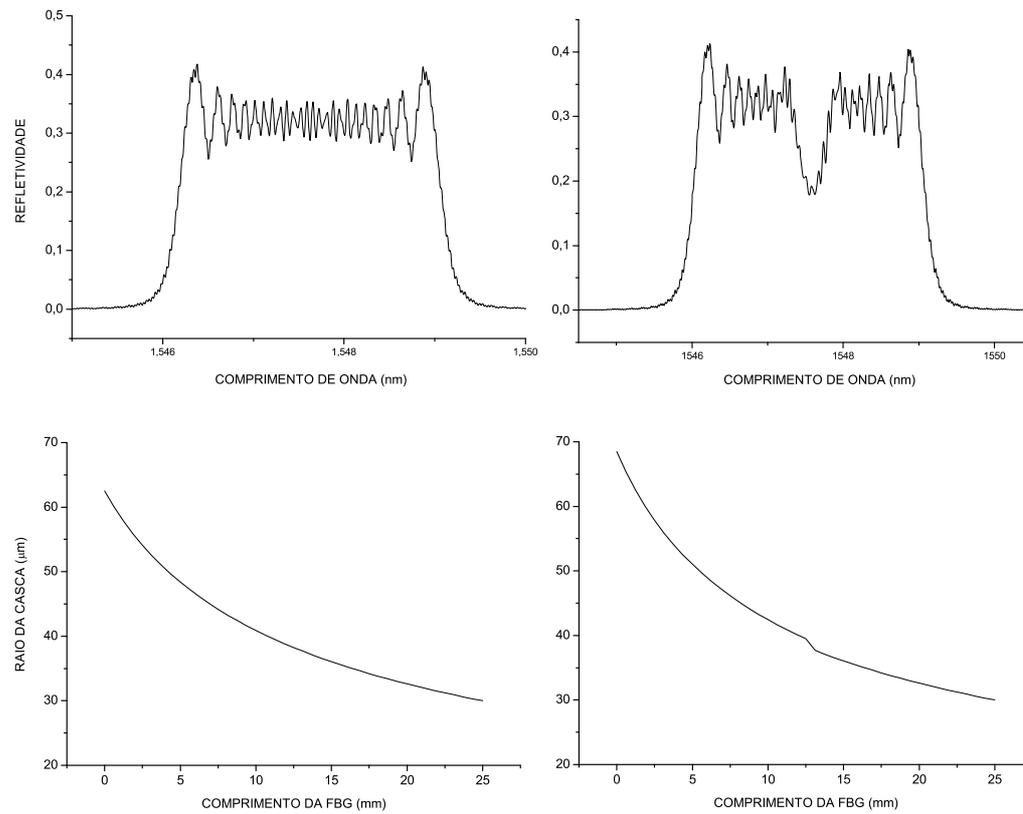


Figura 2.8: No gráfico superior à esquerda, o espectro de reflexão da FBG, que corresponde ao perfil de raio da casca variando de $62,5 \mu\text{m}$ a $30 \mu\text{m}$ em função do comprimento da FBG, mostrado no gráfico inferior à esquerda. Na segunda coluna, o primeiro gráfico representa o espectro bipartido associado ao perfil de estreitamento o qual tem uma descontinuidade e está mostrado na segunda figura da segunda coluna. A fibra ótica simulada tem um raio inicial de $68,2 \mu\text{m}$ e final de $30 \mu\text{m}$.

referência mencionando o gradiente de deformação ao longo da FBG para produção de *chirp* [45] não permitia a previsão de um perfil de *chirp* de interesse, o que era obtido por meio da suspensão de pesos de diferentes massas nas extremidades de uma fibra em que a região central continha a FBG colada com uma cola de baixo módulo de Young. Este problema foi resolvido colando a FBG sobre uma barra de geometria definida cuja deformação provocaria o perfil de interesse [46].

- Pela alteração da configuração do aparato de gravação da FBG. Pode-se introduzir o *chirp* por meio da inclinação da fibra com relação à máscara de fase [47] durante a gravação da rede ou usando uma máscara de fase com *chirp* [48]. Estas são técnicas que tornam o *chirp*

de difícil sintonia. Durante o processo de gravação pode-se curvar a fibra, o que permite a produção de um *chirp* também de difícil sintonia uma vez que a FBG foi fabricada [49]. Neste caso, *chirps* contínuos lineares e não-lineares podem ser produzidos conforme a curvatura da fibra durante o processo de gravação da rede. O tracionamento da fibra durante o processo de gravação também permite a produção de *chirp* na FBG com alguma possibilidade de sintonia [50].

2.7

A dependência térmica e mecânica de λ_B

Como já visto, o comprimento de onda de Bragg em uma FBG depende do índice de refração efetivo do núcleo e da periodicidade da rede e ambos serão afetados por perturbações mecânicas e térmicas, provocando um deslocamento $\Delta\lambda_B$ em λ_B . Tal deslocamento pode ser representado por [23, 51]:

$$\Delta\lambda_B = 2 \left(\Lambda \frac{\partial n_{ef}}{\partial l} + n_{ef} \frac{\partial \Lambda}{\partial l} \right) \Delta l_m + 2 \left(\Lambda \frac{\partial n_{ef}}{\partial T} + n_{ef} \frac{\partial \Lambda}{\partial T} \right) \Delta T \quad (2-44)$$

O primeiro termo em (2-44) corresponde à alteração do índice de refração efetivo induzida por uma perturbação mecânica, Δl_m ; no segundo termo entre parênteses há uma alteração análoga induzida por uma variação na temperatura, ΔT . Reescrevendo (2-44):

$$\Delta\lambda_B = \lambda_B \left[\overbrace{\left(\frac{1}{n_{ef}} \frac{\partial n_{ef}}{\partial l} + \frac{1}{\Lambda} \frac{\partial \Lambda}{\partial l} \right)}^{(1-p_e)\Delta\varepsilon_z} \Delta l + \left(\underbrace{\frac{1}{n_{ef}} \frac{\partial n_{ef}}{\partial T}}_{\alpha_n} + \underbrace{\frac{1}{\Lambda} \frac{\partial \Lambda}{\partial T}}_{\alpha_\Lambda} \right) \Delta T \right] \quad (2-45)$$

A constante efetiva elasto-ótica p_e é definida como:

$$p_e = \frac{n_{ef}^2}{2} [p_{12} - \nu_p (p_{11} + p_{12})] \quad (2-46)$$

para p_{11} e p_{12} representando as componentes de um tensor elasto-ótico, que numa fibra ótica de germano-silicato terão valores típicos $p_{11} = 0,113$ e $p_{12} = 0,252$. ν_p é o coeficiente de Poisson com valor típico de $\nu_p = 0,16$ e $n_{ef} = 1,482$; com esses valores e incidindo radiação com comprimento de onda de 1550 nm na FBG, tem-se uma variação $\Delta\lambda_B$ de aproximadamente 1,2 pm/ $\mu\epsilon$.

Correspondendo ao segundo termo de (2-45), α_Λ é o coeficiente de

expansão térmica da fibra ótica em pauta, cujo valor típico atinge $0,55 \times 10^{-6}$; α_n é o coeficiente termo-ótico, predominante sobre α_Λ , assumindo valor típico de $8,6 \times 10^{-6}$. O deslocamento do comprimento de onda com a temperatura está em torno de 13.7 pm/K, podendo variar de 8 pm/K a 12 pm/K para fibras hidrogenadas de germano-silicato.

Percebe-se até aqui que qualquer alteração de λ_B associada a perturbações térmicas ou mecânicas é uma soma do primeiro e segundo termos de (2-44).

A eq. (2-44) explica dois fatos importantes sobre a rede de Bragg como sensor. Primeiro, demonstra a dependência linear do comprimento de onda de Bragg com a deformação e temperatura, o que torna a FBG um sensor natural para essas duas grandezas. Essa relação é válida para um intervalo de temperatura que depende do tipo de FBG utilizada [51]. Segundo, mostra que a FBG tem uma sensibilidade cruzada, em que uma perturbação de temperatura é indistingüível de uma deformação, caso se observe somente o comportamento do comprimento de onda de Bragg. Quando se utilizar o sensor a FBG para monitorar outro parâmetro diferente da temperatura, uma solução elementar para a dependência cruzada consiste em se monitorar a temperatura do sensor principal com outro sensor a FBG, aproveitando assim o mesmo sistema de interrogação. Entretanto, a monitoração de mais de um sensor a FBG requer um sistema de interrogação para sensores multiplexados. Essa técnica elementar será usada para compensar a dependência com temperatura das FBG durante a caracterização dos sistemas de interrogação desenvolvidos neste trabalho.

2.7.1

Redes de Bragg em fibra de alta birrefringência

Redes de Bragg podem também ser gravadas em fibras óticas de alta birrefringência (HIBI - *High-Birrefringence*), o que geraria um espectro com duas bandas de reflexão associadas aos índices de refração para cada eixo de polarização da fibra. A eq. (2-45) continua válida para cada uma das bandas de reflexão de uma fibra birrefringente, onde o coeficiente $1 - p_e$ tem que ser substituído pelos coeficientes de deformação para cada banda associada aos eixos rápido e lento da fibra HIBI [52]. O coeficiente associado ao eixo lento é normalmente muito maior que o associado ao eixo rápido. Isso implica que uma deformação transversal na fibra vai deslocar uma das bandas (associada ao eixo lento) muito mais do que a outra (associada ao eixo rápido) [53, 54]. A medida da

distância entre os picos dessas bandas pode então ser interpretada como uma deformação radial na fibra. Os coeficientes de deformação longitudinal para os eixos rápido e lento são aproximadamente os mesmos, bem como as sensibilidades em temperatura [54]. Como consequência, a deformação radial pode facilmente ser discriminada das deformações longitudinais e perturbações de temperatura em um sensor a FBG em fibra HIBI ao se determinar os comprimentos de onda $\lambda_{Bragg-X}$ e $\lambda_{Bragg-Y}$ dos picos das duas bandas de reflexão.

2.8 Conclusões

Com as técnicas de simulação de matrizes de transferência e resolvendo numericamente as equações de modo acoplado, é possível obter qualquer espectro de FBG. Considerando seus parâmetros de fabricação como os índices de refração, valor de modulação de índice, bem como parâmetros construtivos da fibra ótica, incluindo perturbações nos índices de refração do núcleo e da casca, perturbações no diâmetro da fibra e eventual inclusão da interface entre a casca e o ambiente nos cálculos do índice de refração efetivo, obtêm-se os requisitos necessários para modelagem do comportamento do sensor a FBG e mesmo de sensores apenas codificados em intensidade que utilizam *tapers*.

Da mesma maneira, a simulação dos sistemas de interrogação requer o uso dessas técnicas para simulação de espectros. A determinação do comportamento do comprimento de onda de Bragg utilizando a dependência desse parâmetro com a temperatura e deformações mecânicas também é importante para a compreensão de sistemas de interrogação, como será mostrado nos capítulos seguintes. Baseando-se nesses modelos, cabe agora estabelecer métodos para se determinar o comportamento do comprimento de onda de Bragg quando a rede de Bragg for perturbada, o que caracterizaria as técnicas de interrogação do sensor.

3

Interrogação de sensores a FBG

Uma das vantagens marcantes da utilização das FBG como sensores está no fato de que a transdução da grandeza a ser sensoriada é codificada no comprimento de onda de Bragg. Para se monitorar o comprimento de onda de Bragg é necessário utilizar métodos que consigam perceber como o pico do espectro de reflexão da FBG está se comportando. Uma maneira elementar para se implementar a interrogação é iluminando a rede de Bragg com uma fonte de luz de banda larga e observar o espectro da luz refletida pela FBG com um analisador de espectros óticos (OSA). Entretanto, esta não é a técnica mais eficiente, nem a mais barata. A eficiência neste caso está relacionada à exatidão ou acurácia da medida do pico dos espectros e à velocidade com que essa tarefa pode ser executada. Se se requerem medidas de alta exatidão, ou seja, para valores cuja incerteza é menor que 10 pm, o OSA não é aconselhável. Caso se requeiram medidas de exatidão mediana, com incerteza entre 10 pm e 100 pm, o OSA deve ser usado com cautela [55]. Define-se aqui a incerteza como o desvio padrão, σ_u obtido a partir de $\sigma_u^2 = \langle \lambda_m^2 \rangle - \langle \lambda_m \rangle^2$ da variável aleatória λ_m correspondente à medida dos picos de comprimento de onda do espectro, onde os valores em $\langle \rangle$ são a esperança da variável aleatória. Além disso, deve-se levar em conta que há uma não-linearidade intrínseca na função de transferência do aparelho que afetará o espectro mostrado pelo instrumento, o qual é a convolução da resposta do OSA com a função do espectro da luz refletida ou transmitida pelo sensor. Somando-se a isso há também a influência do ruído elétrico e ótico que resultará na alteração do espectro da FBG. Portanto, para métodos de interrogação baseados na aquisição do espectro de reflexão do sensor em função do comprimento de onda, esses fatos devem ser levados em conta.

O método de detecção de pico diretamente no espectro adquirido pode levar a grandes erros caso o sensor não esteja trabalhando como um sensor pontual. Caso o campo de perturbações sobre a FBG não seja uniforme, é possível que uma perturbação cause um *chirp* e isso resultará

não necessariamente em um deslocamento do pico, mas em uma deformação do espectro. Caso essa deformação seja sistemática e, por exemplo, crie outro pico no espectro próximo ao pico original, é possível determinar o comprimento de onda de Bragg nominal sem a perturbação tratando os dados do espectro com algoritmos apropriados. O problema da bipartição de picos em espectros obtidos experimentalmente é um problema muito similar ao que se obtém em espectroscopia de raios gama em que os espectros precisam ter seus picos determinados podendo ser mascarados por ruído, ou por picos próximos. Neste caso, uma solução possível para resolução de picos consiste na convolução do espectro adquirido com um espectro considerado ideal, digamos uma curva gaussiana, e obtendo o pico através do sinal convoluído [56, 57].

3.1

Interrogação por aquisição do espectro de reflexão da FBG

Técnicas que utilizam um sistema com OSA ou uma fonte sintonizável, que pode ser um laser sintonizável ou uma fonte de banda larga associada a um filtro sintonizável, medem a reflectividade da FBG como função do comprimento de onda. No esquema da fig. 3.1, a fonte de banda larga proveniente da emissão espontânea amplificada (ASE) de um amplificador a fibra dopada com érbio (EDFA) ilumina uma FBG por meio de um acoplador de 3 dB. A luz refletida é observada em um OSA. No esquema da fig. 3.2, uma fonte sintonizável ilumina uma FBG e o sinal refletido é adquirido em um sistema de fotodeteção capaz de associar a intensidade medida a um comprimento de onda por meio de uma referência. A fonte sintonizável pode ser um laser sintonizável ou uma combinação de fonte de banda larga com um arranjo de filtro sintonizável, podendo até ser um circuito com uma FBG sintonizável (TFBG), como será descrito mais a frente. No próprio circuito ótico é possível melhorar a relação sinal-ruído¹ por meio da utilização de um filtro Fabry-Perot na saída do laser, para diminuição da emissão espontânea amplificada e, independentemente disso, utilizar um modulador mecânico antes da detecção para que a ela seja feita por meio de amplificadores *lock-in*, melhorando ainda mais a acurácia na identificação do pico. A referência de comprimento de onda pode ser feita com células de absorção atômica padronizadas ou, de uma maneira simples,

¹A relação sinal-ruído é considerada aqui como a potência integrada ao longo do intervalo em comprimento de onda de interesse do sinal dividido pela potência do ruído integrada ao longo do espectro.

usando redes de Bragg com comprimentos de onda de Bragg previamente conhecidos e estáveis, assim a identificação do espectro da FBG monitorada será obtida em função dessa referência [58].

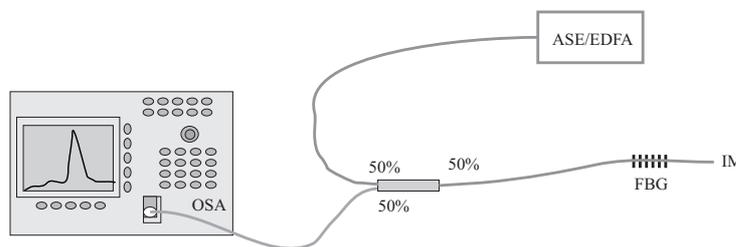


Figura 3.1: Diagrama representando esquema para monitoração do espectro de reflexão de uma FBG. Uma fonte de banda larga (ASE/EDFA) ilumina a FBG, cujo sinal refletido é adquirido por um analisador de espectros óticos (OSA). Linhas cinzas representam fibras óticas.

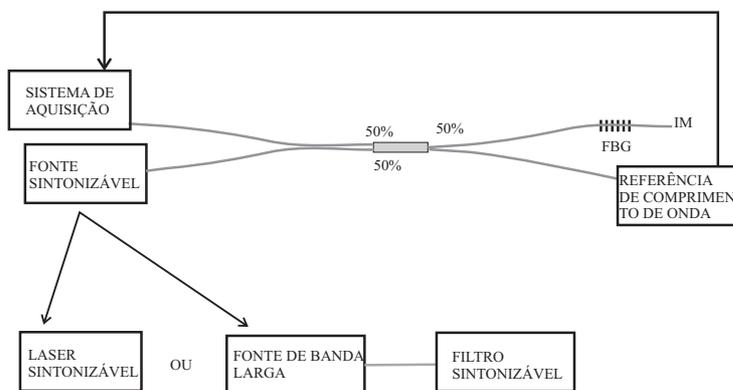


Figura 3.2: Diagrama representando esquema para monitoração do espectro de reflexão de uma FBG com uma fonte sintonizável, que pode ser um laser sintonizável ou fonte de banda larga seguida de um filtro sintonizável. Linhas cinzas representam fibras óticas. (IM=gel casador de índice)

3.2 Detecção de picos nos espectros adquiridos

Tomando os arquivos de dados obtidos com a aquisição de espectros, os dados podem ser processados de diferentes maneiras conforme o método de determinação do pico do espectro. Pode-se simplesmente achar o ponto em comprimento de onda correspondendo à refletividade máxima ou pode-se determinar o centróide do espectro, obtido num intervalo em comprimento

de onda que compreenda toda a rede de Bragg, por meio da expressão [51]:

$$\lambda_c = \frac{\sum_{j=1}^N \lambda_j I_j}{\sum_{j=1}^N I_j} \quad (3-1)$$

onde λ_c representa o comprimento de onda do centróide do espectro, I_j o j -ésimo valor de intensidade no comprimento de onda λ_j , onde $|\lambda_1 - \lambda_N|$ é a janela para o cálculo do centróide. Para redes de Bragg uniformes, para que o método tenha o melhor desempenho, o espectro deve estar centrado na janela gerada pelo truncamento de dados. Caso os dados não contenham todo o espectro, a incerteza do método aumentará.

Algumas formas de aproximação podem melhorar ainda mais a acurácia na interrogação do sensor. A aproximação do trecho contendo o pico do espectro por meio de um polinômio é um dos métodos mais utilizados. O polinômio pode ser de qualquer ordem, contanto que não seja suficientemente alta para aproximar o ruído do espectro. Entretanto, caso se aumente a ordem do polinômio de aproximação, além do problema da aproximação do ruído para relações sinal-ruído baixas, há que se considerar que, para SNR altas, a aproximação da região plana do pico pode fazer com que os dados aproximados produzam mais de um pico, mascarando o valor original. Na fig. 3.3 estão mostradas as incertezas para diferentes relações sinal-ruído para polinômios de diferentes ordens. 50 picos foram determinados nas aproximações para cada SNR, gerando os pontos para o cálculo do desvio padrão em relação ao pico original. O espectro utilizado foi simulado para uma FBG uniforme de comprimento 1 cm, $\Delta n = 0,0001$, $n_{ef} = 1,45$, sendo os dados truncados nos pontos em que a potência cai 30% abaixo do máximo detectado e a resolução do espectro é 1 pm. Na fig. 3.3 se mostra evidente o fato de que os dados de incerteza convergem para valores diferentes de zero quando a relação sinal-ruído aumenta, o que mostra que mesmo sem ruído polinômios de ordem maior não permitem identificar o pico original para este espectro. Além disso, dependendo da velocidade de processamento da aproximação, deve-se considerar a ordem do polinômio, caso ela seja responsável pelo aumento no tempo de cálculo. Normalmente utiliza-se a aproximação do trecho centrado no comprimento de onda correspondente à máxima refletividade medida da FBG e se truncam os dados até os pontos correspondentes à meia-potência do espectro.

A utilização de uma função gaussiana também é capaz de aproximar

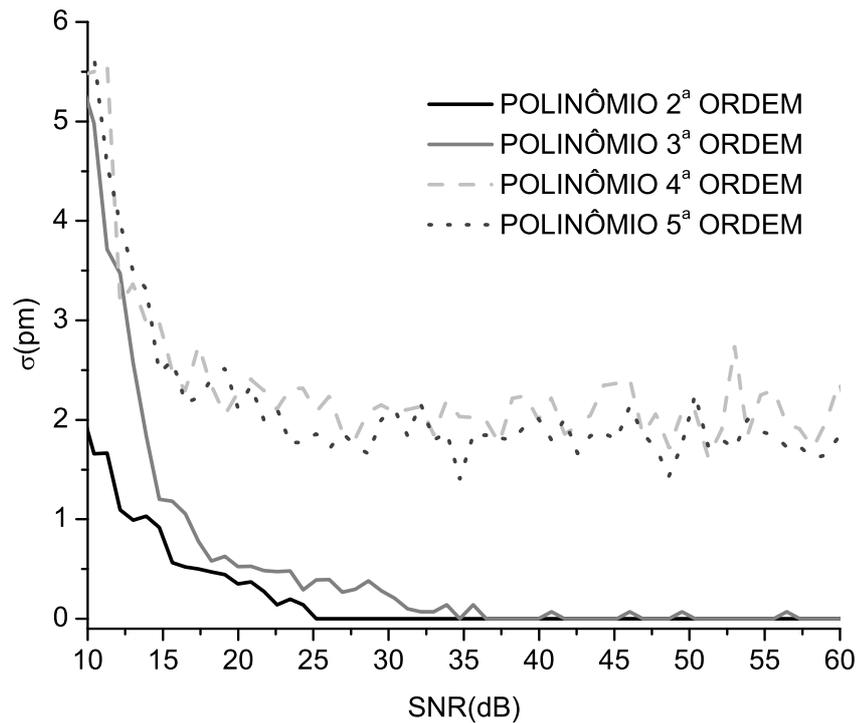


Figura 3.3: Gráfico comparativo das incertezas na detecção do pico do espectro em diferentes aproximações de um espectro típico de FBG uniforme por meio de polinômios de segunda a quinta ordem.

razoavelmente o espectro de reflexão de uma FBG uniforme [59], sob a seguinte forma:

$$R(\lambda) = R_G \exp \left[-4 \ln 2 \frac{(\lambda - \lambda_c)^2}{B_G^2} \right] \quad (3-2)$$

onde R_G é a refletividade máxima da FBG que ocorre no comprimento de onda λ_c e B_G a FWHM. Nessa função as características do espectro real, tais como lóbulos laterais ou uma leve partição de pico decorrente de alguma perturbação imprevista na rede não serão aproximadas. Além disso, caso se use o método de mínimos quadrados para ajustar a curva, deve-se sugerir um comprimento de onda no qual a função gaussiana será centrada, o que dificulta sua aplicação, já que não se conhece o pico exato e se deseja que o método determine o pico correto. Para se resolver isso, é possível aplicar técnicas para a escolha de um conjunto de funções gaussianas com diferentes λ_c e expandir o espectro como uma combinação linear dessas funções, aplicando o método dos mínimos quadrados no ajuste [10, 11]. Para se determinar qual a dimensão da base sobre a qual será expandido o espectro, bem como quais os comprimentos de onda centrais de cada

função determinada, usam-se técnicas estatísticas de regressão. Essa forma de aproximação pode ser abordada sob o ponto de vista da teoria de redes neurais, já que a expansão em funções gaussianas usando mínimos quadrados não é nada mais que uma rede neural de funções radiais de base (RBF) [60]. Além disso, a expansão em RBF permite a aproximação dos lóbulos laterais do espectro, o que os métodos discutidos até aqui não permitem realizar a contento.

3.3

Rede RBF para aproximação de espectros

A rede neural (RN) proposta, com funções radiais de base, é formada por três camadas de neurônios como ilustrado na fig. 3.4. O nó de entrada

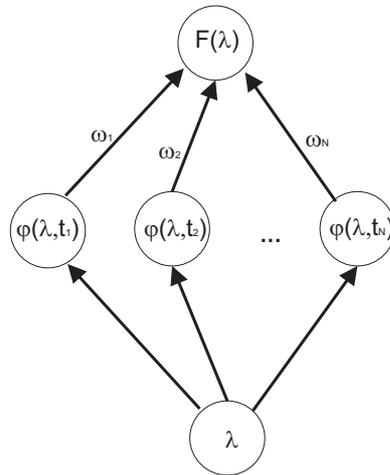


Figura 3.4: Rede neural com três camadas de neurônios: um neurônio de entrada, número N variável de neurônios escondidos e neurônio com função de saída $F(\lambda)$.

vai receber valores em comprimento de onda λ , que estará conectado a todos os nós da camada escondida, a qual contém um número N variável de neurônios. A camada de saída contém um neurônio o qual tem uma saída igual ao somatório das funções radiais de base multiplicadas cada uma por seu peso e está conectada a todos os neurônios escondidos. O resultado da saída da RN será uma função dos dados de entrada determinada por:

$$F(\lambda) = \omega_1 \varphi(\lambda, t_1) + \omega_2 \varphi(\lambda, t_2) + \dots + \omega_N \varphi(\lambda, t_N) \quad (3-3)$$

onde $\omega_i (i = 1..N)$ são os pesos das sinapses conectando os neurônios escondidos à camada de saída. A função φ em (3-3) é a função radial de

base dada por:

$$\varphi(\lambda, t_i) = \exp\left(-\frac{|\lambda - t_i|^2}{2\sigma_R^2}\right) \quad (3-4)$$

em que λ é o comprimento de onda, t_i é a posição no espectro do centro da i -ésima RBF e σ_R é o seu raio. Os parâmetros N e os centros das RBF t_i serão determinados pelo algoritmo da rede neural. Já o raio σ_R da RBF será determinado experimentalmente em função da largura de banda do espectro a se determinar, conforme a aproximação dê uma incerteza mínima. A função de custo a ser minimizada é definida por [60]:

$$C = \sum_{j=1}^P (F(\lambda_j) - \hat{y}_j)^2 + \gamma \sum_{i=1}^N \omega_i^2 \quad (3-5)$$

A eq. (3-5) contém o erro quadrático representado pelo primeiro termo no segundo membro. O segundo termo está multiplicado pelo *parâmetro de regularização*, γ , que determina uma penalidade na função de custo caso os pesos ω_i sejam altos. Os dados de entrada da rede serão formados por um vetor $\vec{\lambda} = [\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_p]^t$ com p pontos de comprimento de onda fornecidos pelo sistema de detecção e por um vetor contendo as intensidades $\hat{\mathbf{y}} = [\hat{y}_1, \hat{y}_2, \dots, \hat{y}_p]^t$ correspondentes a esses comprimentos de onda. Tem-se portanto um conjunto de dados $\vec{\lambda}$ para os quais deve-se determinar o modelo com a resposta mais próxima possível de um alvo $\hat{\mathbf{y}}$. O conjunto de treinamento é portanto formado por $\{\vec{\lambda}, \hat{\mathbf{y}}\}$ com p pontos. Com esses pontos forma-se a matriz de projeto de ordem $p \times N$:

$$\mathbf{H}_N = \begin{bmatrix} \varphi(\lambda_1, t_1) & \varphi(\lambda_1, t_2) & \dots & \varphi(\lambda_1, t_N) \\ \varphi(\lambda_2, t_1) & \varphi(\lambda_2, t_2) & \dots & \varphi(\lambda_2, t_N) \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \varphi(\lambda_p, t_1) & \varphi(\lambda_p, t_2) & \dots & \varphi(\lambda_p, t_N) \end{bmatrix} \quad (3-6)$$

No algoritmo todos os p pontos disponíveis são candidatos a centro de alguma RBF que formará a matriz de projeto. Nenhuma RBF estará centrada em algum ponto que não seja uma componente de $\vec{\lambda}$. Outra matriz importante é a matriz completa:

$$\mathbf{F} = [\mathbf{f}_1 \mathbf{f}_2 \dots \mathbf{f}_p] = \begin{bmatrix} \varphi(\lambda_1, \lambda_1) & \varphi(\lambda_1, \lambda_2) & \dots & \varphi(\lambda_1, \lambda_p) \\ \varphi(\lambda_2, \lambda_1) & \varphi(\lambda_2, \lambda_2) & \dots & \varphi(\lambda_2, \lambda_p) \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \varphi(\lambda_p, \lambda_1) & \varphi(\lambda_p, \lambda_2) & \dots & \varphi(\lambda_p, \lambda_p) \end{bmatrix} \quad (3-7)$$

onde \mathbf{f}_i são as colunas da matriz de projeto para todo o conjunto de funções candidatas a RBF. E finalmente a matriz de projeção é definida por [61]:

$$\mathbf{P}_m = \mathbf{I}_p - \mathbf{H}_m(\mathbf{H}_m^t \mathbf{H}_m + \gamma \mathbf{I}_m)^{-1} \mathbf{H}_m^t \quad (3-8)$$

sendo \mathbf{I}_m a matriz identidade de ordem m . A matriz \mathbf{P}_m projeta vetores no espaço de dimensão p perpendiculares a vetores gerados no sub-espaço m -dimensional gerado pelo modelo.

3.4

Rede neural RBF e a seleção direta regularizada com ortogonalização

O algoritmo de seleção direta das RBF com parâmetro de regularização e ortogonalização da matriz de projeto foi desenvolvido por Orr [61]. Esta seção é baseada integralmente nesse artigo com exceção da maneira como selecionar-se-ão os raios das RBF, que será feita experimentalmente.

O algoritmo de aproximação inicia o processo de criação do conjunto de RBF sobre o qual será expandido o espectro com uma matriz de projeto \mathbf{H}_m e fatora essa matriz em:

$$\mathbf{H}_m = \tilde{\mathbf{H}}_m \mathbf{U}_m \quad (3-9)$$

onde a matriz $p \times m$ dada por $\tilde{\mathbf{H}}_m$ tem as colunas $\{\tilde{\mathbf{h}}_i\}_1^m$ ortogonais entre si e a matriz \mathbf{U}_m é triangular superior. O problema de aproximação então resulta em:

$$\mathbf{y} = \mathbf{H}_m \mathbf{w}_m + \mathbf{e}_m = \tilde{\mathbf{H}}_m \tilde{\mathbf{w}}_m + \mathbf{e}_m \quad (3-10)$$

onde \mathbf{w}_m é o vetor contendo os m pesos ordinários, $\tilde{\mathbf{w}}_m$ é o vetor de pesos associados à matriz de projeto ortogonalizada e \mathbf{e}_m contém p erros desconhecidos entre a saída medida e os valores verdadeiros. Da eq. (3-10) obtém-se:

$$\tilde{\mathbf{w}}_m = \mathbf{U}_m \mathbf{w}_m \quad (3-11)$$

O próximo passo do algoritmo é acrescentar à matriz $\tilde{\mathbf{H}}_{m-1}$ uma coluna ortogonal de uma possível candidata à base:

$$\tilde{\mathbf{H}}_m = [\tilde{\mathbf{H}}_{m-1} \tilde{\mathbf{f}}_i] \quad (3-12)$$

A coluna $\tilde{\mathbf{f}}_i$ é obtida por meio da expressão que garante que seja ortogonal

à matriz de projeto:

$$\tilde{\mathbf{f}}_i = \mathbf{f}_i - \sum_{j=1}^{m-1} \frac{\mathbf{f}_i^t \tilde{\mathbf{h}}_j}{\tilde{\mathbf{h}}_j^t \tilde{\mathbf{h}}_j} \tilde{\mathbf{h}}_j \quad (3-13)$$

onde a coluna \mathbf{f}_i é escolhida entre as colunas da matriz completa \mathbf{F} .

A função custo a ser minimizada assume a representação matricial a ser deduzida a seguir. Primeiramente considere o vetor \mathbf{y} representado pela eq. (3-10). Os coeficientes \mathbf{w}_m são dados por [61]:

$$\mathbf{w}_m = (\mathbf{H}_m^t \mathbf{H}_m + \gamma \mathbf{I}_m)^{-1} \mathbf{H}_m^t \hat{\mathbf{y}} \quad (3-14)$$

Com a eq. (3-10) e a eq. (3-14) o vetor de erro pode ser reescrito como:

$$\begin{aligned} \hat{\mathbf{y}} - \mathbf{y} &= \hat{\mathbf{y}} - \mathbf{H}_m \mathbf{w}_m \\ &= \hat{\mathbf{y}} - \mathbf{H}_m (\mathbf{H}_m^t \mathbf{H}_m + \gamma \mathbf{I}_m)^{-1} \mathbf{H}_m^t \hat{\mathbf{y}} \\ &= [\mathbf{I}_p - \mathbf{H}_m (\mathbf{H}_m^t \mathbf{H}_m + \gamma \mathbf{I}_m)^{-1} \mathbf{H}_m^t] \hat{\mathbf{y}} \\ &= \mathbf{P}_m \hat{\mathbf{y}} \end{aligned}$$

Percebe-se aqui que o erro é a projeção de $\hat{\mathbf{y}}$ perpendicular ao espaço gerado pelo modelo. Obtém-se também que o erro quadrático pode ser expresso por:

$$\hat{S} = (\hat{\mathbf{y}} - \mathbf{y})^t (\hat{\mathbf{y}} - \mathbf{y}) = \hat{\mathbf{y}}^t \mathbf{P}_m^t \mathbf{P}_m \hat{\mathbf{y}} = \hat{\mathbf{y}}^t \mathbf{P}_m^2 \hat{\mathbf{y}} \quad (3-15)$$

pois a matriz \mathbf{P}_m é simétrica, ou seja, $\mathbf{P}_m = \mathbf{P}_m^t$.

A função custo C pode ser obtida na forma matricial de maneira similar utilizando a eq. (3-10) e a eq. (3-14). Após manipulações algébricas obtém-se:

$$\begin{aligned} C &= \hat{S} + \mathbf{w}_m^t \gamma \mathbf{I}_m \mathbf{w}_m \\ &= \hat{\mathbf{y}}^t \mathbf{P}_m^2 \hat{\mathbf{y}} + \hat{\mathbf{y}}^t (\mathbf{P}_m - \mathbf{P}_m^2) \hat{\mathbf{y}} \\ &= \hat{\mathbf{y}}^t \mathbf{P}_m \hat{\mathbf{y}} \end{aligned}$$

No cálculo com as matrizes ortogonalizadas, a matriz de projeção $\tilde{\mathbf{P}}_m$ para o espaço gerado pela matriz ortogonal de projeto é calculada usando a eq. (3-8) donde se obtém:

$$\tilde{\mathbf{P}}_m = \mathbf{I}_p - \tilde{\mathbf{H}}_m (\tilde{\mathbf{H}}_m^t \tilde{\mathbf{H}}_m + \gamma \mathbf{I}_m)^{-1} \tilde{\mathbf{H}}_m^t = \tilde{\mathbf{P}}_{m-1} - \frac{\tilde{\mathbf{f}}_i \tilde{\mathbf{f}}_i^t}{\gamma + \tilde{\mathbf{f}}_i^t \tilde{\mathbf{f}}_i} \quad (3-16)$$

Se $\tilde{\mathbf{f}}_i$ for uma coluna que minimiza (3-16), então ela se tornará a coluna $\tilde{\mathbf{h}}_m$

da matriz $\tilde{\mathbf{H}}_m$. Ou ainda, se $\tilde{\mathbf{f}}_i$ maximiza

$$\tilde{E}_{m-1} - \tilde{E}_m^{(i)} = \frac{(\hat{\mathbf{y}}^t \tilde{\mathbf{f}}_i)^2}{\gamma + \tilde{\mathbf{f}}_i^t \tilde{\mathbf{f}}_i} \quad (3-17)$$

então $\tilde{\mathbf{h}}_m = \tilde{\mathbf{f}}_i$. O cálculo da eq. (3-17) deve ser executado para todas as colunas em \mathbf{F} candidatas a formarem a base. O fato de se estar lidando com o processo de ortogonalização das colunas reduz o número de operações de ponto flutuante de p^2 para o caso sem ortogonalização, para p operações.

Para se recuperar o vetor não regularizado \mathbf{w}_m , deve-se determinar o vetor $\tilde{\mathbf{w}}_m$, sendo que sua j -ésima componente é dada por:

$$(\tilde{\mathbf{w}}_m)_j = \frac{\hat{\mathbf{y}}^t \tilde{\mathbf{h}}_j}{\gamma + \tilde{\mathbf{h}}_j^t \tilde{\mathbf{h}}_j}, \quad 1 \leq j \leq m \quad (3-18)$$

Obtém-se o vetor de pesos não regularizados com a eq. (3-11), invertendo a matriz \mathbf{U}_m , a qual por sua vez pode ser calculada por meio da seguinte expressão recursiva:

$$\mathbf{U}_m = \begin{bmatrix} \mathbf{U}_{m-1} & (\tilde{\mathbf{H}}_{m-1}^t \tilde{\mathbf{H}}_{m-1})^{-1} \tilde{\mathbf{H}}_{m-1}^t \mathbf{f}_i \\ \mathbf{0}_{m-1}^t & 1 \end{bmatrix} \quad (3-19)$$

onde $\mathbf{U}_1 = 1$ inicialmente. Quanto ao critério de parada de seleção de vetores para formação da base, utilizar-se-á a validação geral cruzada (GCV), que permite detectar se a rede está sobre-treinada. O valor de GCV deve decrescer a cada RBF acrescentada à base, e quando parar de diminuir ou aumentar, é um sinal de sobre-treinamento da rede. Este parâmetro é fácil de calcular, pois utiliza somente escalares:

$$\text{GCV}_m = \frac{1}{p} \frac{\|\tilde{\mathbf{P}}_m \hat{\mathbf{y}}\|^2}{\left((1/p)\text{tr}(\tilde{\mathbf{P}}_m)\right)^2} \quad (3-20)$$

O parâmetro de regularização γ pode ser calculado ou mantido fixo durante todo o processo de seleção das RBF. A fim de determinar uma fórmula para a estimação de um parâmetro de regularização a cada passo de seleção, deriva-se o parâmetro GCV em função do parâmetro de regularização γ e iguala-se o resultado a zero, obtendo após as devidas simplificações a seguinte expressão [61]:

$$\gamma = \frac{[\partial \text{tr}(\tilde{\mathbf{P}}_m) / \partial \gamma] \hat{\mathbf{y}}^t \tilde{\mathbf{P}}_m^2 \hat{\mathbf{y}}}{\text{tr}(\tilde{\mathbf{P}}_m) \tilde{\mathbf{w}}_m^t (\tilde{\mathbf{H}}_m^t \tilde{\mathbf{H}}_m + \gamma \mathbf{I}_m)^{-1} \tilde{\mathbf{w}}_m} \quad (3-21)$$

onde o parâmetro de regularização no lado direito da equação é o valor antigo, e no primeiro passo do algoritmo deve ser $\gamma = 0$. A cada seleção de RBF esse parâmetro deve ser estimado, podendo-se utilizar dos cálculos das equações seguintes, que permitem que alguns produtos entre vetores fiquem armazenados na memória:

$$\frac{\partial \text{tr}(\tilde{\mathbf{P}}_m)}{\partial \gamma} = \sum_{j=1}^m \frac{\tilde{\mathbf{h}}_j^t \tilde{\mathbf{h}}_j}{(\gamma + \tilde{\mathbf{h}}_j^t \tilde{\mathbf{h}}_j)^2} \quad (3-22)$$

$$\hat{\mathbf{y}}^t \tilde{\mathbf{P}}_m^2 \hat{\mathbf{y}} = \hat{\mathbf{y}}^t \hat{\mathbf{y}} - \sum_{j=1}^m \frac{(2\gamma + \tilde{\mathbf{h}}_j^t \tilde{\mathbf{h}}_j)(\hat{\mathbf{y}}^t \tilde{\mathbf{h}}_j)^2}{(\gamma + \tilde{\mathbf{h}}_j^t \tilde{\mathbf{h}}_j)^2} \quad (3-23)$$

$$\text{tr}(\tilde{\mathbf{P}}_m) = p - \sum_{j=1}^m \frac{\tilde{\mathbf{h}}_j^t \tilde{\mathbf{h}}_j}{\gamma + \tilde{\mathbf{h}}_j^t \tilde{\mathbf{h}}_j} \quad (3-24)$$

$$\tilde{\mathbf{w}}_m^t (\tilde{\mathbf{H}}_m^t \tilde{\mathbf{H}}_m + \gamma \mathbf{I}_m)^{-1} \tilde{\mathbf{w}}_m = \sum_{j=1}^m \frac{(\hat{\mathbf{y}}_j^t \tilde{\mathbf{h}}_j)^2}{(\gamma + \tilde{\mathbf{h}}_j^t \tilde{\mathbf{h}}_j)^3} \quad (3-25)$$

3.5

Determinação dos parâmetros da RN

O raio das RBF selecionadas será determinado experimentalmente, enquanto que o número de RBF utilizadas N e o parâmetro de regularização podem ser facilmente estimados. A escolha de um determinado valor para σ_R pode aumentar ou diminuir o valor de N . Da mesma maneira, caso se trabalhe com um parâmetro de regularização fixo, ele também pode alterar N aumentando ou diminuindo o grau de suavidade da aproximação e consequentemente o tempo de processamento. A escolha de um valor muito pequeno para σ_R pode fazer com que a aproximação acompanhe inclusive o ruído do espectro. Determinou-se que σ_R deve ter um valor em torno da FWHM da FBG. Estipulado um raio para a RBF, o mesmo será usado para todas as RBF selecionadas no algoritmo. Espectros típicos com diferentes relações sinal-ruído foram submetidos ao algoritmo de aproximação. Diferentes raios foram testados, de maneira que se pudesse ter a melhor curva de incerteza em função da relação sinal-ruído. Os valores de σ_R testados compreenderam um intervalo de FWHM a 8 FWHM sendo FWHM a largura a meia altura do espectro da rede de Bragg.

Na fig. 3.5 curvas da incerteza na detecção do pico para aproximações com a rede neural RBF são mostradas para diferentes raios utilizados. A metodologia é a mesma usada no cálculo da incerteza para os polinômios.

Somente algumas curvas mais representativas são mostradas. Percebe-se que, para redes testadas de refletividades entre 90% e 99%, para janelas compreendendo os pontos em que a refletividade era maior que 10% no espectro, quando $\sigma_R > 6 \text{ FWHM}$ as curvas de incerteza estacionam e não mostram melhoras significativas para sinais ruidosos ($\text{SNR} < 20 \text{ dB}$), além de não aproximarem segmentos mais distantes da região central do espectro. Quando $\sigma_R > 2 \text{ FWHM}$, as incertezas ficam muito próximas de zero, já que com ruído o método é capaz de identificar o pico original na FBG. Percebe-se que a rede neural proposta é capaz de determinar o pico verdadeiro, permitindo estabelecer como regra prática para assumir raios em torno de 6 FWHM , quando apenas ruído e nenhuma deformação do espectro devido a *chirp* está presente. Para redes fortes, $6 \text{ FWHM} < \sigma_R < 8 \text{ FWHM}$ permitem uma relativa melhora na incerteza, entretanto, como tais redes não são utilizadas normalmente em sensoriamento quase-distribuído, a regra para determinar-se o raio ótimo da RBF limitar-se-á a 6 FWHM quando apenas ruído, nenhum *chirp* estiverem presentes e uma janela da ordem de $2 \times \text{FWHM}$ for utilizada na aproximação. Se o raio das RBF usadas for maior que a FWHM da FBG uniforme, os espectros aproximados perderão características associadas aos lóbulos dos espectros. Cabe então ao usuário escolher o raio mais conveniente, que produza uma melhor incerteza ou aproxime os espectros com maior fidedignidade em todo o intervalo de comprimento de onda.

3.6

Comparativo entre métodos de detecção de pico

Considerando as técnicas usando detecção direta de pico, centróide, detecção de pico na aproximação polinomial, na aproximação gaussiana e na aproximação por expansão em RBF, as curvas de incerteza para detecção em sinais com diferentes relações sinal-ruído podem indicar qualitativamente qual técnica é superior para análise de um espectro típico de reflexão de uma rede de Bragg uniforme e apodizada. A rede neural deve ser calibrada previamente para trabalhar com um dado espectro. Os parâmetros como resolução do espectro, janela de truncamento no caso do centróide, polinômio e RBF, bem como a largura das RBF na rede neural, devem ser considerados. O tempo de processamento está relacionado à resolução do espectro e às janelas de truncamento de dados, e na RBF, também ao raio das funções de base, os quais podem aumentar a dimensão da expansão acarretando também em um aumento no tempo de processamento.

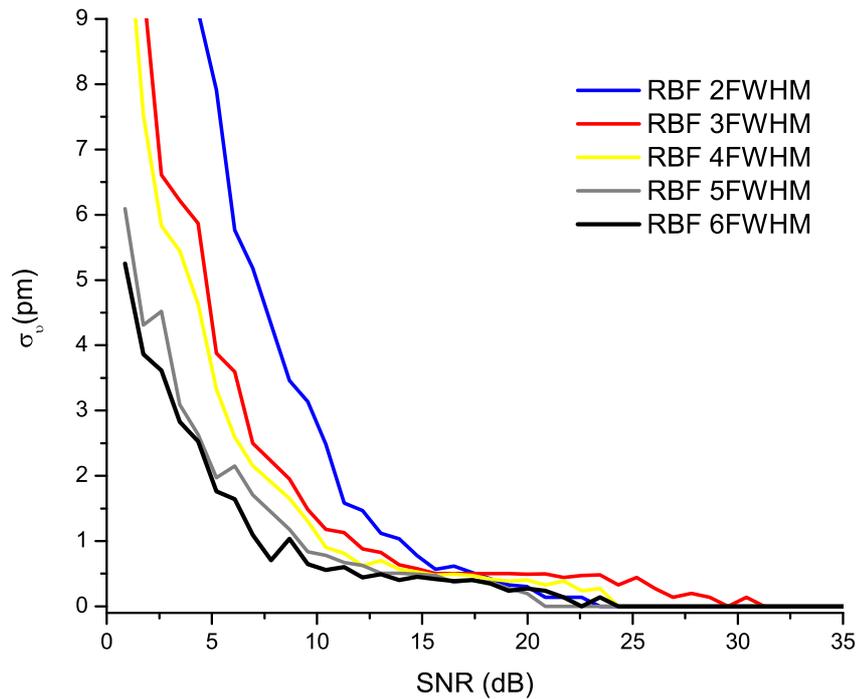


Figura 3.5: Incerteza para detecção de pico em aproximações utilizando redes neurais RBF com diferentes raios.

A fig. 3.6 mostra as curvas de incerteza obtidas para esses métodos em espectros de resolução 1 pm. A janela utilizada para o centróide foi de 2 nm. Para as RBF a janela foi de 300 pm, levando a uma expansão com somente 3 RBF, já que a tendência da expansão é diminuir sua dimensão quando detalhes da curva a ser aproximada podem ser desprezados, o que ocorre quando se alarga o raio das RBF. A curva de incerteza determinada pela rede neural com raio maior que 6 FWHM determina um limite inferior para as incertezas dos outros métodos.

3.6.1

Aproximação gaussiana, RBF e distorções por chirp

A técnica em expansão em funções RBF permite uma aproximação de características do espectro que outras técnicas não permitem, o que possibilita, por exemplo, a reconstrução do pico quando o espectro for distorcido por algum fenômeno sistemático que ocorra no sensor, como a geração de um *chirp* que cause a partição do pico [10]. Na fig. 3.7 pode-se observar a aplicação da rede RBF para reconstrução do pico em um espectro com *chirp* sistemático causando sua bipartição. Uma aproximação

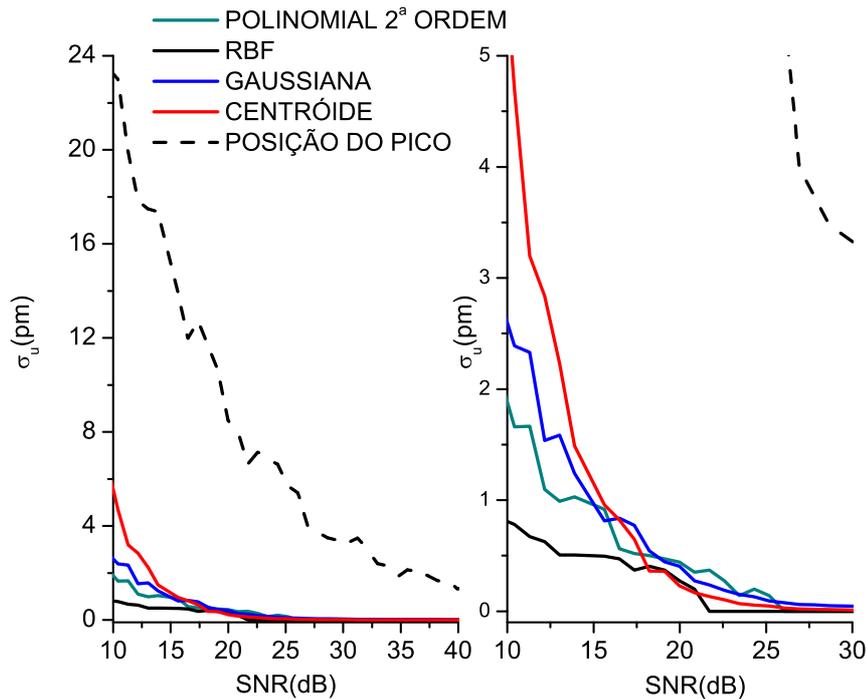


Figura 3.6: Curvas de incerteza para detecção utilizando centróide e detecção direta de pico, e em aproximações utilizando uma rede neural RBF com raio 6 FWHM, polinômio de segunda ordem e aproximação gaussiana.

gaussiana obtida é mostrada em conjunto com o espectro distorcido. Para o gráfico da fig. 3.8, a mesma aproximação da fig. 3.7 é mostrada para todo o espectro. Neste caso, a dimensão da expansão foi de $N = 25$, em que se pode observar que os lóbulos laterais do espectro foram aproximados. Quando há distorções devido a *chirp* deve-se determinar o raio da RBF ótimo utilizando o espectro do sensor sem perturbações que deformarão o espectro, como, por exemplo, uma leve bipartição de pico. Após determinado o raio, todo *chirp* que se confunde com altos níveis de ruído (correspondentes a SNR muito baixas menores que 10 dB) podem ser compensados pela aplicação da rede neural.

3.7

Efeitos de diferentes resoluções do espectro e refletividades

É interessante considerar o comportamento da aproximação com a RBF para um conjunto de dados com um espaçamento entre pontos de diferentes valores, já que eles podem variar quando adquiridos por equipamentos diferentes ou configurados de maneira distinta. Somando-se a isso, a

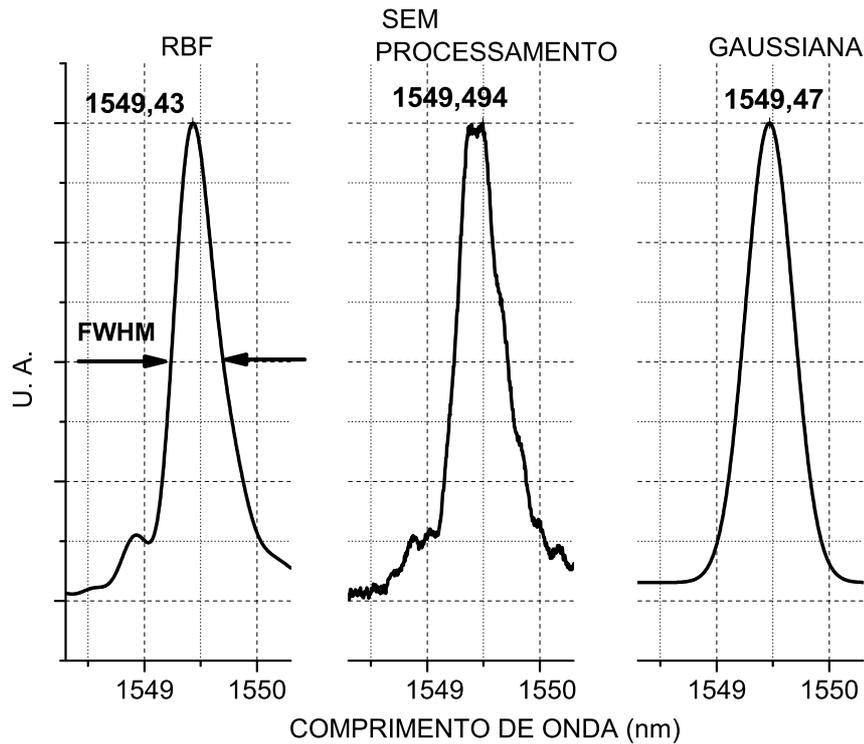


Figura 3.7: Espectro distorcido com mais de um pico (espectro original) aproximado por RBF e por ajuste gaussiano.

variação da refletividade da rede de Bragg sensora cujo espectro será aproximado também pode influenciar a determinação da posição dos picos do espectro, apesar de redes fortes com espectros de pico achatado não serem abordadas aqui, já que normalmente não são utilizadas para sensoriamento. Com isso, espectros de redes de Bragg para diferentes taxas de ruído foram simulados e dados foram calculados com espaçamentos de 1 pm e 5 pm entre pontos consecutivos e para refletividades de 46,5% e 93,6%, com a finalidade de se observar como esses parâmetros influenciariam a detecção.

No caso da aproximação dos espectros da rede de menor refletividade, foi necessário calcular qual a largura da RBF que propiciaria a incerteza mínima, no caso, $\sigma_{RA} = 3FWHM$. Para a rede de 93,6% de refletividade, $\sigma_{RB} = 6FWHM$. No gráfico da fig. 3.9 pode se observar que o aumento no espaçamento entre pontos acarreta um leve aumento na incerteza da detecção de pico com a RBF, além de provocar uma maior oscilação desses valores para diferentes SNR, devido ao efeito de quantização dos dados. Ambas as curvas para redes de diferentes refletividades e espaçamento maior tendem a zero mais rapidamente que as curvas para espaçamento menor, sendo este um efeito também associado à quantização. No caso do efeito

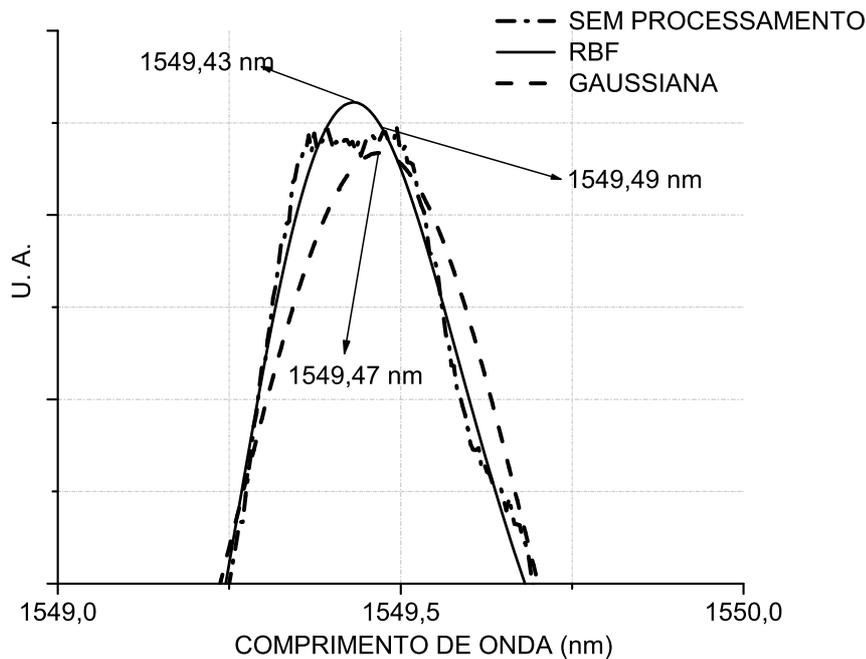


Figura 3.8: Espectro distorcido com mais de um pico (espectro original) aproximado por RBF e por ajuste gaussiano em que se pode perceber a aproximação dos lóbulos laterais na aproximação por RBF e a ausência deles no ajuste gaussiano.

da refletividade, a variação desse valor para resoluções de 1 pm não afeta a incerteza na detecção de pico, mostrando que a rede permanece com um único pico, a não ser que tenha a região do pico achatada devido ao fato de ser uma rede forte. Aqui variou-se a refletividade para a simulação, mas o fator realmente importante é a alteração da forma do espectro da FBG associado a diferentes valores de refletividade, já que é da forma do espectro que depende o ajuste. O fato de o algoritmo não depender fortemente da refletividade, ou de suaves alterações na forma do espectro, indica a robustez do algoritmo. Para uma resolução de 5 pm, a queda na refletividade provoca um leve aumento na incerteza para $SNR < 15$ dB, o que indica que isso deve ser um fator preocupante caso se trabalhe com resoluções maiores do que 1 pm em sinais ruidosos [12].

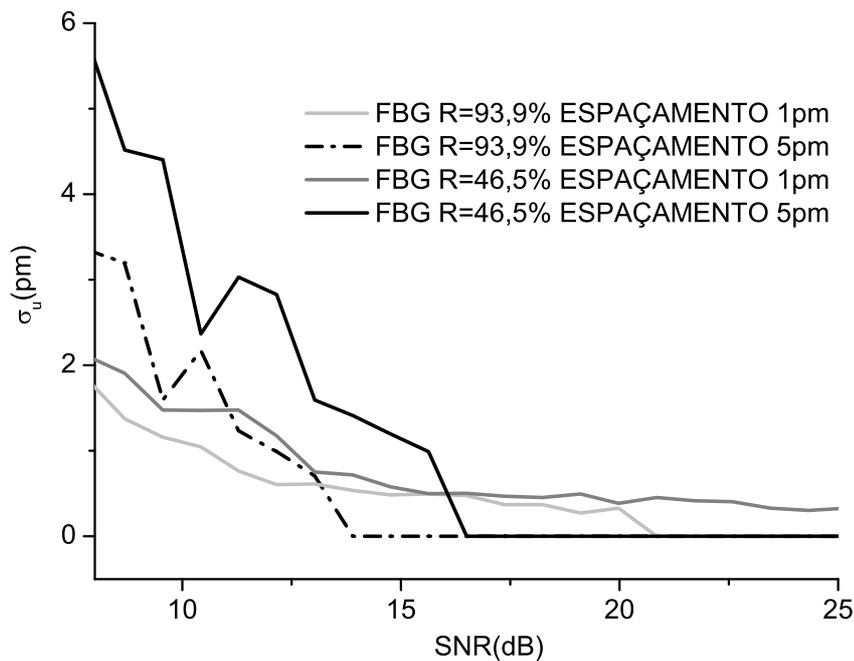


Figura 3.9: Incerteza na determinação dos picos em espectros aproximados com RBF para duas diferentes refletividades ($R_A = 46,5\%$ e $R_B = 93,6\%$) e espaçamentos entre pontos consecutivos do espectro (1 pm e 5 pm). Para a rede de menor refletividade $\sigma_{RA} = 3\text{FWHM}$, para a de maior, $\sigma_{RB} = 6\text{FWHM}$.

3.8

Aplicações: melhora de resolução e acurácia em sistemas com resolução insuficiente

Em aplicações utilizando sistemas com analisadores de espectro ótico para monitoração de picos de espectros de redes de Bragg sensoras, o ruído pode ser o fator que determina qual o menor deslocamento dos picos que se pode medir. Assim, se os sensores forem iluminados com uma fonte de banda larga, como a ASE de um amplificador a fibra dopada com érbio, deformações ou variações de temperaturas correspondentes a valores de deslocamento do pico menores que 10 pm dificilmente serão distinguíveis de ruído caso os dados não sejam processados. Valores nessa gama foram obtidos em laboratório nos experimentos que serão ilustrados a seguir. A detecção de deformações correspondentes a deslocamentos de picos do espectro menores que 4 pm foi obtida com o processamento utilizando o algoritmo com RBF. Neste caso, o algoritmo permitiu a detecção de deformações no sensor a FBG que não seriam detectáveis apenas com um sistema padrão sem processamento, na medição e análise de forças

ortodônticas de pequena magnitude [14].

3.8.1

Análise de deformação de resinas utilizando FBG em fibras monomodo padrão e em fibras de alta-birrefringência

Apesar de não serem aplicações na área de ortodontia o foco de estudos desta tese, vai se mostrar aqui a necessidade do uso da rede neural com RBF para processamento dos dados em que a resolução do equipamento não permita identificar o comportamento do sensor apropriadamente. Assim, estudou-se o comportamento de uma resina polimérica odontológica na qual estava embebida uma rede de Bragg em fibra de alta birrefringência em conjunto com uma FBG em fibra monomodo padrão permitindo assim a monitoração da deformação volumétrica dessa resina [13, 62]. Uma mistura com a resina foi preparada em um tubo de ensaio no qual seria colocada uma fibra de alta birrefringência na qual foi gravada a rede de Bragg. A resina foi iluminada com um LED específico para iniciar sua polimerização de acordo com procedimentos odontológicos. Durante esse período a temperatura da resina aumenta devido à reação de polimerização e à iluminação do LED. A polimerização também provoca a contração volumétrica da resina que envolve os sensores, acarretando sua deformação e consequente deslocamento dos picos dos espectros dos sensores. Dado que o módulo de Young das fibras é maior que o da resina, o sensor não será suficientemente sensível e consequentemente o deslocamento dos picos dos espectros será muito pequeno, e no início da polimerização não será perceptível com equipamento que não usa o processamento com a rede neural RBF. No caso da deformação medida com a rede birrefringente, o deslocamento correspondendo ao distanciamento entre os picos associados às bandas de polarização é imperceptível sem processamento, como ilustrado na fig. 3.10, onde se ilustra as distâncias entre os picos das bandas de uma FBG em fibra de alta-birrefringência, utilizando o algoritmo com RBF e sem processamento dos dados. A deformação medida na seção transversal do sensor só é perceptível após processamento com o algoritmo com a rede neural RBF. Caso os dados sem processamento fossem submetidos a um ajuste linear, apenas uma tendência mostrando qualitativamente a aproximação dos picos das bandas do espectro seriam detectados. No mesmo experimento, simultaneamente monitorou-se o comportamento da deformação longitudinal da resina com um sensor a FBG. A fig. 3.11 mostra a variação inicial de temperatura durante a polimerização e após o aumento de temperatura, uma deformação

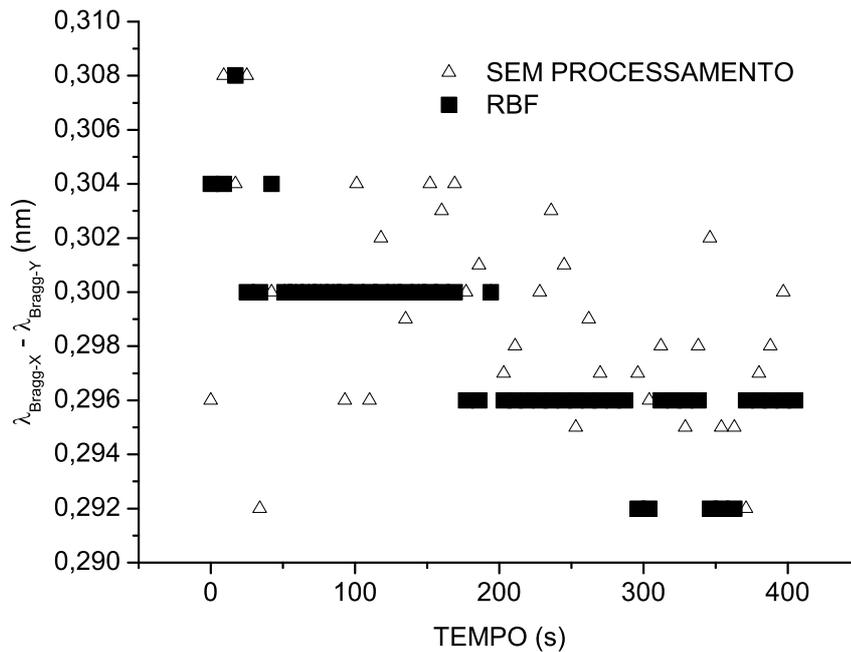


Figura 3.10: Evolução da diferença $\lambda_{Bragg-X} - \lambda_{Bragg-Y}$ entre os picos das bandas de reflexão em um sensor a FBG em fibra óptica HIBI para monitoração da contração radial de uma resina polimérica odontológica.

maior foi percebida. Os gráficos ilustram os dados sem processamento com muito ruído e os dados após tratamento, com melhora expressiva da SNR, em que se pode notar a variação clara do comprimento de onda de Bragg da FBG sensora. No gráfico da fig. 3.11 vê-se exatamente o início da cura da resina.

3.8.2

Avaliação de forças ortodônticas com sensores a FBG

Aqui obtiveram-se dados a fim de se monitorarem as cargas aplicadas através de um dispositivo ortodôntico utilizando sensores a fibra óptica baseados em redes de Bragg. O dispositivo experimental é formado por um maxilar metálico (do tipo Typodont) que contém elementos dentários artificiais². Um sensor a FBG numa fibra de alta birrefringência foi posicionado entre o acessório ortodôntico e o dente. Utilizou-se um comparador colocado sobre o dente que continha o sensor para determinar o seu deslocamento em função de diferentes cargas aplicadas no aparelho ortodôntico. Os gráficos

²Como o foco desta seção é mostrar a necessidade do uso do algoritmo no experimento, e não no experimento, sugere-se ao leitor ler o artigo com a descrição detalhada do experimento em [14].

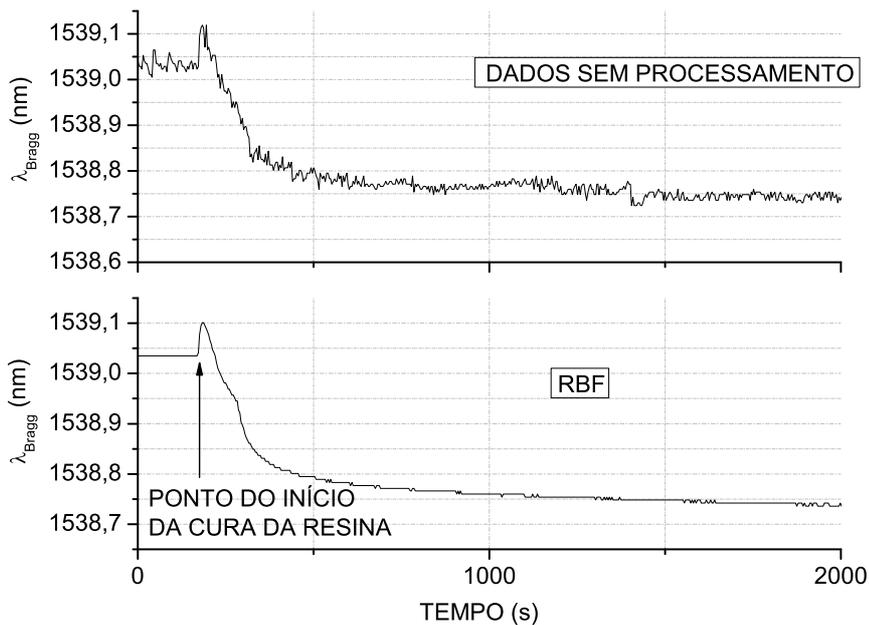


Figura 3.11: Comparação entre as curvas sem processamento e com processamento por meio de rede neural RBF na deformação durante a polimerização em resina odontológica medida com sensor a FBG.

da fig. 3.12 demonstram a resposta do sensor para as forças sofridas pelos elementos dentários artificiais. O gráfico ilustrado na fig. 3.12, a título de exemplo, mostra os valores do distanciamento no espectro dos comprimentos de onda de Bragg para as duas bandas do sensor a FBG em fibra HIBI, com a aplicação de forças sobre um dos eixos de birrefringência. Utilizando-se o coeficiente de sensibilidade e sabendo-se que a rede sofreu compressão transversal ao longo do seu comprimento, é possível determinar a força exercida sobre o dente. Para este exemplo, e para uma carga de 1000 g, o dente sofreu uma força de 0,43 N aproximadamente [14]. Dada a baixa magnitude da força em questão e o pequeno deslocamento em comprimento de onda associado a ela (< 10 pm, ou seja, da ordem da incerteza nas medições com o OSA), caso os dados obtidos com o OSA não fossem processados pela rede neural com RBF, a curva sem erros significativos seria impossível de ser obtida, como mostrado na curva dos pontos não processados na fig. 3.12.

3.9 Conclusões

Com a análise estatística do comportamento de algoritmos tradicionalmente usados para processar espectros de sensores a FBG a fim de se

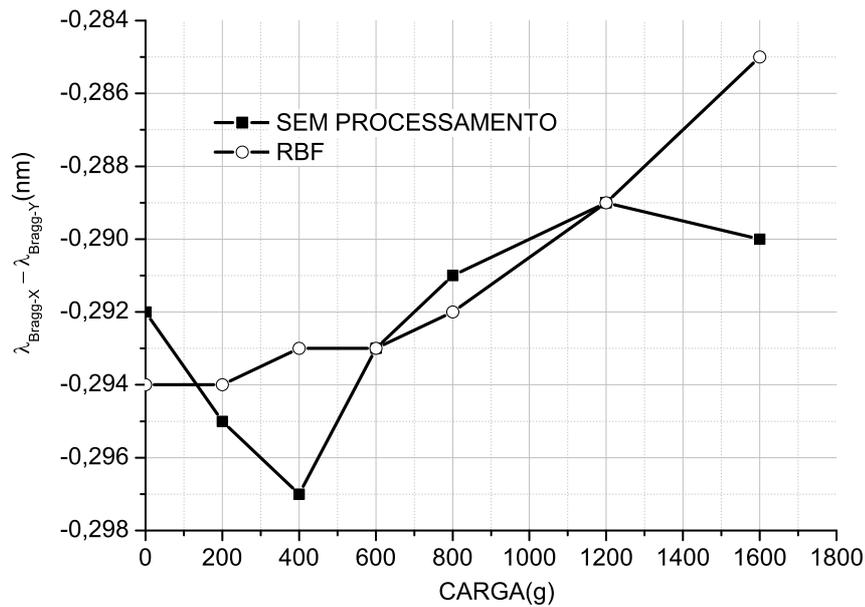


Figura 3.12: Medidas da diferença entre os comprimentos de onda de Bragg para as duas bandas em um sensor a FBG em fibra HIBI instalado em um maxilar metálico quando aplicadas as forças ortodônticas.

obter o comportamento do comprimento de onda de Bragg dos dispositivos, foi possível demonstrar a superioridade do algoritmo proposto, o qual usa uma rede neural em função radial de base. A teoria para qualificar tais métodos foi desenvolvida considerando o comportamento da variável aleatória associada ao pico dos espectros e assim determinando seu desvio padrão para diferentes relações sinal-ruído. Os métodos permitem assim a avaliação do comportamento de sensores com equipamentos de resolução insuficiente e em condições de ruído que provocam a deterioração do sinal, como demonstrado com os exemplos em experimentos para medição de forças odontológicas. A aplicação desses métodos é importante em laboratórios e, sabendo que são algoritmos implementáveis em *hardwares* dedicados para o processamento rápido dos sinais, são também interessantes em aplicações em campo, principalmente quando se sabe que o tempo de processamento para determinação dos picos dos espectros é da ordem de microssegundos nesse tipo de *hardware*.

4

Interrogação via varredura ótica

Uma outra abordagem possível aos esquemas de interrogação utilizando fontes de banda larga que empregam vários canais espectrais ocorre por meio da interrogação com fontes sintonizáveis, caracterizadas basicamente por lasers sintonizáveis ou combinações de fontes de banda larga com filtros sintonizáveis. Abordagens utilizando filtros óticos sintonizáveis já foram desenvolvidas com filtros Fabry-Perot (FFP) [63], filtros acusto-óticos (AOTF) [59] e redes de Bragg sintonizáveis [64, 65].

Com essa técnica de varredura por comprimento de onda, o que se obtém é a convolução da função de transferência do filtro com o espectro da FBG. Por essa razão, a resposta do sistema dependerá fortemente das larguras de banda do filtro sintonizável e do BGS, bem como da relação sinal-ruído do sinal refletido. No caso do laser, o espectro resultante será o do próprio sensor interrogado, caso o espectro do laser seja muito mais estreito que o do BGS. Para as técnicas utilizando redes de Bragg sintonizáveis, apesar de serem técnicas de varredura, não poderiam ser consideradas técnicas para sistemas de multiplexação dado que seu limitado intervalo de varredura não permitiria a interrogação de mais de um sensor ou somente a interrogação de poucos sensores em um intervalo dinâmico muito limitado. A modulação do comprimento de onda de Bragg de forma rápida por meio de tracionamento sistemático da rede foi utilizada até o momento somente para interrogação de um único sensor em FBG ou para fabricação de filtros sintonizáveis com aplicações em telecomunicações, em que os filtros seriam sintonizados por meio de um complexo arranjo mecânico que permite a compressão e estiramento da fibra resultando em uma sintonia de algumas dezenas de nanômetros [66].

Utilizando a FBG colada em um arranjo formado pela sobreposição de materiais especiais com módulo de Young de diferentes valores é possível obter também sintonia em intervalos de dezenas de nanômetros por compressão e tração, entretanto aparentemente sem tanta controlabilidade quanto o método anterior, já que o sistema é baseado na deformação me-

cânica das chapas [67]. Aplicações de modulação do comprimento de onda de Bragg para varredura espectral e interrogação de FBG em um sistema multiplexado onde a TFBG percorre todo o espectro dos sensores ainda não havia sido demonstrado e será demonstrado aqui. Por meio de estiramento, o limite de deformação de uma fibra é 1% de seu comprimento [68]. Já a sintonia por compressão apresenta linearidade entre força e deformação dentro de um intervalo correspondendo a 5% do comprimento. Portanto, caso se queira uma grande variação no comprimento de onda de Bragg, qualquer excesso de variação do comprimento da FBG além da variação correspondente ao 1% deve ser obtido por compressão. No intervalo de interrogação correspondente ao 1% da tração de uma FBG sintonizável pode-se já efetuar a multiplexação de sensores, o que levaria uma FBG típica a um intervalo de sintonia de 12 nm. Se considerarmos um espaçamento de 3 nm entre sensores no espectro, até 4 sensores poderiam ser interrogados por uma FBG sintonizável por estiramento. A literatura sobre os arranjos para deformação de FBG reporta que a circuitaria necessária para o *driver* de um PZT permitindo tamanha elongação seria relativamente complexa e de alta tensão, com picos da ordem de centenas de volts [69]. Além disso, essa forma de sintonia dificilmente permitiria uma modulação em comprimento de onda em frequências mais altas que algumas dezenas de hertz. Para evitar algumas dessas desvantagens, utilizou-se neste trabalho um esquema que permitiria mesmo com um *driver* de baixa tensão (no caso, 150 V de pico) e um PZT de pequena deformação (até $5 \mu\text{m}$), atingir o limite prático de deformação de uma FBG para sintonia com uma frequência de modulação em amplitude de até 900 Hz e uma frequência de varredura de até 200 Hz ao longo dos 12 nm de intervalo. Se a tensão fosse muito alta e o PZT relativamente grande, a velocidade de tracionamento seria limitada pela capacitância intrínseca do PZT, além do aumento da complexidade do circuito elétrico que gera a tensão aplicada ao PZT. As frequências mencionadas se referem ao valor máximo em que o sistema funciona de maneira linear. A frequência máxima de modulação no esquema usado é, de acordo com o fabricante, 3 vezes a frequência de ressonância do PZT, ou seja, 1350 Hz.

Outro sistema implementado consistiu na utilização de uma rede de Bragg de alta resistência, a qual é gravada por meio de um único pulso durante o puxamento da fibra na torre em que é fabricada [70]. Neste caso, devido à baixa exposição da fibra ao feixe ultra-violeta do laser durante a gravação da FBG [71, 72] e à posterior cobertura da fibra ótica resultante com uma cerâmica especial (ORMOCER) [73], a fibra adquire propriedades que lhe permitem o estiramento em até 5% de seu comprimento. Neste

caso, sua utilização deformando-a somente em 1% do comprimento permite que a FBG seja modulada com uma alta confiabilidade e um baixo risco de quebra do dispositivo, o que não ocorre enquanto trabalhando sob as mesmas condições com FBG gravadas por métodos tradicionais. Muito recentemente essas DTG (*Draw Tower Gratings*) se tornaram disponíveis no mercado e com isso se implementou o primeiro laser sintonizável mecanicamente com esse dispositivo para interrogação de sensores multiplexados a FBG, permitindo a interrogação pela primeira vez de vários sensores multiplexados com espaçamento espectral de mais de 3 nm entre os picos dos espectros de reflexão. Tal técnica com DTG permite portanto a utilização de sistemas de estiramento simples com PZT ao mesmo tempo que uma sintonia rápida ao longo de intervalos equivalentes aos obtidos somente por compressão do dispositivo com sistemas mais complexos.

A seguir, a teoria e a implementação dos métodos de interrogação que utilizam redes de Bragg mecanicamente sintonizáveis serão descritos, utilizando FBG gravadas por meios tradicionais e redes de alta resistência gravadas na torre de puxamento.

4.1

Sistema de interrogação de um BGS com TFBG não casada

Sistemas utilizando FBG sintonizáveis submetidas a tração por meio de um PZT para fins de interrogação são normalmente utilizados em métodos de interrogação que requerem que as redes sejam casadas, ou seja, tenham mesmo comprimento de onda de Bragg e mesma largura de banda. Essas condições são dispensáveis caso se tenha um dispositivo que permita a pré-sintonia da FBG posicionando seu comprimento de onda de Bragg no espectro em uma posição suficientemente próxima do comprimento de Bragg da rede sensora. A rede pode portanto ter seu comprimento de Bragg original até no máximo 12 nm menor que comprimento de onda de Bragg do sensor. Este mesmo aparato construído para pré-sintonizar uma FBG pode ser utilizado para modular o comprimento de onda de Bragg de uma FBG utilizando-se um PZT cuja deformação máxima é de $5 \mu\text{m}$, mas que com o arranjo essa deformação na FBG poderá alcançar até $50 \mu\text{m}$, dependendo do comprimento dos braços do dispositivo [74, 16]. Como o PZT está distante da fibra ótica a ser esticada, a qual está colada sobre uma base metálica, por efeito de alavanca, uma pequena deformação no PZT provocará uma maior deformação na fibra. O circuito ótico e o esquema do modulador com pré-sintonia mecânica da FBG são mostrados na fig. 4.1.

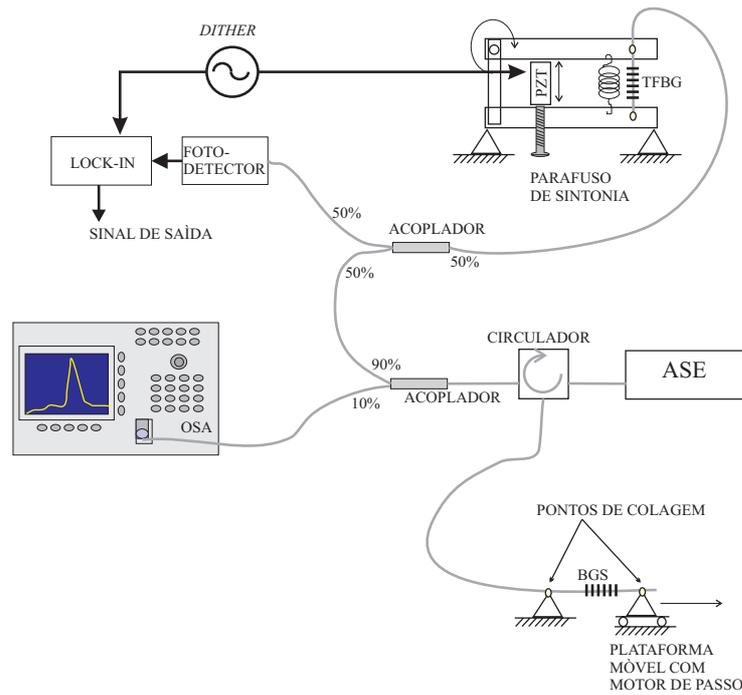


Figura 4.1: Diagrama esquemático do circuito óptico e do aparato de modulação da FBG interrogadora. Linhas cinzas grossas representam fibras ópticas; linhas pretas grossas representam circuito elétrico e linhas pretas finas representam direção de movimento.

4.1.1

Descrição do sistema

O sistema representado na fig. 4.1 mostra duas FBG: uma FBG sintonizável (TFBG) para varredura espectral e a FBG sensora (BGS) a ser interrogada. A TFBG funciona como um filtro de reflexão sintonizável o qual tem seu comprimento de onda central oscilando em torno de um valor pré-sintonizado pelo parafuso de pré-sintonia no aparato de modulação mecânica. Como a TFBG está colada nos dois braços do aparato de modulação mecânica, uma tensão senoidal (*dither*) aplicada ao PZT acarretará uma deformação da FBG, que levará o comprimento de onda central do espectro a oscilar acompanhando esse sinal. Uma mola mantém os braços do aparato juntos. O parafuso de sintonia deve ser previamente sintonizado de maneira a posicionar o espectro da TFBG numa posição suficientemente próxima do comprimento de onda central do BGS.

Luz proveniente de uma fonte de banda larga é lançada no circuito óptico permitindo que o sensor BGS seja iluminado e a luz por ele refletida seja enviada à TFBG, que por sua vez terá o sinal óptico captado por um circuito de fotodetecção. O sinal será demodulado em um amplificador *lock-in* que tem como referência a frequência de modulação do PZT. O BGS

está colado sobre uma plataforma móvel que vai tracionar uniformemente o sensor de maneira que se possa observar no analisador de espectros óticos o deslocamento do comprimento de onda central de seu espectro e assim associá-lo à tensão detectada na saída do *lock-in*.

4.1.2 Teoria

O método utilizando varredura espectral para interrogação de sensores a FBG foi primeiramente proposto com filtros sintonizáveis. A análise considera um perfil de espectro para o filtro e o perfil de espectro para a FBG, e convoluindo ambas obtém-se o sinal fotodetectado. Então, para se modelar o sistema, basta considerarmos espectros aproximados para as redes de Bragg, os quais podem ser aproximados pela curva gaussiana da eq. (3-2). A análise apresentada em [59] para uma configuração transmissiva do filtro, ou seja, para a qual se utiliza a convolução do espectro de transmissão do filtro sintonizável e o espectro de reflexão da FBG, pode ser modificada para se obter a forma do sinal no fotodetector para uma dada modulação utilizando o sistema com PZT.

A fonte ASE tem uma potência espectral S_λ que pode ser considerada aproximadamente constante na região de operação escolhida do sensor, em torno de 1540 nm. Consequentemente, a intensidade de luz detectada proveniente do sensor com função de refletividade $R_1(\lambda)$, após receber luz da TFBG cujo espectro de reflexão é dado por $R_2(\lambda)$ será dada por:

$$I = S_\lambda \int_{-\infty}^{\infty} R_1(\lambda) R_2(\lambda) d\lambda \quad (4-1)$$

Se a integral for resolvida utilizando a eq. (3-2) para ambas as FBG, o resultado é:

$$I(\lambda_2 - \lambda_1) = \sqrt{\pi} \frac{S_\lambda B_1 B_2 R_1 R_2 e^{-\left(\frac{4 \ln 2}{B_1^2 + B_2^2} (\lambda_2 - \lambda_1)^2\right)}}{\sqrt{4 \ln 2 (B_1^2 + B_2^2)}} \quad (4-2)$$

onde R_1 e R_2 são os picos de refletividade da TFBG e do sensor BGS, B_1 e B_2 são suas larguras de banda a meia altura (FWHM), e λ_1 e λ_2 são os comprimentos de onda onde ocorrem os picos de refletividade das redes. Seguindo a análise em [59], é fácil ver que a intensidade depende de R_1 , R_2 , B_1 , B_2 , S_λ e do descasamento de comprimento de onda dado por $\delta = \lambda_2 - \lambda_1$.

É possível também determinar teoricamente a amplitude de modulação ótima $\Delta\lambda_{opt}$ aplicada ao PZT para que se tenha uma sensibilidade máxima

no ponto de operação. Como a detecção do sinal fotodetectado será feita com um amplificador *lock-in* na frequência ω do *dither* de modulação do PZT, então precisa-se determinar uma expressão analítica, mesmo que aproximada, para a primeira componente do sinal. Primeiramente, considerar-se-á a função do comportamento do comprimento de onda de Bragg da FBG sintonizável durante a modulação do PZT dada por:

$$\delta(t) = \bar{\delta} + \Delta\lambda_m \text{sen}(\omega t) \quad (4-3)$$

onde $\bar{\delta}$ é a diferença média $\overline{\lambda_2 - \lambda_1}$ e $\Delta\lambda_m$ é a amplitude do *dither* de modulação do PZT. Com isso, a função da intensidade dada pela eq. (4-2) torna-se:

$$I(\bar{\delta} + \Delta\lambda_m \text{sen}(\omega t)) = \sqrt{\pi} \frac{S_\lambda B_1 B_2 R_1 R_2 e^{-\left(\frac{4 \ln 2}{B_1^2 + B_2^2} (\bar{\delta} + \Delta\lambda_m \text{sen}(\omega t))^2\right)}}{\sqrt{4 \ln 2 (B_1^2 + B_2^2)}} \quad (4-4)$$

Para se determinar uma expressão para $\Delta\lambda_{opt}$, expandir-se-á a função da intensidade dada pela eq. (4-4) em uma série de Taylor em torno do ponto $\bar{\delta}$, que é um valor fixo [75]. Nesta série, tomam-se somente os termos da primeira componente (multiplicados por $\text{sen}(\omega t)$) do sinal expandido, o qual será adquirido pelo *lock-in*. Desconsideram-se os termos multiplicados por potências de $\Delta\lambda_m$ maiores do que 3. Com isso, a série de Taylor da primeira componente do sinal modulado é:

$$I_{ac}(\delta(t)) = K e^{\frac{A}{2} \bar{\delta}^2} \left[A \bar{\delta} \Delta\lambda_m + \frac{(3A^2 \bar{\delta} + A^3 \bar{\delta}^3) \Delta\lambda_m^3}{8} \right] \text{sen}(\omega t) \quad (4-5)$$

onde $K = S_\lambda B_1 B_2 R_1 R_2 \sqrt{\pi} / \sqrt{4 \ln 2 (B_1^2 + B_2^2)}$ e $A = -8 \ln 2 / (B_1^2 + B_2^2)$. Vê-se que a eq. (4-5) se anula no ponto $\bar{\delta} = 0$, de maneira que em torno desse ponto o sinal da primeira componente fornecerá um sinal de erro para o funcionamento do sistema caso se trabalhe em malha fechada. Para que se tenha uma inclinação máxima da curva nesse ponto $\bar{\delta} = 0$, e assim obter o índice ótimo de modulação, ou seja, o índice que produz a máxima I_{ac} , a eq. (4-5) deve satisfazer a relação:

$$\frac{\partial}{\partial(\Delta\lambda_m)} \left[\frac{\partial I_{ac}}{\partial \bar{\delta}} \right]_{\bar{\delta}=0} = 0 \quad (4-6)$$

Da eq. (4-6) obtém-se uma expressão similar à obtida por Ferreira em [75] dada por:

$$\Delta\lambda_{opt} = \sqrt{\frac{B_1^2 + B_2^2}{9 \ln 2}} \quad (4-7)$$

Na fig. 4.2 estão mostradas curvas correspondentes a diferentes amplitudes de modulação. Quando $\Delta\lambda_m > \Delta\lambda_{opt}$ a região linear em torno do ponto de cruzamento de zero não tem mais uma inclinação máxima, logo perderia sensibilidade operando nesse ponto, o que comprometeria a operação do sensor nessa região, apesar de a amplitude da intensidade ser maior. A região em torno do ponto $\bar{\delta} = 0$ para pequenas excursões do comprimento

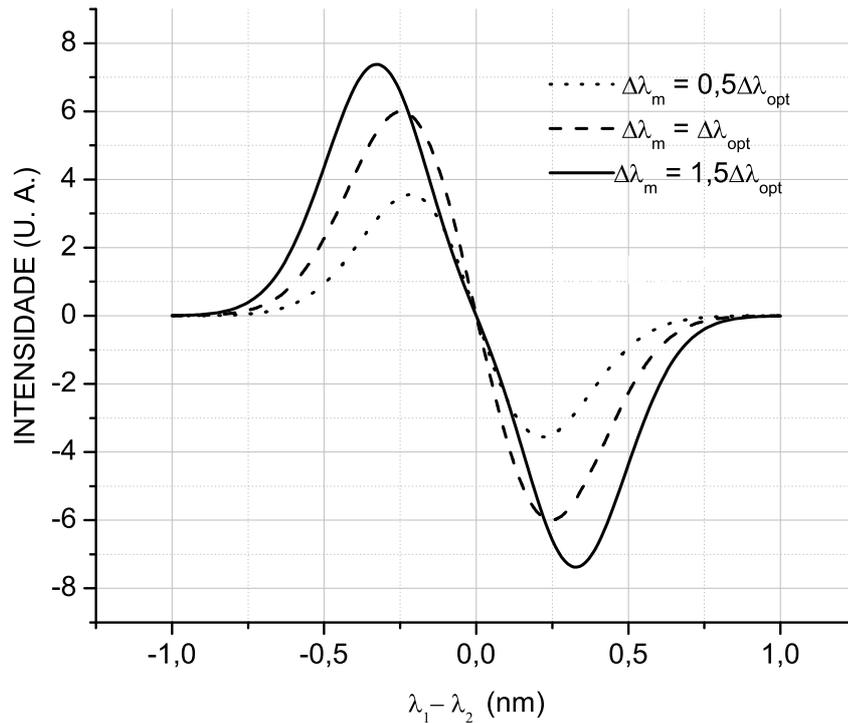


Figura 4.2: Intensidade da primeira componente do sinal fotodetectado em função do descasamento das redes, utilizando uma série de Taylor para aproximação da curva. O sinal é mostrado para diferentes amplitudes de modulação: $\Delta\lambda_m = 0,5\Delta\lambda_{opt}$, $\Delta\lambda_m = \Delta\lambda_{opt}$ e $\Delta\lambda_m = 1,5\Delta\lambda_{opt}$

de onda de Bragg das redes em questão pode ser considerada linear. A derivada da eq. (4-5) no ponto $\bar{\delta} = 0$ para a modulação com o índice ótimo dará a sensibilidade do sistema nessas condições. Derivando aquela equação:

$$\left. \frac{\partial I_{ac}}{\partial \bar{\delta}} \right|_{\bar{\delta}=0, \Delta\lambda_m=\Delta\lambda_{opt}} = \frac{8 S_\lambda B_1 B_2 R_1 R_2 \sqrt{\pi}}{9 (B_1^2 + B_2^2)} \quad (4-8)$$

Pode-se além disso determinar com maior rigor a primeira componente do sinal detectado. Caso se determine os coeficientes de Fourier da primeira componente da eq. (4-4), calcula-se com maior rigor o valor do índice ótimo de modulação. Supondo que a primeira componente do sinal possa ser escrita

por $I_\omega = C \cos(\omega t + \theta)$, o sinal detectado pelo *lock-in* será a amplitude do sinal na frequência de detecção ω dado por:

$$I_{lock-in} = C \text{sen}(\theta) \quad (4-9)$$

onde C e θ são determinados pela aplicação da definição dos coeficientes de Fourier na eq. (4-2). Com as definições seguintes determina-se a primeira componente do sinal:

$$a = \frac{2}{T} \int_{-T/2}^{T/2} I(\delta(t)) \cos(\omega t) dt \quad (4-10)$$

$$b = \frac{2}{T} \int_{-T/2}^{T/2} I(\delta(t)) \text{sen}(\omega t) dt \quad (4-11)$$

$$C = \sqrt{a^2 + b^2} \quad (4-12)$$

$$\theta = \arctan\left(\frac{b}{a}\right) \quad (4-13)$$

Os coeficientes de Fourier devem ser calculados numericamente, bem como o índice ótimo de modulação. Numericamente obteve-se o valor do índice de modulação que produziria a maior derivada da primeira componente em torno do ponto de casamento das redes ($\bar{\delta} = 0$):

$$\Delta\lambda_{opt} \approx 0.5 \sqrt{B_1^2 + B_2^2} \quad (4-14)$$

Na fig. 4.3 estão mostradas curvas correspondentes a diferentes amplitudes de modulação. É interessante notar que para pequenos índices de modulação as curvas são quase coincidentes com aquelas obtidas por meio da série de Taylor. Os resultados obtidos e mostrados nas fig. 4.2 e 4.3 não diferem significativamente entre si, mostrando a validade da aproximação com série de Taylor. O valor do índice ótimo de modulação para aproximação com séries de Fourier é aproximadamente 30% maior que o obtido com séries de Taylor, o que mostra que esta forma de aproximação subestima o valor correto.

Para justificar o uso da aproximação por séries de Taylor, deve-se ressaltar que ela é baseada nas derivadas da função aproximada, donde deduz-se que o comportamento do primeiro harmônico da função é diretamente proporcional à primeira derivada do sinal. Além disso, é o sinal que será detectado pelo amplificador *lock-in* quando referenciado pela frequência de modulação ω .

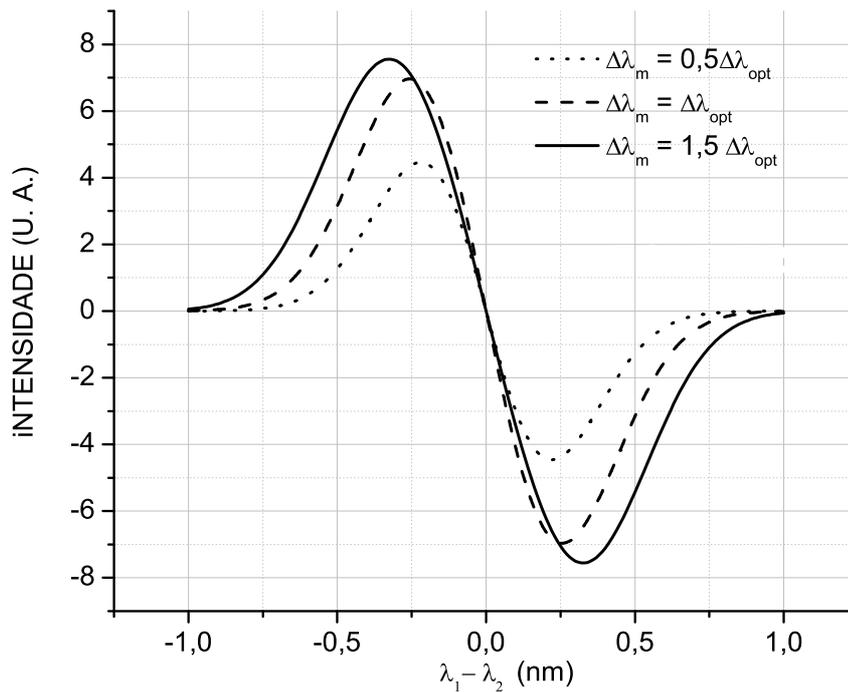


Figura 4.3: Intensidade da primeira componente do sinal fotodetectado em função do descasamento das redes, utilizando séries de Fourier para aproximação da curva. O sinal é mostrado para diferentes amplitudes de modulação: $\Delta\lambda_m = 0,5\Delta\lambda_{opt}$, $\Delta\lambda_m = \Delta\lambda_{opt}$ e $\Delta\lambda_m = 1,5\Delta\lambda_{opt}$

4.1.3

Interrogação do deslocamento do comprimento de onda de pico de um sensor FBG

Ao se aplicar um sinal senoidal de frequência f_d ao PZT (onde $\omega = 2\pi f_d$), isso resultará na modulação do sinal óptico que chega ao detector, contendo componentes na fundamental e harmônicas múltiplas de f_d . Quando os comprimentos de onda refletido pela TFBG e pelo sensor BGS estão alinhados, a componente fundamental do sinal é nula. A amplitude da componente de modulação em f_d funciona como um sinal de erro indicando se o comprimento de onda de Bragg do BGS é menor do que o da TFBG, caso a tensão de saída do *lock-in* seja maior que zero; caso a tensão seja negativa, isso indica que o comprimento de onda de Bragg do BGS é maior do que o da TFBG; caso as redes estejam casadas, a saída do *lock-in* será nula. O sensor BGS foi tracionado de maneira que seu comprimento de onda de Bragg fizesse a varredura do intervalo espectral em que a TFBG operaria. Com isso, na saída do *lock-in* obteve-se um sinal proporcional à derivada do espectro das redes, como mostrado na fig. 4.4 (topo).

Numa região próxima ao ponto de casamento das redes a resposta do *lock-in* será linear podendo ser calibrada em função da perturbação aplicada ao BGS. Com isso é possível utilizar o sistema para monitorar o comportamento do sensor por meio da tensão de saída do *lock-in*. No experimento, essa região linear compreende um intervalo de 260 pm de largura, o que permite uma monitoração de temperatura de 25K para uma FBG típica de sensibilidade 10 pm/K. Na fig. 4.4 (topo) a reta associada a região de resposta linear com sua sensibilidade de -461 pm/V é indicada em conjunto com a resposta na saída do *lock-in* para cada um dos pontos de tracionamento do sensor BGS, que variou de 0 a $2550 \mu\epsilon$ em passos de $65 \mu\epsilon$. No gráfico inferior está mostrado o resultado da integração numérica do sinal na saída do *lock-in*.

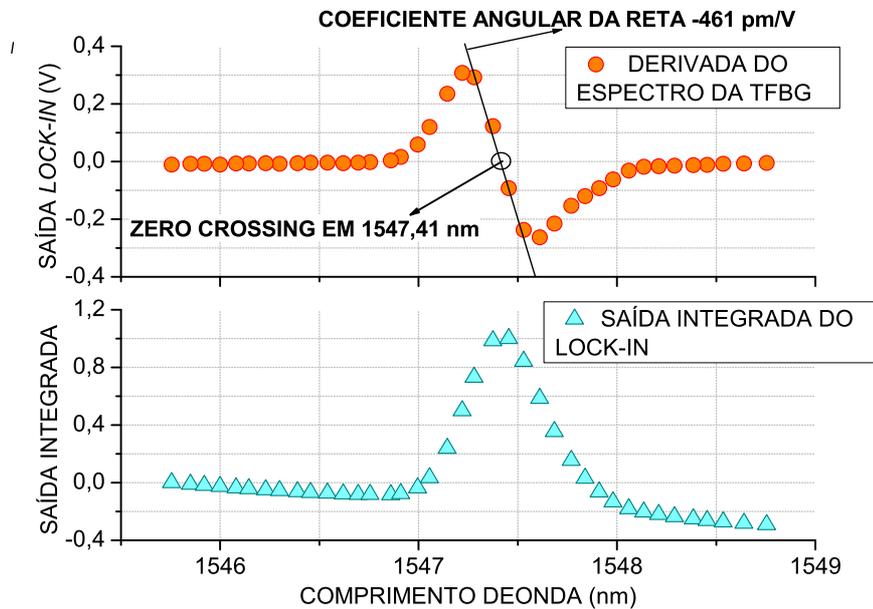


Figura 4.4: No gráfico superior, a saída do *lock-in* representando o sinal proporcional à derivada do espectro da TFBG em função do comprimento de onda, incluindo a região linear compreendendo um intervalo de 260 pm com sensibilidade -461 pm/V ; no gráfico inferior, o sinal da saída do *lock-in* integrado.

Este esquema de interrogação pode ser usado com boa sensibilidade e muito baixo custo numa situação em que se deseja controlar um parâmetro medido pelo BGS (temperatura, por exemplo) utilizando-o numa malha de controle com um amplificador *lock-in* dedicado, montado em um controlador ou processador digital de sinais, por exemplo.

4.2

Multiplexação de sensores com FBG sintonizável mecanicamente

Apesar de as técnicas de varredura espectral utilizando FBG sintonizável serem apontadas como muito atraentes em comparação com outras, o intervalo de varredura desses dispositivos continua limitado pelo elemento de interrogação, de maneira que ele só poderá sintonizar a FBG ao longo de alguns poucos nanômetros, quando essa sintonia é feita pelo tracionamento da fibra, como já mencionado na página 52. Curiosamente, na literatura não há registro de tais dispositivos utilizados em sistemas de interrogação de redes de Bragg sensoras com a finalidade de interrogar sensores multiplexados.

Nesta seção propõe-se a utilização de um arranjo mecânico com dobradiças flexíveis em um desenho de paralelogramo com PZT de baixa tensão (até 150 V) que permitirá a modulação em comprimento de onda da FBG, bem como sua sintonia ao longo de um intervalo que pode chegar a 12 nm de largura, permitindo que a FBG sintonizável opere como um filtro sintonizável na interrogação no modo de varredura do método do filtro sintonizável [17].

4.2.1

Descrição do experimento

Para demonstrar a interrogação de sensores multiplexados com uma TFBG, o esquema mostrado na fig. 4.5 foi montado. O sistema usa três redes de Bragg: a FBG sintonizável (TFBG) e dois sensores (BGS). Um dos sensores é mantido sem perturbações mecânicas e próximo ao outro, o qual está colado sobre uma plataforma móvel que o esticará por meio do movimento de um motor de micro-passo. Ambos os sensores são mantidos muito próximos um do outro para compensar variações de temperatura durante a caracterização. Da mesma maneira que para o sistema anterior, aplica-se uma tensão senoidal de baixa amplitude e frequência 100 Hz ao PZT. O valor pico a pico da tensão senoidal aplicada deve ser o suficiente para produzir uma modulação com $\Delta\lambda_{opt}$ de amplitude, o que corresponde a valores em torno de 3 V neste sistema. Para produzir uma varredura lenta ao longo de todo intervalo espectral contendo os sensores, soma-se à senoide um sinal de baixa frequência (1 Hz) em forma de rampa e amplitude pico a pico de 100 V. Um dos sensores é submetido a diferentes níveis de perturbação por deformação, enquanto que o outro é mantido não perturbado.

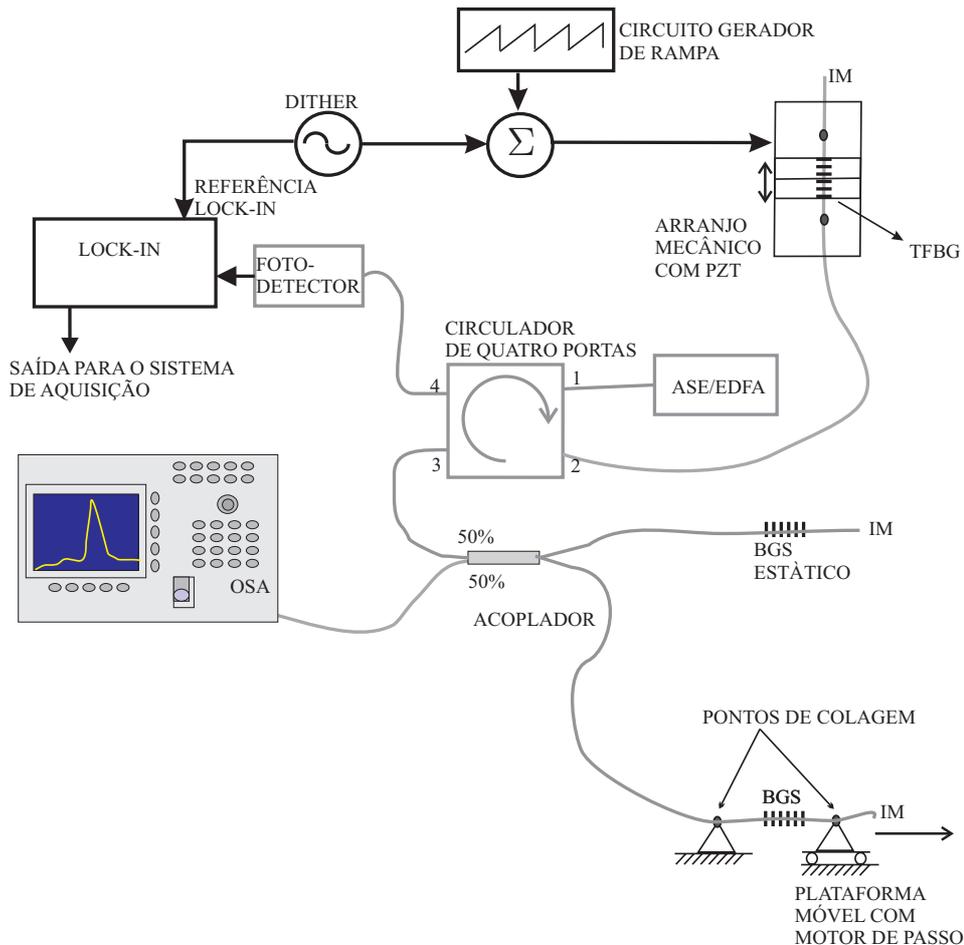


Figura 4.5: Diagrama esquemático do circuito óptico e o sistema com PZT. Linhas cinzas grossas representam o circuito óptico; linhas pretas grossas representam o circuito elétrico; linhas pretas finas representam a direção de movimento nas partes móveis. (IM = gel casador de índice)

O comprimento de onda central nominal do sensor submetido à perturbação mecânica é 1538,44 nm com largura de banda (FWHM) 0,34 nm. O BGS estático tem comprimento de onda central em 1541,35 nm com largura de banda (FWHM) 0,36 nm. A largura de banda da TFBG utilizada foi 0,38 nm.

4.2.2 Descrição do funcionamento

O diagrama da montagem pode ser visto na fig. 4.5. Luz de uma fonte de banda larga é lançada no circuito óptico por meio da porta 1 de um circulador a fibra óptica com quatro portas. A luz então é direcionada à porta 2, onde a TFBG está conectada. O sinal refletido pela TFBG é acoplado a um acoplador de 3 dB pela porta 3 do circulador. Os sensores estão

conectados a esse acoplador. Uma amostra do sinal refletido pelos sensores é monitorada por um analisador de espectros óticos (Anritsu MS9710A) enquanto o sensor é esticado. Parte do sinal refletido é reacoplada à porta 3 do circulador e o sinal resultante é adquirido por um fotodetector ligado à porta 4. O circuito de detecção está conectado a um amplificador *lock-in* que usa uma réplica do sinal de *dither* como referência. O comprimento de onda central nominal da TFBG é 1537,38 nm. O índice de modulação é determinado pela amplitude pico a pico de 3 V do *dither*. Considerando que a TFBG tem uma sensibilidade de 0,076 nm/V, esse valor corresponde a uma modulação espectral de 0,23 nm, que produz uma máxima intensidade AC na saída do *lock-in*. O valor calculado para o índice de modulação ótimo é $\Delta\lambda_{opt} = 0,21$ nm utilizando a eq. (4-7).

Aplicando uma tensão em forma de rampa periódica ao PZT, o comprimento de onda central do TFBG é sintonizado para valores mais altos iniciando em seu valor nominal. É então possível monitorar a posição espectral do pico dos sensores apenas observando a convolução entre os espectros interrogados e o da TFBG. Agora, qualquer perturbação do sensor será percebida por meio do deslocamento da posição do cruzamento de zero do sinal na saída do *lock-in*. Como um dos sensores é mantido sem perturbação de deformação e ambos são mantidos próximos um do outro, a distância temporal entre os cruzamentos de zero observados no osciloscópio é proporcional à distância espectral entre os picos dos espectros dos sensores e qualquer perturbação de temperatura é compensada. Uma ilustração de uma varredura da TFBG demonstrando os pontos de cruzamento de zero associados aos sensores é mostrada na fig. 4.6 em conjunto com o sinal aplicado ao PZT.

Perturbando um dos sensores, pode-se então perceber o deslocamento do seu ponto de cruzamento de zero em relação ao do sensor que permanece estático (sofrendo apenas leves perturbações devido a variações de temperatura ambiente), como se observa na fig. 4.7, onde o sensor com menor comprimento de onda de Bragg nominal foi deformado com o motor de passo que produziu deformações variando até 800 μstrain ¹. As variações de temperatura no sensor sistematicamente perturbado são as mesmas que ocorrem no sensor estático, permitindo que sejam compensadas.

No gráfico da fig. 4.8, a sensibilidade do sistema é 4103 $\mu\epsilon$ /s. Considerando que a flutuação RMS do ponto de cruzamento de zero foi 0,00377 s,

¹A grandeza μstrain é definida como a variação relativa de comprimento na FBG. No caso, sendo dado o comprimento do sensor L, uma deformação de ΔL provoca uma deformação de $\Delta L 10^6 / L \mu\text{strain}$ sobre o sensor

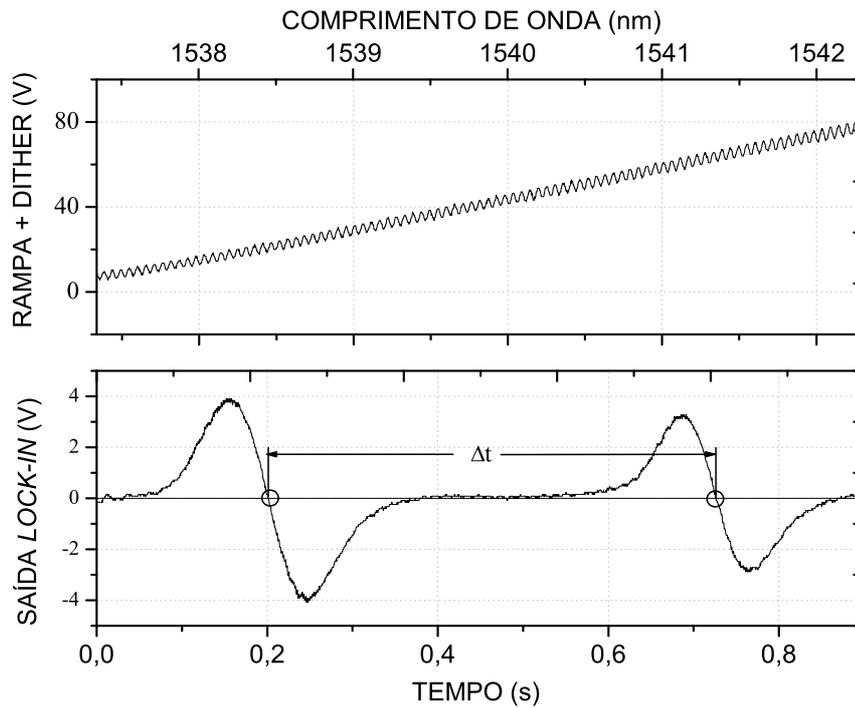


Figura 4.6: No gráfico superior, sinal aplicado ao PZT para a varredura do espectro de operação dos sensores e a modulação com *dither*; no gráfico inferior, saída do *lock-in* ilustrando os pontos de cruzamento de zero associados aos picos dos espectros de reflexão dos sensores: as escalas temporal e em comprimento de onda são mostradas.

e que a constante de tempo utilizada no amplificador *lock-in* foi 1 s, a resolução de deformação estática é $15,48 \mu\epsilon/\sqrt{\text{Hz}}$. O PZT opera somente na rampa de subida do sinal exatamente para minimizar essa flutuação nos pontos em torno da reta de caracterização. Além disso, o ciclo de trabalho do sinal da rampa é sempre maior que 90% e a frequência da rampa é sempre menor que 25 Hz, já que a inércia mecânica do sistema com PZT não mostrou qualquer sinal de ressonância para frequências menores.

4.2.3

Relação entre ω_d e a resolução

Como a detecção é síncrona, o sinal multiplicado pelo seno de frequência de referência ω_d passa por um filtro que fará a média dos ciclos do sinal e que tem como constante de tempo τ . Nos experimentos, o valor da constante de tempo do *lock-in*, que determina a banda espectral do sinal do primeiro harmônico fotodetectado foi $\tau = 1$ s. Essa constante de tempo implica que o

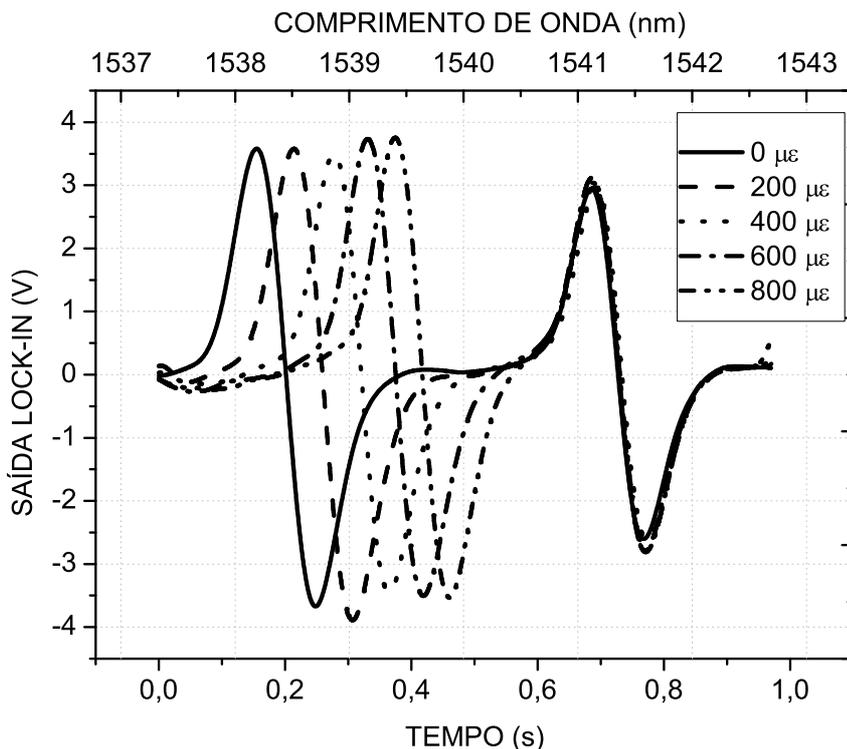


Figura 4.7: Curvas representando o sinal na saída do amplificador *lock-in* para diferentes níveis de perturbação por meio de deformação aplicada a um dos sensores. O sensor com maior comprimento de onda de Bragg nominal permanece não perturbado sofrendo eventuais flutuações de temperatura.

valor médio do sinal do primeiro harmônico foi a média de aproximadamente 100 ciclos do sinal de referência. Para aumentarmos o número de ciclos nessa média, pode-se aumentar a constante de tempo do *lock-in* ou aumentar a frequência do sinal de referência. Como o aumento de τ implica no aumento do tempo de resposta do sistema, escolhe-se aumentar a frequência do sinal de referência. O experimento de varredura com uma FBG sintonizável foi feito para uma frequência $f_d = 857 \text{ Hz}$ com $\tau = 0,3 \text{ s}$. A resolução obtida foi de $6,23 \mu\epsilon/\sqrt{\text{Hz}}$. A frequência máxima de modulação depende de fatores mecânicos e do PZT utilizado. A frequência de ressonância do PZT é de 450 Hz. Acima do valor de 900 Hz há uma perda de fase entre o sinal aplicado ao PZT e o sinal fotodetectado, implicando distorção do sinal.

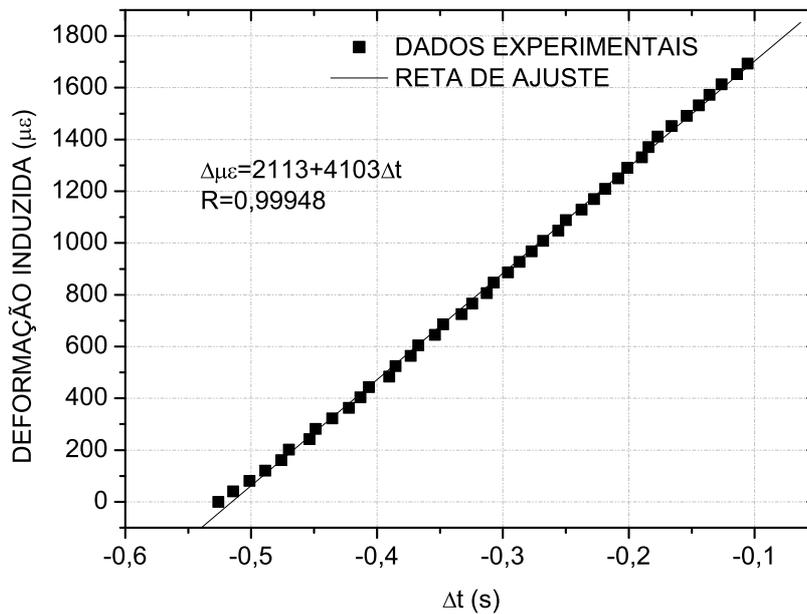


Figura 4.8: Curva de resposta da deformação em função do intervalo temporal caracterizando a sensibilidade do sistema.

4.3

Interrogação de sensores e espectroscopia a laser

A interrogação de sensores utilizando lasers sintonizáveis é uma técnica que tem estreita relação com a espectroscopia a laser com modulação em comprimento de onda (*wavelength modulation spectroscopy* – WMS). As técnicas de WMS se baseiam na modulação do comprimento de onda da emissão do laser por meio da modulação de sua corrente de injeção e utilizam frequências de modulação ω muito menores do que a largura de banda do espectro a ser analisado. A luz modulada do laser ao interagir com uma amostra vai produzir um sinal que varia na mesma frequência da modulação. O sinal pode portanto ser detectado coerentemente com eletrônica de detecção de sinais sensível a fase e frequência [76]. Em espectroscopia, analisam-se diferentes harmônicos de ω . Na interrogação de sensores, utiliza-se normalmente o primeiro harmônico, que é proporcional à derivada do espectro de reflexão da FBG, mas há também a possibilidade de utilização do segundo harmônico como feito por Ferreira em [75].

A aplicação dessas técnicas de modulação na interrogação de sensores a redes de Bragg utilizando lasers sintonizáveis acarretará desempenho análogo. As expressões matemáticas para os sinais detectados serão também

praticamente as mesmas, considerando que o espectro associado à amostra seja gaussiano e que a largura de banda do laser seja muito menor que a da FBG interrogada. Da mesma maneira, muitos dos fenômenos que ocorrem em sistemas utilizando lasers sintonizáveis vão ocorrer na interrogação com lasers, como por exemplo, a interferência entre o sinal da fonte e sinais provenientes de reflexões entre a amostra (ou o sensor a FBG) e o fotodetector, que alterará a sensibilidade do sistema [77]. Outro fenômeno importante na utilização do laser na interrogação, e que já foi muito estudado em espectroscopia, é que ao se modular o comprimento de onda do laser ocorrerá uma modulação de intensidade do sinal [78], chamada modulação residual de amplitude (RAM), que deve entrar nos cálculos e acarretará também alteração na operação do sistema de interrogação [79]. Em espectroscopia, esses efeitos causam problemas cujas soluções estão associadas a determinação de parâmetros que os minimizem como, por exemplo, a determinação de índices de modulação e frequências de varredura ótimos [80], bem como de formas de onda otimizadas para a modulação, que não sejam necessariamente senoidais [81].

Na interrogação de sensores, normalmente utilizam-se lasers semicondutores, que permitem uma grande variedade de frequências de modulação, apesar de não permitirem um intervalo de sintonia tão grande quanto o que se obtém com lasers em fibra, por exemplo, com lasers em configuração em anel e fibras dopadas com érbio [82], cuja sintonia pode chegar a um intervalo contínuo de 100 nm.

Ao se comparar as técnicas de varredura espectral utilizando fontes de banda larga seguidas de filtros óticos com as técnicas que usariam um laser sintonizável, estas demonstram superioridade sob o ponto de vista da densidade espectral de potência do laser, que permite a interrogação de sensores, mesmo que conectados a cabos óticos separando o laser dos pontos de sensoriamento por distâncias da ordem de vários quilômetros. Tratando as vantagens de um sistema de interrogação sob o ponto de vista do custo do sistema, se o laser utilizado fosse todo em fibra e se o elemento sintonizador do laser fosse uma rede de Bragg sintonizável, o valor do sistema poderia ser distribuído por canal multiplexado o que tornaria o sistema atraente sob esse aspecto. Entretanto, a sintonia do laser deveria ser feita por uma rede de Bragg que permitisse, por meio de estiramento, sua sintonia por mais de 10 nm e de uma maneira confiável. Entre estes esquemas se destacam os que utilizam lasers sintonizáveis a fibra dopada com érbio (EDF) e os que utilizam a própria FBG como elemento formador da cavidade e sintonia. Neste caso, a FBG pode atuar como sintonizador

do laser [83] ou como o sensor e sintonizador do sistema [84] uma vez que deformações induzidas a esta FBG deslocam seu comprimento de onda de Bragg e, conseqüentemente, o comprimento de onda central do laser.

A deformação controlada da FBG através de um dispositivo de estiramento usada como parte da cavidade laser, como o proposto primeiramente por Ball e Morey [83], permite que o comprimento de onda central do laser seja deslocado dentro de uma faixa de comprimentos de onda desejada para a interrogação de sensores baseados em FBG. Este procedimento de interrogação é muito similar ao que é utilizado em espectroscopia, e foi proposto por Wetjen [85] para a análise da linha de absorção do acetileno e amônia, pois estas duas substâncias possuem linhas de absorção no intervalo espectral de varredura de um laser EDF sintonizável. Neste caso, a faixa de varredura se limitou a apenas 3 nm em comprimento de onda. Outras configurações com lasers em EDF permitem sintonia ao longo de intervalos maiores de comprimento de onda, atingindo até 40 nm por meio de estiramento de uma FBG gravada em uma fibra especialmente fotossensibilizada com deutério [86]. Caso o laser seja implementado com uma EDF, há também as limitações associadas às relaxações de oscilação da EDF em conjunto ao ruído provocado por efeitos interferométricos no circuito ótico e ruído de partição modal, mas que serão contornados pelo uso de processamento digital de sinais.

Neste trabalho foram implementadas configurações que permitem a varredura em comprimento de onda do laser utilizando técnicas similares às usadas em WMS. Um laser a EDF será implementado, como proposto por Ball [87], mas com um intervalo de sintonia podendo ser até 4 vezes maior, em que o elemento sintonizador do laser é uma rede de Bragg padrão e outra configuração em que a FBG é de alta resistência, instaladas no PZT controlável já mencionado anteriormente. Será comparada a resolução dinâmica obtida com essas duas configurações. Outros parâmetros do laser serão determinados, tais como os limites práticos de sintonia, que compreenderiam intervalos de varredura em comprimento de onda comparáveis aos que se obtêm com métodos que utilizam a compressão da rede de Bragg, mas que neste caso consistiriam apenas no estiramento da rede de alta resistência, demonstrando a vantagem desta configuração sobre a que usa arranjos complexos para comprimir a fibra.

4.3.1

Laser em EDF sintonizável mecanicamente por estiramento de uma FBG

O laser implementado inicialmente tinha uma cavidade linear formada por um segmento de 6 m de EDF com dopagem de 330 ppm, abertura numérica de 0,21 e comprimento de onda de corte de 880 nm, e em suas extremidades foi conectada uma fibra com ponta dourada com 70% de refletividade na banda C e na outra ponta, uma rede de Bragg com refletividade normalmente maior que 10% colada ao PZT para sintonia do comprimento de onda do laser e que permitiam a realimentação do sinal do laser. Na fig. 4.9 está representado o esquema do laser utilizado na caracterização inicial do sistema. Nessa figura percebe-se que o sinal do

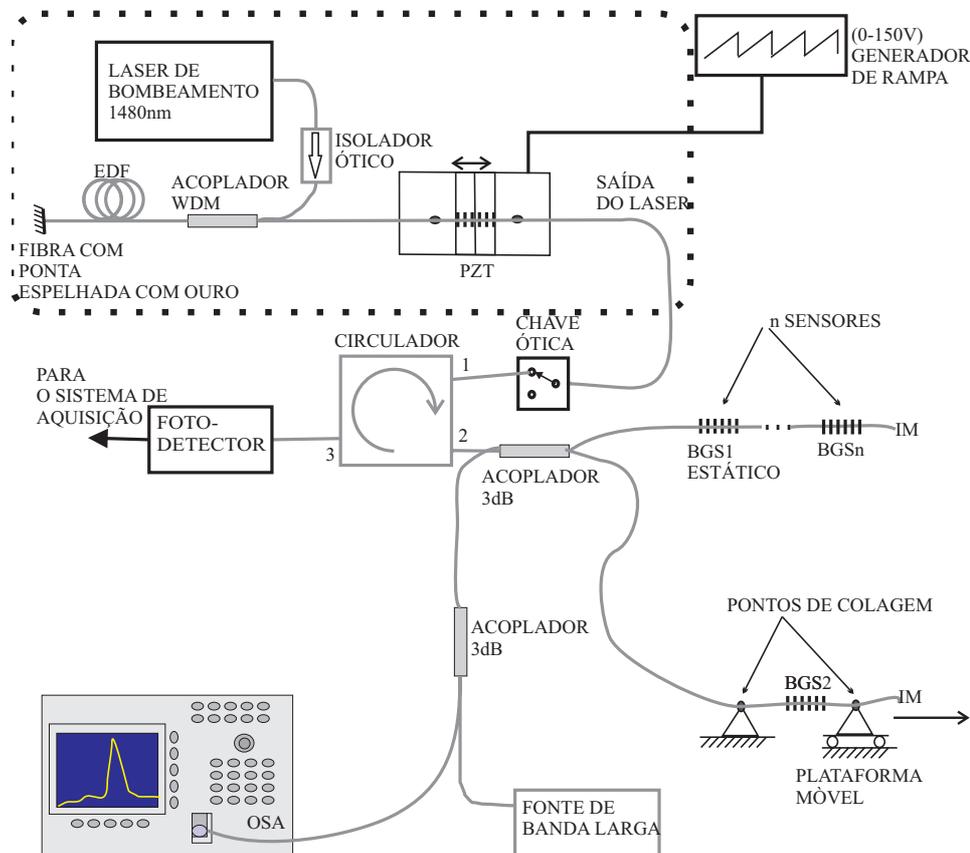


Figura 4.9: Diagrama representando a montagem elaborada para a caracterização do sistema de interrogação. O laser está representado pelo esquema dentro da caixa pontilhada. (IM: gel casador de índice)

bombeamento de um laser com comprimento de onda central em 1480 nm atravessa um isolador óptico e é lançado na EDF através de um acoplador WDM. A realimentação ocorre devido à ponta espelhada da fibra em um lado da cavidade e à rede de Bragg com baixa refletividade, que permite a passagem de boa parte da luz que não é refletida. A refletividade da rede

de Bragg sintonizável não é um parâmetro crítico do laser, pois observou-se ação laser para FBG com refletividades que variavam de 10% a 99%. As menores eficiências foram obtidas para estes últimos valores. Além disso, mais de 30 redes foram testadas para implementação da sintonia rápida do laser, sempre quebrando para intervalos de sintonia que normalmente não ultrapassavam 6 nm. Entretanto, com redes de Bragg em fibra monomodo padrão, fotossensibilizadas por hidrogenação, chegou-se a obter até 12 nm de sintonia durante alguns segundos da operação do PZT, quebrando a rede logo depois. Portanto, vai se estabelecer como referência para a caracterização os dados obtidos com um intervalo de sintonia de 7,4 nm da TFBG, a refletividade da TFBG de 80% e uma largura de banda de 0,3 nm, bem como um comprimento de onda de pico de 1544,5 nm. Assim obteve-se uma eficiência de 2% para o laser, o qual permitia a ação laser com uma potência de bombeamento maior que 35 mW. Dois sensores foram conectados para interrogação num circuito ótico idêntico ao que foi utilizado no sistema com fonte ASE e TFBG, com comprimentos de onda de pico de 1545,7 nm e 1548,8 nm, ambos com FWHM de 0,3 nm.

Quanto aos modos longitudinais do laser, sabe-se que o espaçamento espectral entre modos pode ser estimado como função do comprimento da cavidade L , do índice de refração da EDF, n_{edf} e do comprimento de onda de operação λ por [88]:

$$\Delta\lambda \approx \frac{\lambda^2}{2n_{edf}L} \quad (4-15)$$

Para uma rede de Bragg com FWHM de 0,3 nm formando a cavidade, haveria a possibilidade de ela suportar até $\text{FWHM}/\Delta\lambda \approx 3668$ modos, para um índice de $n_{edf} = 1,45$ e uma cavidade com comprimento total de $L = 10$ m, somando a EDF e outras fibras que formam o circuito ótico entre os extremos da cavidade. Entretanto, a competição modal entre as cavidades formadas entre a TFBG-Espelho, TFBG-WDM e WDM-Espelho torna muito improvável que todos venham a oscilar ao mesmo tempo dentro do espectro de ganho da EDF. A ação laser vai tender a saltar entre grupos de modos, alterando assim a largura de banda e o comprimento de onda central do laser, bem como aumentando o ruído de partição de modos. Esse fato pode ser avaliado qualitativamente em um analisador de espectros óticos, em que se vê a flutuação da largura de banda e comprimento de onda do laser.

4.3.2

Caracterização do sistema de interrogação com laser sintonizável a FBG

Na caracterização do sistema uma rampa triangular de baixa frequência é aplicada ao PZT que abre e fecha a micro-dobradiça numa frequência de 1 Hz, promovendo assim a varredura contínua e linear do sinal do laser. Através do circulador óptico o laser ilumina as redes sensora e de referência, convoluindo com seus espectros segundo a varredura promovida pelo PZT. Assim, o sinal fotodetectado a partir da porta 3 do circulador óptico passa a ser uma representação do espectro dessas redes, de modo que o pico do espectro da rede sensora pode ser aferido pela diferença temporal entre os picos fotodetectados das duas redes. Como as duas redes foram mantidas próximas uma da outra, essa técnica compensa variações na temperatura do meio ambiente, que causaria o desvio de ambas as redes, mas não afetaria a diferença temporal entre elas.

Para a determinação dos picos espectrais das redes foi utilizada a técnica de cruzamento de zeros da primeira derivada do sinal fotodetectado, que permite uma melhor detecção da posição destes picos. Não se utilizou aqui um *dither* de modulação em conjunto com a detecção em um amplificador *lock-in*, pois estava se buscando um método alternativo que não requeresse uma frequência de modulação alta (> 500 Hz) para que se obtivesse uma resolução aceitável. Tal resolução da ordem de $4,6 \mu\epsilon/\sqrt{\text{Hz}}$ foi obtida filtrando-se os sinais, eliminando assim quase totalmente os ruídos interferométricos devido a reflexões no circuito óptico e associados a fenômenos do laser como as oscilações de relaxação e ruído de competição modal. Também é interessante notar o fato de as oscilações de relaxação na EDF decrescerem com o aumento da potência de bombeio, e conseqüentemente com a potência do laser, além de serem mais atenuadas em um laser multimodo do que em um monomodo [89]. Com isso, o fato de a configuração do laser implementado ser multimodal permite que o sinal necessite de menos processamento para filtragem do ruído associado a oscilações de relaxação, já que além disso vai trabalhar com potência de bombeamento máxima.

No processamento digital do sinal com ruído, sem a detecção com *lock-in*, o processo envolve a utilização de um filtro digital passa-baixas (ordem 48 e frequência de corte de 10 Hz) para minimizar o ruído elétrico e o ruído interferométrico intrínseco ao sistema [77]. O sinal filtrado é processado por um filtro *notch* digital de primeira ordem que elimina a componente DC do sinal. Este filtro gera um sinal proporcional à primeira derivada do espectro do sensor. O uso de filtros digitais permite uma fácil alteração em

seus parâmetros caso o sistema opere com outra frequência de varredura do laser, ou caso seja necessário detectar sinais de maiores frequências que a frequência de corte do filtro passa-baixas. Além disso, pelo fato de se detectar o pico do espectro por meio do cruzamento de zero do sinal da primeira derivada, pode-se ainda utilizar a saída desse filtro como um sinal de erro quando o sistema operar em malha fechada.

A fig. 4.10 apresenta três gráficos, o primeiro com o sinal de rampa aplicado ao PZT, o segundo com o sinal fotodetectado e o terceiro com a primeira derivada deste sinal. Nesta figura percebe-se o espectro de duas redes, que são interrogadas tanto na rampa de subida do PZT quanto na rampa de descida. Para a rampa de subida, o comprimento de onda do sinal laser aumenta, de forma que o espectro à esquerda possui menor comprimento de onda que o da direita. Para a rampa de descida ocorre o inverso.

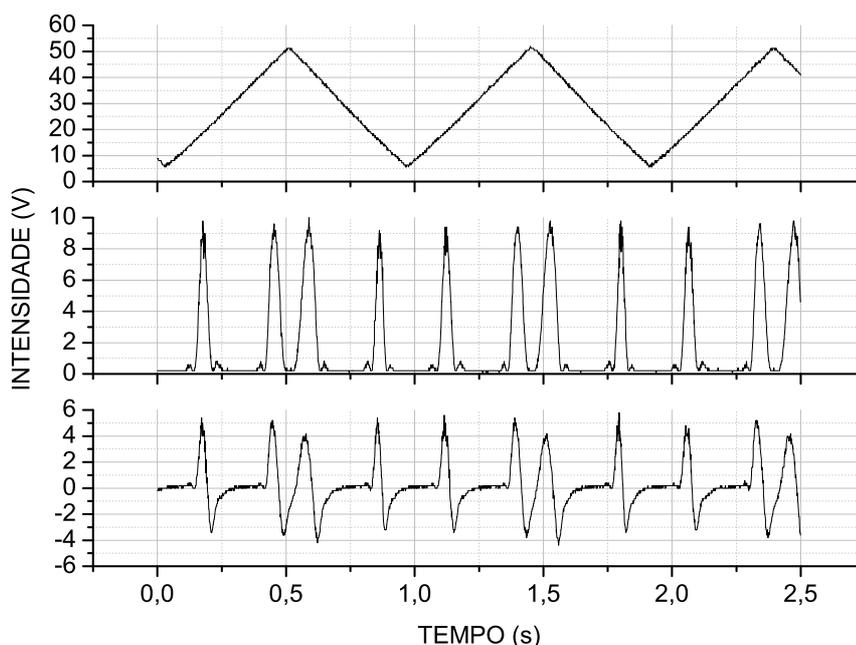


Figura 4.10: Gráficos mostrando o sinal aplicado ao PZT (topo), sinal fotodetectado (meio) e a primeira derivada do sinal (baixo).

Na fig. 4.11, os gráficos do sinal fotodetectado, filtrado pelo passa-baixas e filtrado pelo *notch* são mostrados. No primeiro gráfico percebe-se ruído que é formado pelo ruído elétrico e pelo ruído interferométrico proveniente de reflexões no circuito ótico. Esse ruído pode ser minimizado diminuindo o número de conectores óticos e aplicando gel casador de índice onde esses conectores forem inevitáveis. No segundo gráfico, o sinal

fotodetectado filtrado é mostrado. No terceiro, o sinal proporcional à derivada do sinal filtrado é mostrado. Na fig. 4.11 também é ilustrado o valor Δt que será medido e associado ao comportamento dos picos dos espectros dos sensores, medido entre os picos no espectro filtrado e entre pontos de cruzamento de zero no gráfico da derivada. Caso as distâncias temporais sejam obtidas pelos picos e não pelos pontos de cruzamento de zero, a resolução deteriorará.

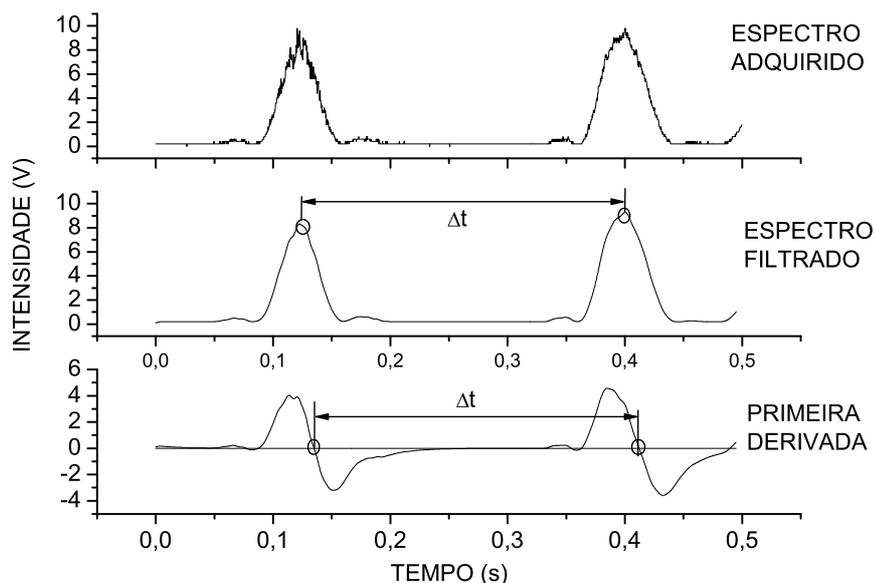


Figura 4.11: Gráficos mostrando o sinal fotodetectado (topo), sinal filtrado (meio) e a primeira derivada do sinal (baixo). A distância Δt entre picos e pontos de cruzamento de zeros é ilustrada.

Perturbação dos sensores e reta característica para o estiramento com FBG

Ambos os sensores foram colocados próximos de maneira a serem submetidos a mesma variação de temperatura, caso ocorresse durante o experimento. Um dos sensores foi colado sobre uma plataforma móvel que permitia seu estiramento controlado, como mostrado na fig. 4.9. O estiramento ocorreu em passos de $35\mu\epsilon$ até a deformação de $945\mu\epsilon$. Nos dados adquiridos em função do tempo, a distância temporal entre os pontos de cruzamento de zero foi medida e a partir deles fez-se o ajuste para obtenção da reta mostrada na fig. 4.12 em função da deformação no sensor. Essa reta está representada em conjunto com os pontos experimentais. O valor RMS da oscilação dos pontos experimentais em torno dessa reta

permite a determinação da resolução dinâmica no valor de $4,6 \mu\epsilon/\sqrt{\text{Hz}}$ [18]. Esse valor é calculado considerando a frequência de corte do filtro passa-baixas como a largura de banda do sinal elétrico adquirido.

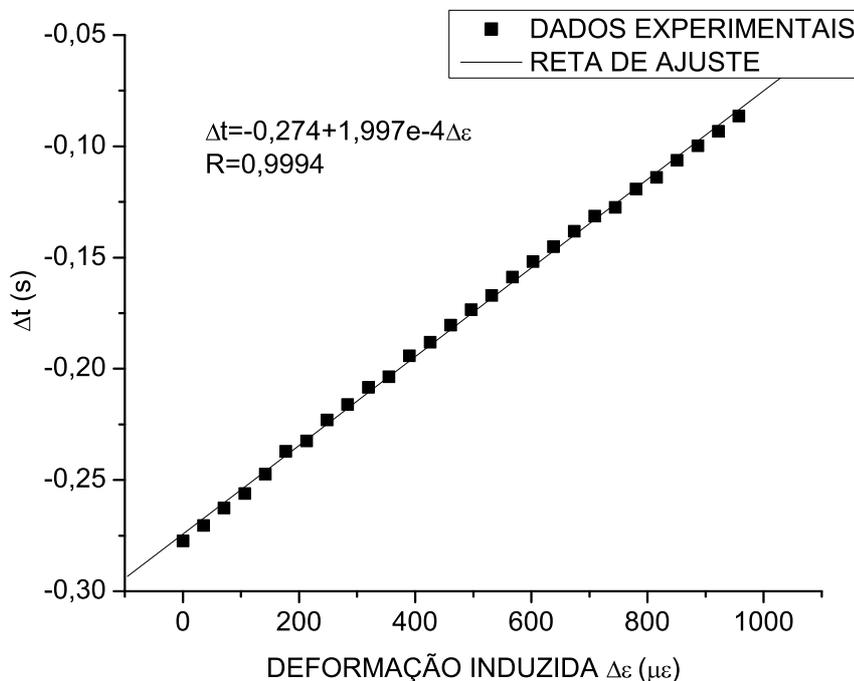


Figura 4.12: Retas mostrando o ajuste aos pontos experimentais correspondendo à distância Δt entre pontos de cruzamento de zeros associada às perturbações no sensor.

4.3.3

Laser em EDF sintonizável mecanicamente por estiramento de uma DTG

Nesta configuração do laser utilizou-se uma rede de Bragg gravada pela exposição da fibra ótica a um único pulso de UV durante o puxamento da fibra, uma *draw-tower grating* (DTG), como descrito no início do capítulo. A caracterização do sistema foi feita da mesma maneira que para o sistema com uma TFBG, mas neste caso a rede permitia explorar frequências de modulação mais rápidas para o sinal de rampa e também um intervalo de sintonia ainda maior. As características dessa rede podem ser obtidas de seu espectro de reflexão na fig. 4.13, com comprimento de onda de pico nominal de 1540,2 nm, FWHM de 0,13 nm e refletividade de aproximadamente 40%.

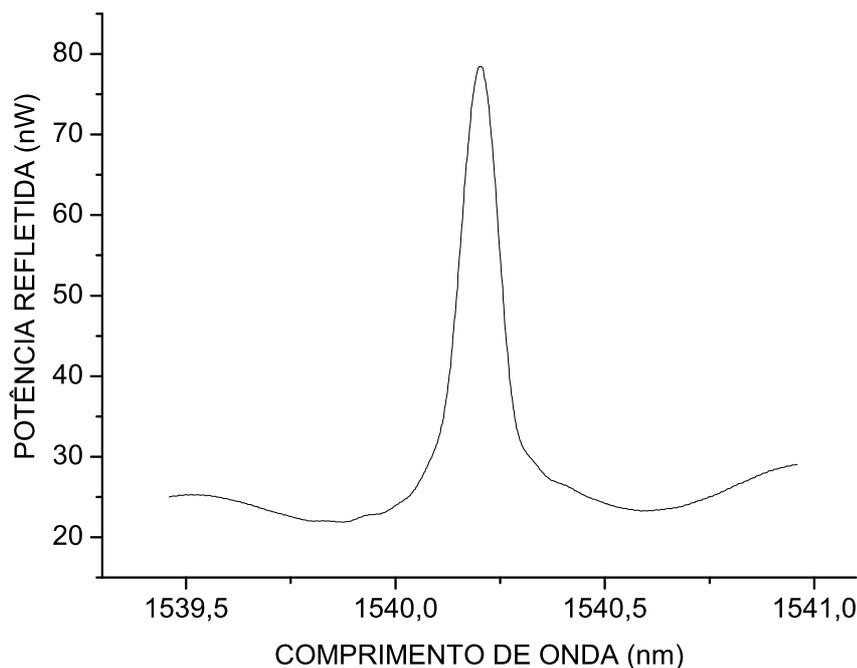


Figura 4.13: Espectro da DTG sintonizável utilizada no laser.

A eficiência do laser para essa DTG é de 0,9% e o limiar da ação laser ocorre para uma potência de bombeamento de 36 mW. Estimando o número de modos com a eq. (4-15), 635 modos serão suportados com essa DTG.

Dada a confiabilidade da sintonia com essa DTG, aplicou-se a tensão máxima no PZT que permitiu o deslocamento do comprimento de onda de pico do laser ao longo de 13,5 nm. Uma sensibilidade de 11,11 V/nm foi obtida com sinal de rampa. Na fig. 4.14 podem-se observar os espectros de 3 redes centradas em 1543,95 nm, 1547 nm and 1550,3 nm e a tensão periódica aplicada ao PZT. Na fig. 4.15 podem-se notar com mais detalhes os espectros das FBG obtidos com um laser sintonizável (topo) e com um OSA (baixo). Percebe-se uma relação sinal-ruído pior nos espectros do laser sintonizável porque há efeitos de ruído interferométrico difíceis de serem eliminados, além de que os dados não foram filtrados. No OSA, os espectros foram obtidos iluminando as FBG com uma ASE de potência relativamente alta.

Caracterização do sistema com DTG

A curva característica foi obtida submetendo o sensor centrado em 1547 nm a deformações até $1880 \mu\epsilon$. A distância entre os pontos de cruza-

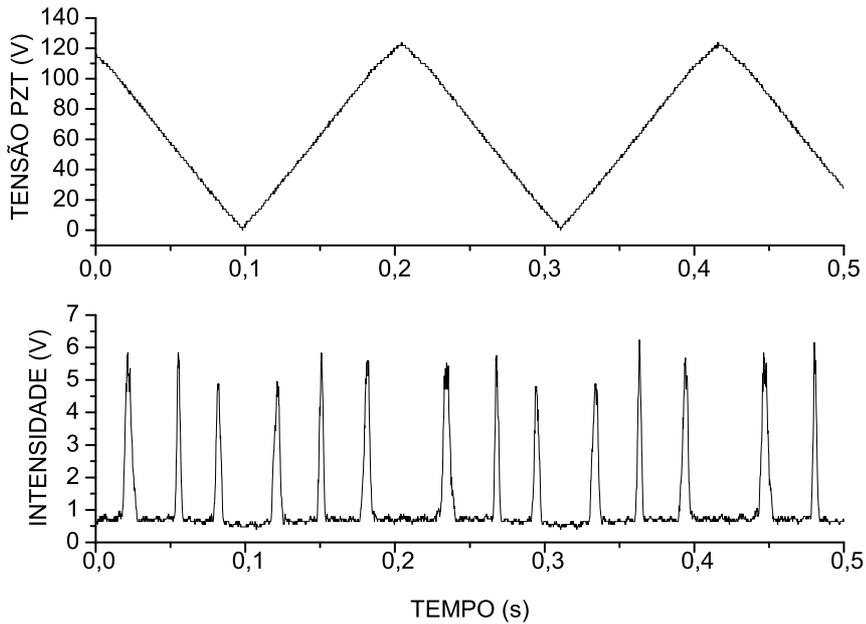


Figura 4.14: Espectros de três sensores espaçados espectralmente por aproximadamente 3 nm. O espectro foi obtido aplicando-se um sinal de varredura de amplitude 125 V ao PZT.

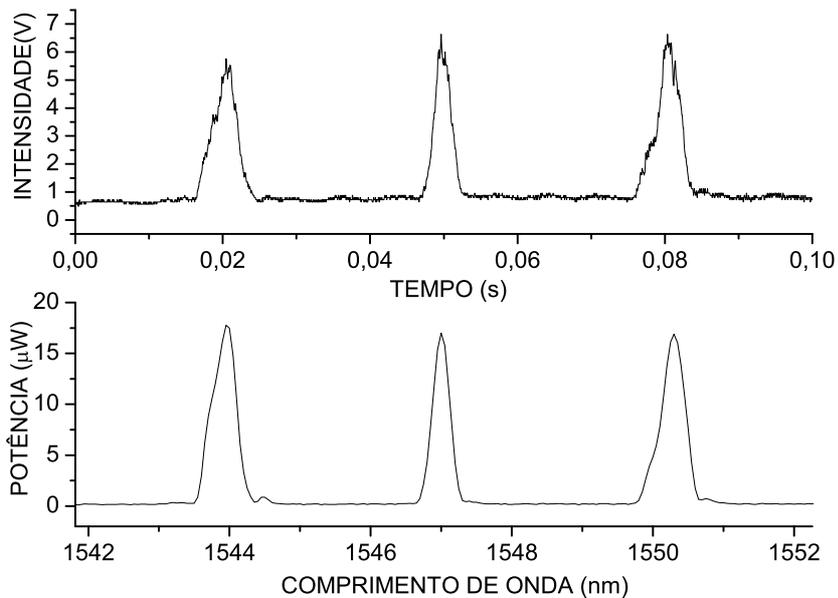


Figura 4.15: Espectros de três sensores obtidos com o laser sintonizável pela DTG (topo) e com o OSA(baixo).

mento de zero para esses sensores foi medida após a filtragem do sinal e a distância Δt_{pico} entre os picos dos espectros filtrados foi determinada, donde se obteve uma outra reta de caracterização. A fig. 4.16 mostra os sinais obtidos para três níveis de deformação aplicados ao sensor, $397 \mu\epsilon$, $894 \mu\epsilon$ e $1391 \mu\epsilon$. No último gráfico pode-se notar o deslocamento do ponto de cruzamento de zero para esses níveis no sensor.

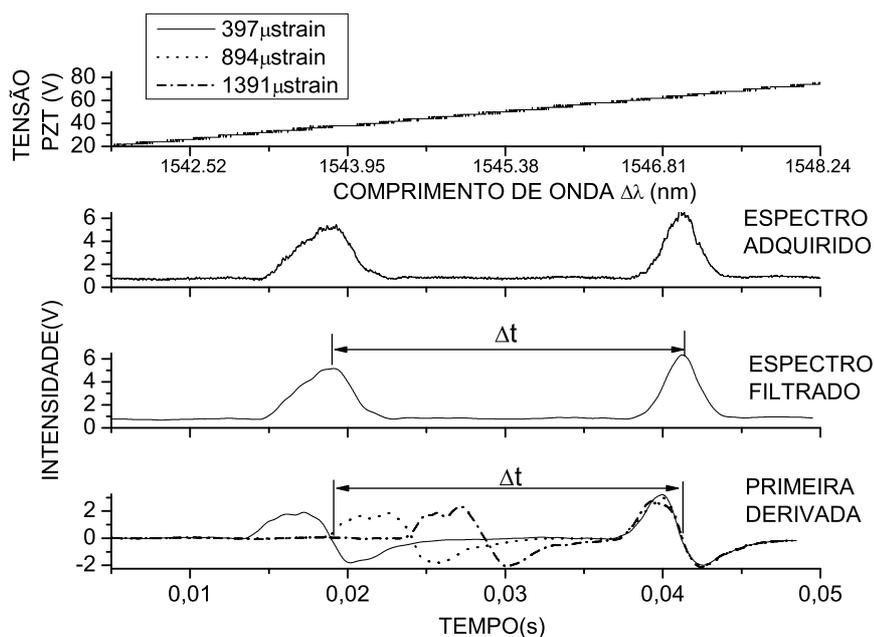


Figura 4.16: Sinais envolvidos na obtenção das curvas durante caracterização com DTG. No topo, o sinal aplicado ao PZT; no segundo gráfico, o sinal adquirido sem filtragem; no terceiro, o espectro filtrado dos sensores onde se ilustra a distância medida entre picos, Δt_{pico} ; no último, o sinal da primeira derivada do espectro filtrado.

As curvas que caracterizam o sistema são mostradas na fig. 4.17, donde se obteve a partir da oscilação RMS dos pontos em torno da reta de ajuste uma resolução de $4,9 \mu\epsilon/\sqrt{\text{Hz}}$ para a caracterização usando a distância entre pontos de cruzamento de zero. Esse valor é levemente superior ao de $4,6 \mu\epsilon/\sqrt{\text{Hz}}$ obtido com o laser e com estiramento da FBG padrão devido a condições de caracterização que não foram idênticas às utilizadas no estiramento da DTG, como possíveis variações de temperatura não compensadas que provocaram esse desvio durante as medidas. Para caracterização usando as distâncias entre os picos dos espectros filtrados, a oscilação em torno da reta produz uma resolução de $9,6 \mu\epsilon/\sqrt{\text{Hz}}$, o que demonstra a necessidade da aplicação de um método como o da primeira

derivada na determinação do comportamento do sensor, já que a incerteza associada ao pico dos espectros, mesmo que filtrados, é maior.

Outras formas de filtragem poderiam ser testadas, mas o filtro que calcula a primeira derivada mantém ainda uma relação com o método do filtro sintonizável, já que permite usar o sinal da primeira derivada como sinal de erro. Além disso, esse método mantém uma melhor discriminação do ponto associado ao pico do espectro, como se pode conferir ao observar as resoluções dinâmicas calculadas. Após a filtragem, é garantido que o algoritmo dá um único ponto de cruzamento de zero, o que pode não ocorrer no caso do pico de espectro. A oscilação em torno da reta de ajuste dos pontos associados às distâncias entre picos do espectro é visível no gráfico da fig. 4.17. Já a resolução obtida com as medidas de distância entre cruzamentos de zero é aproximadamente a mesma dos sistemas com FBG e usando redes sintonizáveis com fontes de banda larga. A resolução não é idêntica entre os dois sistemas de laser caracterizados devido a diferentes condições de ruído que podem ter ocorrido durante o experimento, bem como situações associadas ao acoplamento de sinal nos conectores, o que pode ter aumentado o ruído interferométrico e cuja eliminação é difícil.

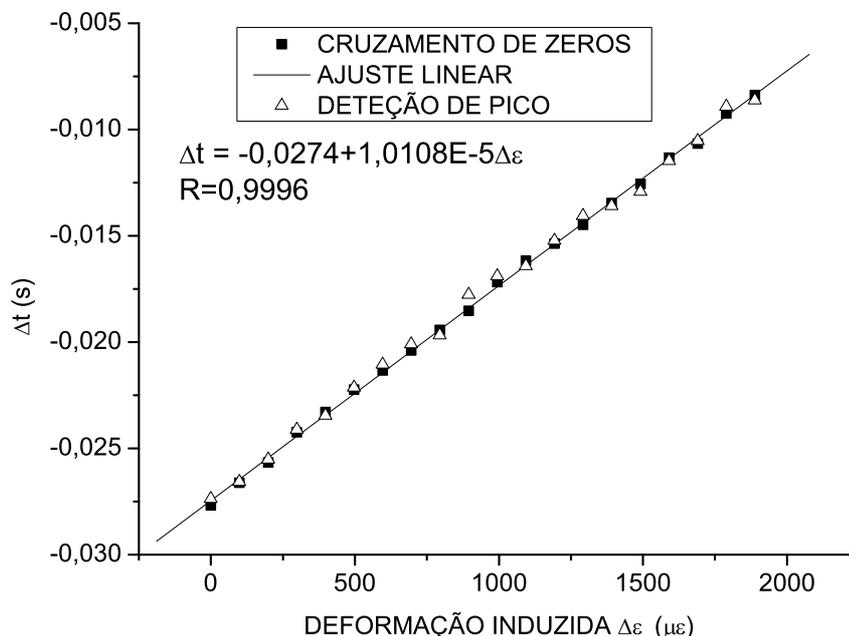


Figura 4.17: Pontos experimentais e reta de ajuste para caracterização da resposta do sistema com laser e DTG. Os pontos foram obtidos para distâncias temporais entre pontos de cruzamento de zero e picos do espectro em função da deformação aplicada a um dos sensores.

Utilização do algoritmo com RBF para detecção de pico no espectro ruidoso

Ao se aplicar o algoritmo com RBF para detecção do pico no espectro ruidoso, obtém-se uma resolução um pouco melhor, ficando na mesma ordem do resultado obtido com os filtros. A reta de caracterização do sistema donde se obteve a resolução de $4,6 \mu\epsilon/\sqrt{\text{Hz}}$ é mostrada na fig. 4.18. A flutuação dos pontos é menor do que no caso da detecção direta do pico nos espectros filtrados, o que explica a melhora da resolução. Entretanto, como o algoritmo com RBF requer muito mais processamento para obter os resultados, cabe decidir se será usado por meio de critérios que o justifiquem sobre uma combinação simples de filtros digitais, como é o caso em que resolução do sistema de aquisição não é suficiente para perceber com exatidão o deslocamento do pico do espectro. Na fig. 4.19 pode-se perceber a diferença

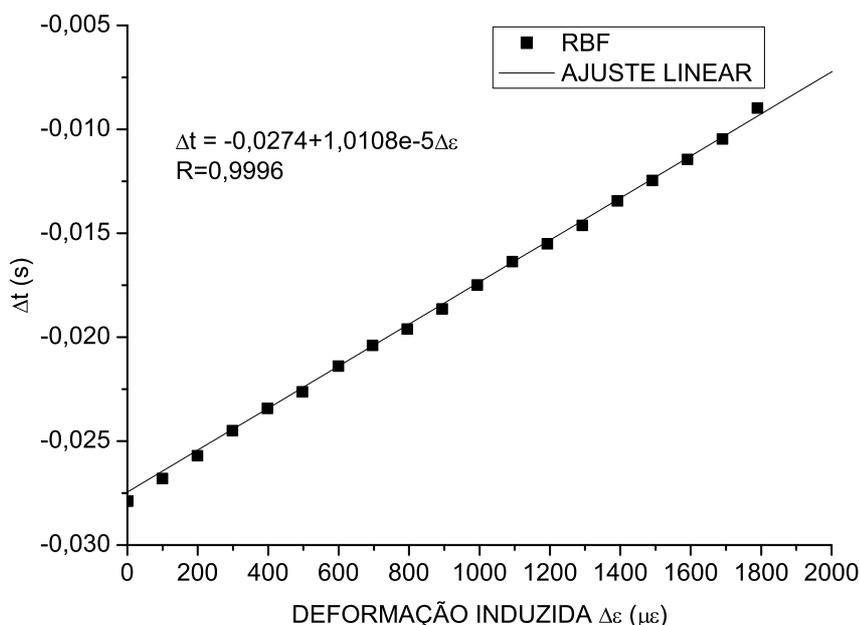


Figura 4.18: Pontos experimentais e reta de ajuste para caracterização da resposta do sistema com laser e DTG com dados processados pela rede neural RBF. Os pontos foram obtidos para distâncias temporais entre pontos de cruzamento de zero e picos do espectro em função da deformação aplicada a um dos sensores.

entre os métodos de detecção usando o laser a DTG. Para obtenção desse gráfico efetuou-se o cálculo da diferença entre os pontos experimentais e a reta de ajuste desses pontos. Com isso, confirma-se a superioridade do método com processamento utilizando a rede neural RBF sobre o método

com filtros digitais, já que os pontos associados à rede RBF estão mais próximos de zero do que os pontos associados aos outros métodos.

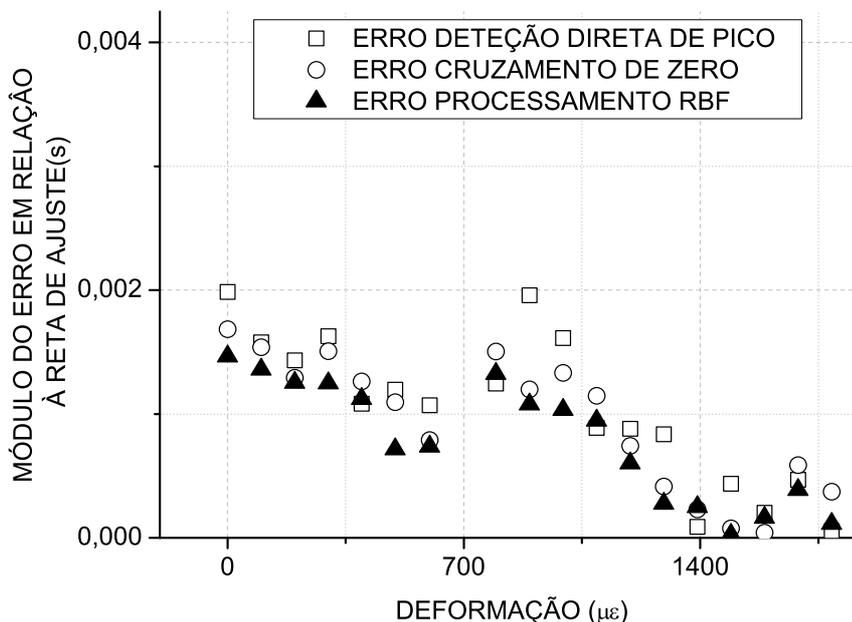


Figura 4.19: Gráfico ilustrando a diferença entre a reta de ajuste e os pontos experimentais obtidos com a interrogação utilizando detecção direta de pico, cruzamento de zero e processamento do espectro com redes RBF.

4.4 Conclusões

Todas as técnicas de interrogação desenvolvidas e implementadas até aqui são suficientes para interrogar sensores a FBG, de forma estática e também de maneira dinâmica com o *hardware* apropriado e processamento digital. Mostrou-se também o desenvolvimento de uma teoria para modelar o comportamento desses sistemas de interrogação adaptando-se a teoria de espectroscopia em varredura de comprimento de onda. O desenvolvimento mostrado será útil caso se utilizem os sinais desses sistemas de interrogação em malhas de controle, permitindo assim otimizar o sistema de forma que ele produza um sinal ótimo.

No caso da interrogação de sensores que não sejam codificados em comprimento de onda, tais dispositivos requereriam, de maneira geral, uma instrumentação menos elaborada, sendo baseados em intensidade como nos casos estudados no capítulo a seguir. Sensores a FBG com aplicações na

área de petróleo serão implementados e a demonstração da aplicabilidade do sistema de interrogação com DTG para interrogá-lo será relatada, bem como a interrogação via fotodeteção de sensores baseados em intensidade para monitoração da presença de hidrogênio gasoso.

5

Sensores a fibra ótica no setor petroquímico

O fato de que os sensores a fibra ótica operam com energias muito abaixo da energia de ativação da maioria dos combustíveis torna-os atraentes para aplicações na monitoração de processos petroquímicos. Considerando que sensores de campo evanescente e refratométricos já têm sido aplicados na monitoração da presença de gases como o hidrogênio na atmosfera e na detecção de hidrocarbonetos por meio da medição do índice de refração da substância, a aplicação na área de petróleo e gás daqueles sensores torna-se uma extensão desses trabalhos.

No caso da detecção do hidrogênio, a necessidade de sua monitoração não reside unicamente no fato de ele ser um combustível. Ele está também presente em processos petroquímicos, sendo agente causador do processo de fragilização em metais com os quais entra em contato [90]. A presença de hidrogênio no ar numa proporção entre 4,65% e 93,9% é explosiva, demonstrando a necessidade de monitoração como uma questão de segurança [91]. Em plantas químicas, durante processos de eletrodeposição também pode haver a geração de hidrogênio [92]. Portanto, os detectores de hidrogênio devem permitir uma monitoração contínua, confiável e seletiva da presença desse gás para que a operação estável de plantas, tubulações e sistemas esteja garantida. Observando as características dos sensores a fibra ótica, especificamente a energia utilizada na operação do sensor, a qual é muito menor do que a energia de ativação da maioria das substâncias usadas na área petroquímica, constata-se que esses sensores se revelam muito apropriados a aplicações na área de petróleo e gás.

Além disso, não só a presença de gases no setor petroquímico pode ser monitorada com segurança por sensores em fibra ótica. Para o consumidor final de combustível, os sensores óticos seriam úteis na detecção da concentração de álcool anidro em gasolina, ou outra substância adulterante que possa comprometer o funcionamento do motor de um veículo. Aqui, o sensoriamento estaria associado à monitoração da composição de hidrocarbonetos no processo petroquímico. Neste caso, a monitoração pode ser

estendida ao controle ambiental, por meio da detecção de vazamentos em tubulações e pela determinação de resíduos poluentes no ambiente.

A monitoração de temperatura em diversos estágios dos processos da indústria petroquímica é também de interesse, já que, como mencionado, a interrogação do sensor não envolve diretamente sinais elétricos que poderiam ser perigosos no ambiente da indústria de petróleo.

Portanto, a partir das características da amostra a ser monitorada e da finalidade do sensor pode-se então determinar uma lista de características construtivas e operacionais que um sensor químico a fibra ótica deve ter para funcionar satisfatoriamente [91]:

- Seletividade química: na presença de outros gases ou materiais deve poder detectar o elemento de interesse com confiabilidade.
- Reversibilidade: o processo de detecção não pode consumir o sensor, nem destruí-lo, e após certo tempo de operação sua resposta não deve se alterar para mesmas condições de detecção.
- detecção rápida: a presença do elemento deve ser percebida o mais rapidamente possível, principalmente no caso do hidrogênio, para satisfazer condições de segurança.
- Insensibilidade à temperatura: deve ser minimamente sensível à temperatura do ambiente em que vai operar.
- Deve ter alta sensibilidade e durabilidade, além de não contaminar o meio em que está instalado. Por exemplo, considerando o seu contato de forma cíclica com o hidrogênio e outros materiais, deve manter o mesmo desempenho pelo maior período de tempo possível sem que haja potenciais riscos de decomposição do sensor decorrentes de suas características de fabricação ou devido a contaminação por parte dos materiais com os quais entra em contato; deve ser também pequeno, de fácil fabricação, operação e instalação.
- Além dessas características mencionadas em [91], pode-se acrescentar que o sensor deve ser pequeno, barato e intrinsecamente seguro. No caso do hidrogênio, a segurança significaria operar sem a utilização direta de eletricidade, ou operar utilizando uma energia menor do que a energia de ativação do gás. Levando em conta a menção anterior de ser a energia envolvida na operação de um sensor a fibra ótica relativamente pequena, percebe-se que tais sensores satisfazem a essa condição necessária para a detecção de elementos como o hidrogênio ou outros combustíveis.

A seguir serão discutidas algumas classificações que se mostrarão úteis na descrição dos sensores que serão mencionados neste texto. Outros conceitos serão brevemente mencionados apenas na seção, como os sensores em rede de período longo e sensores cuja interrogação é feita por meios interferométricos.

5.1

Sensores a fibra ótica

A literatura de sensores a fibra ótica define dois grandes grupos de sensores baseando-se na forma como sua função é executada: sensores intrínsecos e extrínsecos [93]. Quando a transdução ocorre sem que a luz saia totalmente da fibra, o sensor é intrínseco. Eventualmente, o campo eletromagnético evanescente da fibra ótica pode ser utilizado como agente no processo de transdução, mas neste caso a luz continua sendo guiada na fibra. No sensor extrínseco, a luz deve sair da fibra ótica, que serve somente para transportar a informação obtida por um transdutor externo. Neste texto, sensores extrínsecos não serão estudados.

Os sensores intrínsecos podem ainda ser divididos em quatro grupos:

1. Refratométricos: são sensores que dependem do índice de refração do meio em que estão imersos. Nesse sensor, o elemento a ser detectado deve interagir com o campo evanescente da fibra ótica alterando as propriedades de guiamento da luz. Analisando um sensor em fibra ótica multimodo sob um ponto de vista geométrico, no caso de cascas com índice de refração sensível à perturbação que se quer detectar, uma variação desse índice alteraria o ângulo de reflexão interna total na interface casca-núcleo, afetando a transmissão na fibra. No caso da utilização de fibras óticas monomodo, a diminuição do diâmetro da fibra poderia restringir a propagação da luz somente aos modos mais sensíveis à variação do índice da casca. Caso se possa incluir nessa classificação sensores que utilizam dispositivos gravados na fibra ótica, os sensores a redes de período longo (LPG) podem ser considerados sensores refratométricos naturais, já que a alteração do índice de refração do meio que envolve a LPG modifica as condições de casamento de fase para o acoplamento do modo de núcleo para os modos de casca, alterando o comprimento de onda central das bandas de atenuação do sensor [94, 95]. Mesmo uma fibra ótica com uma rede de Bragg poderia ser usada como refratômetro, caso seu diâmetro fosse reduzido a ponto de o campo evanescente interagir com o índice

de refração que envolve o sensor, alterando assim o índice efetivo do modo do núcleo e conseqüentemente o comprimento de onda de Bragg [96, 97]. Esse sensor será descrito mais a frente onde é usado na detecção da concentração de álcool em gasolina.

2. De campo evanescente: diferem dos refratométricos pelo fato de que as características de atenuação da luz na fibra são alteradas, ou seja, a parte imaginária do índice de refração é que está envolvida na transdução. O elemento que está sendo detectado deve provocar uma alteração na parte imaginária do índice da casca, a qual, por sua vez, deve ser fabricada para que isso ocorra, por exemplo, por meio da deposição de um filme fino metálico sensível à amostra. Esse tipo de sensor foi fabricado para detecção de hidrogênio e a descrição de seu comportamento e caracterização experimental serão descritos nas próximas seções. A fibra para esse sensor teve seu diâmetro estreitado e nessa região um filme fino de paládio foi depositado, o qual é sensível ao gás. A intensidade da luz que o atravessa será função da concentração de hidrogênio.
3. Baseados em casca: são a maior classe dos sensores intrínsecos, sendo também uma extensão direta dos sensores de campo evanescente. O campo evanescente é colocado em contato com uma casca que afeta as propriedades espectrais da luz que a atravessa quando a amostra for detectada. Os sensores baseados em casca encontram aplicação não somente na química. Desde os anos 80, pesquisadores usam filmes metálicos depositados sobre segmentos de fibras para detecção de campos magnéticos baseados no efeito de magnetostricção [1], e para a detecção de hidrogênio [2], ambos baseando-se na alteração do caminho ótico da fibra provocada pela alteração das dimensões do filme envolvendo o sensor. Esses sensores requerem um sistema de detecção interferométrico. O mesmo princípio pode ser aplicado a sensores com redes de Bragg sobre os quais se deposita um filme fino ou grosso cuja sensibilidade ao gás vai alterar suas dimensões e conseqüentemente alterará o comprimento de onda de Bragg da FBG [98]. Neste caso há uma diferença importante, pois o sistema de detecção não necessita ser um interferômetro, além de que a rede de Bragg permite a multiplexação de vários sensores.
4. Baseados em núcleo: a amostra a ser detectada é colocada em contato direto com a região da fibra contendo maior fluxo de potência ótica. Muitos dos sensores baseados em núcleo dependem da utilização de

fibras óticas feitas com núcleo de vidro poroso, líquido ou fluorescente. O núcleo é um material ativo que reage com a amostra a ser detectada. No início dos anos 90, ainda era pequeno o número de grupos de pesquisadores trabalhando nessa área [93].

Dos grupos descritos acima, duas classes contêm os sensores desenvolvidos neste trabalho: os de campo evanescente e os refratométricos. E em ambos os casos, os sensores fazem uso de fibras óticas com diâmetro reduzido por fusão e corrosão. A teoria da fabricação dos *tapers*, que consiste no estreitamento do diâmetro da fibra, é desenvolvida a seguir, bem como a descrição das características apropriadas ao *taper* para que funcione como o sensor de campo evanescente para hidrogênio. Após essa descrição, desenvolve-se a teoria para modelagem e fabricação do sensor refratométrico com aplicações na monitoração da composição de hidrocarbonetos, mais especificamente, na detecção da concentração de etanol em gasolina.

5.2

Sensores em fibras óticas com diâmetro reduzido (*Tapers*)

Para que se acesse o campo evanescente da fibra ou para facilitar que um material transdutor possa deformar com mais facilidade a fibra ótica onde está depositado, pode-se reduzir o diâmetro da fibra ótica ao longo de uma região conveniente. Essa redução pode ser obtida por meio de aquecimento e puxamento simultâneos da região de interesse na fibra ótica. Na fig. 5.1 está ilustrado um perfil de estreitamento da fibra ótica.

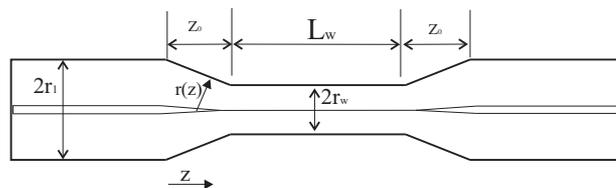


Figura 5.1: Diagrama ilustrando um perfil de estreitamento de diâmetro da fibra ótica. A função $r(z)$ do perfil do *taper* é linear.

A melhor maneira de se obter um aquecimento apropriado ao longo dessa região é por meio da varredura de um feixe de laser de CO_2 ao longo do segmento cujo diâmetro se quer estreitar, executado durante o puxamento da fibra, em velocidades da ordem de 2 mm/s para o laser e 0,080 mm/s para o puxamento [99, 100]. Com essa técnica de fabricação, pode-se obter quaisquer perfis ao longo do diâmetro de uma fibra ótica.

O problema de se achar o perfil de estreitamento a ser fabricado sendo dadas uma velocidade de puxamento e uma distribuição uniforme de temperatura ao longo da qual a fibra estará com baixa viscosidade (*hot-zone*), foi resolvido no artigo de T. Birks [5], um dos pioneiros das técnicas de estreitamento de diâmetro de fibras nas Universidades de Limerick e Southampton no Reino Unido, na década de 80.

As primeiras técnicas de estreitamento utilizavam fontes de calor que não aqueciam uniformemente o segmento da fibra ótica que se queria estreitar. Para isso se desenvolveu o método do pincel-de-chama (*flame-brush*), esquematizado na fig. 5.2. Com este método, o diâmetro da chama usado, da ordem de alguns milímetros, permite que a região de aquecimento seja precisamente determinada de maneira a ser possível a fabricação de *tapers* que respeitassem modelos teóricos. Uma chama móvel de oxi-combustível ao redor de 2 mm de diâmetro e temperatura de 1250 °C (suficiente para tornar a fibra viscosa não flambando com seu próprio peso) que percorra a região de estreitamento enquanto a fibra é puxada é suficiente para fabricação de qualquer perfil [4, 101]. A maioria das chamas utilizadas em maçaricos ultrapassa com folga 1250 °C. Logo, como há maior facilidade de acesso ao gás de cozinha (GLP), escolhe-se uma chama com esse combustível, misturada com a quantidade apropriada de oxigênio, para evitar fuligem e determinar a temperatura correta. A limpeza da fibra por meio de algum solvente como a acetona também é um fator crítico na fabricação de um *taper*, pois qualquer poeira, mesmo microscópica, pode deformar o *taper* durante seu aquecimento e estiramento.

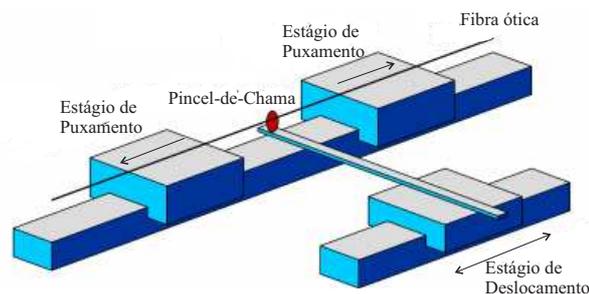


Figura 5.2: Esquema do método do pincel-de-chama em que uma chama percorre a região de estreitamento enquanto a fibra é esticada.

Finalmente, a maneira mais simples de se fabricar um *taper* é pela corrosão da fibra utilizando ácido fluorídrico. Corrói-se primeiramente a casca, sendo que nestes *tapers* o diâmetro do núcleo e da casca não mantêm nenhuma relação de proporção durante o processo, como seria no caso das

técnicas de estreitamento mencionadas acima, em que o raio é estreitado em conjunto com a casca.

5.2.1

Aspectos teóricos e modelagem do taper por aquecimento

Na fig. 5.1, as regiões do *taper* são ilustradas: z_0 indica o comprimento da região de transição; L_w corresponde ao comprimento da cintura do *taper*; r_1 é o raio da fibra ótica e r_w é o raio mínimo do *taper*; z é um ponto ao longo do eixo longitudinal do *taper* e $r(z)$ a função que determina o perfil.

Considerando que na região de transição o diâmetro da fibra ótica será alterado, é de se esperar um acoplamento do modo fundamental para outros modos, o que pode causar atenuação na luz que sai da região de estreitamento. Para que isso não ocorra, a função do perfil do *taper* deve respeitar o critério de adiabaticidade

$$\left| \frac{dr}{dz} \right| \leq \frac{r(\beta_1 - \beta_2)}{2\pi} \quad (5-1)$$

onde β_1 é a constante local de propagação do modo fundamental (LP₀₁) na região de transição e β_2 a constante de propagação do modo mais provável para o qual haverá transferência de potência (LP₀₂) [102]. As constantes de propagação são calculadas numericamente para cada z e então se pode obter uma função para o perfil. $z_B(r) = \frac{2\pi}{(\beta_1 - \beta_2)}$ é o comprimento de batimento entre os modos e a partir dele pode-se determinar as características do *taper* que permitem uma análise da propagação por uma superposição de modos locais, já que neste caso a derivada do perfil do dispositivo varia lentamente [103]. Sob o ponto de vista prático, um *taper* com atenuação maior que 10% não é adiabático. Portanto, durante a fabricação, é necessário que se monitore a potência que atravessa o *taper* para fins de caracterização. Deve-se também determinar a configuração da varredura que produzirá a *hot-zone* e do comprimento de estiramento, como descrito a seguir.

5.2.2

O problema direto: fabricando tapers com hot-zone e comprimento final dados

O problema direto na fabricação de um *taper* consiste em determinar o perfil do dispositivo dados uma *hot-zone* e um comprimento final do *taper*. O problema reverso não será tratado aqui, que consistiria em achar a forma de puxamento da fibra dado um perfil que se quer fabricar [5].

Considerando como dados os parâmetros do comprimento da *hot-zone* e a alongação final do *taper*, pode-se determinar o perfil do raio na região de transição, caracterizando o *taper* [5]. Essa é a maneira mais fácil de se produzir *tapers* de perfis simples, como por exemplo, lineares e exponenciais. Para determinarmos o perfil com esses parâmetros de entrada, considere primeiramente que na região aquecida a fibra está suficientemente viscosa a ponto de ser esticada. Essa região da cintura do *taper* deverá ser uniformemente aquecida e terá um comprimento L . Quando a fibra é esticada, a região aquecida torna-se um cilindro uniforme de raio diminuído em δr_w com comprimento $L + \delta x$. A *hot-zone* será então alterada para $L + \delta L$. δL pode assumir qualquer valor que não torne L negativo. Além disso, a variação de L não pode fazer com que a região aquecida se sobreponha a transições já frias do *taper*. Essas duas condições são representadas por:

$$L \geq 0 \quad (5-2)$$

$$\frac{dL}{dx} \geq 1 \quad (5-3)$$

O comprimento da cintura do *taper* num dado instante t será dado pelo comprimento da *hot-zone*, ou seja:

$$l_w(t) = L(t) \quad (5-4)$$

Agora aplicando a lei de conservação da massa no *taper*, deve-se ter que o volume do cilindro esquentado de comprimento L será igual ao volume do cilindro esticado:

$$\pi r_w^2 L = \pi (r_w + \delta r_w)^2 (L + \delta x) \quad (5-5)$$

Fazendo o limite de (5-5) quando $\delta t \rightarrow 0$ obtém-se uma equação diferencial que representa a lei de conservação de volume:

$$\frac{dr_w}{dx} = -\frac{r_w}{2L} \quad (5-6)$$

A regra da distância que relaciona o comprimento da transição z_0 do *taper* com a alongação x é expressa por:

$$2z_0 + L = L_0 + x \quad (5-7)$$

onde L_0 é o comprimento da *hot-zone* inicial. A regra (5-7) significa que o comprimento das transições do *taper* mais a nova *hot-zone* de comprimento L deve ser igual ao comprimento da *hot-zone* inicial L_0 e da alongação x

que gerou essas transições.

Normalmente se considera L como uma função de x . Além disso, nenhuma das regras depende do tempo, demonstrando que o processo de fabricação independe da velocidade de estiramento da fibra. Agora, sendo dada a regra de variação de $L(x)$ e o comprimento que os esticadores da fibra se deslocaram, x_0 , obtém-se primeiramente a partir de (5-4) o comprimento final da cintura do *taper*:

$$l_w = L(x_0) \quad (5-8)$$

O comportamento do raio r_w é obtido considerando $L = L(x)$ e integrando (5-6) para $r_w(0) = r_0 < r_w < r_w(x_0)$ e $0 < x < x_0$:

$$r_w(x) = r_0 \exp\left(-\int_0^x \frac{dx}{2L(x)}\right) \quad (5-9)$$

Conhecendo então a função $L(x)$ e x_0 é possível determinar o perfil do *taper*. Utilizando-se da regra da distância, pode-se ainda determinar o perfil do *taper* em função do comprimento da transição z .

Portanto, caso se tenha uma chama que percorra a distância L numa velocidade suficientemente maior que a velocidade de estiramento $\frac{dx}{dt}$, cada elemento ao longo de L terá um aquecimento idêntico e a região efetiva de aquecimento poderá ser considerada como tendo comprimento L . O controle de $L(x)$ pode assim prosseguir enquanto a fibra é esticada.

Para o caso em que $L = L_0$ é constante durante todo o processo, a integral (5-9) resulta em:

$$r_w(x) = r_0 \exp(-x/2L_0) = r_0 \exp(-z/L_0) \quad (5-10)$$

onde $x = 2z$ como consequência da regra da distância.

De maneira similar, ao se supor uma *hot-zone* variando linearmente com x :

$$L(x) = L_0 + \alpha x \quad (5-11)$$

a integral (5-9) resulta em:

$$r_w(x) = r_0 \left[1 + \frac{\alpha x}{L_0}\right]^{-1/2\alpha} = r_0 \left[1 + \frac{2\alpha z}{(1 - \alpha)L_0}\right]^{-1/2\alpha} \quad (5-12)$$

onde, pela regra da distância, $z(x) = (1 - \alpha)x/2$. Disso, conclui-se que, quando $\alpha = -0.5$, tem-se um perfil linear no *taper* determinado por:

$$r_w(z) = r_0 \left[1 - \frac{2z}{3L_0}\right] \quad (5-13)$$

O algoritmo de controle do motor da chama de varredura deve portanto ser atualizado com os valores determinados pela eq. (5-11). A cada varredura determina-se a dimensão do estiramento x e recalcula-se $L(x)$, permitindo que o próximo ciclo de varredura da chama tenha um extensão apropriada. Os parâmetros de entrada da máquina de *tapers* são então determinados por α , L_0 e $r_w(x_0)$.

5.2.3 O critério de adiabaticidade

Em um *taper* adiabático, a eficiência da excitação do modo fundamental LP_{01} a partir do modo fundamental na fibra monomodo pode chegar a mais de 99,5%, permitindo que somente o modo LP_{01} seja considerado no *taper* [102]. No caso em que o dispositivo não satisfaça o critério de adiabaticidade, a situação é diferente. No *taper* haverá a excitação de modos de mesma simetria LP_{0m} e a fibra vai se comportar como um guia multimodo. A transferência de potência em um *taper* será dada pela superposição do modo fundamental na região monomodo $z = 0$ e os modos de mesma simetria na região no fim da transição do *taper*, z_0 .

Qualitativamente, pode-se considerar o início da região de transição como o ponto em que o raio não é pequeno o suficiente para que o modo fundamental seja levado ao corte, assim a casca pode ainda ser considerada infinita. Quando o modo fundamental não for mais guiado no núcleo, o raio decresceu a ponto de o núcleo poder ser desconsiderado nos cálculos e a luz passa a ser guiada pela casca. Nas regiões adiabáticas, fora da transição, somente batimento entre modos pode ocorrer, e a transferência de potência entre modos pode ser desprezada [103].

Para grandes transferências de potência entre modos, a expressão da intensidade do modo fundamental recapturada pelo núcleo da fibra ótica é muito similar à da intensidade na saída de um interferômetro de Michelson. O acoplamento dominante entre modos na região do *taper* ocorrerá entre os modos LP_{01} e LP_{02} , que têm mesma simetria, e a partir disso tem-se a seguinte expressão para o coeficiente de transmissão na saída do *taper*:

$$T = T_1 + T_2 + 2\sqrt{(T_1 T_2)} \cos(\phi_{12}) \quad (5-14)$$

onde $\phi_{12} = L_w(\beta_1 - \beta_2)$ é a diferença de fase acumulada ao longo do dispositivo entre os modos LP_{01} e LP_{02} , com coeficientes de transmissão T_1 e T_2 [104, 103, 105]. A expressão (5-14) explica o comportamento senoidal da intensidade na saída de um *taper*, à medida que L_w aumenta, usando

métodos que geralmente não produzem transições adiabáticas como, por exemplo, a fabricação utilizando máquinas de fusão. O batimento pode ser também interpretado pela relação de fase entre os modos em pauta: com ambos os modos em fase, a potência está concentrada no centro do guia e com isso ocorrerá uma troca de potência entre as regiões mais externas e as mais internas da fibra. Quando a potência está mais concentrada nas regiões mais próximas à interface casca-ambiente, o sensor se tornará mais sensível ao índice de refração do ambiente, já que o campo evanescente vai interagir mais com o meio. Essa interpretação pode ajudar na determinação das dimensões que produzem melhor sensibilidade em um sensor de *taper* para medir o índice de refração do meio externo, por exemplo.

Vê-se portanto que os parâmetros L_w e r_w do *taper* vão determinar as propriedades do sensor. Utilizando as técnicas descritas na literatura [4, 5], pode-se controlar apropriadamente esses parâmetros durante a fabricação. A partir dessa discussão pode-se entender as conseqüências do não cumprimento do critério de adiabaticidade e as características adicionais quanto à sensibilidade de um *taper* não adiabático, se comparado a um adiabático.

5.3

Sensor de campo evanescente com *tapers* e filmes metálicos

Uma vez construído o *taper* adiabático, o campo evanescente nessa região interage com o ambiente, que se torna uma terceira camada para a luz guiada na fibra. Caso se deposite um filme metálico sobre essa região, o guia de onda teria uma interface com região de índice de refração complexo e, se o filme metálico depositado sobre a fibra for sensível ao índice de refração do meio, a constante de propagação do modo fundamental do sensor dependerá do índice do meio, determinando assim o princípio de funcionamento do sensor.

Supor agora uma fibra ótica monomodo com o raio do núcleo suficientemente reduzido satisfazendo o critério de adiabaticidade. Para raios de núcleo menores que $2\mu m$, o núcleo do guia pode ser desconsiderado já que não haverá guiamento nele. O modelo para cálculo da constante de propagação na região de estreitamento levará em conta somente o material dielétrico da casca, o filme sobre ela depositado e o material dielétrico que a envolve. O modelo para este caso será o de um guia metálico de núcleo dielétrico, com raio r_2 e índice de refração n_2 da casca da fibra ótica utilizada. A segunda camada terá o índice de refração complexo do metal n_3 e sua espessura t . A

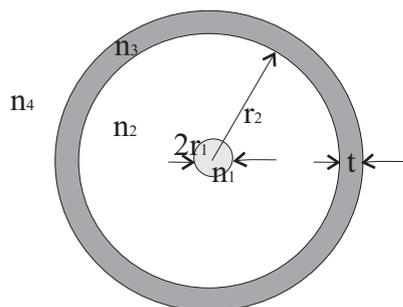


Figura 5.3: Seção transversal de um sensor em *taper* com raio de núcleo r_1 e índice n_1 , raio de casca r_2 e índice n_2 , envolvido por um filme metálico de índice n_3 e espessura t , num ambiente de índice de refração n_4 .

terceira camada terá o índice do meio n_4 . Para este caso, a fig. 5.3 mostra a seção transversal da fibra ótica.

O mais importante no caso do sensor é determinar a constante de propagação complexa no *taper* metálico e determinar como se comporta a transmissão do dispositivo para diferentes índices de refração n_4 do meio que envolve o filme transdutor. Para o projeto do sensor de hidrogênio, é necessário determinar o comportamento da transmissão (sensibilidade) do dispositivo em função do comprimento de onda, da espessura do filme e dos parâmetros do *taper*, para cada um dos modos de interesse a fim de que se fabrique um dispositivo de desempenho e processo de fabricação otimizado.

Sensores de hidrogênio em fibra ótica: estado da arte e discussão

A quase totalidade dos sensores em fibra ótica para hidrogênio utilizam paládio depositado como o material transdutor. Outros metais como níquel são usados menos freqüentemente, já que a alteração de suas propriedades na presença do hidrogênio é bem menor do que a do paládio [91]. Cabe ressaltar que todos os sensores em fibra ótica de hidrogênio a base de paládio sempre foram caracterizados em atmosferas gasosas de hidrogênio com nitrogênio. Não há na literatura registro de caracterizações feitas em ambientes tais como células para carga eletroquímica de hidrogênio, emulando a situação que o sensor encontraria, por exemplo, em uma tubulação metálica para transporte de derivados do petróleo, onde o hidrogênio encontrado é atômico e não molecular [90]. Para este fim, o sensor em fibra ótica deveria ser encapsulado, por exemplo, entre duas placas que tenham a capacidade de aprisionar o hidrogênio, como se fossem as paredes de uma tubulação. O sensor seria submetido a um teste realista nessas condições. Essa prática

de teste de carga de hidrogênio de forma eletroquímica é normatizada internacionalmente e descrita em [106].

Até o momento, o sensor com maior sensibilidade e de resposta mais rápida ao hidrogênio gasoso é um sensor em *taper* recoberto com filme fino de paládio [7] e funciona por variação da intensidade da luz que o atravessa em função da concentração do hidrogênio. Outros sensores utilizam redes de Bragg recobertas com filmes finos de paládio, cujo princípio de funcionamento se baseia na variação volumétrica do paládio submetido ao hidrogênio. Como o paládio está bem aderido à fibra ótica, a variação volumétrica provocará uma alteração do comprimento da fibra e conseqüentemente do caminho ótico, permitindo que essa variação seja detectada por meio de um interferômetro [2] ou, no caso em que se use uma FBG sob o filme, causando alteração no comprimento de onda de Bragg na FBG pelo efeito elasto-ótico.

Considerando que o paládio não adere facilmente à fibra ótica, a repetibilidade das medidas pode ficar comprometida quando o sensor é baseado em alteração volumétrica do filme. De maneira geral, nos sensores o paládio também pode sofrer de fragilização devido à presença do hidrogênio, causando com isso trincas microscópicas no filme [92] e eventual descolamento e destruição do sensor¹.

No caso do sensor com FBG demonstrado em [98], uma rede de Bragg foi recoberta com um filme fino de paládio com 560 nm de espessura de maneira que sua expansão volumétrica na presença de hidrogênio perturba a FBG deslocando o comprimento de onda de Bragg. A fim de se diminuir a sensibilidade cruzada do sensor, operou-se com o comprimento de onda de Bragg na região de 859 nm, em que a sensibilidade do sensor a FBG com a temperatura é menor (6,4 pm/K) do que na região na banda C (8 pm/K a 13 pm/K). Diminuindo o diâmetro da fibra para 30 μ m por meio de corrosão por ácido para tornar a FBG ainda mais sensível a perturbações mecânicas, fez com que a sensibilidade do sensor ao hidrogênio ficasse em 19,5 pm/% H_2 .

Outros sensores também são baseados na expansão volumétrica do paládio na presença de hidrogênio. O primeiro sensor de hidrogênio a fibra ótica com filme de paládio baseava-se na alteração do caminho ótico provocado pela expansão do filme depositado sobre um trecho de uma fibra ótica [2]. O autor desse primeiro sensor foi também o primeiro a utilizar as

¹Com respeito à fabricação do filme metálico sobre o sensor, como o paládio não tem uma aderência muito grande à sílica, é interessante depositar um filme fino de um material intermediário, como o cromo ou o níquel, por exemplo, para aumentar a adesão. Sob o ponto de vista da termodinâmica, o grau de adesão será maior se a soma das energias de superfície específicas dos materiais envolvidos, no caso, o cromo ou o níquel e o paládio, for maior do que a energia da interface entre eles [107]. Isso normalmente ocorre quando o substrato e o material depositado são metais de alto ponto de fusão.

propriedades de variação do índice de refração da ponta de uma fibra ótica espelhada com paládio, bem como estudar a utilização de ligas com outros metais sensíveis ao hidrogênio, como o níquel, depositadas em conjunto com o filme de paládio [3].

Recentemente um sensor em fibra ótica com *taper* e filme metálico de uma liga de Ag-Pd foi proposto [108], e não apresenta aparentemente alguns dos problemas do sensor com filme de paládio puro submetido a altas concentrações de hidrogênio. Neste caso, ele funcionaria como sensor de campo evanescente aproveitando as variações do índice de refração do filme metálico causadas quimicamente pela presença do hidrogênio. Sensores utilizando filmes de WO_3 permitem uma mais alta sensibilidade, entretanto sofrem forte influência da umidade, perdendo suas características além de terem uma resposta lenta à presença de hidrogênio, da ordem de minutos [109].

Sensor de hidrogênio de campo evanescente com taper e filme fino de paládio

O sensor de campo evanescente para detecção de hidrogênio é formado por um *taper* recoberto por um filme fino de paládio, não necessariamente uniforme. Caso o filme não seja uniforme, a resposta do sensor dependerá da polarização da luz que o atravessa. O hidrogênio molecular se dissociará em hidrogênio atômico na presença do paládio difundindo-se no filme. Assim haverá a formação de hidreto de paládio com índice de refração diferente do índice do filme original. A luz ao atravessar o dispositivo terá a atenuação dependendo da concentração de PdH, ou seja, da concentração de hidrogênio em contato com o filme [7]. A fig. 5.3 mostra a seção transversal de um sensor com filme metálico uniforme ao redor da fibra. Como o filme é depositado sobre a região de *taper*, haverá interação entre o campo evanescente e o filme metálico. O índice de refração do paládio é complexo, portanto a constante de atenuação γ_{Pd} do dispositivo para o modo propagante será diferente de zero.

Sob o ponto de vista da simulação, não há dados precisos sobre o comportamento do índice de refração do paládio quando na presença de hidrogênio, ou seja, não há tabelas publicadas para se determinar o índice de refração do hidreto de paládio, somente para alguns pontos de espessuras de filme específicas [110, 111]. Normalmente, o que se faz é aproximar a permissividade complexa do hidreto de paládio $\varepsilon_{PdH}(c_H)$ para uma dada concentração c_H de hidrogênio em função da permissividade do paládio

puro ε_{Pd} para um dado comprimento de onda. Tal permissividade é dada por [112]:

$$\varepsilon_{PdH}(c_H) = h(c_H) \times \varepsilon_{Pd} \quad (5-15)$$

onde $h(c_H)$ é uma função não-linear da concentração de hidrogênio assumindo valores $h(0) = 1$, na ausência de hidrogênio e decrescendo para maiores concentrações de hidrogênio. O comportamento para permissividade complexa do hidreto de paládio é explicada pelo fato de que o volume do paládio aumenta na presença do hidrogênio, acarretando uma diminuição da densidade de elétrons livres. Utilizando o modelo de Drude [113] para estimar a permissividade do paládio para diferentes densidades de elétrons, vê-se que a parte real e imaginária de ε_{Pd} decrescem com a diminuição da densidade de elétrons [111], explicando por que se escolhe esse comportamento para a função h .

Considerando que o índice de refração do filme de paládio variará conforme a concentração de hidrogênio, isso provocará uma alteração na atenuação do modo fundamental no *taper* a qual dependerá do índice de refração efetivo. A constante de atenuação do dispositivo γ_{Pd} determinará a atenuação por meio de:

$$I = I_0 \exp(2\Delta\gamma L_{sensor}) \quad (5-16)$$

onde I_0 é a intensidade na saída do sensor submetido a um ambiente sem hidrogênio, L_{sensor} é o comprimento do sensor, $\Delta\gamma = \gamma_{Pd} - \gamma_{PdH}$ é a diferença entre constantes de atenuação para o sensor com filme de paládio puro (γ_{Pd}) e com hidreto de paládio (γ_{PdH}).

A difusão de hidrogênio no filme de paládio

Para se ter uma idéia de quão rápida é a resposta do sensor durante e após a exposição ao hidrogênio, e sabendo que o índice de refração vai variar à medida que o hidrogênio difunde e reage com o paládio, uma análise das reações de interface paládio-hidrogênio pode ajudar a explicar o problema. Há quatro possíveis processos que ocorrem durante a chegada do hidrogênio ao filme de paládio [90]:

- a adsorção física do gás sobre a superfície, em que o gás se torna preso ao metal na forma molecular original, ficando ligado à superfície por forças de Van der Waals; neste caso a velocidade da reação de absorção é diretamente proporcional à pressão do gás e a de desgasificação é proporcional à concentração de gás adsorvido fisicamente, θ_a .

- a adsorção química (quimissorção), em que o gás se dissocia após ser adsorvido, reagindo com os átomos da superfície, levando à decomposição da molécula do gás; a velocidade da quimissorção é proporcional a $\theta_a(1 - \Theta_a)^2$, onde Θ_a é a concentração de átomos adsorvidos quimicamente - a desgaseificação química é proporcional a Θ_a^2 .
- a penetração através de interface envolve a passagem de um átomo de gás de um estado de quimissorção para o de solução intersticial, ou solução propriamente dita. Os átomos liberam um lugar ativo na superfície para quimissorção, ocupando um lugar intersticial próximo à superfície; a velocidade da reação é diretamente proporcional a Θ_a e a da reação inversa é proporcional a c_a , que é a concentração de átomos dissolvidos no volume imediatamente próximo à superfície do metal.
- a difusão no metal: o fluxo de hidrogênio para dentro e fora do material, J , é dado em função de c_H , do seu coeficiente de difusão no paládio, D , e do tempo, t , pela seguinte equação que representa a primeira lei de Fick [90]:

$$J = -D \frac{\partial c_H}{\partial x} \quad (5-17)$$

Considerando que o coeficiente de difusão é constante, e por aproximação supondo que a hidrogenação e desidrogenação no filme são processos essencialmente unidimensionais, a eq. (5-17) diz que o fluxo de hidrogênio será proporcional ao gradiente de concentração em torno da fibra. O sinal negativo indica que o fluxo ocorrerá de regiões onde há maior concentração para menores concentrações do gás. Além disso, é interessante notar que todas as constantes de proporcionalidade nas velocidades de reação descritas acima dependem fortemente da temperatura, o que indica uma forte dependência do sensor à temperatura.

Seja qual for o processo dominante na reação do hidrogênio com o paládio, pode-se analisar inicialmente que à medida que o sensor é exposto ao fluxo de hidrogênio na câmara de teste, ele deve ter o índice de refração do filme de paládio alterado cada vez mais rapidamente, à medida que as concentrações aumentam.

E imediatamente após o fim da exposição, o gradiente de concentração muda de sentido e seu valor absoluto diminui, já que a diferença de concentração entre a superfície do filme e o interior do filme é muito menor do que durante a situação de exposição ao hidrogênio. Isso indica que o fluxo e a velocidade da reação para as situações após exposições a diferentes

concentrações de hidrogênio terão os tempos de recuperação do filme de paládio, e logo do sinal do sensor, com valores da mesma ordem de grandeza se comparados entre si, como será demonstrado experimentalmente na seção de caracterização.

Fabricação do sensor de hidrogênio

O trabalho inicial consistiu na fabricação dos sensores com filmes finos de paládio, para os quais se implementaram alguns aparatos para fabricá-los, no caso, suportes para fixação do *taper* na câmara de evaporação que permitia que o sensor fosse rotacionado de forma a produzir um filme uniforme, como descritos na seção seguinte.

Os *tapers* utilizados no sensor são adiabáticos e uniformes. Os diâmetros dos *tapers* têm valores em torno de $20\ \mu\text{m}$. Essa ordem de valores se deve a sensibilidade do sensor que aumenta com a diminuição do diâmetro da cintura do *taper* e, além disso, o diâmetro de *tapers* maiores que $50\ \mu\text{m}$ não demonstram sensibilidade ao ambiente externo. Diâmetros de $50\ \mu\text{m}$ foram utilizados somente para tentativa de testes com sensores com FBG no *taper*, entretanto nenhum resultado será analisado pois durante o processo de gravação a exposição da fibra com o *taper* ao feixe do laser UV causou a destruição dos poucos dispositivos disponíveis durante a gravação. As prováveis causas da quebra dos *tapers* durante a exposição se resumem a danos superficiais causados por erosão durante a exposição ao feixe de UV aliados a tensões elevadas decorrentes da fabricação do *taper*.

Métodos de fabricação do filme fino

O filme fino de paládio foi depositado de duas maneiras sobre a fibra, possibilitando a fabricação de dois grupos de sensores. Utilizando evaporação térmica e pela técnica de *e-beam sputtering*. A técnica de evaporação térmica não é aconselhada para a fabricação desse sensor. Isso se demonstrou pela eficiência da fabricação dos sensores com esse método, permitindo que um em cada cinco sensores funcionassem. Na técnica por *e-beam sputtering*, um em cada três sensores funcionaram satisfatoriamente, ou seja, tinham uma sensibilidade em que a variação de intensidade da luz no dispositivo seria capaz de ser monitorada com os equipamentos disponíveis.

Antes da evaporação as fibras eram submetidas a um banho com álcool isopropílico em ultrassom durante vinte minutos. Para fabricação dos *tapers*, as fibras eram limpas com acetona para se remover toda a

casca o que permitia que estivessem previamente limpos antes do banho no ultrassom. Com as duas técnicas de evaporação, os sensores ficaram em um arranjo projetado que permite que sejam girados 60° a cada evaporação permitindo uma alta uniformidade do filme depositado. A fibra com o *taper* é presa por suportes por pressão em duas chapas de Alumínio sextavadas, as quais estão presas por dois parafusos, como mostrado na fig. 5.4. Esses parafusos vão se encaixar em um suporte na evaporadora, permitindo que o suporte seja girado 60° a cada etapa de evaporação. Seis evaporações foram feitas em cada sensor. Sensores feitos com três evaporações girando 120° a cada rodada também demonstram boa uniformidade, sendo a técnica mais empregada para deposição de filmes finos em fibra ótica de acordo com a literatura [98, 7, 114]. Outra possibilidade de maior custo seria a utilização de um motor elétrico para girar a fibra dentro da câmara de vácuo durante a evaporação [108].

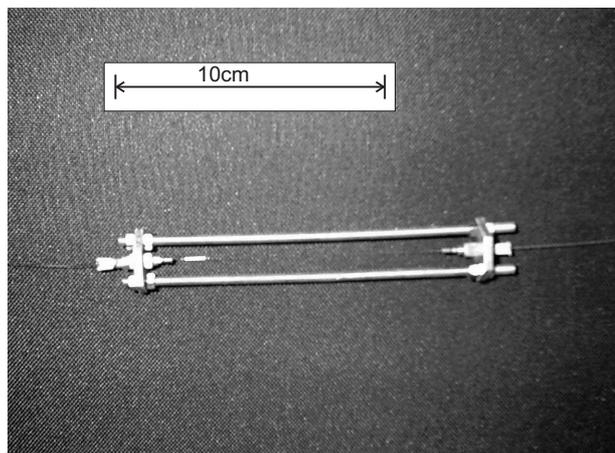


Figura 5.4: Suporte com chapas sextavadas e parafusadas para evaporação do filme fino de paládio sobre o sensor.

No caso da evaporação térmica, para se determinar a espessura do filme, uma lamínula foi colocada ao lado do sensor na evaporadora a fim de se obter posteriormente a espessura do filme depositado com um perfilômetro [107]. Evaporou-se em média 36 mg de Pd (99,95% (Degussa)) em cada rodada gerando um filme de aproximadamente 26 nm de espessura, sendo que o sensor permanecia a uma distância de 15 cm do cadinho de Tungstênio utilizado na evaporação.

Com *e-beam sputtering* a espessura do filme era monitorada durante a evaporação, que ocorria a uma taxa de 0,1 nm/s. O feixe de elétrons era dirigido a um cilindro de paládio com pureza 99,95% (Sigma-Aldrich). Filmes de 10 nm e 20 nm foram evaporados.

5.3.1

Caracterização dos sensores

O aparato optoeletrônico

O arranjo para caracterização dos sensores foi implementado para monitorar a variação da intensidade do sinal ótico que o atravessava. Para isso, iluminou-se o sensor com a ASE (Amonics/ALS-10-M) e a saída do sensor foi conectada a um medidor de potência ótica (Anritsu/MS9020D), que indicava o valor da potência ótica e enviava o sinal elétrico para uma placa de aquisição (National Instruments/NI9006) ligada a um computador pessoal. Tal sistema permite detectar uma variação da ordem de 2 mV no sinal elétrico convertido a partir do sinal ótico fotodetectado. Para casos em que se detectou baixas concentrações de hidrogênio, foi necessário eliminar o ruído do sinal usando filtros digitais.

O aparato mecânico

Para se expor o sensor a diferentes concentrações de hidrogênio projetou-se e montou-se uma câmara metálica em um tubo de cobre com três orifícios onde se conectaram mangueiras de Teflon que suportariam gases inflamáveis e altas pressões. Dois dos orifícios de entrada estavam conectados à saída de rotâmetros com indicação de vazão. Estes por sua vez eram alimentados por válvulas reguladoras de pressão que estavam ligadas a um cilindro de nitrogênio e outro de hidrogênio puros. A terceira mangueira servia como saída para a mistura direcionada para fora do laboratório. O objetivo dessa câmara é permitir a existência de uma atmosfera com concentração controlável de hidrogênio em nitrogênio completamente destituída de gases que possam reagir com o hidrogênio, no caso, o Oxigênio. O sensor é instalado e os orifícios por onde passa a fibra são vedados com silicone. A fig. 5.5 mostra a aparência do sistema montado.

5.3.2

Análise da caracterização dos sensores

Inicialmente, instalou-se na câmara um sensor com um *taper* de espessura 25 μm , comprimento 40 mm, recoberto com um filme de paládio evaporado por *e-beam* de espessura 30 nm. O sensor foi submetido inicialmente a uma atmosfera de 3,5% de hidrogênio e o sinal foi coletado por um dado intervalo de tempo até que a intensidade do sinal ótico estabele-



Figura 5.5: Foto mostrando o sistema mecânico com rotômetros, válvulas reguladoras de pressão e a câmara onde é inserido o sensor hidrogênio para teste.

zou e após isso fechou-se a válvula de hidrogênio, deixando fluir apenas o nitrogênio. A primeira curva obtida está mostrada na fig. 5.6. A região de aumento do sinal foi ajustada com uma curva sigmoide e a diminuição com uma exponencial. O sinal ilustra que após o fim da exposição ao hidrogênio, o sensor tem sua resposta alterada para um valor menor do que o sinal obtido antes do teste. Tal histerese ocorre durante as primeiras exposições dos sensores ao hidrogênio. Seu valor exato não pode ser correlacionado com a espessura do filme, já que para sensores fabricados por exatamente o mesmo procedimento, seu valor variou sensivelmente, sendo que alguns sensores não apresentaram essa histerese inicial. Além disso, o sinal obtido experimentalmente foi filtrado neste caso, já que a variação de tensão no fotodetector foi da ordem da resolução do sistema de aquisição. Na fig. 5.6, as curvas pontilhadas horizontais indicam a variação associada à histerese inicial do sensor. É descartada a possibilidade de essa histerese ser decor-

rente do ruído durante a aquisição do sinal, já que ela é maior que o valor médio do ruído e maior que resolução do sistema.

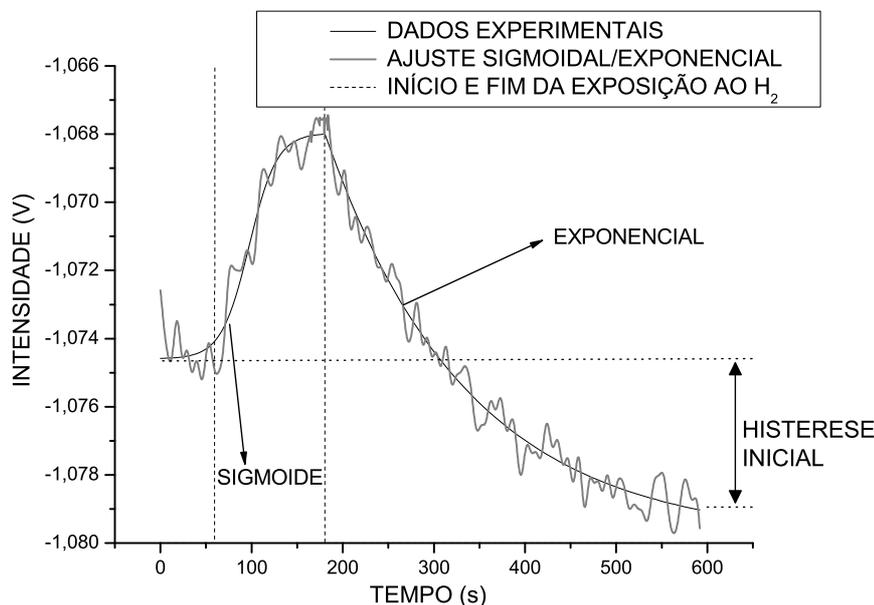


Figura 5.6: Curva obtida após expor-se o sensor a 3.5% de hidrogênio. As barras verticas tracejadas ilustram o instante de início e fim do fluxo de hidrogênio.

Outra conclusão importante obtida a partir da fig. 5.6 se resume na análise do tempo de resposta do sensor, que tem o tempo de retorno do sinal ao valor inicial atingindo pelo menos quatro vezes o maior o tempo de subida durante a detecção do hidrogênio. Fazendo uma análise intuitiva desse comportamento, durante a exposição, há maior concentração do gás, logo sua difusão é maior e conseqüentemente a velocidade de alteração do índice de refração que causa a variação de intensidade é maior, explicando o tempo de subida rápido.

O tempo de recuperação mostrado necessário para o sinal do sensor variar do valor de intensidade máxima à intensidade mínima após o fim da exposição ao hidrogênio condiz com uma análise do comportamento da difusão do hidrogênio no filme, entretanto não concorda com os dados apresentados na literatura [7]. Para um sensor similar ao testado, os autores mostram um tempo de recuperação de 75 s, que é quatro vezes menor que os valores obtidos em média para exposições a diferentes concentrações de hidrogênio, no caso, aproximadamente 300 s.

O mesmo sensor foi exposto a diferentes concentrações de hidrogênio menores que 10%, permitindo que os efeitos associados à histerese pudes-

sem ser minimizados. Então fez-se uma caracterização do dispositivo para diferentes concentrações de hidrogênio.

Respostas dinâmicas do sensor para concentrações de hidrogênio de 5%, 7%, 10%, 15% e 30% são mostradas na fig. 5.7. As figuras mostram também o tempo de subida até 90% do valor máximo de intensidade detectado na variação de intensidade. Percebe-se que esse tempo cai à medida que a concentração aumenta, já que a difusão forçada é proporcional à concentração de hidrogênio. Comprovando a suposição da análise feita anteriormente, baseada na lei de Fick mostrada na eq. (5-17), os tempos de recuperação após a exposição do sensor ao hidrogênio são todos da mesma ordem de grandeza, como se percebe na fig. 5.7, considerando a temperatura mantida constante a 25 °C ². Neste caso, após as exposições sistemáticas

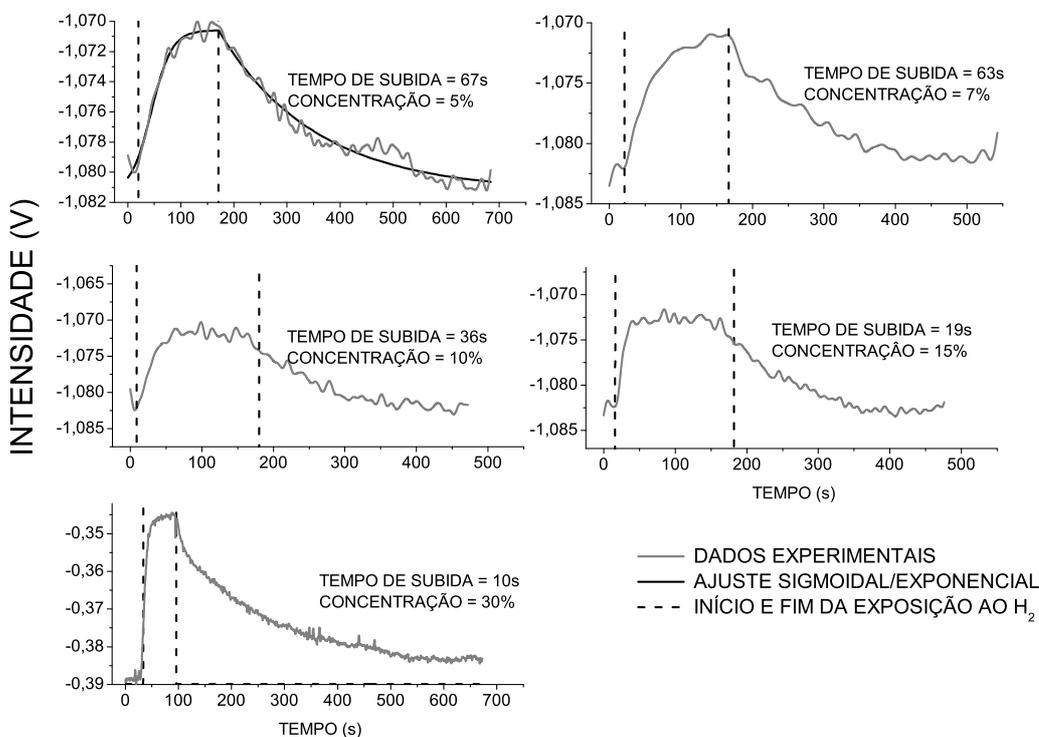


Figura 5.7: Curvas de resposta e tempos de subida da resposta dos sensores a concentrações de hidrogênio de 5%, 7%, 10%, 15%, 30%.

a concentrações crescentes, uma histerese foi percebida à medida que a concentração aumentava. Supõe-se que parte do hidrogênio que é absorvido pelo filme permanece no material após exposição se a concentração for

²Esses tempos são característicos das fases presentes no experimento formadas pelo sistema H-Pd. Uma alteração na temperatura pode alterar radicalmente os tempos de resposta do sensor, dada a alteração nas constantes das reações envolvidas no filme [115]

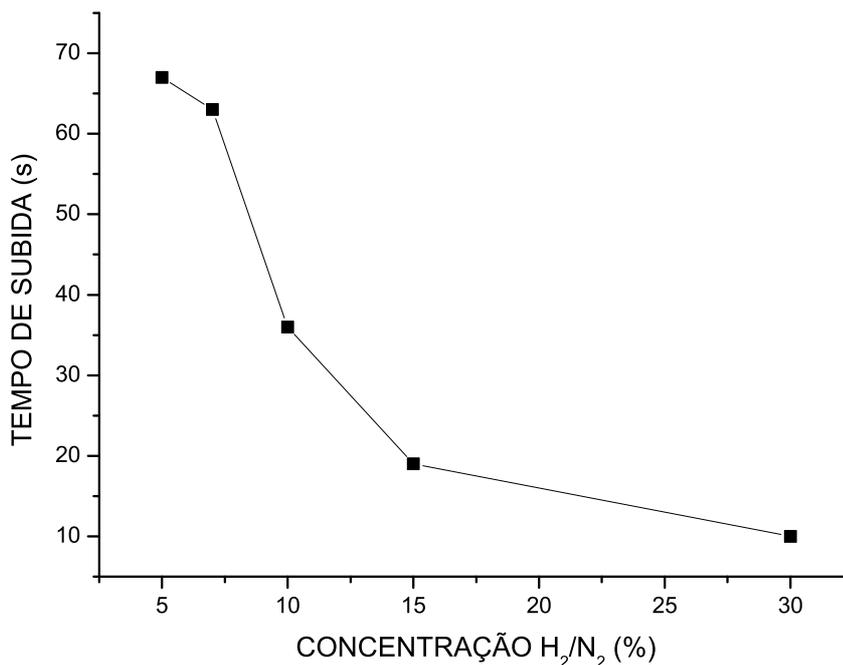


Figura 5.8: Curva dos tempos de subida do sinal de resposta dos sensores a diferentes concentrações de hidrogênio.

mais alta que valores em torno de 10%, justificando o argumento de que os testes com sensores de filmes de Pd são feitos em atmosferas com no máximo essa concentração, para evitar a destruição do dispositivo. Acima de 10%, o sensor continua a responder, mas a histerese varia e o sensor vai perdendo a sensibilidade, até que se torna inoperante, após alguns ciclos de exposição a altas concentrações. Essa histerese é provavelmente causada pelo surgimento de uma outra fase (β) do sistema H-Pd, que se forma quando a proporção atômica hidrogênio/paládio supera 0.58, coexistindo com a fase (α) presente em baixas concentrações de hidrogênio [116]. Como há duas fases, e elas não têm a mesma permeabilidade ao hidrogênio, as velocidades de desidrogenação e hidrogenação serão diferentes dos valores em que uma única fase está presente, o que explicaria a histerese, já que o hidrogênio permanece no metal mesmo após o fim da exposição. Entretanto, como as velocidades de saída do gás do metal se alteram, isso explicaria o fato de que após algum tempo, o sensor não mostra mais histerese para exposições a menores concentrações.

No último gráfico da fig. 5.7 pode-se notar uma histerese no sensor quando submetido a concentrações muito altas de hidrogênio. Pelo fato de ele manter o sinal menos atenuado do que antes da exposição ao gás,

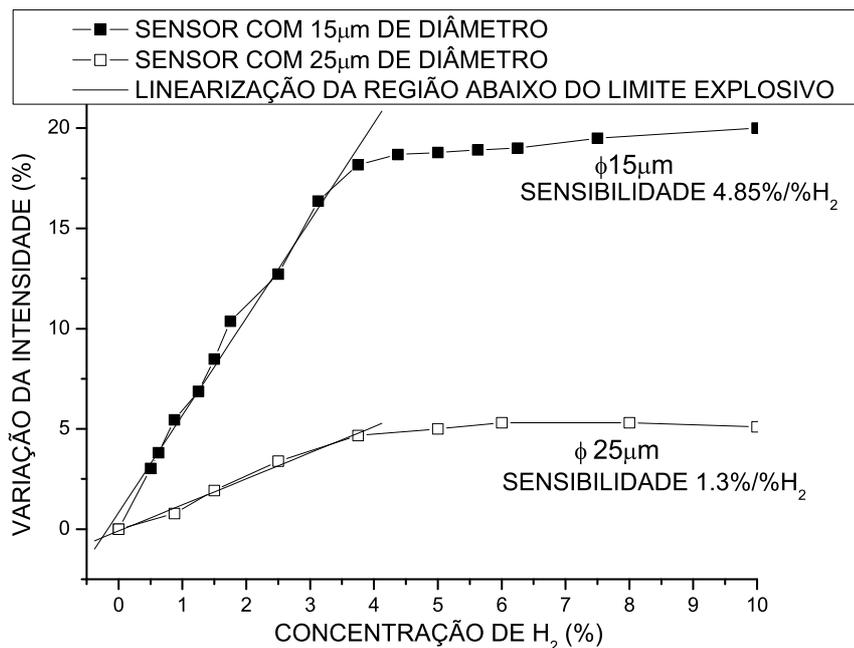


Figura 5.9: Curva ilustrativa do comportamento da variação de sinal em função da concentração de H₂.

pode-se concluir que nos casos de maior concentração de hidrogênio o sensor absorve e não permite que parte do hidrogênio difunda para fora, acarretando a histerese. Tal histerese difere da histerese inicial no sensor pois esta faz com que o sinal volte para um valor abaixo do valor inicial, o que pode ser consequência de uma forma de acomodação do sensor após as primeiras exposições. Uma análise mais ampla sob o ponto de vista de ciências dos materiais seria necessária para se obter mais informação sobre o comportamento do sensor em função do comportamento do filme de Pd. Todas as curvas desse sensor mostradas na fig. 5.7 foram processados com filtros digitais, excetuando a última que correspondia à exposição do sensor a 30%, para a qual a variação do sinal elétrico ficou muito acima do ruído médio no experimento. A fig. 5.8 mostra o comportamento dos tempos de subida do sinal de resposta do sensor em função das concentrações de hidrogênio. Pode-se notar como ocorre a queda nesses tempos como consequência da dependência da difusão de hidrogênio no sensor com a concentração. Confirma-se o fato de que a maior concentração de hidrogênio aumenta sua difusão no material, acarretando a variação de índice de refração que causa a diminuição da atenuação provocada pelo sensor.

O comportamento do sensor relacionando a variação da intensidade da luz que atravessa o dispositivo com a concentração é mostrada na fig. 5.9.

Esta curva foi obtida para o sensor caracterizado acima e para um sensor com um *taper* de espessura $15\ \mu\text{m}$, comprimento $40\ \text{mm}$, recoberto com um filme de paládio evaporado por *e-beam* de espessura $30\ \text{nm}$. Pode-se notar que a saturação do sensor começa a ocorrer em torno de 4% de hidrogênio em nitrogênio, que fica em torno do limite inferior de explosividade do hidrogênio. Neste caso, a sensibilidade do sensor de $15\ \mu\text{m}$ de diâmetro foi de $4,85\%/ \%H_2$ na região linearizada da curva entre $0,5\%$ e 4% . Vê-se que a maior sensibilidade ocorre nesse intervalo e que a resposta do sensor é aproximadamente linear. Para o sensor de $25\ \mu\text{m}$, a sensibilidade foi de $1,3\%/ \%H_2$. Esse gráfico ilustra o comportamento geral da sensibilidade do sensor e determina o intervalo dinâmico de operação variando as concentrações de $0,5\%$ a 10% de hidrogênio. Além disso percebe-se que a sensibilidade aumenta conforme o diâmetro do *taper* diminui, já que uma maior interação do campo evanescente ocorre conforme o diâmetro do dispositivo diminui. Assim pode-se concluir que esse sensor teria potencial uso na monitoração de hidrogênio molecular em ambientes que operam com o gás nas concentrações dentro do intervalo de concentrações abaixo do limite explosivo, operando também linearmente.

Para o caso de concentrações muito pequenas, e eventualmente de uso do sensor para monitoração de hidrogênio atômico, o limite de detecção inferior que caracteriza a resolução pode ser ainda diminuído com a eletrônica conveniente ou algoritmos de processamento após aquisição. A resolução desse sensor obtida com os equipamentos de aquisição foi de $0,5\%$ de hidrogênio, entretanto essa limitação é uma consequência do equipamento optoeletrônico usado.

5.4

Fabricação e modelagem do sensor a FBG refratométrico

Diferentemente do *taper* por aquecimento, o *taper* por corrosão consiste na retirada de parte da casca da fibra ótica por meio do ataque ao material com ácido fluorídrico. Caso haja uma rede de Bragg gravada sobre a parte atacada, pode-se monitorar a diminuição do diâmetro da fibra ótica por meio da monitoração do comprimento de onda de Bragg da FBG, que por sua vez está ligado diretamente ao índice do modo fundamental pela condição de Bragg. Cabe ressaltar que neste sensor o diâmetro do núcleo não é diminuído e só será atacado quando não mais houver casca.

A fabricação do sensor por corrosão permite que, ao se diminuir o diâmetro da casca, haja uma interação maior do campo evanescente com o

meio externo, fazendo com que a FBG seja sensível a um intervalo de índices de refração do meio que envolve a região estreitada.

O sensor com *taper* por corrosão e redes de Bragg na região corroída, sensível à variação do índice de refração externo o qual atua sobre o índice efetivo do modo fundamental tem sido caracterizado, de acordo com a literatura, por meio de medições de concentrações salinas [97, 96], sendo que uma análise abrangente do assunto pode ser encontrada em português em [117].

Para modelagem do *taper*, há basicamente duas abordagens. Usando a teoria da perturbação ou o modelo da fibra ótica de duas cascas. Considerando que o *taper* com casca corroída a partir de certo ponto não consiste mais em um núcleo envolto por casca virtualmente infinita, pode-se utilizar o modelo de fibra ótica de dupla casca determinado pela solução da equação de onda com condições de contorno padrões, sendo que a segunda casca seria representada pelo índice de refração do meio externo.

5.4.1

O modelo de dupla casca

Para fibras óticas cujas diferenças relativas de índice são pequenas, ou seja, para fibras óticas fracamente guiadas, as condições de continuidade de campo nas interfaces na equação de propagação levarão à equação de dispersão donde se calculará a constante de propagação β , como exposto por Monerie [36]. Para $\beta < k_0 n_2$, tem-se:

$$\frac{\left[\hat{J}_m(u) - \hat{Y}_m(u'c) \right] \left[\hat{K}_m(v) - \hat{J}_m(u') \right]}{\left[\hat{J}_m(u) - \hat{J}_m(u'c) \right] \left[\hat{K}_m(v) - \hat{Y}_m(u') \right]} = \frac{J_{m+1}(u'c)Y_{m+1}(u')}{J_{m+1}(u')Y_{m+1}(u'c)} \quad (5-18)$$

E para $\beta > k_0 n_2$:

$$\frac{\left[\hat{J}_m(u) - \hat{K}_m(v'c) \right] \left[\hat{K}_m(v) + \hat{I}_m(v) \right]}{\left[\hat{J}_m(u) + \hat{I}_m(v'c) \right] \left[\hat{K}_m(v) - \hat{K}_m(v') \right]} = \frac{I_{m+1}(v'c)K_{m+1}(v')}{I_{m+1}(v')K_{m+1}(v'c)} \quad (5-19)$$

onde as seguintes definições são usadas:

$$u = r_1 \sqrt{k_0^2 n_1^2 - \beta^2} \quad (5-20)$$

$$u' = r_2 \sqrt{k_0^2 n_2^2 - \beta^2} \quad (5-21)$$

$$v' = r_2 \sqrt{\beta^2 - k_0^2 n_2^2} \quad (5-22)$$

$$v = r_2 \sqrt{\beta^2 - k_0^2 n_{ext}^2} \quad (5-23)$$

$$\hat{Z}(x) = \frac{Z_m(x)}{x Z_{m+1}(x)} \quad (5-24)$$

$$c = r_1/r_2 \quad (5-25)$$

as eq. (5-20) a (5-23) definem os parâmetros de modo; a eq. (5-24) representa as funções de Bessel I , J , K e Y ; (5-25) é a relação entre o raio do núcleo r_1 e o da casca r_2 ; k_0 é o número de onda para o vácuo; n_1 , n_2 e n_{ext} são os índices de refração no núcleo, na casca e no meio externo respectivamente.

5.4.2

O modelo da teoria de perturbação

Outra abordagem possível seria a utilização da teoria de perturbação, que tornaria equivalente a perturbação de índice externo ou a variação do diâmetro da casca a uma mudança no índice de refração efetivo do modo de interesse [32]. A variação do índice efetivo estaria relacionada à parcela de potência ótica que fluiria pela região da perturbação. Portanto, conhecendo a constante de propagação do modo de interesse $\bar{\beta}$ da fibra ótica não perturbada, determina-se a constante de propagação perturbada por meio de:

$$\beta = \bar{\beta} + k_0 \bar{\eta}_p \delta n \quad (5-26)$$

onde $\bar{\eta}_p$ é a fração da potência total do modo que flui na região de perturbação cuja área de sua seção é A_p e δn é uma constante e estará associada à perturbação no índice da região perturbada. Dado que A_∞ é a área da seção transversal infinita, para uma fibra ótica monomodo padrão, ter-se-á:

$$\bar{\eta}_p = \frac{\int_{A_p} \bar{\Psi}^2 dA}{\int_{A_\infty} \bar{\Psi}^2 dA} = \frac{\int_0^{R_p} F_0^2 R dR}{\int_0^\infty F_0^2 R dR} \quad (5-27)$$

onde $\bar{\Psi}$ é a solução da equação de onda escalar para uma fibra ótica não perturbada, $R = r/r_1$ é o raio normalizado, R_p é o raio associado à região perturbada e F_0 para o modo fundamental é dado por:

$$F_0 = \frac{J_0(uR)}{J_0(u)} \text{ se } 0 \leq R \leq 1 \quad (5-28)$$

$$F_0 = \frac{K_0(v'cR)}{K_0(v'c)} \text{ se } 1 \leq R < \infty$$

5.4.3

Sensor a FBG refratométrico para monitoração da composição de hidrocarbonetos

Nesta sub-seção pretende-se descrever a aplicação do sensor na medição de concentrações de álcool anidro em gasolina, sua simulação e fabricação por corrosão com ácido fluorídrico [20]. Essa aplicação já foi implementada utilizando sensores a redes de período longo para monitoração da concentração de adulterantes em gasolina comercial. A partir dessas análises percebeu-se que o intervalo de índices de refração que foram medidos em [118] com o sensor a LPG estava contido em um intervalo em que o sensor a FBG refratométrico teria máxima sensibilidade, como mostrado a seguir.

Para fabricação do *taper* por corrosão utilizado no sensoriamento da qualidade da gasolina, utilizou-se ácido fluorídrico com concentração de 40%. Uma vantagem do sensor para esse fim consiste no fato de que o índice do álcool puro e da gasolina determinam extremos do intervalo de índices de refração que podem ser medidos com o sensor. Para modelagem utilizaram-se o índice de refração do ácido $n_{HF} = n_{ext} = 1,3333$, o índice da casca da fibra utilizada $n_2 = 1,464$ e o do núcleo $n_1 = 1,46575$, o raio do núcleo é $5\ \mu\text{m}$ e o raio inicial da casca é $62,5\ \mu\text{m}$. Com isso, pode-se reescrever a constante de propagação:

$$\beta = \bar{\beta} + k_0 \bar{\eta}_p (n_{HF} - n_2) \quad (5-29)$$

Para diferentes raios de casca, o parâmetro η_p precisará ser recalculado. Portanto, para dois raios diferentes, têm-se duas constantes de propagação diferentes, o que levaria a uma variação do índice efetivo associada a uma variação do raio, de acordo com:

$$\beta_1 - \beta_2 = k_0 (\bar{\eta}_{p1} - \bar{\eta}_{p2}) (n_{HF} - n_2) \quad (5-30)$$

Considerando $\beta_i = n_{ef_i} k_0$, para $i = 1, 2$, as constantes de propagação para dois raios específicos, ter-se-á:

$$\Delta n_{ef} = n_{ef1} - n_{ef2} = (\bar{\eta}_{p1} - \bar{\eta}_{p2}) (n_{HF} - n_2) = \Delta \eta_p \Delta n \quad (5-31)$$

onde $\Delta \eta_p$ é a variação da fração de potência na região perturbada e Δn é a variação de índice da segunda casca em relação à primeira, que na corrosão será mantida constante, mas quando o sensor estiver operando será um dos parâmetros que variará o índice efetivo.

De acordo com os modelos propostos na literatura, ao se utilizar a teoria de perturbação, quando o raio da casca não variar, a fração de potência na região perturbada se manterá constante. Adota-se como hipótese que o índice efetivo varia somente em função da variação do índice da segunda casca (meio externo). Se utilizarmos a eq. (5-31) na expressão da condição de Bragg (2-2), obter-se-á a variação do comprimento de onda de Bragg em função da perturbação da casca.

$$\Delta\lambda_{Bragg} = 2\Lambda\Delta\eta_p\Delta n \quad (5-32)$$

Como a diferença entre índices é mantida constante durante a corrosão, a variação do comprimento de onda de Bragg dependerá somente da variação da fração de potência na região perturbada. O gráfico do comportamento do comprimento de onda de Bragg em função do raio da casca é mostrado na fig. 5.10 e a partir dele pode-se inferir o comportamento do índice de refração efetivo.

Fabricação e caracterização

Dados experimentais também são mostrados na fig. 5.10 e foram obtidos monitorando-se a posição do pico do espectro da luz refletida pelo sensor durante a corrosão, com a ajuda de um analisador de espectros óticos.

A monitoração do pico do espectro de reflexão é fundamental para saber qual o ponto de parada de corrosão durante a fabricação do sensor. É preciso cuidar para que a fibra não seja totalmente corroída. A velocidade de corrosão obtida neste caso foi de $3,56\ \mu\text{m}$ por minuto. Pela curva experimental, percebe-se que o comprimento de onda de Bragg começa a se deslocar já no início da corrosão. Parte desse deslocamento se deve ao fato de que a corrosão é uma reação exotérmica e a FBG é sensível à temperatura. Além disso, o aumento do comprimento de onda de Bragg pode também estar associado ao fato de que somente a região imersa da fibra está sendo corroída, provocando uma variação abrupta do diâmetro dessa região da fibra imersa, que pode alterar o índice efetivo de uma maneira que não está prevista no modelo. Nos cálculos toda a fibra é considerada com o mesmo diâmetro e o *taper* neste caso pode não estar respeitando o critério de adiabaticidade. A partir do ponto em que o raio da casca se aproxima de $15\ \mu\text{m}$, a variação do comprimento de onda de Bragg cai abruptamente, mostrando que o índice passa a perceber o índice do ácido, como se fosse

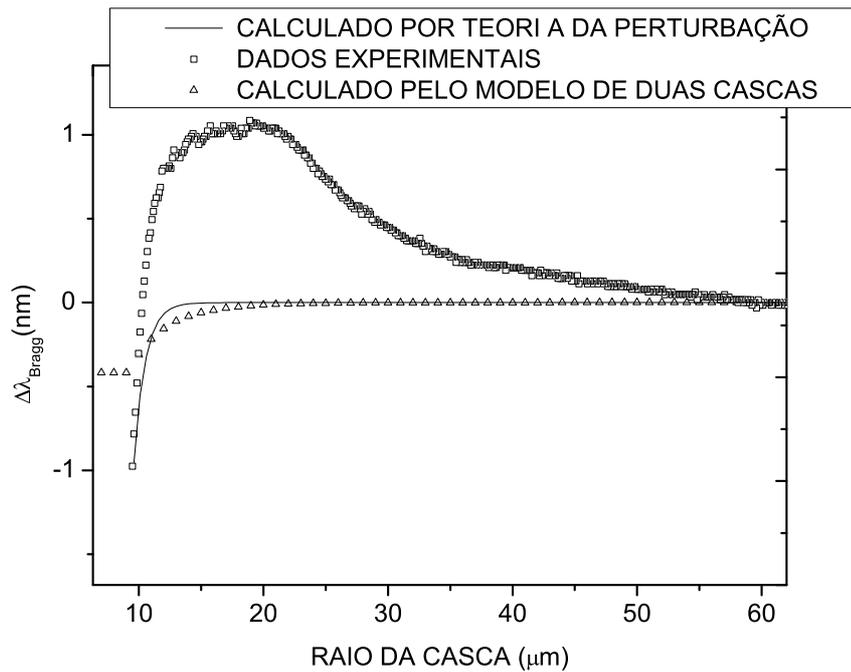


Figura 5.10: Curvas mostrando o comportamento da variação do comprimento de onda de Bragg da FBG com casca corroída em função do raio da casca, para os casos experimental, simulado com teoria da perturbação e com a solução da equação de dispersão para o modelo de duas cascas.

uma segunda casca.

Comparação dos resultados teóricos e experimentais

Na fig. 5.10 percebe-se que os modelos utilizados foram incapazes de prever o comportamento do comprimento de onda de Bragg para raios variando desde o início da corrosão até próximos que antecedem o ponto de parada da corrosão, quando sensor demonstra maior sensibilidade. Primeiramente, tais modelos são usados aqui somente para indicar qual o raio que permite uma melhor sensibilidade no sensor. Com esse valor de raio e com a taxa de corrosão do diâmetro da fibra pode-se prever aproximadamente o tempo de corrosão da FBG, demonstrando a utilidade do modelo na fabricação do sensor. Além disso, o desvio de até 1 nm na região que precede a queda brusca do comprimento de onda de Bragg da FBG não é causado por variações de temperatura, ao contrário do que possa parecer, já que a reação de corrosão é exotérmica. Ao se retirar a FBG do contato com o ácido fluorídrico no momento em que o deslocamento do comprimento de onda de Bragg é da ordem de 1 nm e inserindo o sensor em uma base, o

deslocamento permanece no comprimento de onda de parada da corrosão, variando alguns poucos pm, que correspondem à variação de temperatura da solução. Infere-se daí que apenas uma parcela muito pequena desse desvio corresponde à variação de temperatura no ambiente próximo a FBG.

Determinação do raio de maior sensibilidade

Para se determinar teoricamente qual o raio em que o índice efetivo começa a ser alterado pela variação do índice externo, resolveu-se a equação de dispersão para diferentes raios de casca e variou-se o índice do meio externo entre os valores que poderiam ser interessantes para monitorar a concentração de álcool em gasolina, ou seja, entre o valor do índice do álcool anidro puro $n_{alc} = 1,3665$ e o da gasolina pura $n_{gas} = 1,447$, de maneira similar ao descrito em [118]. No algoritmo para resolução da eq. (5-18) e eq. (5-19), o intervalo de busca para o índice efetivo variou entre o índice do álcool anidro até um valor muito próximo do índice de refração da casca, o que levou, para raios variando entre $30 \mu\text{m}$ a $10 \mu\text{m}$ às curvas de sensibilidade do índice efetivo em relação ao índice do meio mostradas na fig. 5.11. Na

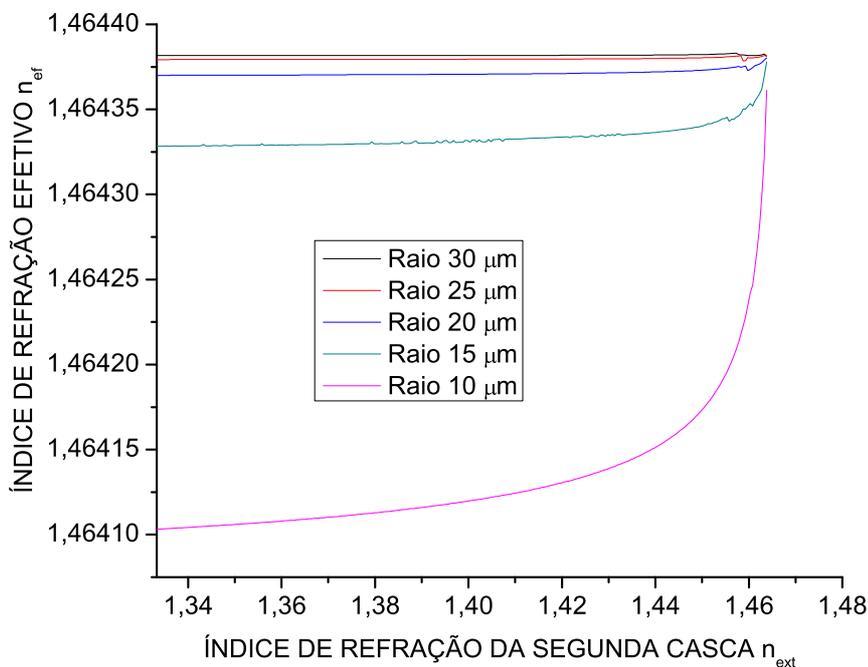


Figura 5.11: Variação do índice de refração efetivo do modo de propagação fundamental em função do índice do ambiente do sensor (segunda casca). As curvas foram calculadas resolvendo a equação de dispersão para o modelo de duas cascas.

fig. 5.11 percebe-se que a sensibilidade crescerá com a diminuição do raio da casca. Pode-se também perceber qual será a curva de resposta do sensor à variação do índice do meio externo, no caso, a amostra de gasolina. Nos dados experimentais, verificou-se que a curva da resposta do sensor, cujo raio é $6\ \mu\text{m}$, pode ser aproximada por uma exponencial de primeira ordem, no intervalo de índices para gasolina e álcool anidro, como visto na fig. 5.12. Utilizaram-se gasolina e álcool anidro obtidos da Refinaria "Presidente

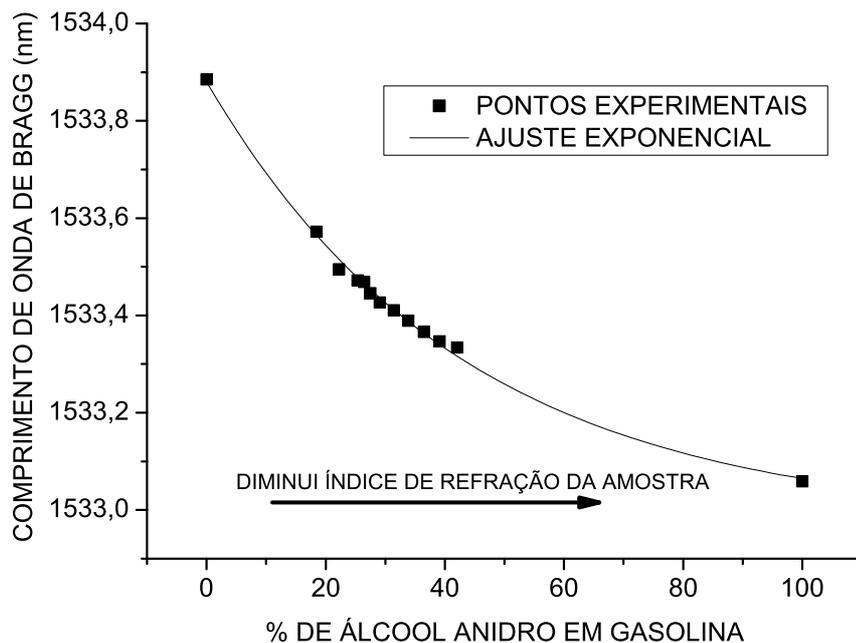


Figura 5.12: Comprimento de onda de Bragg em função da porcentagem de álcool na gasolina da amostra envolvendo o sensor com raio $6\ \mu\text{m}$. A curva contínua é a aproximação por uma exponencial de primeira ordem. Os pontos foram medidos para gasolina pura, álcool puro e para concentrações entre 20% e 45%.

Getúlio Vargas" (REPAR), já que a gasolina comercial obtida em postos de gasolina contém marcadores que poderiam alterar o índice da gasolina e a resposta do sensor na fase de caracterização. Para caracterizar o sensor seria portanto apropriado utilizar somente as amostras puras de material que se quer detectar. Considerando que as percentagens que podem ocorrer em caso de adulteração da gasolina por meio de concentrações exageradas de álcool anidro compreendem valores entre 20% e 45%, a maioria dos pontos da caracterização foi obtida para essas concentrações. Gasolina pura e álcool anidro puro também foram detectados e o deslocamento do comprimento de onda de Bragg entre esses pontos foi de 816 pm. Caso se utilize apenas os

pontos obtidos entre 20% e 45% de álcool em gasolina, ajustando com uma reta esses pontos da curva de resposta do sensor, ter-se-á uma sensibilidade aproximada de $9,6 \text{ pm}/\%_{\text{alcohol}}$. A maioria dos sistemas de interrogação seria capaz de trabalhar com esse sensor, dada essa sensibilidade.

5.4.4

Interrogação do sensor com o laser a DTG

Para demonstração da capacidade de interrogação do sistema com laser sintonizável a DTG verificou-se a resposta de um sensor refratométrico em FBG. O sensor foi corroído até que seu diâmetro atingisse $10 \mu\text{m}$ e o espectro nominal estava centrado em $1541,36 \text{ nm}$. Utilizou-se uma segunda rede de Bragg cujo espectro estava centrado em $1546,14 \text{ nm}$ para servir de referência, sendo mergulhada na mistura de combustível para compensar variações de temperatura. Assim, a diferença temporal entre os pontos de cruzamento de zero foi calculada por meio do processamento com filtros digitais como mencionado no capítulo anterior. Obteve-se com esse experimento os dados mostrados na fig. 5.13. Percebe-se na fig. 5.13 que a forma da curva de resposta lida pelo sistema com laser sintonizável tem a mesma forma da curva obtida com o OSA, mostrada na fig. 5.12. Entretanto, ela está invertida pelo fato de que os valores que estão sendo medidos são as diferenças temporais entre os picos das redes (sensora e de referência), que aumentam à medida que a concentração de álcool aumenta. Além disso, o comprimento de onda de pico do espectro do sensor diminui quando o índice de refração da mistura cai. Considerando que o sensor a FBG tem sua refletividade reduzida quando o dispositivo tem seu diâmetro corroído a ponto de se remover toda a casca da fibra, a relação sinal-ruído do sistema de interrogação também deteriora, o que acarreta um aumento na incerteza na determinação dos pontos de cruzamento de zero. Tal aumento na incerteza pode ser observado no desvio dos pontos em torno da curva de ajuste exponencial na fig. 5.13.

5.4.5

Sensor a LPG e FBG refratométrico: comparativo

Um sensor a LPG é um sensor refratométrico intrínseco, não necessitando de alterações no diâmetro da fibra para perceber variações de índice de refração no meio em que está inserido. Ele funciona baseando-se no deslocamento do vale do espectro da luz que o atravessa. A monitoração do



Figura 5.13: Diferença temporal entre os pontos de cruzamento de zero em função da porcentagem de álcool na gasolina da amostra envolvendo o sensor com raio $10\ \mu\text{m}$. A curva contínua é a aproximação por uma exponencial de primeira ordem. Os pontos foram medidos para gasolina pura, álcool puro e para concentrações entre 10% e 50% de álcool em gasolina.

comprimento de onda do vale é associada à amostra medida. No caso da monitoração da concentração de etanol em gasolina executada por outros membros do grupo no laboratório de Laser³, o sensor a LPG mostra uma sensibilidade de aproximadamente $75\text{pm}/\%$, correspondendo a uma variação de $7,5\text{nm}$ no vale de atenuação do espectro de transmissão da LPG para variações de concentrações de álcool entre 0% e 100% em gasolina [118]. Isso demonstra que esse sensor tem uma sensibilidade 7,8 vezes maior do que o sensor a FBG. O sensor a LPG é mais resistente mecanicamente, já que seu diâmetro é o de uma fibra ótica padrão. Entretanto, a gama de técnicas de interrogação para um sensor a LPG é menor do que a de técnicas para os sensores a FBG.

³Laboratório da Universidade Tecnológica Federal do Paraná

5.5 Conclusões

Aqui demonstrou-se a implementação de sensores fabricados em *tapers* para aplicações na instrumentação de processos petroquímicos. Com a modelagem das técnicas de fabricação dos sensores em FBG corroídos com ácido fluorídrico, demonstrou-se a aplicabilidade desse sensor para monitorar um parâmetro de conformidade de gasolina comercial, a saber, a verificação de diferentes soluções de etanol em gasolina. A modelagem da técnica serviu para otimizar o processo de fabricação e teste do sensor. Já no caso do sensor de hidrogênio, desenvolveram-se desde os aparatos para sua fabricação até a análise da resposta dinâmica do sensor, pois tal aspecto ainda não havia sido avaliado na literatura. Considerando a alta sensibilidade desse sensor, sugeriu-se a sua aplicação na detecção de hidrogênio para monitoração da fragilização de paredes metálicas em contato com hidrocarbonetos. Outras aplicações consistiriam no uso do sensor para avaliação do sistema Pd-H, bem como da avaliação dinâmica da reação entre o paládio e o hidrogênio. Para complementar a aplicabilidade das técnicas desenvolvidas no trabalho, demonstrou-se o uso do sistema com laser sintonizável para interrogação do sensor em FBG corroída.

6

Conclusões finais

Este trabalho consistiu no estudo e desenvolvimento de técnicas de interrogação de sensores a redes de Bragg em fibra ótica e desenvolvimento e estudo de sensores para monitoração de processos na área petroquímica. Vários algoritmos para simulação dos sensores em redes de Bragg em fibra ótica foram implementados para verificação do comportamento do dispositivo em fibras com *tapers* e simulação dos sensores. Esses algoritmos utilizaram a técnica das matrizes de transferência e a resolução numérica das equações de modo acoplado.

Quanto às técnicas de interrogação, um sistema de baixo custo para interrogação de um sensor a FBG com a técnica do filtro sintonizável, mas utilizando uma FBG sintonizável no lugar do filtro Fabry-Perot, foi implementado e analisado teoricamente. Outro sistema baseado no mesmo princípio, mas com a vantagem de poder multiplexar sensores a FBG foi desenvolvido e analisado. Parte da teoria que explica o funcionamento da interrogação com FBG sintonizável foi desenvolvida modificando a teoria de espectroscopia de varredura em comprimento de onda e obtendo-se expressões para o índice ótimo de modulação e sensibilidade quando o sistema estiver trabalhando em malha fechada. Ainda com esse sistema de sintonia a partir de uma FBG e com as técnicas inspiradas na espectroscopia a laser com modulação em comprimento de onda, implementou-se um laser em fibra dopada com érbio com o objetivo de interrogar sensores a FBG multiplexados. Dadas as limitações das FBG em fibra monomodo padrão, a idéia de se utilizar uma rede de Bragg em fibra de alta resistência foi proposta, permitindo a sintonia com alta confiabilidade de sensores multiplexados e conseqüentemente a superioridade dessa técnica sobre as configurações propostas na literatura anteriormente, estando o intervalo de sintonia limitado somente pelo sistema mecânico de estiramento da FBG. As limitações de sintonia do laser a EDF em cavidade linear foram estudadas, demonstrando que o laser é eficiente para interrogar com o método utilizado.

Um conjunto de filtros digitais foi implementado de maneira a proces-

sar os espectros adquiridos pelo sinal do laser modulado em comprimento de onda. Como o sistema mecânico tem uma limitação para modulação em frequências mais altas que poderia acarretar o comprometimento da resolução em uma detecção com amplificador *lock-in* como no sistema com uma fonte de banda larga, o conjunto de filtros digitais permitiu a detecção do pico dos espectros mesmo em ambiente com ruído interferométrico e outras distorções. Foi demonstrado que essa técnica com filtros digitais permitiu uma resolução muito próxima da resolução obtida com as redes neurais em funções radiais de base.

No que tange a técnicas de interrogação que requerem a aquisição de parte do espectro de reflexão da FBG para determinação da perturbação, uma técnica utilizando redes neurais foi aplicada para melhora da acurácia na detecção do pico do espectro. Quando a aquisição é feita com equipamento de resolução insuficiente, a técnica permite uma menor incerteza na detecção do comprimento de onda de Bragg ao se aplicar a técnica baseada em rede neural com funções radiais de base. Demonstrou-se teoricamente a superioridade do método sobre outras formas de processamento tradicionais por meio da análise da incerteza dos métodos aplicados a espectros simulados com diferentes graus de ruído. Demonstrou-se também praticamente uma aplicação na avaliação de forças ortodônticas cuja magnitude não seria possível de ser medida sem o método das redes neurais RBF, considerando a resolução e acurácia limitada dos sistemas tradicionalmente usados.

A técnica com redes neurais foi implementada para processamento do sistema de interrogação com o laser sintonizável a EDF, permitindo a melhora da resolução de obtida com o conjunto de filtros de $4,9 \mu\epsilon/\sqrt{\text{Hz}}$ para $4,6 \mu\epsilon/\sqrt{\text{Hz}}$, a qual é a mesma que foi obtida com o sistema com FBG sintonizável e fonte ótica de banda larga.

Sensores para monitoração de processos petroquímicos foram desenvolvidos e analisados. Um sensor em fibra com casca corroída por ácido fluorídrico foi implementado, estudado e testado, a fim de se detectar a concentração de álcool em gasolina por meio da medição do índice de refração da amostra. A sensibilidade desse sensor à variação do índice de refração, ou ainda, à variação da concentração de álcool em gasolina, de $9,6 \text{ pm}/\%_{\text{alcool}}$ é 7,8 vezes menor do que a de um sensor a LPG para a mesma finalidade. A disponibilidade de métodos de interrogação de sensores de FBG torna o sensor atrativo para implementação e futuros desenvolvimentos para aplicações em campo a despeito de sua menor sensibilidade.

Sensores de hidrogênio em fibra ótica com diâmetro reduzido por meio de fusão e cuja região com o *taper* contém um filme fino de paládio foram

implementados. O objetivo neste caso foi implementar e estudar aspectos ainda inexplorados desse sensor, o qual se sugere utilizar na detecção de fragilização de paredes metálicas de transporte de hidrocarbonetos, os quais sofrem pela penetração de hidrogênio molecular e H^+ em suas paredes. Aqui analisaram-se os limites extremos de operação desse sensor e aspectos associados à histerese durante a exposição a atmosferas com alta concentração de hidrogênio. Determinou-se os tempos de resposta do sensor, que nos casos de recuperação do sinal do sensor após exposição ao hidrogênio, estabelecem novos valores obtidos em temperatura ambiente, contradizendo o que foi publicado anteriormente por outros autores. Considerando as características do sensor, percebe-se que ele poderia operar com uma resposta linear na detecção de hidrogênio abaixo do limite explosivo. Seu comportamento, entretanto, para valores acima desse limite não permitem uma operação direta com respostas lineares, dada a histerese e a inutilização do sensor para essas concentrações.

6.1

Trabalhos futuros

Com respeito às técnicas de interrogação inspiradas em espectroscopia de varredura em comprimento de onda alguns temas podem ser continuados no desenvolvimento da teoria para explicação da interrogação de sensores a redes de Bragg em que se utilizam diferentes formas de onda de modulação e a detecção de diferentes harmônicos do sinal detectado. Com essa teoria pode-se determinar, como ocorre na teoria para espectroscopia a laser com modulação em comprimento de onda:

- Qual a melhor forma de onda de modulação considerando que a fonte tem um espectro gaussiano. Para isso, deve-se utilizar a teoria de espectroscopia de modulação em que se considera que a fonte tem o espectro com largura de banda muito menor do que o espectro de absorção da amostra [119, 76, 120, 121, 122].
- Qual a influência do perfil espectral da fonte de banda larga na interrogação. Dado que na modelagem se considerou o espectro da fonte constante ao longo do intervalo em comprimento de onda, há aí um erro implícito não avaliado. Isso acarreta um erro de fator de escala [123], que ocorre na interrogação com ELEDs ou diodos superluminescentes, em que efeitos de cavidade produzem alterações

no espectro do sinal ótico. Tais problemas foram minimizados no caso da interrogação com laser sintonizável por meio de filtros digitais.

- Como avaliar o sistema por varredura com redes de Bragg operando em malha fechada, determinando sua resposta em frequência, frequências máximas que poderá monitorar em função do amplificador *lock-in* utilizado e determinar as expressões analíticas para esse comportamento, bem como implementar a circuitaria eletrônica envolvida na interrogação.

No que tange o desenvolvimento dos sensores, no caso do sensor de hidrogênio:

- Construir uma máquina para fabricação de *tapers* por meio do método do pincel-de-chama, de acordo com a teoria descrita no capítulo 5. A construção da máquina de *tapers* permitirá a fabricação de outros sensores, baseados em redes de Bragg, bem como de dispositivos que utilizam *tapers* por fusão.
- Elaborar o encapsulamento do sensor para que ele possa ser utilizado para monitoração de paredes metálicas de tubulações em que ocorrem problemas de fragilização por hidrogênio, além de testar o sensor em uma célula eletroquímica para carga de hidrogênio. Essa forma de encapsulamento deve ser desenvolvida baseando-se nas sugestões da norma G148-97(2003) da ASTM [106] para fabricação da amostra a ser testada na célula de carga de hidrogênio.
- Fabricar sensores de hidrogênio utilizando *tapers* por fusão, a fim de ficarem mais sensíveis a deformação com filmes finos de maior espessura (centenas de nm) de paládio. Gravar redes de Bragg nos *tapers* de 50 μm de diâmetro, já que este é o menor diâmetro em que se consegue gravar uma rede de Bragg suficientemente forte em *tapers* por fusão. Neste caso, considera-se que sensores com FBG e filmes de paládio foram relatados na literatura somente em *tapers* por corrosão, como descrito em [98].
- Sob o ponto de vista de ciências dos materiais, seria interessante analisar como a alteração do paládio recobrimo o sensor se altera durante a exposição ao hidrogênio. Por que há e como se minimizar a histerese no sensor são questões a serem respondidas.

Quanto ao sensor para monitoração da composição de hidrocarbonetos:

- Determinar o comportamento da corrosão da fibra para diferentes concentrações de ácido fluorídrico. Adicionalmente, deve-se caracterizar o sensor sob diferentes formas de exposição ao ácido. É possível que as curvas teóricas e práticas possam concordar melhor caso a fibra seja corroída utilizando-se concentrações muito baixas de ácido e de maneira que a fibra fique exposta a quantidades bem menores de ácido. Além de caracterizar o sensor para diferentes composições como feito por Falate em [118].

A

Publicações

Aqui se listam as publicações efetuadas durante o período de doutoramento do autor.

A.1

Artigos em revista

A. S. Paterno, N. Haramoni, J. C. C. da Silva, and H. J. Kalinowski, “Highly reliable strain-tuning of an Erbium-doped fiber laser for the interrogation of multiplexed Bragg grating sensors,” *Optics Communications* - Aceito para publicação (2007).

N. Haramoni, A. S. Paterno, and H. J. Kalinowski, “Mechanically Tuned EDF Laser for Interrogation of Multiplexed Fiber Bragg Grating Sensors,” *Journal of Microwave and Optoelectronics* - Aceito para publicação (2007).

A. S. Paterno, L. V. R. Arruda, and H. J. Kalinowski, “Approximation methods of optical spectra: an analysis of the application of constructive RBF networks in fiber optic sensing,” *Learning and Nonlinear Models* - Aceito para publicação (2007).

A. S. Paterno, V. de Oliveira, T. S. de Figueredo, and H. J. Kalinowski, “Multiplexed fiber Bragg grating interrogation system using a modulated fiber Bragg grating and the tunable filter method,” *IEEE Sensors Journal* **6**, 1662–1668 (2006).

M. S. Milczewski, J. C. C. da Silva, I. Abe, L. Carvalho, R. N. Nogueira, A. S. Paterno, H. J. Kalinowski, and J. L. Pinto, “Determination of setting expansion of dental materials using fibre optical sensing,” *Measurement Science and Technology* **17**, 1152–1156 (2006).

M. S. Milczeswki, J. C. C. Silva, I. Abe, J. A. Simões, A. S. Paterno, and H. J. Kalinowski, “Avaliação de forças ortodônticas através de sensoras em fibra óptica,” *Mecânica Experimental* - Aceito para publicação - Portugal (2007).

M. S. Milczeswki, J. C. C. Silva, A. S. Paterno, F. Kuller, and H. J. Kalinowski, "Measurement of composite shrinkage using a fibre optic Bragg grating sensor," *Journal of Biomaterials Science-Polymer Edition - Aceito para publicação* (2007).

A. S. Paterno, J. C. C. Silva, M. S. Milczewski, L. V. R. Arruda, and H. J. Kalinowski, "Radial-basis function network for the approximation of FBG sensor spectra with distorted peaks," *Measurement Science and Technology* **17**, 1039–1045 (2006).

A. S. Paterno, J. L. Fabris, and H. J. Kalinowski, "Sistema com laser sintonizável para caracterização de dispositivos óticos," *Revista Física Aplicada e Instrumentação* **17**, 1–7 (2004).

A.2

Artigos em conferências

A. S. Paterno, C. Legnani, H. J. Kalinowski, and M. Cremona, "Highly sensitive tapered fiber-optic sensor to detect gaseous Hydrogen in low concentrations and the proposal to use it as a Hydrogen embrittlement detector," in *Rio Oil and Gas Conference, Rio de Janeiro* (2006).

A. S. Paterno, T. S. Figueredo, M. Milczewski, F. Kuller, and H. J. Kalinowski, "Sistema com sensor a FBG refratométrico: aplicações na detecção de gasolina adulterada e desenvolvimento de sensor de hidrogênio," in *3º Congresso Brasileiro de Pesquisa e Desenvolvimento em Petróleo e Gás, Salvador - Bahia* (2005).

M. S. Milczeswki, J. C. C. Silva, I. Abe, J. A. Simões, A. S. Paterno, and H. J. Kalinowski, "Measuring Orthodontic Forces with HiBi FBG Sensors," in *18th International Conference on Optical Fibre Sensors - Proceedings of the SPIE* (2006).

N. Haramoni, A. S. Paterno, and H. J. Kalinowski, "Laser a EDF Sintonizável Mecanicamente para Interrogação de Sensores a Redes de Bragg," in *MOMAG 2006, Belo Horizonte* (2006).

A. S. Paterno, J. L. Fabris, and H. J. Kalinowski, "Tunable optical source for the interrogation of Bragg gratings via spectral scanning," in *Latin American Conference on Optics, Lasers and Applications, Porlamar - Venezuela*, 822–827 (2004).

A. S. Paterno, V. de Oliveira, T. S. Figueredo, and H. J. Kalinowski, "Tunable filter interrogation method with a modulated fiber Bragg grating," in *International Microwave and Optoelectronics Conference - IMOC, Brasília* (2005).

A. S. Paterno, L. V. Arruda, and H. J. Kalinowski, “Radial-basis function network for the approximation of quasi-distributed FBG sensor spectra with distorted peaks,” in *17th International Conference on Optical Fibre Sensors - Proceedings of the SPIE* **5622**, 976–980 (2005).

Referências Bibliográficas

- [1] T. G. Gianllorenzi, J. A. Bucaro, A. Dandridge, G. H. Sigel, J. H. Cole, S. C. Rashleigh, and R. G. Priest, "Optical Fiber Sensor Technology," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* **MTT-30**, 472–511 (1982).
- [2] M. Butler, "Optical Fiber Hydrogen sensor," *Applied Physics Letters* **45**, 1007–1009 (1984).
- [3] M. Butler, "Micromirror optical-fiber hydrogen sensor," *Sensors and Actuators B* p. 155–163 (1994).
- [4] R. P. Kenny, T. A. Birks, and K. P. Oakley, "Control of Optical Fibre Taper Shape," *Electronics Letters* **27**, 1654–1656 (1991).
- [5] T. A. Birks and Y. W. Li, "The Shape of Fiber Tapers," *Journal of Lightwave Technology* **10**, 432–438 (1992).
- [6] J. Homola, J. Ctyroky, M. Skalky, J. Hradiliva, and P. Kolarova, "A surface plasmon resonance based integrated optical sensor," *Sensors and Actuators B* **39**, 286–290 (1997).
- [7] J. Villatoro, A. Díez, J. L. Cruz, and M. V. Andrés, "In-Line Highly Sensitive Hydrogen Sensor Based on Palladium-Coated Single-Mode Tapered Fibers," *IEEE Sensors Journal* **3**, 533–538 (2003).
- [8] J. Villatoro, D. Monzon-Hernandez, and E. Mejía, "Fabrication and modeling of uniform-waist single-mode tapered optical fiber sensors," *Applied Optics* **42**, 2278–2283 (2003).
- [9] O. Wolfbeis, "Fiber-Optic Chemical Sensors and Biosensors," *Analytical Chemistry* **76**, 3269–3284 (2004).
- [10] A. S. Paterno, L. V. Arruda, and H. J. Kalinowski, "Radial-basis function network for the approximation of quasi-distributed FBG sensor spectra with distorted peaks," in *Proceedings of the SPIE - 17th International Conference on Optical Fibre Sensors* **5855**, 976–980 (2005).

- [11] A. S. Paterno, J. C. C. Silva, M. S. Milczewski, L. V. R. Arruda, and H. J. Kalinowski, "Radial-basis function network for the approximation of FBG sensor spectra with distorted peaks," *Measurement Science and Technology* **17**, 1039–1045 (2006).
- [12] A. S. Paterno, L. V. R. Arruda, and H. J. Kalinowski, "Approximation methods of optical spectra: an analysis of the application of constructive RBF networks in fiber optic sensing," *Learning and Nonlinear Models - Aceito para publicação* (2006).
- [13] M. S. Milczewski, J. C. C. da Silva, I. Abe, L. Carvalho, R. N. Nogueira, A. S. Paterno, H. J. Kalinowski, and J. L. Pinto, "Determination of setting expansion of dental materials using fibre optical sensing," *Measurement Science and Technology* **17**, 1152–1156 (2006).
- [14] M. S. Milczewski, J. C. C. Silva, I. Abe, J. A. Simões, A. S. Paterno, and H. J. Kalinowski, "Avaliação de forças ortodônticas através de sensoras em fibra óptica," *Mecânica Experimental - Submetido - Portugal* (2006).
- [15] M. S. Milczewski, J. C. C. Silva, I. Abe, J. A. Simões, A. S. Paterno, and H. J. Kalinowski, "Measuring Orthodontic Forces with HiBi FBG Sensors," in *Proceedings of the SPIE - 18th International Conference on Optical Fibre Sensors* (2006).
- [16] A. S. Paterno, V. de Oliveira, T. S. Figueredo, and H. J. Kalinowski, "Tunable filter interrogation method with a modulated fiber Bragg grating," in *Proceedings of the International Microwave and Optoelectronics Conference - IMOC, Brasília* (2005).
- [17] A. S. Paterno, V. de Oliveira, T. S. de Figueredo, and H. J. Kalinowski, "Multiplexed fiber Bragg grating interrogation system using a modulated fiber Bragg grating and the tunable filter method," *IEEE Sensors Journal* **6** (2006).
- [18] N. Haramoni, A. S. Paterno, and H. J. Kalinowski, "Laser a EDF Sintonizável Mecanicamente para Interrogação de Sensores a Redes de Bragg," in *Proceedings of the MOMAG 2006 - 12º SBMO – Simpósio Brasileiro de Microondas e Optoeletrônica 7º CBMAG – Congresso Brasileiro de Eletromagnetismo, Belo Horizonte* (2006).
- [19] A. S. Paterno, C. Legnani, H. J. Kalinowski, and M. Cremona, "Highly sensitive tapered fiber-optic sensor to detect gaseous Hydrogen in low concentrations and the proposal to use it as a Hydrogen embrittlement

- detector,” in *Proceedings of the Rio Oil and Gas Conference, Rio de Janeiro* (2006).
- [20] A. S. Paterno, T. S. Figueredo, M. Milczewski, F. Kuller, and H. J. Kalinowski, “Sistema com sensor a FBG refratométrico: aplicações na detecção de gasolina adulterada e desenvolvimento de sensor de hidrogênio,” in *Proceedings of the 3º Congresso Brasileiro de Pesquisa e Desenvolvimento em Petróleo e Gás, Salvador - Bahia* (2005).
- [21] J. Hecht, *City of Light: The Story of Fiber Optics* (Oxford University Press, Oxford, 1999).
- [22] L. B. Jeunhomme, *Single Mode Fiber Optics: Principles and Applications* (Marcel Dekker, New York, 1990).
- [23] K. O. Hill, Y. Fujii, D. C. Johnson, and B. S. Kawasaki, “Photosensitivity in optical fiber waveguides: Application to reflection filter fabrication,” *Applied Physics Letters* **32**, 647–649 (1978).
- [24] B. S. Kawasaki, K. O. Hill, D. C. Johnson, and Y. Fujii, “Narrow-band Bragg reflectors in optical fibers,” *Optics Letters* **3**, 66–68 (1978).
- [25] G. Meltz, W. W. Morey, and W. H. Glenn, “Formation of Bragg Gratings in Optical Fibers by a Transverse Holographic Method,” *Optics Letters* **14**, 823–825 (1989).
- [26] K. O. Hill and G. Meltz, “Fiber Bragg Grating Technology Fundamentals and Overview,” *Journal of Lightwave Technology* **15**, 1263–1276 (1997).
- [27] Y. Wang, J. Grant, A. Sharma, and G. Myers, “Modified Talbot Interferometer for Fabrication of Fiber-Optic Grating Filter Over a Wide Range of Bragg Wavelength and Bandwidth Using a Single Phase Mask,” *Journal of Lightwave Technology* **19**, 1569–1573 (2001).
- [28] J. C. C. da Silva, R. Falate, J. L. Fabris, H. J. Kalinowski, J. L. Pinto, and R. N. Nogueira, “Production of Fiber Bragg Gratings in Phase Mask Interferometers,” in *Proceedings of the 4th Conference on Telecommunications - Aveiro, Portugal* pp. 449–451 (2003).
- [29] R. Kashyap, *Fiber Bragg Gratings* (Academic Press, Londres, Reino Unido, 1999).
- [30] T. Erdogan, “Fiber Grating Spectra,” *Journal of Lightwave Technology* **15**, 1277–1294 (1997).

- [31] A. V. Oppenheim and R. W. Schaffer, *Discrete-Time Signal Processing* (Prentice-Hall, New Jersey, 1989).
- [32] A. W. Snyder and J. D. Love, *Optical waveguide theory* (Kluwer Academic Publishers, Boston, 1983).
- [33] T. Erdogan, "Cladding-mode resonances in short- and long-period fiber grating filters," *Journal of the Optical Society of America A* **14**, 1760–1773 (1997).
- [34] D. Marcuse, *Theory of Dielectric Optical Waveguides* (Academic Press, New York, 1991).
- [35] M. Yamada and K. Sakuda, "Analysis of almost-periodic distributed feedback slab waveguides via a fundamental matrix approach," *Applied Optics* **26**, 3474–3478 (1987).
- [36] M. Monerie, "Propagation in Doubly Clad Single-Mode Fibers," *IEEE Journal of Quantum Electronics* **QE-18**, 535–542 (1982).
- [37] K. O. Hill, "Aperiodic Distributed-Parameter Waveguides for Integrated Optics," *Applied Optics* **13**, 1853–1856 (1974).
- [38] F. Ouellette, "Dispersion cancellation using linearly chirped Bragg grating filters in optical waveguides," *Optics Letters* **12**, 847–849 (1987).
- [39] F. Ouellette, "All-fiber filter for efficient dispersion compensation," *Optics Letters* **16**, 303–305 (1991).
- [40] K. O. Hill, F. Bilodeau, B. Malo, T. Kitagawa, S. Thériault, D. C. Johnson, and J. Albert, "Chirped in-fiber gratings for compensation of optical-fiber dispersion," *Optics Letters* **19**, 1314–1316 (1994).
- [41] J. Lauzon, S. Thibault, J. Martin, and F. Ouellette, "Implementation and characterization of fiber Bragg gratings linearly chirped by a temperature gradient," *Optics Letters* **19**, 2027–2029 (1994).
- [42] J. Mora, J. Villatoro, A. D. Díez, J. L. Cruz, and M. V. Andrés, "Tunable chirp in Bragg gratings written in tapered core fibers," *Optics Communications* **210**, 51–55 (2002).
- [43] J. L. Cruz, L. Dong, S. Barcelos, and L. Reekie, "Fiber Bragg gratings with various chirp profiles made in etched tapers," *Applied Optics* **35**, 6781–6787 (1996).

- [44] M. A. Putnam, G. M. Williams, and E. J. Friebele, "Fabrication of tapered, strain-gradient chirped fibre Bragg gratings," *Electronics Letters* **31**, 309–310 (1995).
- [45] P. C. Hill and B. J. Eggleton, "Strain gradient chirp of fibre Bragg gratings," *Electronics Letters* **30**, 1172–1174 (1994).
- [46] M. L. Blanc, S. Y. Huang, M. M. Ohn, and R. M. Measures, "Tunable chirping of a fibre Bragg grating using a tapered cantilever beam," *Electronics Letters* **30**, 2163–2165 (1994).
- [47] Y. Painchaud, A. Chandonnet, and J. Lauzon, "Chirped fiber gratings produced by tilting the fiber," *Electronics Letters* **31**, 171–172 (1995).
- [48] R. Kashyap, P. F. McKee, R. J. Campbell, and D. L. Williams, "Novel method of producing all fiber photoinduced chirped gratings," *Electronics Letters* **30**, 996–997 (1994).
- [49] Q. Zhang, D. A. Brown, L. J. Reinhart, and T. F. Morse, "Linearly and nonlinearly chirped Bragg gratings fabricated in curved fibers," *Optics Letters* **20**, 1122–1124 (1995).
- [50] K. C. Byron and H. N. Rourke, "Fabrication of chirped fiber gratings by a novel stretch and write technique," *Electronics Letters* **31**, 60–61 (1995).
- [51] A. Othonos and K. Kalli, *Fiber Bragg Gratings: Fundamentals and Applications in Telecommunications and Sensing* (Artech House, Boston, 1999).
- [52] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics* (Academic Press, San Diego, EUA, 2001).
- [53] C. M. Lawrence, D. V. Nelson, and E. Udd, "Measurement of transverse strains with fiber Bragg gratings," in *Proceedings of the SPIE - Smart Structures and Materials: Smart Sensing, Processing, and Instrumentation* **3042**, 218–228 (1997).
- [54] I. Abe, O. Frazão, J. L. Santos, R. N. Nogueira, H. J. Kalinowski, and J. L. Pinto, "Superimposed Bragg gratings in high-birefringence fibre optics: three-parameter simultaneous measurements," *Measurement Science and Technology* **15**, 1453–1457 (2004).

- [55] S. D. Dyer, P. A. Williams, J. D. Kofler, R. J. Espejo, and S. M. Etzel, "Fundamental limits in fiber Bragg grating peak wavelength measurements," in *Proceedings of the SPIE - 17th International Conference on Optical Fibre Sensors* 5855, 88–93 (2005).
- [56] A. Likar and T. Vidmar, "A peak-search method based on spectrum convolution," *Journal of Physics D: Applied Physics* 36, 1903–1909 (2003).
- [57] A. Likar, T. Vidmar, and M. Lipoglavsek, "Resolving double peaks in high-resolution spectra by spectrum convolution," *Journal of Physics D: Applied Physics* 37, 932–937 (2004).
- [58] A. S. Paterno, J. L. Fabris, and H. J. Kalinowski, "Tunable optical source for the interrogation of Bragg gratings via spectral scanning," in *Proceedings of the SPIE - Latin American Conference on Optics, Lasers and Applications, Porlamar - Venezuela* pp. 822–827 (2004).
- [59] M. G. Xu, H. Geiger, and J. P. Dakin, "Modeling and performance analysis of a fiber Bragg grating interrogation system using an acousto-optic tunable filter," *Journal of Lightwave Technology* 14, 391–396 (1996).
- [60] S. Haykin, *Neural Networks* (Prentice-Hall, New Jersey, 1999).
- [61] M. J. L. Orr, "Regularisation in the selection of radial basis function centres," *Neural Computation* 7, 606–623 (1995).
- [62] M. S. Milczeswki, J. C. C. Silva, A. S. Paterno, F. Kuller, and H. J. Kalinowski, "Measurement of composite shrinkage using a fibre optic Bragg grating sensor," *Journal of Biomaterials Science-Polymer Edition - Aceito para publicação* (2006).
- [63] A. D. Kersey, T. A. Berkoff, and W. W. Morey, "Multiplexed filter Bragg grating strain-sensor system with a fiber Fabry-Perot wavelength filter," *Optics Letters* 18, 1370–1372 (1993).
- [64] J. Mora, J. L. Cruz, M. V. Andrés, and R. Duchowicz, "Simple high-resolution wavelength monitor based on a fiber Bragg grating," *Applied Optics* 43, 744–749 (2004).
- [65] L. A. Ferreira, J. L. Santos, and F. Farahi, "Pseudoheterodyne Demodulation Technique for Fiber Bragg Grating Sensors Using Two Matched Gratings," *IEEE Photonics Technology Letters*, 9, 487–489 (1997).

- [66] A. Iocco, H. G. Limberger, R. P. Salathé, L. A. Everall, K. E. Chisholm, J. A. R. Williams, and I. Bennion, "Bragg Grating Fast Tunable Filter for Wavelength Division Multiplexing," *Journal of Lightwave Technology* **17**, 1217–1221 (1999).
- [67] C. S. Goh, S. Y. Set, and K. Kikuchi, "Widely Tunable Optical Filters Based on Fiber Bragg Gratings," *IEEE Photonics Technology Letters* **14**, 1306–1308 (2002).
- [68] N. Mohammad, W. Szyszowski, W. J. Zhang, E. I. Haddad, J. Zou, W. Jamroz, and R. Kruselecky, "Analysis and Development of a Tunable Fiber Bragg Grating Filter Based on Axial Tension/Compression," *Journal of Lightwave Technology* **22**, 2001–2013 (2004).
- [69] S. G. Allison, R. L. Fox, M. E. Froggatt, and B. A. Childers, "Novel piezoelectric actuators for tuning an optical fiber Bragg grating," *Optical Engineering* **41**, 2448–2455 (2002).
- [70] C. Chojetzki, M. Rothhardt, J. Ommer, S. Unger, K. Schuster, and H. R. Mueller, "High-reflectivity draw-tower fiber Bragg gratings—arrays and single gratings of type II," *Optical Engineering* **44** (2005).
- [71] D. Varelas, H. G. Limberger, R. P. Salathé, and C. Kotrotsios, "UV-induced mechanical degradation of optical fibres," *Electronics Letters* **33**, 804–805 (1997).
- [72] V. Hagemann, M. N. Trutzel, L. Staudigel, M. Rothhardt, H. R. Muller, and O. Krumpholz, "Mechanical resistance of draw-tower-Bragg grating sensors," *Electronics Letters* **34**, 211–212 (1998).
- [73] R. Buestrich, F. Kahlenberg, M. Popall, P. Dannberg, R. Müller-Fiedler, and O. Rösch, "ORMOCER®s for Optical Interconnection Technology," *Journal of Sol-Gel Science and Technology* **20**, 181–186 (2001).
- [74] V. de Oliveira, *Leitura de redes de Bragg por modulação ótica*, Dissertação de mestrado, Centro Federal de Educação Tecnológica do Paraná, Curitiba, Brasil (2005).
- [75] L. A. Ferreira, E. V. Diatzikis, J. L. Santos, and F. Farahi, "Demodulation of fiber Bragg grating sensors based on dynamic tuning of a multimode laser diode," *Applied Optics* **38**, 4751–4759 (1999).

- [76] J. M. Supplee, E. A. Whittaker, and W. Lenth, "Theoretical description of frequency modulation and wavelength modulation spectroscopy," *Applied Optics* **33**, 6294–6302 (1994).
- [77] W. Jin, "Investigation of interferometric noise in fiber-optic Bragg grating sensors by use of tunable laser sources," *Applied Optics* **37**, 2217–2525 (2003).
- [78] M. Osinski and J. Buus, "Linewidth Broadening Factor in Semiconductor Lasers-An Overview," *IEEE Journal of Quantum Electronics* **QE-23**, 9–29 (1992).
- [79] C. C. Chan, J. M. Gong, W. Jin, and M. S. Demokan, "Investigation of unwanted interferometric signals in a fiber Bragg grating sensor using a tunable laser and a first derivative interrogation technique," *Optics Communications* **173**, 203–210 (2000).
- [80] D. S. Bomse, A. C. Stanton, and J. A. Silver, "Frequency modulation and wavelength modulation spectroscopies: comparison of experimental methods using a lead-salt diode laser," *Applied Optics* **31**, 718–731 (1991).
- [81] T. Iguchi, "Modulation waveforms for second-harmonic detection with tunable diode lasers," *Journal of the Optical Society of America B* **3**, 419–423 (1986).
- [82] A. Bellemare, M. Karásek, C. Riviere, F. Babin, G. He, V. Roy, and G. W. Schinn, "A Broadly Tunable Erbium-Doped Fiber Ring Laser: Experimentation and Modeling," *IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics* **7**, 22–29 (2001).
- [83] G. A. Ball and W. W. Morey, "Continuously tunable single-mode Erbium fiber laser," *Optics Letters* **17**, 420–422 (1992).
- [84] S. M. Melle, T. Alavie, S. Karr, T. Coroy, K. Liu, and R. M. Measures, "A Bragg Grating-Tuned Fiber Laser Strain Sensor System," *IEEE Photonics Technology Letters* **5**, 263–266 (1993).
- [85] E. T. Wetjen, D. M. Sonnenfroh, M. G. Allen, and T. F. Morse, "Demonstration of a rapidly strain tuned Er^{+3} -doped fiber laser for sensitive gas detection," *Applied Optics* **38**, 3370–3375 (1999).

- [86] Y. W. Song, S. A. Havstad, D. Starodubov, Y. Xie, and A. E. Willner, "40-nm-Wide Tunable Fiber Ring Laser With Single Mode Operation Using a Highly Stretchable FBG," *IEEE Photonics Technology Letters* **13** (2001).
- [87] G. A. Ball, W. W. Morey, and P. K. Cheo, "Fiber Laser Source/Analyzer for Bragg Grating Sensor Array Interrogation," *Journal of Lightwave Technology* **12**, 700–703 (1994).
- [88] P. W. France, *Optical Fibre Lasers and Amplifiers* (CRC, Boston, 1991).
- [89] M. Svalgaard and S. L. Gilbert, "Stability of short, single-mode erbium-doped fiber lasers," *Applied Optics* **36**, 4999–5005 (1999).
- [90] P. E. V. Miranda and J. A. Rodrigues, *Gases em Metais e Ligas – Fundamentos e Aplicações na Engenharia* (Editora Didática Científica Ltda, Rio de Janeiro, 1994).
- [91] C. Christofides and A. Mandelis, "Solid-state sensors for trace hydrogen gas detection," *Journal of Applied Physics* **68**, R1–R29 (1990).
- [92] M. Schlesinger and M. Paunovic, *Modern Electroplating*, Electrochemical Society Series (John Wiley and Sons, 2000).
- [93] R. A. Lieberman, "Recent progress in intrinsic fiber-optic chemical sensing II," *Sensors and Actuators B* **11**, 43–55 (1993).
- [94] J. Patrick, A. D. Kersey, and F. Bucholtz, "Analysis of the response of long period fiber gratings to external index of refraction," *Journal of Lightwave Technology* **16**, 1606–1612 (1998).
- [95] S. W. James and R. P. Tatam, "Optical fibre long-period grating sensors: characteristics and application," *Measurement Science and Technology* **14**, R49–R61 (2003).
- [96] D. A. Pereira, O. Frazão, and J. L. Santos, "Fiber Bragg grating sensing system for simultaneous measurement of salinity and temperature," *Optical Engineering* **43**, 299–304 (2004).
- [97] A. Iadicicco, A. Cusano, A. Cutolo, R. Bernini, and M. Giordano, "Thinned Fiber Bragg Gratings as High Sensitivity Refractive Index Sensor," *IEEE Photonics Technology Letters* **16**, 1149–1151 (2004).
- [98] B. Sutapun, M. Tabib-Azar, and A. Kazemi, "Pd-coated elastooptic fiber optic Bragg grating sensors for multiplexed hydrogen sensing," *Sensors and Actuators B* **60**, 27–34 (1999).

- [99] G. Kakarantzas, T. E. Dimmick, T. A. Dirks, and P. S. J. Russell, "Fabrication of High Performance Fibre Tapers and Couplers using a CO₂ Laser Rig," CLEO/Pacific Rim - Paper WB1 pp. 127–128 (1999).
- [100] A. J. C. Grellier, N. K. Zayer, and C. N. Pannell, "Heat transfer modelling in CO₂ laser processing of optical fibres," *Optics Communications* **152**, 324–328 (1998).
- [101] F. Bilodeau, K. O. Hill, S. Faucher, and D. C. Johnson, "Low-loss highly over-coupled fused couplers: Fabrication and sensitivity to external pressure," *Journal of Lightwave Technology* **6**, 1476–1482 (1988).
- [102] J. D. Love and W. M. Henry, "Quantifying loss minimisation in single mode fiber tapers," *Electronics Letters* **22**, 912–914 (1986).
- [103] S. Lacroix, R. Bourbonnais, F. Gonthier, , and J. Bures, "Tapered monomode optical fibers: understanding large power transfer," *Applied Optics* **25**, 4421–4425 (1985).
- [104] M. Shadaram, L. Espada, J. Martinez, and F. Garcia, "Modeling and performance evaluation of ferrocene-based polymer clad tapered optical fiber gas sensors," *Optical Engineering* **37**, 1124–1129 (1998).
- [105] F. Gonthier, J. Lapierre, C. Veilleux, S. Lacroix, and J. Bures, "Investigation of power oscillations along tapered monomode fibers," *Applied Optics* **26**, 444–449 (1985).
- [106] "ASTM G148-97 Standard Practice for Evaluation of Hydrogen Uptake, Permeation, and Transport in Metals by an Electrochemical Technique," ASTM International pp. 1–10 (2003).
- [107] M. Ohring, *The materials science of thin films* (Academic Press, 1991).
- [108] J. Hu, M. Jiang, and Z. Lin, "Novel technology for depositing a Pd–Ag alloy film on a tapered optical fibre for hydrogen sensing," *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics* **7**, 593–598 (2005).
- [109] S. Okazaki, H. Nakagawa, S. Asakura, Y. Tomiuchi, N. Tsuji, H. Murayama, and M. Washiya, "Sensing characteristics of an optical fiber sensor for hydrogen leak," *Sensors and Actuators B* **93**, 142–147 (2003).
- [110] P. B. Johnson and R. W. Christy, "Optical constants of transition metals: Ti, V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni and Pd," *Physical Review B* **9**, 5056–5070 (1974).

- [111] K. Wyrzykowski, A. Rodzik, and B. Baranowski, "Optical transmission and reflection of PdHx thin films," *J Phys : Condens Matter* **1**, 2269–2277 (1989).
- [112] X. Bévenot, A. Trouillet, C. Veillas, H. Gagnaire, and M. Clément, "Hydrogen leak detection using an optical fibre sensor for aerospace applications," *Sensors and Actuators B* **67**, 57–67 (2000).
- [113] M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics* (Cambridge Press, Londres, Reino-Unido, 1999).
- [114] A. Diez, M. V. Andrés, and J. L. Cruz, "Hybrid surface plasma modes in circular metal-coated tapered fibers," *Journal of the Optical Society of America A* **16**, 2978–2982 (1999).
- [115] D. Zalvidea, A. Diez, J. L. Cruz, and M. V. Andrés, "Hydrogen sensor based on a palladium-coated fibre-taper with improved time-response," *Sensors and Actuators B* **114**, 268–274 (2005).
- [116] R. Barrer, *Diffusion in and through solids* (Cambridge University Press, Cambridge, 1951).
- [117] P. I. T. Trujillo, *Análise teórica e experimental de aplicações de Redes de Bragg em Fibra Óptica*, Tese de doutorado, Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro (2002).
- [118] R. Falate, R. Kamikawachi, M. Müller, H. J. Kalinowski, and J. L. Fabris, "Fiber optic sensors for hydrocarbon detection," *Sensors and Actuators B* **105**, 430–436 (2005).
- [119] J. M. Supplee and E. A. Whittaker, "Theoretical modeling of multimode laser frequency-modulation spectroscopy," *Journal of the Optical Society of America B* **8**, 719–725 (1991).
- [120] G. V. H. Wilson, "Modulation Broadening of NMR and ESR line shapes," *Journal of Applied Physics* **34**, 3276–3285 (1963).
- [121] P. Kluczynski and O. Axner, "Theoretical description based on Fourier analysis of wavelength-modulation spectrometry in terms of analytical and background signals," *Applied Optics* **38**, 5803–5815 (1999).
- [122] S. Schilt, L. Thévenaz, and P. Robert, "Wavelength modulation spectroscopy: combined frequency and intensity laser modulation," *Applied Optics* **42**, 6728–6738 (2003).

- [123] T. A. Berkoff, M. A. Davis, and A. D. Kersey, "Source-structure-induced measurement errors in fiber Bragg grating sensor arrays," in *Proceedings of the SPIE - Distributed and Multiplexed Fiber Optic Sensors IV* 2294, 60–68 (1994).

RESUMO:

Esta tese descreve a teoria e implementação de sistemas de sensoriamento em fibra ótica na área de petróleo. Algoritmos de redes neurais em funções radiais de base para processar dados adquiridos durante a interrogação de sensores a redes de Bragg são implementados. Em um estudo estatístico, é demonstrado que o uso de tais algoritmos permite a melhor acurácia entre todos os algoritmos usados em aproximações de espectros de reflexão de redes de Bragg em fibra. Protótipos de sistemas de interrogação de redes de Bragg utilizando outras redes de Bragg sintonizáveis para um único sensor e até quatro sensores foram implementados, incluindo o uso de redes de Bragg de alta resistência como elementos de sintonia mecânica. A teoria para modelagem desenvolvida para esses sistemas é adaptada baseando-se na teoria de espectroscopia a laser com modulação em comprimento de onda. Sensores para determinação da conformidade da gasolina comercial com as normas legais, utilizada em automóveis e para determinação da concentração de hidrogênio até o limite explosivo foram fabricados e testados, bem como seus modelos teóricos, novas aplicações e novos métodos para sua fabricação. Como aplicação dos sensores de hidrogênio, o seu uso para monitoração da fragilização causada por hidrogênio de tubulações utilizadas em processos petroquímicos é sugerido, dada a alta sensibilidade do sensor.

PALAVRAS-CHAVE

Redes de Bragg em fibra ótica; técnicas de interrogação; modulação ótica; sistemas de sensoriamento; sensores de hidrogênio.

ÁREA/SUB-ÁREA DE CONHECIMENTO

- 3.04.02.00 – 0 - Medidas Elétricas, Magnéticas e Eletrônicas, Instrumentação
- 1.05.07.00 – 0 - Física da Matéria Condensada
- 3.04.05.00 – 9 - Eletrônica Industrial, Sistemas e Controles Eletrônicos

2006

Nº:22

Livros Grátis

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

Milhares de Livros para Download:

[Baixar livros de Administração](#)

[Baixar livros de Agronomia](#)

[Baixar livros de Arquitetura](#)

[Baixar livros de Artes](#)

[Baixar livros de Astronomia](#)

[Baixar livros de Biologia Geral](#)

[Baixar livros de Ciência da Computação](#)

[Baixar livros de Ciência da Informação](#)

[Baixar livros de Ciência Política](#)

[Baixar livros de Ciências da Saúde](#)

[Baixar livros de Comunicação](#)

[Baixar livros do Conselho Nacional de Educação - CNE](#)

[Baixar livros de Defesa civil](#)

[Baixar livros de Direito](#)

[Baixar livros de Direitos humanos](#)

[Baixar livros de Economia](#)

[Baixar livros de Economia Doméstica](#)

[Baixar livros de Educação](#)

[Baixar livros de Educação - Trânsito](#)

[Baixar livros de Educação Física](#)

[Baixar livros de Engenharia Aeroespacial](#)

[Baixar livros de Farmácia](#)

[Baixar livros de Filosofia](#)

[Baixar livros de Física](#)

[Baixar livros de Geociências](#)

[Baixar livros de Geografia](#)

[Baixar livros de História](#)

[Baixar livros de Línguas](#)

[Baixar livros de Literatura](#)
[Baixar livros de Literatura de Cordel](#)
[Baixar livros de Literatura Infantil](#)
[Baixar livros de Matemática](#)
[Baixar livros de Medicina](#)
[Baixar livros de Medicina Veterinária](#)
[Baixar livros de Meio Ambiente](#)
[Baixar livros de Meteorologia](#)
[Baixar Monografias e TCC](#)
[Baixar livros Multidisciplinar](#)
[Baixar livros de Música](#)
[Baixar livros de Psicologia](#)
[Baixar livros de Química](#)
[Baixar livros de Saúde Coletiva](#)
[Baixar livros de Serviço Social](#)
[Baixar livros de Sociologia](#)
[Baixar livros de Teologia](#)
[Baixar livros de Trabalho](#)
[Baixar livros de Turismo](#)