

UNIVERSIDADE FEDERAL FLUMINENSE
ESCOLA DE ENGENHARIA
MESTRADO EM ENGENHARIA ELÉTRICA E DE TELECOMUNICAÇÕES

TÉCNICA AUTO-REFERENCIÁVEL DE INTERROGAÇÃO DE SENSORES
ÓPTICOS BASEADOS EM LPGs ATRAVÉS DE ANÁLISE HARMÔNICA

PRESSLEY XAVIER NETO

Niterói, Setembro de 2015

PRESSLEY XAVIER NETO

TÉCNICA AUTO-REFERENCIÁVEL DE INTERROGAÇÃO DE SENSORES
ÓPTICOS BASEADOS EM LPGs ATRAVÉS DE ANÁLISE HARMÔNICA

Dissertação apresentada ao Curso de Mestrado em Engenharia Elétrica e de Telecomunicações da Universidade Federal Fluminense, como requisito parcial para obtenção do Grau de Mestre em Engenharia Elétrica e de Telecomunicações.

Orientador: Prof. Dr. Andrés Pablo López Barbero

Niterói, Setembro de 2015

PRESSLEY XAVIER NETO

TÉCNICA AUTO-REFERENCIÁVEL DE INTERROGAÇÃO DE SENSORES
ÓPTICOS BASEADOS EM LPGs ATRAVÉS DE ANÁLISE HARMÔNICA

Dissertação apresentada ao Curso de Mestrado em Engenharia Elétrica e de Telecomunicações da Universidade Federal Fluminense, como requisito parcial para obtenção do Grau de Mestre em Engenharia Elétrica e de Telecomunicações.

Aprovado em _____ de _____ de 2015.

BANCA EXAMINADORA

Prof. Dr. Maria Thereza Rocco Giraldi
IME-Instituto Militar de Engenharia

Prof. Dr. Vinicius Nunes Henrique Silva
UFF-Universidade Federal Fluminense

Prof. Dr. Andrés Pablo López Barbero - Orientador
UFF-Universidade Federal Fluminense

Eng. MSc. Alexander Cascardo – Coorientador
UFF-Universidade Federal Fluminense

Niterói, Setembro de 2015

Dedico este trabalho a meus familiares, amigos, aos colegas do LaCOP, aos professores e todos os demais funcionários do Curso de Mestrado em Engenharia Elétrica e de Telecomunicações da UFF, e também a você caro leitor.

AGRADECIMENTOS

Primeiramente quero agradecer aos meus pais Faustino Neto e Isabel Sousa por toda educação que me deram e por sempre me incentivarem a trilhar meus caminhos. À Universidade Federal Fluminense por me ter aceitado no Curso de Mestrado em Engenharia Elétrica e de Telecomunicações, a CAPES por conceder a bolsa de auxílio financeiro na qual foi possível a realização deste trabalho. Agradeço também aos meus professores da UFF, em especial ao meu orientador, o professor Doutor Andrés Pablo López Barbero que muito me incentivou a fazer o mestrado, mostrando-se sempre disposto a me ajudar no que fosse preciso, ao meu co-orientador Alexander Cascardo pelas inúmeras ajudas durante todo o desenvolvimento deste trabalho, ao meu colega e técnico do LaCOP Sidney Bragantine que sempre se mostrou pronto a ajudar. Aos funcionários do Departamento de Mestrado de Engenharia Elétrica e de Telecomunicação da Universidade Federal Fluminense. Por fim, um especial agradecimento aos meus amigos pelos seus incentivos nos momentos mais difíceis do curso.

Em especial, agradecemos ao pesquisador Dr. Joel Carvalho, INESC-Porto, pelas dicas e sugestões sobre o uso e configurações do modulador PZT usado neste trabalho. Sem estas recomendações não teríamos obtidos os resultados aqui presentes. Também agradecemos profundamente toda a equipe do INESC-Porto, em especial ao Dr. Pedro Jorge, INESC-Porto, por estar sempre atento ao nosso trabalho e equipe, incluindo o fornecimento de diversas LPGs, sem as quais não teríamos concluído este trabalho. Agradecemos também ao Dr. Carlos Gouveia de Jesus, membro da equipe do Dr. Pedro Jorge, pela confecção das LPGs. Enfim, a colaboração e apoio destes colegas tem tornado possível à formação de um grande grupo de pessoas, pelas quais estamos profundamente agradecidos.

RESUMO

Neste trabalho, é proposta uma nova técnica de interrogação de sensores óticos baseados em LPGs. A técnica é fortemente amparada através de um modelo matemático rigoroso e de comprovação experimental. Diferentemente de técnicas propostas anteriormente, a técnica proposta neste trabalho faz uso de apenas uma FBG, cujo espectro de reflexão é modulado em comprimento de onda. O sinal ótico proveniente da FBG é transmitido para uma LPG, convertendo a variação em comprimento de onda em uma variação em amplitude. Devido a não linearidade do espectro de transmissão da LPG, surgem componentes harmônicas desse sinal demodulado. Através do modelo matemático aqui proposto é demonstrado que o valor da relação entre as diversas componentes harmônicas permite que o comprimento de onda de ressonância da LPG seja calculado, e este relacionado com o parâmetro de mérito do sensor ótico. Em razão de que as diversas componentes harmônicas são proporcionais à potência da fonte óptica, a relação entre elas independe desta potência e, concebe a esta técnica de interrogação de LPGs a característica de ser auto-referenciável.

Palavras-chave: sensores óticos, técnica de interrogação auto-referenciável, LPG, FBG, relação entre harmônicos, FBG modulada.

ABSTRACT

In this paper, we propose a new interrogation technique of optical sensors based on LPGs. The technique is strongly supported through a rigorous mathematical model and experimental verification. Unlike previously proposed techniques, the technique proposed in this paper uses only one FBG, wherein its reflection spectrum is modulated in wavelength. This modulated optical signal from the FBG is transmitted to a LPG which converts the wavelength variation into an amplitude variation. Due to nonlinearity of the LPG transmission spectrum, there are harmonic components on the demodulated signal. Through mathematical model proposed herein is shown that the value of the ratio between the different harmonic components allows the LPG resonance wavelength to be calculated, and that associated with the optical sensor merit parameter. As a result, the different harmonic components are proportional to the power of the optical source. So, the ratio between them is independent of the optical source's power and, conceives this LPGs interrogation technique characteristic to be self-referential.

Keywords: *optical sensors, self-referential interrogation technique, LPG, FBG, relationship between harmonics, modulated FBG.*

LISTA DE SÍMBOLOS

ASE – *Amplified Spontaneous Emission* – Emissão Espontânea Amplificada.

ESA – *Electrical Spectrum Analyser* - Analisador de espectro elétrico.

FBG – *Fiber Bragg Grating* – Grades de Bragg em Fibra.

FFT – *Fast Fourier Transform*– Transformada Rápida de Fourier.

LPG – *Long* – Grades de Bragg de Período Longo.

OSA – *Optical Spectrum Analyser* - Analisador de espectro ótico.

PZT – *Lead Zirconate Titanate* – Titanato Zirconato de Chumbo- Piezoelétrico.

UV – Ultravioleta.

Ar^+ – Argônio.

$BaTiO_3$ – Fórmula química de Titanato de Bário.

CO_2 – Fórmula química de Dióxido de Carbono.

$C_6H_6O_2$ – Fórmula química de Etileno Glicol

KrF – Fórmula química de Fluoreto de Criptônio.

$LiNbO_3$ – Fórmula química de Niobato de Lítio.

$LiTaO_3$ – Fórmula química de Tantalato de Lítio.

A_m – Amplitude de Modulação.

nm – Nanômetros.

μm – Micrometros.

f – Frequência do sinal modulante e da FBG modulada.

n_0, n_1, n_2 – Índice de refração da capa da fibra, do núcleo da fibra e da casca da fibra.

θ_i, θ_r – ângulos de incidência e o ângulo refratado.

β – Constantes de propagação.

k_0 – Constante de propagação do espaço livre.

λ_c – Comprimento de onda central da FBG.

λ_r – Comprimento de onda de ressonância da LPG.

LISTAS DE FIGURAS

| | |
|--|----|
| Figura 2.1 - Representação esquemática de uma fibra ótica com índice de refração degrau [2]. | 15 |
| Figura 2.2 - Confinamento de luz por meio de refração interna total em uma fibra com índice de refração degrau. Raios de Luz cujo $\phi < \phi_c$ são refratados para fora da fibra [5]. | 17 |
| Figura 2.3 - Representação de uma grade em fibra ótica. | 19 |
| Figura 2.4 - Esquema de funcionamento de uma FBG..... | 21 |
| Figura 2.5 - Resposta típica da mudança do comprimento de onda de reflexão de uma FBG para a tração [12]. | 22 |
| Figura 2.6 - Mudança de comprimento de onda de reflexão da grade de Bragg com a temperatura [13]. | 23 |
| Figura 2.7 - Mudanças no espectro de reflexão de uma FBG mediante a variação do índice de refração do meio externo [15]. | 24 |
| Figura 2.8 - Esquema de funcionamento uma LPG [16]. | 25 |
| Figura 2.9 - Disposição dos modos de casca e modos do núcleo propagantes e contra-propagantes segundo as constantes de propagação [10]. | 26 |
| Figura 2.10 – Período da LPG em função do comprimento de onda de ressonância da LPG para o acoplamento entre o modo guiado do núcleo e os enésimos modos de casca cuja ordem é de: (a) 1 a 9; (b) 18 a 27 [16]. | 27 |
| Figura 2.11 - Espectro de transmissão de uma LPG fabricada com a fibra ótica padrão modelo <i>Corning</i> SMF-28 com período de 320 μm [16]. | 28 |
| Figura 2.12 - Deslocamento da banda de atenuação do espectro de transmissão de uma LPG em função da temperatura. A LPG foi fabricada com período de 280 μm em uma fibra <i>Corning</i> SMF-28. Os espectros correspondem às temperaturas de 22,7 °C, 41,9 °C, 100,9 °C, 127,3 °C e 149,7 °C [18]. | 30 |
| Figura 2.13 - Deslocamento do comprimento de onda de ressonância da LPG com a temperatura para várias bandas de atenuação da LPG. A localização das bandas A, B, C e D | |

| | |
|--|----|
| são 1608,6 nm, 1332,9 nm, 1219,7 nm e 1159,6 nm, respectivamente, na temperatura de 31,2 °C. As medições foram aproximadas por uma reta de ajuste linear [18]..... | 30 |
| Figura 2.14 - Mudança nos vales de comprimento de onda de ressonância em função da tração exercida sobre uma LPG para várias bandas de ressonância da LPG. A LPG foi fabricada em fibra <i>Corning</i> SMF-28 com um período de 280 μm [18]..... | 32 |
| Figura 2.15 - Deslocamento do comprimento de onda de ressonância em função do índice de refração de uma LPG com período de 320 μm , para quatro bandas de ressonância. Os comprimentos de onda de ressonância das bandas A, B, C e D são 1496,6 nm, 1329,3 nm, 1243,8 nm e 1192,1 nm, respectivamente [18]..... | 33 |
| Figura 3.1 – <i>Setup</i> da técnica de interrogação da LPG proposta. | 37 |
| Figura 3.2 - Espectro ótico de transmissão da banda de atenuação de uma LPG submersa em uma solução composta por água destilada com 80% de etileno glicol com λ_r em 1537,8 nm. | 38 |
| Figura 3.3 – Curva de ajuste gaussiano do espectro de transmissão da LPG submersa em uma solução com índice de refração de 1,413..... | 39 |
| Figura 3.4 - Formato da curva de ajuste gaussiano e as variáveis no Origin®. | 39 |
| Figura 3.5 – Espectro de transmissão da LPG e a curva de ajuste. | 41 |
| Figura 3.6 – Representação esquemática de uma FBG com comprimento de onda central em λ_c modulada com amplitude de $\pm Am$ | 42 |
| Figura 3.7 – Representação do processo de demodulação do sinal da FBG modulada. | 43 |
| Figura 3.8 – a) Sinal V_1 demodulado no domínio do tempo e b) na frequência na saída da LPG..... | 44 |
| Figura 3.9 – a) Sinal V_2 demodulado no domínio do tempo e b) na frequência na saída da LPG..... | 49 |
| Figura 3.10 - Gráfico do comportamento das componentes DC , H_1 , H_2 e H_3 em escala linear. | 51 |
| Figura 3.11 – Gráfico do comportamento das componentes DC , H_1 , H_2 e H_3 em escala logarítmica. | 52 |

| | |
|---|----|
| Figura 3.12 - Demodulação em torno da região linear que aproxima uma reta decrescente com $dif = +12$ nm..... | 53 |
| Figura 3.13 – Gráficos do sinal demodulado em $dif = +12$ nm. | 54 |
| Figura 3.14 - Demodulação em torno da região linear que aproxima uma reta crescente com $dif = -12$ nm..... | 54 |
| Figura 3.15 - Gráficos do sinal demodulado em $dif = -12$ nm..... | 55 |
| Figura 3.16 - Gráfico comparativo do sinal demodulado em $dif = \pm 12$ nm. | 55 |
| Figura 3.17 – Gráfico linear (a) e em dB (b) da componente DC para cada um dos valores citados de Am | 56 |
| Figura 3.18 – Gráfico linear (a) e em dB (b) do comportamento do $H1$ conforme a variação de Am | 57 |
| Figura 3.19 – Gráfico linear (a) e em dB (b) do comportamento do $H2$ conforme a variação de Am | 57 |
| Figura 3.20 - Gráfico linear (a) e em dB (b) do comportamento do $H3$ conforme a variação de Am | 58 |
| Figura 3.21 – Relação em dB para relação $H1 - H2$ mediante a variação de Am | 59 |
| Figura 3.22 - Relação em dB para relação $H1 - H3$ mediante a variação de Am | 59 |
| Figura 3.23 – Variação da largura da LPG denotada pela constante a | 60 |
| Figura 3.24 - Gráfico linear (a) e em dB (b) da variação da componente DC consoante à variação de a | 61 |
| Figura 3.25 - Gráfico linear (a) e em dB (b) da variação do $H1$ consoante à variação de a | 61 |
| Figura 3.26 - Gráfico linear (a) e em dB (b) da variação do $H2$ consoante à variação de a | 62 |
| Figura 3.27 - Gráfico linear (a) e em dB (b) da variação do $H3$ consoante à variação de a | 63 |
| Figura 3.28 - Relação em dB de $H1 - H2$ mediante a variação de a | 64 |
| Figura 3.29 - Relação em dB entre o primeiro e terceiro harmônico mediante a variação de a | 64 |

| | |
|--|----|
| Figura 3.30 - Gráfico linear (a) e em dB (b) do comportamento da componente <i>DC</i> na presença de uma distorção harmônica no segundo harmônico..... | 68 |
| Figura 3.31 – Gráfico linear (a) e em dB (b) do comportamento da componente <i>H1</i> na presença de uma distorção no segundo harmônico. | 69 |
| Figura 3.32 – Gráfico linear (a) e em dB (b) do comportamento do segundo harmônico na presença de uma distorção no segundo harmônico. | 69 |
| Figura 3.33 - Gráfico linear (a) e em dB (b) do comportamento do terceiro harmônico na presença de uma distorção no segundo harmônico. | 70 |
| Figura 3.34 - Relação em <i>dB</i> entre o primeiro e segundo harmônico mediante a presença de vários níveis de distorção no segundo harmônico. | 71 |
| Figura 3.35 – Variação de 5,63 dB para $\Delta dif = 10$ nm com 3% de distorção e variação de 1,08 dB para $\Delta dif = 10$ nm com 12% de distorção. | 72 |
| Figura 3.36 - Relação em <i>dB</i> entre o primeiro e terceiro harmônico mediante a presença de vários níveis de distorção no segundo harmônico. | 73 |
| Figura 4.1 - <i>Setup</i> completo do sistema de interrogação. | 76 |
| Figura 4.2 – Imagem frontal de uma Fonte de ASE operando na banda C e L utilizada no experimento. | 77 |
| Figura 4.3 – Espectro da Fonte de ASE utilizada no experimento. | 78 |
| Figura 4.4 – Circulador para banda S, C e L utilizado no experimento. | 78 |
| Figura 4.5 - Modelo de analisador de espectro ótico utilizado nos experimentos..... | 79 |
| Figura 4.6 – Fixação da FBG no interior do piezoelétrico. | 80 |
| Figura 4.7 - a) Vista frontal e b) lateral do modulador. | 81 |
| Figura 4.8 - Disposição dos componentes em relação ao circulador..... | 81 |
| Figura 4.9 - Espectro ótico de reflexão da FBG antes da modulação. Comprimento de onda central em 1545,46 nm. | 82 |
| Figura 4.10 – Gerador de funções utilizado no experimento. | 82 |
| Figura 4.11 - <i>Setup</i> experimental para caracterizar o modulador e determinar o valor de <i>Am</i> | 83 |

| | |
|--|----|
| Figura 4.12 - FBG modulada por um sinal senoidal de 1850 Hz com 4 V_{pp} e <i>offset</i> de 5 Volts. | 84 |
| Figura 4.13 - Gráfico da amplitude de modulação em função da tensão do sinal modulante aplicada. | 85 |
| Figura 4.14 - Espectro da banda de atenuação de uma LPG submersa em água destilada pura. Comprimento de onda de ressonância em 1548,10 nm. | 86 |
| Figura 4.15 - Espectro ótico obtido na saída da LPG quando submersa na água destilada pura. Comprimento de onda de ressonância em 1548,10 nm. | 86 |
| Figura 4.16 - Add/Drop utilizado no <i>setup</i> experimental. | 87 |
| Figura 4.17 - Banda passante do Add/Drop. | 88 |
| Figura 4.18 - Espectro ótico capturado na saída do Add/Drop. | 88 |
| Figura 4.19 - Fotodetector InGaAs PDA10CS. | 89 |
| Figura 4.20 - Placa de aquisição da <i>National Instruments</i> modelo <i>NI USB – 6210</i> | 90 |
| Figura 4.21 - Interface gráfica do programa em Labview para análises espectrais elétrica e sinal na saída do sistema de interrogação. | 91 |
| Figura 4.22 – Recipientes com diferentes concentrações de etileno glicol em água destilada. Índices de refração variando de 1,333 a 1,429. | 92 |
| Figura 4.23 – <i>Setup</i> experimental utilizada por EIRA [1] e POSSETTI [2] para determinar as mudanças espectrais na banda de atenuação do espectro ótico de transmissão de uma LPG quando submetida a mudanças de índice de refração do meio externo. | 93 |
| Figura 4.24 - <i>Setup</i> experimental para teste de soluções de misturas de etileno glicol em água destilada. | 94 |
| Figura 4.25 – LPG submersa por tensão superficial de uma solução composta por água destilada com etileno glicol. | 94 |
| Figura 4.26 – LPG submersa por tensão superficial em uma solução de água destilada com 25% de etileno glicol. | 95 |
| Figura 4.27 - Espectro de transmissão da banda de atenuação de uma LPG quando submersa em diferentes concentrações de etileno glicol em água destilada. | 95 |

| | |
|--|-----|
| Figura 4.28 – Diferentes espectros óticos na saída da LPG do <i>setup</i> experimental..... | 97 |
| Figura 4.29 - Programa Labview para simulação do sistema de interrogação..... | 98 |
| Figura 5.1 – Gráfico do comportamento do primeiro harmônico teórico e experimental..... | 103 |
| Figura 5.2 - Gráfico do comportamento do primeiro harmônico experimental e teórico com 10 dB de atenuação..... | 104 |
| Figura 5.3 - Gráfico do comportamento do segundo harmônico experimental e teórico com 0% de distorção no segundo harmônico..... | 106 |
| Figura 5.4 - Gráfico do comportamento do segundo harmônico experimental e teórico com 11,8% de distorção. | 107 |
| Figura 5.5 - Gráfico do comportamento do segundo harmônico experimental e teórico com 11,8% de distorção considerando uma atenuação de 10 dB..... | 109 |
| Figura 5.6 – Medidas experimentais e o comportamento da relação $H1 - H2$ teórico na ausência de uma distorção no segundo harmônico..... | 111 |
| Figura 5.7 - Comportamento da relação $H1 - H2$ na presença de uma distorção de 11,8% no segundo harmônico e a respectiva curva teórica. | 113 |
| Figura 5.8 – Gráficos da relação $H1 - H2$ referente as medidas experimentais e teóricas com 11,8% de distorção. | 114 |
| Figura 5.9 – Gráfico de medidas experimentais e teóricas da relação $H1 - H2$ com a respectiva curva teórica para $A_m = 0,35$ nm com 11,8% de distorção no segundo harmônico. | 116 |
| Figura 5.10 – Gráficos de medidas experimentais e teórica com a respectiva curva teórica da relação $H1 - H2$ para $A_m = 0,35$ nm considerando uma distorção de 7% no segundo harmônico. | 118 |
| Figura 5.11 – Pontos de medidas experimentais e teóricas da relação $H1 - H2$ para $A_m = 0,35$ nm considerando uma distorção de 7% de A_m no segundo harmônico. | 119 |
| Figura 6.1 – Configuração sugerida 1 usando FBG como filtro óptico. | 124 |
| Figura 6.2 – Configuração sugerida 2 usando FBG como filtro óptico e LPG em configuração com espelho, aumentando a sensibilidade do sistema de interrogação. | 125 |

| | |
|---|-----|
| Figura 6.3 – Configuração sugerida 3 que é uma variação da Configuração 2, substituindo dois circuladores de 3 portas por um circulador de 4 portas, tornando a montagem mais compacta..... | 126 |
| Figura A1 – Interface Gráfica da rotina Labview para medição dos Harmônicos..... | 127 |
| Figura A2 – Esquema de rotina Labview para medir os harmônicos..... | 128 |
| Figura B1 - Rotina Labview para simular a técnica de interrogação da LPG proposta. | 129 |

LISTAS DE TABELAS

| | |
|--|-----|
| Tabela 4.1 – Amplitude de modulação versus Am | 85 |
| Tabela 4.2 – Diferentes concentrações de etileno glicol em água destilada e seus respectivos índices de refração. | 92 |
| Tabela 4.3 – Diferentes concentrações de etileno glicol em água destilada com os respectivos comprimentos de onda de ressonância da LPG. | 96 |
| Tabela 5.1 – Resultados de medidas experimentais realizadas no laboratório com $Am = 0,44$ nm. | 101 |
| Tabela 5.2 - Tabela de dados experimentais e teóricos referente ao primeiro harmônico. | 102 |
| Tabela 5.3 - Tabela referente ao primeiro harmônico de dados experimentais e de simulação subtraídos 10 dB. | 104 |
| Tabela 5.4 - Tabela de dados experimentais e teóricos referente ao segundo harmônico..... | 105 |
| Tabela 5.5 - Tabela de dados experimentais e teóricos referente ao segundo harmônico com 11,8% de distorção considerando uma atenuação de 10 dB nas medidas teóricas..... | 108 |
| Tabela 5.6 - Tabela comparativa referente à relação $H1 - H2$ para dados experimentais e teóricos sem distorção. | 110 |
| Tabela 5.7 - Tabela comparativa referente à relação $H1 - H2$ para medidas experimentais e teóricas considerando 11,8 % de distorção no segundo harmônico. | 112 |
| Tabela 5.8 - Tabela de medidas de $H1 - H2$ com respectivos valores experimentais e teóricos para um $Am = 0,35$ nm com 11,8% de distorção no segundo harmônico. | 115 |
| Tabela 5.9 – Tabela de medidas da relação $H1 - H2$ com respectivos valores experimentais e de simulação para um $Am = 0,35$ nm com 7% de distorção no segundo harmônico. | 117 |
| Tabela 5.10 – Diferença de variação da relação $H1 - H2$ para um mesmo intervalo de dif na presença de diferente percentual de distorção. | 120 |

SUMÁRIO

| | |
|---|----|
| CAPÍTULO 1 | 1 |
| INTRODUÇÃO..... | 1 |
| 1.1 Surgimento e evolução das grades em fibras..... | 1 |
| 1.2 Estado da arte em técnicas de interrogação de LPG..... | 4 |
| 1.3 Motivação e objetivo | 7 |
| 1.4 Organização da dissertação | 8 |
| Referências Bibliográficas..... | 10 |
| CAPÍTULO 2 | 15 |
| FUNDAMENTOS TEÓRICOS | 15 |
| 2.1 Fibras óticas: conceitos básicos..... | 15 |
| 2.2 Princípio de funcionamento das grades em fibras óticas..... | 18 |
| 2.3 Princípio de funcionamento das grades de Bragg | 19 |
| 2.3.1 Sensibilidade das FBGs ao meio externo | 21 |
| 2.3.2 Sensibilidade da FBG à tração | 21 |
| 2.3.3 Sensibilidade da FBG à temperatura | 22 |
| 2.3.4 Sensibilidade da FBG ao índice de refração do meio externo..... | 23 |
| 2.4 Princípios de funcionamento das grades de período longo | 24 |
| 2.5 Sensibilidade da LPG ao meio externo..... | 27 |
| 2.5.1 Sensibilidade da LPG à temperatura | 28 |
| 2.5.2 Sensibilidade da LPG à tração..... | 31 |
| 2.5.3 Sensibilidade da LPG ao índice de refração | 32 |
| Referências Bibliográficas..... | 34 |
| CAPÍTULO 3 | 36 |
| DESENVOLVIMENTO DO MODELO MATEMÁTICO..... | 36 |

| | |
|---|----|
| 3.1 Abordagem matemática da técnica de interrogação proposta | 36 |
| 3.2 Representação matemática do sinal modulante | 41 |
| 3.3 Representação matemática do sinal demodulado | 42 |
| 3.4 Expansão do sinal demodulado em série de Taylor de quarta ordem em torno de λc .. | 45 |
| 3.4.1 Separação das componentes harmônicas | 48 |
| 3.4.2 Sinal demodulado formado por cada componente harmônica separadamente | 49 |
| 3.4.3 Análise das componentes harmônicas | 50 |
| 3.5 Mudança de fase do sinal demodulado..... | 52 |
| 3.6 Influência da variação de Am sobre a magnitude dos harmônicos | 56 |
| 3.7 Influência da variação da largura do espectro da LPG sobre o comportamento dos harmônicos | 60 |
| 3.8 Influência da distorção harmônica do modulador | 65 |
| Referências Bibliográficas..... | 74 |
| CAPÍTULO 4 | 75 |
| METODOLOGIA..... | 75 |
| 4.1 <i>Setup</i> experimental do sistema de interrogação proposto..... | 75 |
| 4.2 Componentes do <i>setup</i> experimental..... | 76 |
| 4.2.1 Fonte de ASE..... | 77 |
| 4.2.2 Circulador | 78 |
| 4.2.3 Analisador de espectro ótico..... | 79 |
| 4.2.4 Modulador de FBG..... | 79 |
| 4.2.5 LPG sensora..... | 85 |
| 4.2.6 Add/Drop..... | 87 |
| 4.2.7 Fotodetector | 89 |
| 4.2.8 Placa de Aquisição..... | 89 |
| 4.2.9 Programa Labview para análises espectrais elétricas e medição dos harmônicos. . | 90 |

| | |
|---|-----|
| 4.3 <i>Setup</i> experimental para teste de resposta da LPG ao índice de refração..... | 91 |
| 4.3.1 Soluções para teste de medida de índice de refração..... | 92 |
| 4.3.2 Resposta da LPG para cada uma das concentrações de etileno glicol diluído em água destilada. | 93 |
| 4.4 Rotina em Labview para simular o sistema de interrogação | 97 |
| Referências Bibliográficas..... | 99 |
| CAPÍTULO 5 | 100 |
| RESULTADOS E DISCUSSÕES..... | 100 |
| 5.1 Medidas experimentais e análise dos resultados | 100 |
| 5.1.1 Comportamento do primeiro harmônico experimental e teórico..... | 102 |
| 5.1.2 Comportamento do segundo harmônico experimental e teórico | 105 |
| 5.1.3 Relação entre a primeira e a segunda componente harmônica. | 109 |
| CAPÍTULO 6 | 122 |
| CONCLUSÃO..... | 122 |
| 6.1 Trabalhos Futuros | 123 |
| APÊNDICES A | 127 |
| APÊNDICES B | 129 |
| APÊNDICES C | 130 |

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

1.1 Surgimento e evolução das grades em fibras

Em 1966, ASHKIN *et al* [1] ao realizar pesquisas nos Laboratórios Bell com cristais de LiNbO_3 (Niobato de Lítio), LiTaO_3 (Tantalato de Lítio) e BaTiO_3 (Titanato de Bário) para geração do segundo harmônico em sistemas não lineares, descobriu o efeito fotorefrativo que, inicialmente, denominou de “*dano ótico*”, uma vez que eram até então efeitos indesejados. ASHKIN percebeu que o efeito fotorefrativo acontecia sempre que um feixe de laser de alta potência era incidido nos cristais, ocorrendo assim perturbações de índices de refração espaciais nesses cristais, posteriormente chamada de efeito fotorefrativo.

Perturbações periódicas no índice de refração do núcleo de uma fibra ótica deram origem a um novo tipo de dispositivo: as grades de Bragg em fibras óticas ou redes de Bragg em fibras óticas. Foi assim que em 1978 HILL *et al* [2] demonstraram pela primeira vez em um experimento a formação de uma grade permanente em fibras de sílica dopadas com germânio para estudo de efeitos não lineares, usando o efeito fotorefrativo descoberto por ASHKIN doze anos antes.

No experimento, constatou-se uma atenuação na quantidade de luz que passava pela fibra e, ao mesmo tempo, um aumento na luz refletida que retornava da fibra à medida que ela ficava mais tempo exposta ao um padrão de interferência de radiação de um laser de Argônio (Ar^+). Assim, HILL *et al* perceberam que o incremento da luz que retornava da fibra era resultado da modulação do índice de refração do núcleo devido à formação da grade, causada pela exposição do núcleo da fibra à radiação. A característica de variação do índice de refração do núcleo da fibra óptica devido à incidência da radiação de um laser ficou conhecida como fotossensibilidade.

Todavia, os resultados obtidos até aquele momento apenas serviam para os comprimentos de onda visível do espectro eletromagnético, o que limitava a sua aplicação em sistemas de comunicações óticas que operam em comprimentos de onda na faixa do infravermelho. Outro obstáculo, é que em dispositivos que operam com reflexão de luz, seriam necessários sistemas que produzissem grades com periodicidade menores que 1 μm para que as grades em fibras óticas pudessem operar na faixa do infravermelho. Na época, todas essas limitações reduziram os interesses dos pesquisadores no desenvolvimento de grades em fibras óticas.

Mesmo com pouco incentivo, diversos estudos continuaram a ser realizados de forma a aperfeiçoar as técnicas de gravação de grades em fibras óticas para adequá-las as suas devidas aplicações. Foi nessa empreitada que em 1981 LAM e GARSID [3] demonstraram que a magnitude de modulação fotoinduzida do índice de refração no núcleo da fibra apresenta uma dependência quadrática com a potência da fonte de escrita, nesse caso um laser de Argônio em 488 nm. No experimento realizado por LAM e GARSID foram utilizadas fibras com diâmetro reduzido ($\sim 2,2 \mu m$) e com forte concentração de Germânio ($> 10\%$ mol). Além disso, nesta época acreditava-se que a fotossensibilidade era um fenômeno presente em apenas algumas fibras com características especiais. Posteriormente, em 1987, STONE *et al* [4] comprovaram que a fotossensibilidade pode ocorrer em diferentes tipos de fibras, desde que tenham uma elevada concentração de germânio (maior que 8% mol).

Essa descoberta despertou um novo interesse no desenvolvimento de grades em fibra ótica por parte das comunidades científicas, cujo objetivo primordial era desenvolver grades que pudessem operar em comprimentos de onda utilizados nos sistemas de comunicações óticas, bem como na área de sensores óticos. Até então, as grades impressas não possuíam

períodos que possibilitassem a sua operação na janela de interesse das comunicações óticas (na época a Banda C). Foi nesta altura que em 1989, MELTZ *et al* [5] demonstraram uma nova técnica de gravação de grades em fibras óticas. A técnica consistia na interferência dos feixes de radiação de um laser no ultravioleta, com comprimento de onda próximo aos 245 nm, possibilitando a formação de grades de reflexão com periodicidade tal para permitir a utilização de dispositivos que operassem em 647 nm. As grades foram impressas diretamente no núcleo da fibra sem a necessidade de remoção de casca, pois esta se apresenta transparente à luz ultravioleta. Ainda neste mesmo experimento, percebeu-se que o período da grade dependia do ângulo entre os dois feixes de luz ultravioleta interferente, ou seja, tornou-se possível o desenvolvimento de grades com período curto ($\sim 1 \mu\text{m}$) necessárias para operar na janela de comprimentos de onda das comunicações óticas. Essa descoberta é considerada um marco histórico no desenvolvimento de gravação de grades de Bragg em fibra ótica (FBG – *Fiber Bragg Grating*), o que possibilitou a gravação de grades com característica adequadas para aplicações na área das comunicações óticas e de sensores óticos baseados em fibras óticas.

Com vista em melhorar os resultados, em 1990, MELTZ e KASHYAP [6] reportaram a fotossensibilidade na terceira janela das comunicações óticas, a Banda C, causando um forte impacto no campo da fotossensibilidade em comunicações óticas. Assim, em 1993, LEMAIRE *et al* [7] desenvolveram uma técnica que possibilitou um aumento significativo da fotossensibilidade em fibras, permitindo a gravação de grades em fibra óticas com grande profundidade de modulação. Nesta técnica, moléculas de hidrogênio são difundidas para o núcleo da fibra de forma a aumentar a troca fotoinduzida no índice de refração do núcleo da fibra ótica quando esta é exposta à luz ultravioleta. Todavia, redes gravadas em fibras hidrogenadas apresentam instabilidade tanto em nível de comprimento de onda quanto em amplitude, até a completa difusão do hidrogênio para fora da fibra, o qual não contribui para mudança do índice de refração [8]. De forma a acelerar essa difusão, esta técnica inclui uma etapa de recozimento da fibra, que faz parte de um procedimento obrigatório a toda fibra submetida ao processo de hidrogenação [9] [10].

Diversas técnicas de gravação de grades em fibra ótica têm sido utilizadas e bastante divulgadas. Como exemplo, tem-se a técnica de gravação por meio da utilização de uma máscara de amplitude e laser UV (ultravioleta) [11], através da exposição à radiação próxima

ao UV [12], pela radiação com pulsos com duração de femtossegundos [13], com a exposição à radiação de laser de CO₂ [14] [15], através da exposição à radiação de laser de CO₂ pulsado em alta frequência [16] [17], e com a aplicação ponto a ponto de um arco elétrico [18] [19] [20]. No entanto, apesar dessas inúmeras técnicas de gravação de grades em fibra, apenas três são bastante utilizadas e difundidas: com o uso do laser UV, com o laser de CO₂, e com a aplicação de um laser ponto a ponto por meio de um arco elétrico.

Em 1996, VENGSARKAR *et al* [11] demonstraram um novo tipo de grade que até então era desconhecida na comunidade científica. Tratava-se de uma grade fotoinduzida cujo período de modulação do índice de refração no núcleo varia de dezenas a centenas de micrometros, diferentemente da FBG que tem um período da grade da ordem de 1µm. Este novo tipo de grades eram gravadas em fibras dopadas com Germânio em uma atmosfera com Hidrogênio utilizando um laser de KrF (Fluoreto de Criptônio) com comprimento de onda em 248 nm, e uma máscara de amplitude. Após a gravação da grade, a fibra ótica era submetida a um segundo processo de recozimento por 4 horas a uma temperatura de 150 °C. Essas grades foram chamadas de grades de período longo (LPG – *Long Period-Fiber Grating*) e logo se mostraram mais sensíveis que a FBG em diversos aspectos. Suas potencialidades são hoje largamente aplicadas no ramo de sensores óticos, além de filtros óticos como foram inicialmente propostas.

1.2 Estado da arte em técnicas de interrogação de LPG

O uso da LPG como dispositivo transdutor foi primeiramente demonstrado por VENGSARKAR *et al* [11] em 1996. Inicialmente, as LPGs foram desenvolvidas sob a proposta de ser utilizada como filtros de rejeição de banda e como equalizadores de ganho de amplificadores a fibra ótica dopada com Érbio. Todavia, dadas as suas características intrínsecas, as LPGs rapidamente ganharam notoriedade por parte da ala científica que passaram a almejá-la como elemento sensor para diversas finalidades. Uma delas era o sensoriamento do índice de refração ou a concentração de uma determinada solução, pois o comprimento de onda de ressonância da LPG é fortemente dependente do índice de refração do meio externo. Supondo um ambiente em que a LPG se encontra com a temperatura e tensão axial controlada, ou seja, quando o índice de refração do meio externo é o único parâmetro alterado na LPG, pode-se assumir que o deslocamento do comprimento de onda de

ressonância da LPG (λ_r) é unicamente dependente do índice de refração do meio externo. Deste modo, qualquer variação do índice de refração do meio externo causará mudanças no comprimento de onda de ressonância da LPG. O mecanismo que visa relacionar o parâmetro externo do mensurando (índice de refração, curvatura, temperatura, tração axial) com quaisquer características ligadas as mudanças espectrais do espectro ótico da LPG é, assim, chamado de técnica de interrogação da LPG. Nesta perspectiva, diversos trabalhos vêm sendo publicados com intuito de explorarem as potencialidades da LPG como sensor de índice de refração ou concentração de uma determinada substância [21], concentração de impurezas de um fluido [22] [23] e de detecção de uma espécie química específica [24]. Além disso, utilizar a LPG como sensor de índice de refração representa uma vantagem adicional na manutenção da rigidez mecânica e na integridade da fibra, visto que não há a necessidade de corrosão da casca da fibra ótica para se ter acesso ao campo evanescente dos modos de casca, fato necessário quando se utiliza as FBGs convencionais para sensoriamento de índice de refração [25].

Nesse segmento, um dos pioneiros foi PATRICK *et al* [26] que, em 1998, utilizaram uma LPG como elemento sensor para determinar a concentração de etileno glicol ($C_6H_6O_2$), uma substância solúvel em água que muitas vezes é adicionada ao fluido de resfriamento de veículos automotores com vista em elevar o seu ponto criogênico. Em 1999, SHU *et al* [27] demonstraram um sensor de concentração de álcool na água e sacarose na água [28], ambos utilizando uma LPG convencional como transdutor de índice de refração. Em 2001, FALCIAI *et al* [29] utilizaram a LPG para determinar a concentração de cloreto de sódio, cloreto de cálcio e, também, de etileno glicol em água destilada. Neste trabalho, FALCIAI *et AL* demonstraram que a LPG possui sensibilidade ao índice de refração suficiente para garantir sua larga utilização na área de sensores de índice de refração. Foi demonstrado também que é possível obter resultados para a sensibilidade da LPG iguais ou maiores do que aqueles obtidos para medições efetuadas com um refratômetro de Abbe convencional.

ALLSOP *et al* [30] demonstraram, em 2001, um sensor baseado em LPG para monitorar o processo de refino do querosene, mais especificamente o percentual volumétrico de xileno, um composto orgânico da cadeia aromática, misturado no heptano, principal constituinte da parafina. Uma resolução de 0,07%, equivalente a uma mudança de índice de refração igual a $1,8 \times 10^{-4}$ foi encontrada para um intervalo variando de 0,1% e 0,3% de

xileno dissolvido no heptano. Para faixa de 0,4% e 1%, a resolução obtida foi de 0,04%, correspondente a variações de índice de refração iguais a 6×10^{-5} . Com esses resultados cessaram-se as dúvidas quanto ao desempenho da LPG para aplicações mais robustas em nível industrial.

Ainda no segmento de refratômetro, um sensor para detecção de nível de líquidos utilizando uma LPG como transdutor foi demonstrado por KHALIQ, em 2001 [31]. Isto é perfeitamente possível uma vez que, quando a LPG se encontra completamente exposta ao ar, o seu espectro de transmissão não varia desde que nenhum parâmetro da LPG seja alterado. Entretanto, se a LPG for completamente submersa em um determinado líquido, o espectro de transmissão da banda de atenuação da LPG se desloca para maiores ou menores comprimentos de onda de acordo com o índice de refração do líquido. Por outro lado, se a LPG for apenas parcialmente submersa, aparecem duas bandas de atenuação centradas em dois comprimentos de onda distintos, um correspondente ao caso da LPG submersa no líquido e outra quando não submersa, ou seja, exposta ao ar. KHALIQ *et al* demonstraram que, para uma faixa de 20% a 80% de imersão do dispositivo ótico em óleo, uma curva de resposta aproximadamente linear foi obtida.

Em 2002, FALATE *et al* [32] demonstraram que a LPG pode ser utilizada como transdutor para medir o grau de salinidade em água [33]. Normalmente este parâmetro é determinado através de técnicas de condutividade elétrica devido à presença de íons de cloro na solução aquosa [34] [35] [36]. Porém, o grau de salinidade pode também ser obtido por meio da medida de índice de refração a partir de uma equação empírica que relacione o índice de refração com a água do mar muito bem descritas nas literaturas [37] [38]. Em 2005, FALATE *et al* [39] [40] demonstraram que o contato com a gasolina provoca um descolamento de comprimento de onda de ressonância de até 6 nm de resposta espectral de uma LPG, quando anteriormente submersa na água. Além disso, outros estudos apresentaram a utilização da LPG para controle de qualidade de combustível, mais especificamente a gasolina do tipo C, que é fortemente influenciada por inserção de adulterantes [41] [42].

A necessidade de um analisador de espectro ótico (OSA – *Optical Spectrum Analyzer*) para caracterizar um sistema de interrogação de LPG tornou-se uma limitação no desenvolvimento de sensores em fibra ótica, na medida em que encarecem o custo total do

projeto do sistema sensorial. Esses dispositivos robustos, embora viabilizem o processo de análises espectrais do sinal ótico na saída do sistema de interrogação, são bastante caros para serem empregados em quaisquer sistemas de técnicas de interrogação da LPG. Neste aspecto, vários trabalhos vêm sendo publicados mostrando técnicas alternativas de sistemas de interrogação de LPG que dispensam o uso do OSA, reduzindo significativamente o custo total dessas técnicas de interrogação das LPGs ao ponto de torná-las viáveis do ponto de vista econômico.

A técnica de interrogação de LPG desenvolvido por CARVALHO *et al* [43] tem a particularidade de poder associar as mudanças espectrais na banda de atenuação da LPG com o parâmetro que está sendo medido, no caso a curvatura, dispensando completamente o uso de um OSA. Esta técnica consiste em duas FBGs moduladas em comprimento de onda, sintonizadas na região linear da banda de atenuação do espectro de transmissão de uma LPG que se comporta como uma função de transferência. Na saída desse sistema de interrogação, um fotodetector é utilizado para converter o sinal ótico resultante para o domínio elétrico para que, posteriormente, seja feita uma análise espectral elétrica. Os dois harmônicos resultantes de cada FBG modulada teriam as suas amplitudes constantes se a resposta da LPG fosse linear, o que não é o caso. Portanto, estas amplitudes são função da posição do espectro da LPG, que varia devido às mudanças no mensurando, no caso a curvatura. Deste modo, a partir da relação entre as potências dos dois harmônicos resultantes, pode-se determinar a região do vale de atenuação da LPG e, conseqüentemente, o comprimento de onda de ressonância. Esta técnica apresenta um diferencial de possuir um baixo custo de desenvolvimento por dispensar o uso de um analisador de espectro, embora necessite de duas FBG para interrogar uma LPG.

1.3 Motivação e objetivo

Após a descoberta da LPG em 1996, diversos trabalhos foram publicados com intuito de explorar e mostrar a sua vasta aplicabilidade, nomeadamente no que se refere ao uso de LPG como transdutores óticos, além de filtros óticos de rejeição de banda [11]. Esses trabalhos vieram mostrar que a LPG não somente é mais sensível do que a FBG, como também menos custosa por possuir um período de modulação de índice de refração mais longo, exigindo assim sistemas menos robustos no que diz respeito à fabricação da LPG. Todavia, apesar da LPG apresentar um baixo custo de produção em comparação com a FBG,

haverá necessidade de uso de um analisador de espectro ótico através do qual é possível analisar as diferentes mudanças no espectro ótico de transmissão da LPG quando submetida a um ou mais parâmetros externos.

Por ser um equipamento extremamente caro, o uso do OSA acaba encarecendo qualquer sistema que venha a utilizar a LPG como elemento sensor. Por isso, diversos trabalhos vêm sendo publicados com o objetivo de apresentar sistemas que visem interrogar a LPG. Esses sistemas trazem como proposta relacionar as mudanças do espectro de transmissão da LPG associando-o à variação do parâmetro externo o qual se deseja medir, dispensando o uso de um OSA. Além disso, as técnicas de interrogação de LPG descritas na literatura ainda possuem elevada complexidade e alto custo de desenvolvimento, pois necessitam de uma variada quantidade de componentes.

Neste trabalho, temos como objetivo apresentar um novo modelo matemático, o qual resulta em uma técnica auto-referenciável de interrogação de LPG que possui uma baixa complexidade e custo de desenvolvimento.

1.4 Organização da dissertação

No Capítulo 1 é feita um breve histórico das grades de Bragg até o surgimento da LPG. Também é mostrado como surgiu o interesse do uso das LPG como elementos sensores e como este dispositivo tem vindo a revolucionar a área de sensores óticos.

No Capítulo 2 é mostrado o princípio de funcionamento das grades de Bragg e grades de período longo, bem como as suas características de sensibilidade para os mais diversos tipos de parâmetros, dentre eles o índice de refração.

No Capítulo 3 é exposta a abordagem matemática da técnica de interrogação proposta neste trabalho, assim como simulações sobre o funcionamento da técnica também são realizadas.

No Capítulo 4, o *setup* do sistema de interrogação da LPG baseado no modelo matemático do Capítulo 3 é descrito. Todos os componentes utilizados são caracterizados de

forma a relacionar os aspectos experimentais aos parâmetros descritos no modelo matemático do Capítulo 3.

Após a descrição do *setup* experimental os resultados experimentais são mostrados no Capítulo 5. Neste mesmo capítulo é feita uma discussão dos resultados experimentais comparando-os com os resultados teóricos obtidos com base nas análises matemáticas desenvolvidas no Capítulo 3.

No Capítulo 6 é mostrada a conclusão deste trabalho bem como algumas sugestões para trabalhos futuros.

Referências Bibliográficas

- [1] Ashkim, A., Boyd, G.D., Dziedzic, J., Smith, R.G., Ballman, A.A., Nassan, K., 1966. Appl. Phys. Lett. 9,72.
- [2] HILL, K. O.; FUJII, Y.; JOHNSON, D. C., and KAWASAKI, B. S. “**Photosensitivity in optical fiber waveguides: Application to reflection filter fabrication**”, Appl. Phys. Lett., vol. 32, no. 10, p. 647-649, May 1978.
- [3] LAM, D. K. W.; GARSIDE, B. K. “**Characterization of single-mode optical fiber filters**”, Appl. Opt., vol. 20, p. 440-445, 1981.
- [4] STONE, J. “**Photorefractivity in GeO₂-doped silica fibers**”, Journ. Appl. Phys., vol. 62, p. 4371-4374, 1987.
- [5] MELTZ, G.; W. W. MOREY and W. H. GLENN. “**Formation of Bragg gratings in optical fibers by a transverse holographic method**”, Optics Letters, vol. 14, p. 823-825, 1989.
- [6] KASHYAP, R.; ARMITAGE, J. R.; WYATT, R.; DAVEY, S. T.; WILLIAMS, D. L. “**All-fibre narrowband reflection gratings at 1500 nm**”, Electronics Letters, vol. 26, no. 11, p. 730, 1990.
- [7] LEMAIRE, P. J., ATKINS, R. M., MIZRAHI, V., REED, W. A. “**High pressure H₂ loading as a technique for achieving ultrahigh sensitivity in GeO₂ doped optical fibres**”, Electronics Letters, vol. 29, no. 13, p. 1191- 1193, 1993
- [8] MALO, B., ALBERT, J., HILL, K. O., BILODEAL, F., JOHNSON, D. C. “**Effective index drift from molecular hydrogen diffusion in hydrogen-loaded optical fibres and its effect on Bragg grating fabrication**”, Electronics Letters, vol. 30, p. 442-444, 1994.
- [9] MASUDA, Y., NAKAMURA, M., KOMATSU, C., FUJITA, K., YAMAUCHI, M., KIMURA, M., MIZUTANI, Y., KIMURA, S., SUZAKI, Y., YOCUSHI, T., NAKAGAWA, K., EJIMA, S. “**Wavelength evolution of fiber Bragg gratings fabricated from hydrogen-**

loaded optical fiber during annealing”, *Journal of Lightwave Technology*”, vol. 22, no. 3, p. 934-941, 2004.

[10] OTHONOS, A.; KALLI, K. “**Fiber Bragg Gratings: Fundamentals and Applications in Telecommunications and Sensing**”, ArtechHouse : Norwood, 1999.

[11] VENGSARKAR, A. M.; LEMAIRE, P. J.; JUDKINS, J. B.; BATHIA, V.; ERDOGAN, T.; and SIPE, J. E. “**Long-Period Fiber Gratings as Band-Rejection Filters**”, *Journal of Lightwave Technology*, vol. 14, no. 1, p. 58-65, Jan. 1996.

[12] DIANOV, E. M.; STARODUBOV, D. S.; VASILIEV, S. A.; FROLOV, A. A.; MEDVEDKOV, O. I., “**Near- UV photosensitivity of germanosilicate glass: application for fiber grating fabrication**”, in Lasers and Electro-Optics Society Annual Meeting, 1996, LEOS 96, IEEE, vol. 1, p. 374-375.4.

[13] KRYUKOV, P. G.; LARIONOV, Y. V.; RYBALTOVSKII, A. A.; ZAGUROL'KO, K. A.; DRAGOMIR, A.; NIKOGOSYAN, D. N.; RUTH, A. A., “**Long-period fibre grating fabrication with femtosecond pulse radiation at different wavelengths**”, *Microelectronic Engineering*, vol. 69, p. 248-255, 2003.

[14] NARAYANAN, C.; PRESBY, H. M.; VENGSARKAR, A. M. “**Band-rejection fiber filter using periodic core deformation**”, *Electronics Letters*, vol. 33, no. 4, p. 280-281, February 1997.

[15] DAVIS, D. D.; GAYLORD, T. K.; GLYTSIS, E. N.; KOSINSKI, S. G.; METTLER, S. C.; VENGSARKAR, A. M. “**Long-period fibre grating fabrication with focused CO₂ laser pulses**”, *Electronics Letters*, vol. 34, no. 3, p. 302-303, February 1998.

[16] RAO, Y. J.; WANG, Y. P.; RAN, Z. L.; ZHU, T. “**Novel fiber-optic sensors based on long-period fiber gratings written by high-frequency CO₂ laser pulses**”, *Journal of Lightwave Technology*, vol. 21, no. 5, p. 1320-1327, May 2003.

[17] WANG, Y. P.; RAO, Y. J.; RAN, Z. L.; ZHU, T.; HU, A. Z. “**A novel tunable gain equalizer based on a long- period fiber grating written by high-frequency CO₂ laser pulses**”, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 15, no. 2, p. 251-253, February 2003.

- [18] KOSINSKI, S. G.; VENGSARKAR, A. M. “**Splicer-based long-period fiber gratings**”, in Optical Fiber Communication Conference and Exhibit, Technical Digest, OFC’98, p. 278-279, 1998.
- [19] DÜRR, F.; REGO, G.; MARQUES, P. V. S.; SEMJONOV, S. L.; DIANOV, E. M.; LIMBERGER, H. G.; SALATHÉ, R. P. “**Tomographic Stress Profiling of Arc-Induced Long-Period Fiber Gratings**”, Journal of Lightwave Technology, vol. 23, no. 11, p. 3947-3953, November 2005.
- [20] GODBOUT, N.; DAXHELET, X.; MAURIER, A. and LACROIX, S. “**Long-period fiber grating by electrical discharge**”, in 24th European Conference on Optical Communication, 1998, vol. 1, p. 397-398.
- [21] BHATIA, V.; VENGSARKAR, A. M. “**Optical fiber long-period grating sensors**”, Optics Letters, vol. 21, no. 9, p. 692-694, May 1996
- [22] PATRICK, H. J.; KERSEY, A. D.; BUCHOLTZ, F. “**Analysis of the Response of Long Period Fiber Gratings to External Index of Refraction**”, Journal of Lightwave Technology, vol. 16, no. 9, p. 1606-1612, September 1998.
- [23] FALCIAI, R.; MIGNANI, A. G.; VANNINI, A. “**Long period gratings as solution concentration sensors**”, Sensors and Actuators B, vol. 74, p. 74-77, 2001.
- [24] DELISA, M. P.; ZHANG, Z.; SHILOACH, M.; PILEVAR, S.; DAVIS, C. C.; SIRKIS, J. S.; BENTLEY, W. E. “**Evanescence wave long-period fiber Bragg grating as an immobilized antibody biosensor**”, Analytical Chemistry, vol. 72, no. 13, p. 2895-2900, July 2000.
- [25] MELTZ, G.; MOREY, W. W.; HEWLET, S. J.; and LOVE, J. D. “**Photosensitivity and Quadratic Nonlinearity in Glass Waveguides: Fundamentals and Applications**”, OSA Technical Digest Series, PMB4, vol. 22, p. 14-17, 1995.
- [26] PATRICK, H. J., KERSEY, A. D., BUCHOLTZ, F., “**Analysis of the Response of LongPeriod Fiber Grating to External Index of Refraction.**” Journal of Lightwave Technology, v. 16, n. 9, p. 1606-1612, 1998a.

- [27] SHU, X.; ZHU, X.; JIANG, S.; SHI, W. and HUANG, D. “**High sensitivity of dual resonant peaks of long- period fibre grating to surrounding refractive index changes**”, Electronics Letters, vol. 35, no. 18, p. 1580- 1581 September 1999.
- [28] SHU, X. and HUANG, D. “**High sensitive chemical sensor based on the measurement of separation of dual resonant peaks in a 100- μ m-period fiber grating**”, Optics Communications, vol. 171, p. 65-69, November 1999.
- [29] FALCIAI, R., MIGNANI, A. G., VANNINI, “**A. Long period gratings as solution concentration sensors.**” Sensors and Actuators B, v. 74, p. 74-77, 2001.
- [30] ALLSOP, T.; ZHANG, L.; BENNION, I. “**Detection of organic aromatic compound in paraffin by a long- period fiber grating optical sensor with optimized sensitivity**”, Optics Communications, vol. 191, p. 181- 190, May 2001.
- [31] JAMES, S. W.; KHALIQ, S.; TATAM, R. P. “**A long period grating liquid level sensor**”, in Optical Fiber Sensors Conference Technical Digest, 2002, OFS2002, p. 127-130, 2002.
- [32] FALATE, R., “**Produção e Caracterização de Redes de Período Longo para Aplicações em Sensoriamento.**” Dissertação de Mestrado, UTFPR, 2002.
- [33] FALATE, R. “**Redes de Período Longo Fabricadas com Arco Elétrico como Sensores para Parâmetros Físico-Químicos.**” Tese de Doutorado, UTFPR, 2006.
- [34] BEY, S. K. A. K., LAM, C. C. C., SUN, T., GRATTAN, K. T. V. “**Chloride ion optical sensing using a long period grating pair.**” Sensors and Actuators A, v.141, p. 390-395, 2008.
- [35] TANG, J. L., CHIANG, T.Y., CHANG, H.P., WANG, J.N. “**Studies on measurement of chloride ion concentration in concrete structures with long-period grating sensors.**” Proceedings of SPIE, v. 6174, p. 61743R-61751R, 2006a.
- [36] TANG, J.L., WANG, J.N. “**Measurement of chloride-ion concentration with long-period grating technology.**” Smart Materials and Structures, v. 16, p. 665-672, 2007.

- [37] ESTEBAN, O.; NAVARRETTE, M. C.; CANO, A. G., BERNABEU, E. “**Measurement of the degree of salinity of water with a fibre-optic sensor,**” Appl. Opt. vol. 38, p. 5267-5271, 1999.
- [38] 190 QUAN, X.; FRY, E. S. “**Empirical equation for the index of refraction of seawater,**” Appl. Opt. vol. 34, p. 3477-3480, 1995.
- [39] KAMIKAWACHI, R. C. “**Estudo de Redes de Período Longo como Elemento Sensor de Hidrocarbonetos.**” Dissertação de Mestrado, UTFPR, 2003.
- [40] FALATE, R., KAMIKAWACHI, FABRIS, J. L., R. C., MULLER, M., KALINOWSKI, H. J. “**Fiber Optic Sensors for Hydrocarbon Detection. Sensors and Actuators**” B, v. 105, n. 2, p. 430–436, 2005.
- [41] FALATE, R., KAMIKAWACHI, R. C., MULLER, M., KALINOWSKI, H. J., FABRIS, J. L. “**Fiber Optic Hydrocarbon Sensors Based on Long Period Gratings.**” Journal of Microwaves and Optoelectronics, v. 3, n. 5, p. 47–55, 2004.
- [42] FALATE, R., FRAZÃO, O., REGO, G., FABRIS, J. L., SANTOS J. L. “**Refractometric sensor based on a phase-shifted long period fiber grating.**” Applied Optics, v. 45, n. 21, p. 50665072, 2006.
- [43] CARVALHO, J. P., COELHO, L., FRAZÃO, O., SANTOS, J. L. “**Electrical Dynamic Interrogation System for Long Period Gratings.**” Proceedings of the 3rd WSEAS International Conference on Advances in Sensors, Signals and Materials. 2010. 158-161.

CAPÍTULO 2

FUNDAMENTOS TEÓRICOS

2.1 Fibras óticas: conceitos básicos

As fibras óticas são dispositivos dielétricos em forma de bastões cilíndricos que servem de guia ótico por onde a luz se propaga de um ponto ao outro. São geralmente feitas de sílica ou polímeros. Possuem dimensões análogas a de um fio de cabelo e sua estrutura é formada basicamente por três camadas concêntricas com diâmetro, índice de refração e funções bem distintas [1].

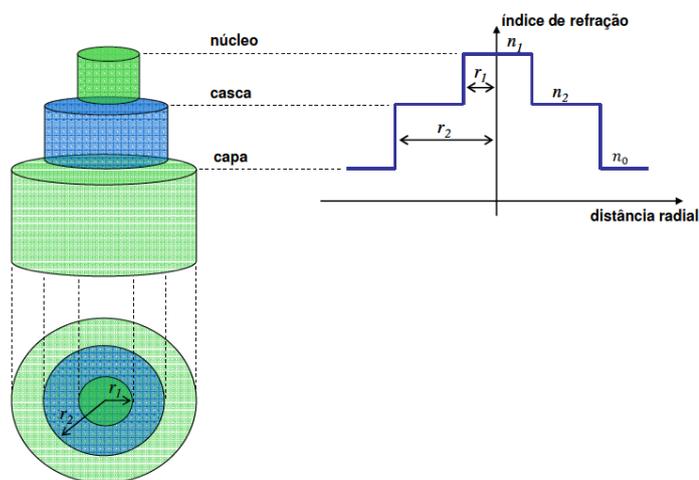


Figura 2.1 - Representação esquemática de uma fibra ótica com índice de refração de degrau [2].

A Figura 2.1 mostra a seção transversal e o perfil degrau do índice de refração de uma fibra ótica, onde r_1 e r_2 são respectivamente os raios do núcleo e da casca e n_0 , n_1 e n_2 são os índices de refração do meio externo a fibra (capa), do núcleo e da casca, respectivamente. As fibras óticas apresentam os mais variados perfis de índices de refração, entretanto o perfil mais elementar é o degrau (*Step-Index Fiber*), na qual ocorre uma mudança abrupta do índice de refração na fronteira entre o núcleo e a casca como mostra a Figura 2.1.

A região central de raio r_1 e índice de refração n_1 é denominada de núcleo da fibra ótica. A segunda camada de raio $r_2 > r_1$ e índice de refração $n_2 < n_1$ é denominada de casca da fibra. Estas duas camadas definem a fibra ótica. No entanto, com vista em proteger a fibra ótica, melhorar a sua flexibilidade e aumentar a sua rigidez mecânica, a fibra ótica comumente se encontra revestida de uma terceira camada de acrilato que na Figura 2.1 está denominada como capa com índice de refração n_0 . Esta configuração permite confinar e propagar a luz no núcleo de uma fibra ótica através do fenômeno físico denominado de reflexão interna total.

Dado que a luz é uma onda eletromagnética, a sua propagação em uma fibra ótica é explicada pelas equações de Maxwell, que quando devidamente manipuladas dão origem à equação da onda [3] [4]. A partir das equações da onda, aplicando-se as condições de contorno chega-se a soluções mais específicas, conhecidas como modos de propagação. Os modos de propagação são diferentes configurações espaciais do campo eletromagnético a se propagar num guia de onda, neste caso, uma fibra ótica. Deste modo, quando há apenas um modo de propagação em uma fibra ótica, diz-se que a fibra ótica é monomodo. Por outro lado, quando houver mais de um modo de propagação confinado em uma fibra ótica diz-se que a fibra ótica é multimodo. De forma geral, na ausência de perturbações, um sinal ótico se propaga no interior de uma fibra ótica em modos distintos que não interferem entre si. Entretanto, acoplamentos intermodais podem ocorrer se a estrutura do núcleo de uma fibra ótica for alterada, por exemplo, por introdução de uma modulação no índice de refração do núcleo, como é apresentado na seção 2.3.

A Figura 2.2 mostra o corte longitudinal de uma fibra ótica de índice degrau. Os ângulos θ_i e θ_r são os ângulos de incidência e o ângulo refratado na fronteira entre o meio externo e o núcleo, respectivamente. E ϕ é o ângulo normal à fronteira interna entre o núcleo e

a casca. A relação entre o θ_i e θ_r é dada pela Equação (1), onde n_0 e n_1 são, respectivamente, o índice de refração do meio externo e do núcleo.

$$n_0 \text{sen}(\theta_i) = n_1 \text{sen}(\theta_r) \quad (1)$$

Entretanto, para que haja reflexão interna total da luz na fronteira entre o núcleo e a casca, é necessária que a condição de reflexão interna total seja alcançada. Para tal, o ângulo de incidência na fronteira interna entre o núcleo e a casca (ϕ) deve ser maior do que o ângulo crítico, dado pela Equação (2), onde n_2 é o índice de refração da casca.

$$\text{sen}(\theta_c) = \frac{n_2}{n_1} \quad (2)$$

Portanto, desde que $\phi > \theta_c$, a condição de reflexão interna total da luz na fronteira núcleo-casca é alcançada e a luz permanece confinada no núcleo da fibra ótica. Os raios que não satisfazem a condição de reflexão interna total são refratados para casca da fibra e são rapidamente atenuados.

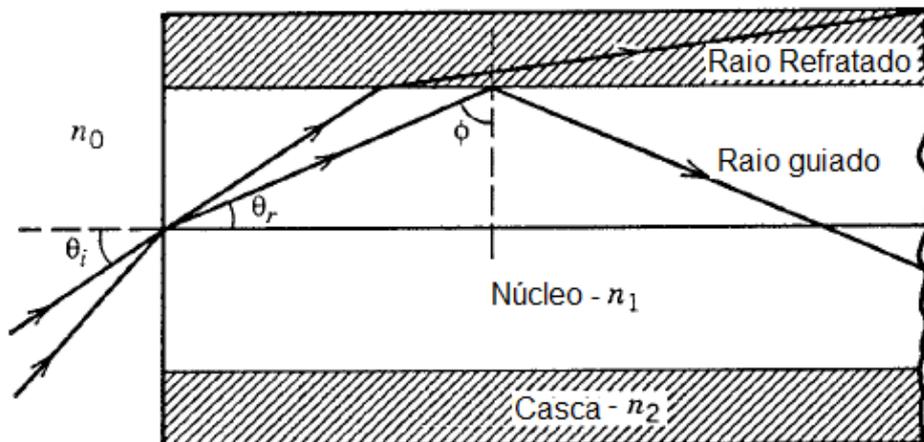


Figura 2.2 - Confinamento de luz por meio de reflexão interna total em uma fibra com índice de refração degrau.

Raios de Luz cujo $\phi < \phi_c$ são refratados para fora da fibra [5].

2.2 Princípio de funcionamento das grades em fibras óticas

Em uma fibra ótica existe um número finito de modos de propagação possíveis que se encontram limitados dentro da chamada faixa de restrição de valores, pertencentes às constantes de propagação denotadas por β . Deste modo, para uma fibra ótica convencional formada por um núcleo e casca com índice de refração n_1 e n_2 , respectivamente, tem-se os possíveis valores para as constantes de propagação limitados em $n_2 k_0 \leq \beta \leq n_1 k_0$, onde k_0 é a constante de propagação do espaço livre.

Para uma fibra ótica monomodo existe um modo de propagação que pode ser aproximado a um modo linearmente polarizado denominado de modo LP_{01} . Todavia, este não é o único modo em uma fibra monomodo. Existem outros modos que se encontram dentro da faixa de restrição das constantes de propagação limitadas por $0 \leq \beta \leq n_2 k_0$, mas que não se propagam. Estes modos possuem constantes de propagação complexas, e são chamados de modos de radiação. Levando em consideração que o raio da casca de uma fibra ótica é finito, pode-se considerar a existência de um terceiro meio ao redor da casca com índice de refração n_0 , no qual é possível analisar as condições de fronteira entre a casca e o meio que a rodeia. Assim, da mesma forma que para os modos guiados, existe uma faixa de valores para as constantes de propagação dadas por $n_0 k_0 \leq \beta \leq n_2 k_0$, que representam um segundo conjunto de modos de radiação, que são chamados de modos de casca, por ficarem confinados na casca da fibra. Como a casca não possui condições de geometria e índice de refração propícia para propagação da luz, os modos de casca atenuam rapidamente. Os modos guiados e os modos de casca podem se propagar em direções co-propagante e contra-propagante e possuem um número finito de constantes de propagação limitadas pelas suas respectivas faixas de restrição.

Quando é introduzida uma modulação periódica no índice de refração do núcleo de uma fibra ótica, que atenda às condições de casamento de fase do modo guiado e qualquer outro modo sejam eles do núcleo, da casca, propagante ou contra-propagante, é produzido um novo tipo de dispositivo denominado de grades ou redes de Bragg em fibra ótica. No que diz respeito às grades em fibras óticas, existem dois tipos convencionais: as grades de reflexão, denominadas de grades de Bragg (FBG) cujo princípio de funcionamento baseia-se no acoplamento entre modo guiado co-propagante ao modo guiado contra-propagante, e as

grades de período longo (LPG) cujo princípio de funcionamento baseia-se no acoplamento dos modos guiados aos modos de casca, sejam eles co-propagantes ou contra-propagantes. A Figura 2.3 mostra a estrutura básica de uma grade em fibra ótica, onde Λ é o período da rede e n_1 , n_2 , e n_0 são os índices de refração do núcleo, da casca e do meio externo respectivamente.

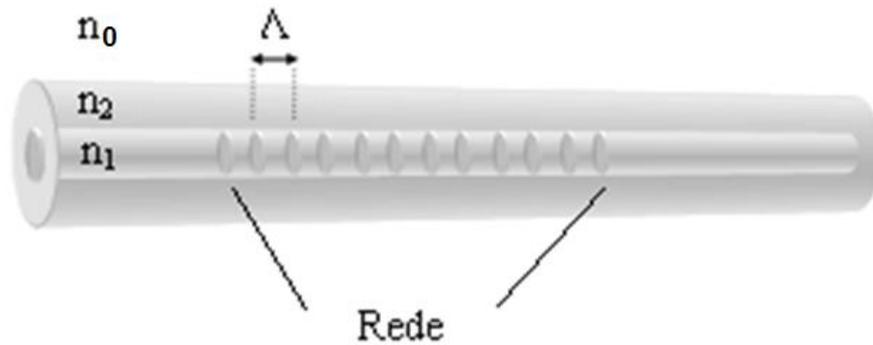


Figura 2.3 - Representação de uma grade em fibra ótica.

2.3 Princípio de funcionamento das grades de Bragg

No que concerne às grades de Bragg, também conhecidas como grades de reflexão, supondo uma fibra ótica monomodo, para que ocorra o acoplamento entre o modo guiado propagante e o modo guiado contra-propagante, a condição de casamento de fase (*phase matching*) dos modos que estão sendo acoplados deve ser alcançada. Essa condição de casamento de fase é representada pela Equação (3) que, quando satisfeita, ocorre o acoplamento dos modos [6] [7].

$$\Delta\beta = \beta_1 - \beta_2 = \frac{2\pi}{\Lambda} \quad (3)$$

Em que $\Delta\beta$ é a constante de propagação diferencial e β_1 e β_2 são os modos de propagação que estão sendo acoplados e Λ é o período da grade. Assim, se houver um $\Delta\beta = \frac{2\pi}{\Lambda}$, o modo β_1 será acoplado ao modo β_2 . Considerando o acoplamento entre o modo fundamental LP_{01} co-propagante ($\beta_1 = \beta_{01} = LP_{01}$) e o modo fundamental contra-propagante ($\beta_2 = -\beta_{01} = -LP_{01}$), a Equação (3) pode ser reescrita como mostra a Equação (4).

$$\Delta\beta = \beta_{01} - (-\beta_{01}) = \frac{2\pi}{\Lambda} \quad (4)$$

Em que:

$$\beta_{01} = \frac{\pi}{\Lambda} \quad (5)$$

Como β_{01} é a constante de propagação referente ao modo propagante do núcleo, pode-se escrever β_{01} em termos de comprimento de onda e índice de refração efetivo do núcleo como mostrado na Equação (6).

$$\beta_{01} = \frac{2\pi}{\lambda} n_{eff_co} \quad (6)$$

Na qual λ é o comprimento de onda e n_{eff_co} é o índice de refração efetivo do modo propagante no núcleo da fibra. Assim, reescrevendo a Equação (5) em termos da Equação (6) obtém-se a Equação (8).

$$\frac{2\pi}{\lambda} n_{eff_co} = \frac{\pi}{\Lambda} \quad (7)$$

$$\lambda_c = 2n_{eff_co} \Lambda \quad (8)$$

A equação (8) é conhecida como condição de Bragg de uma FBG, onde λ_c representa o comprimento de onda central de ressonância ou de reflexão no qual ocorre o máximo acoplamento do modo propagante ao modo contra-propagante. A Figura 2.4 ilustra o funcionamento de uma FBG.

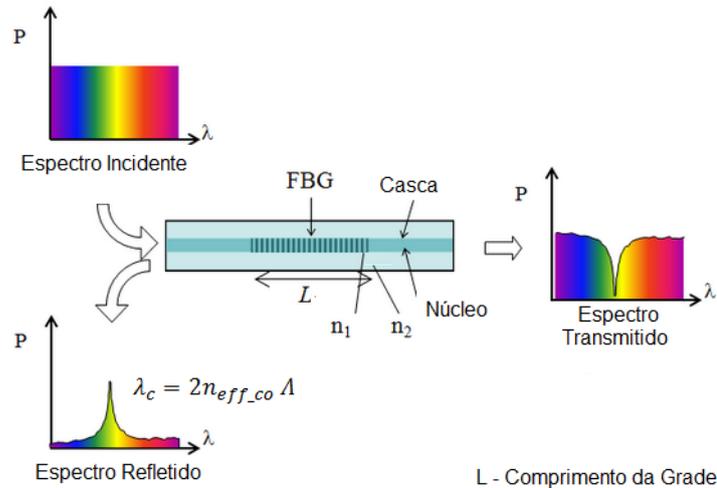


Figura 2.4 - Esquema de funcionamento de uma FBG.

2.3.1 Sensibilidade das FBGs ao meio externo

O comprimento de onda de reflexão da FBG pode variar consoante à variação dos parâmetros externos que alterem o índice de refração efetivo do núcleo, ou o período da grade ou ambos, como mostra a Equação (9), onde $\Delta\lambda_c$ representa a variação do comprimento de onda de reflexão da FBG [7] [8] [9].

$$\Delta\lambda_c = \lambda_c \left(\frac{\Delta n_{eff_co}}{n_{eff_co}} + \frac{\Delta\Lambda}{\Lambda} \right) \quad (9)$$

Analisando a Equação (9) percebe-se que, na presença de variação no índice de refração do núcleo ou no período da grade, o comprimento de onda de reflexão da grade de Bragg também varia. Temperatura, tração e índice de refração são alguns dos parâmetros externos que podem afetar o valor do comprimento de onda de reflexão de uma grade de Bragg.

2.3.2 Sensibilidade da FBG à tração

Ao esticar a fibra óptica na qual se encontra escrita uma grade de Bragg, o espectro de reflexão da FBG se desloca para maiores comprimentos de onda, devido ao aumento significativo do período da grade [10]. Além disso, o índice de refração efetivo do núcleo também é alterado por efeito fotoelástico, o que contribui em menor escala na mudança do

comprimento de onda de reflexão. A Equação (10) mostra a dependência do comprimento de onda de reflexão da grade de Bragg $\Delta\lambda_c$, para uma tração aplicada $\Delta\varepsilon$ [11].

$$\Delta\lambda_c = \lambda_c(1 - \rho_a)\Delta\varepsilon \quad (10)$$

Em que $\Delta\lambda_c$ é a variação do comprimento de onda de reflexão, λ_c é o comprimento de onda de reflexão da FBG e ρ_a é o coeficiente efetivo para o efeito fotoelástico da fibra.

Em 2008, YIN *et al* [12] mostraram que a variação de comprimento de onda de reflexão da FBG se dá de forma linear com a tração aplicada na FBG, como mostra a Figura 2.5.

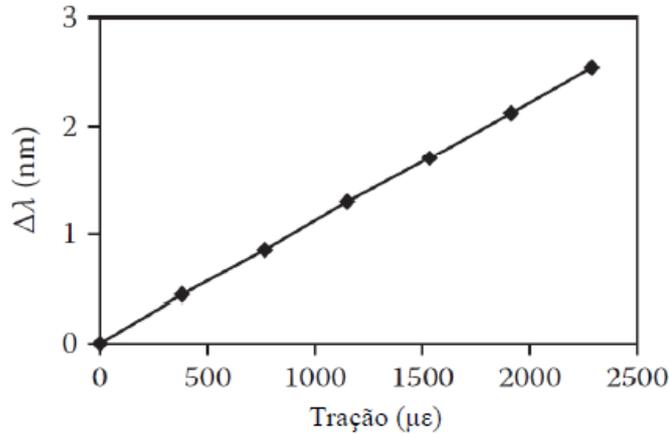


Figura 2.5 - Resposta típica da mudança do comprimento de onda de reflexão de uma FBG para a tração [12].

2.3.3 Sensibilidade da FBG à temperatura

A temperatura é outro fator que provoca mudanças no comprimento de onda de reflexão da grade de Bragg, deslocando linearmente o λ_c para maiores comprimentos de onda, à medida que a temperatura aumenta. Isto acontece porque o aumento da temperatura causa mudanças no índice de refração efetivo do núcleo por efeito termo ótico e, em menor escala, na dilatação do período da grade. Essa dependência do λ_c com a temperatura é expressa pela Equação (11) [12].

$$\Delta\lambda_c = \lambda_c(\alpha - \zeta)\Delta T \quad (11)$$

Na qual $\alpha = \left(\frac{1}{\lambda}\right) \left(\frac{d\lambda}{dT}\right)$ é o coeficiente de dilatação térmica para a fibra e $\zeta = \left(\frac{1}{n}\right) \left(\frac{dn}{dT}\right)$ é o coeficiente termo ótico.

Percebe-se através da Equação (11) que a variação do comprimento de onda de ressonância ($\Delta\lambda_c$) ocorre de forma linear com a temperatura, assim como a tração vista anteriormente. A Figura 2.6 mostra o deslocamento do comprimento de onda de reflexão de Bragg para diferentes temperaturas.

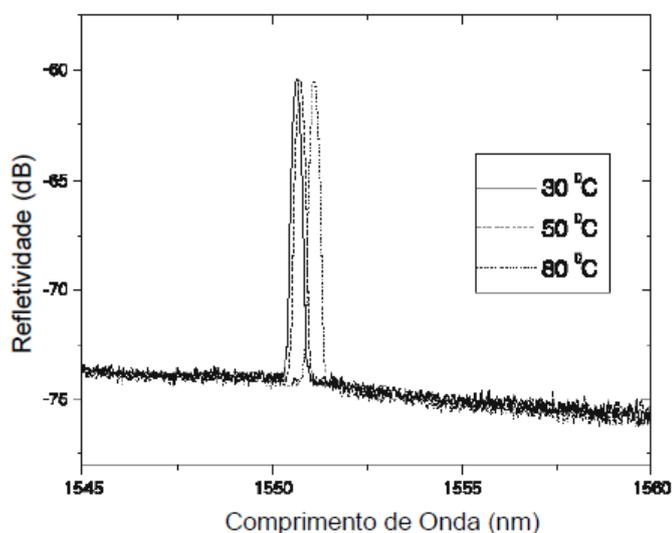


Figura 2.6 - Mudança de comprimento de onda de reflexão da grade de Bragg com a temperatura [13].

2.3.4 Sensibilidade da FBG ao índice de refração do meio externo

As FBGs são, por natureza, pouco ou nada sensíveis ao índice de refração do meio externo. Dado o seu princípio de ressonância se basear no índice de refração efetivo do núcleo que por sua vez depende do índice de refração do núcleo e da casca de uma fibra padrão com 125 μm de casca, não é esperado que o índice de refração do meio externo interfira no comprimento de onda de reflexão de uma grade de Bragg. No entanto, alguns trabalhos já foram desenvolvidos visando tornar as FBGs sensíveis ao índice de refração do meio externo. A técnica consiste em diminuir o diâmetro da casca ao redor da região onde se encontra escrita a grade de Bragg. Este processo torna o índice de refração efetivo do núcleo dependente do índice de refração do meio externo, tornando assim a FBG sensível ao índice de refração do meio externo [14] [15]. O comprimento de onda de reflexão da grade de Bragg

passa a ter uma dependência não linear com o índice de refração do meio externo. Convém ressaltar que, ao contrário dos parâmetros como temperatura e tração que alteram tanto o período da grade quanto o índice de refração efetivo do núcleo, neste processo de diminuição do diâmetro da casca da fibra para torná-la mais sensível ao índice de refração do meio externo, apenas o índice de refração efetivo do núcleo é alterado.

A Figura 2.7 mostra a resposta de uma grade de Bragg para diferentes índices de refração do meio externo. O comprimento de onda central da FBG praticamente não se altera, entretanto a amplitude do λ_c sofre profundas variações.

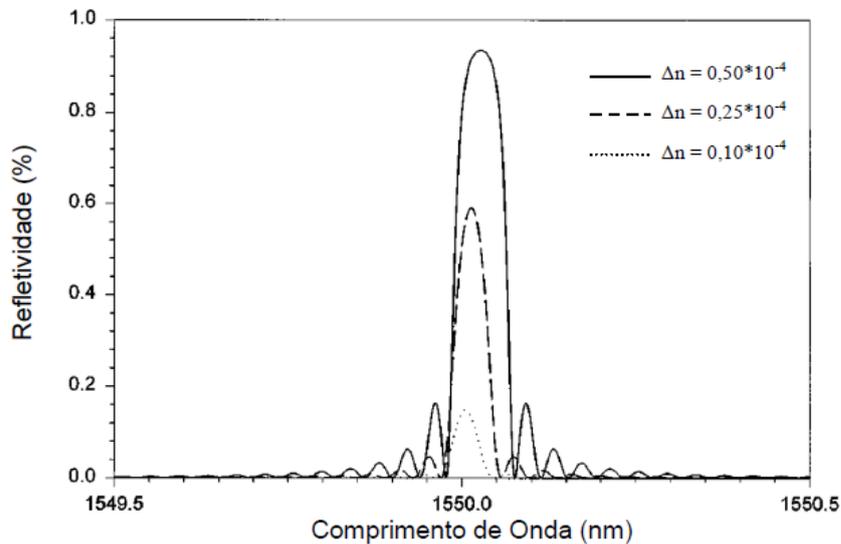


Figura 2.7 - Mudanças no espectro de reflexão de uma FBG mediante a variação do índice de refração do meio externo [15].

2.4 Princípios de funcionamento das grades de período longo

O funcionamento das grades de período longo se baseia no acoplamento entre os modos guiados propagantes do núcleo aos modos de casca. Assim, considerando apenas a existência do modo guiado fundamental, pode-se reescrever a Equação (3) como mostra a Equação (12). A variável β_{cl}^n representa a constante de propagação para cada enésimo modo de casca (*clad*) através do qual o modo fundamental guiado pode ser acoplado [7].

$$\Delta\beta = \beta_{01} - \beta_{cl}^n = \frac{2\pi}{\Lambda} \quad (12)$$

Tem-se que $\beta_{01} = \frac{2\pi}{\lambda} n_{eff_co}$ e $\beta_{cl}^n = \frac{2\pi}{\lambda} n_{eff_cl}^n$, onde $n_{eff_cl}^n$ corresponde ao índice de refração efetivo do enésimo modo de casca e λ representa o comprimento de onda. A Equação (12) é conhecida como condição de ressonância ou condição de casamento de fase (*phase matching condition*) entre os modos fundamentais do núcleo e os n modos de casca de uma grade de período longo. Com isto a Equação (12) pode ser reescrita na Equação (15).

$$\frac{2\pi}{\lambda} n_{eff_co} - \frac{2\pi}{\lambda} n_{eff_cl}^{(n)} = \frac{2\pi}{\Lambda} \quad (13)$$

$$\frac{1}{\lambda} (n_{eff_co} - n_{eff_cl}^{(n)}) = \frac{1}{\Lambda} \quad (14)$$

$$\lambda_r^n = (n_{eff_co} - n_{eff_cl}^{(n)}) \Lambda \quad (15)$$

Como existem finitos modos de casca numa fibra ótica, a variável λ_r^n representa os comprimentos de onda de ressonância discretos de uma LPG, através dos quais ocorre o máximo acoplamento entre o modo guiado do núcleo com cada um dos enésimos modos de cascas. Desta forma, as LPGs possuem vários comprimentos de onda de ressonância, cada um correspondente a uma banda de atenuação bem definida no espectro de transmissão. Isto acontece porque o modo guiado do núcleo e um dos enésimos modos de casca pode atender às condições de casamento de fase e produzir um comprimento de onda de ressonância diferente. A Figura 2.8 mostra o esquema de funcionamento de uma LPG de comprimento L .

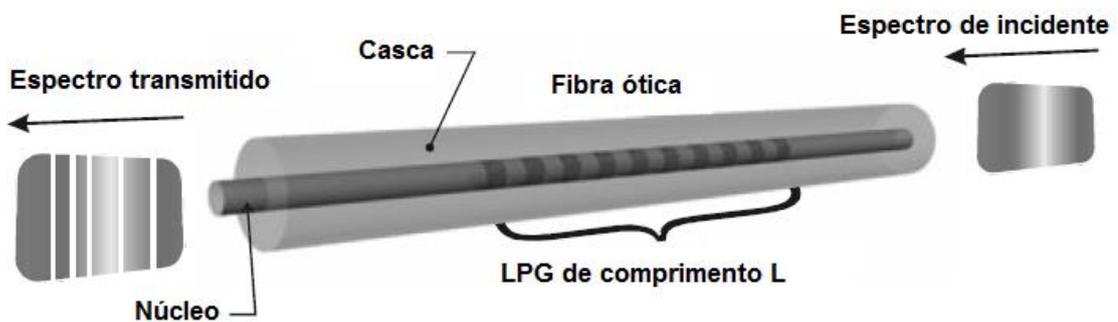


Figura 2.8 - Esquema de funcionamento uma LPG [16].

Quando um sinal ótico de banda larga é transmitido através de uma grade de período longo podem ocorrer acoplamentos discretos entre os modos do núcleo e os modos da casca. A consequência desses acoplamentos pode ser observada por meio de um analisador de

espectro ótico, o qual apresentaria um conjunto discreto de bandas de atenuação, cada qual com o próprio comprimento de onda de ressonância. Na Figura 2.9 é mostrada a disposição dos modos de radiação de casca e modos guiados do núcleo e contra-guiados em termos das constantes de propagação.

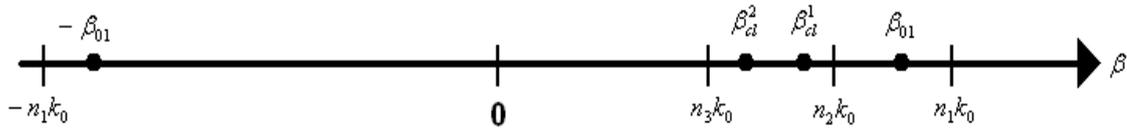


Figura 2.9 - Disposição dos modos de casca e modos do núcleo propagantes e contra-propagantes segundo as constantes de propagação [10].

Observando a Figura 2.9 é possível concluir que a diferença entre o modo guiado propagante (β_{01}) e o modo guiado contra-propagante ($-\beta_{01}$), ambos do núcleo, é maior que a diferença entre o modo guiado propagante do núcleo (β_{01}) e os modos de radiação de casca (β_{cl}^1 e β_{cl}^2). Assim, para o caso da LPG tem-se um $\Delta\beta$ pequeno que acarreta em um maior período da grade, variando de dezenas a centenas de micrometros. No caso das FBGs, o acoplamento ocorre entre o modo co-propagante e o modo contra-propagante (β_{01} e $-\beta_{01}$), ambos do núcleo. Isto resulta em um $\Delta\beta$ grande culminando num período da grade menor, tipicamente menor que $1\mu\text{m}$.

A Figura 2.10 mostra a dependência do comprimento de onda de ressonância da LPG com o período da grade referente aos modos de casca. Nela é possível constatar que grades com períodos mais longos permitem o acoplamento de modos de mais baixa ordem, enquanto que grades com períodos mais curtos facilitam o acoplamento de modos de mais alta ordem.

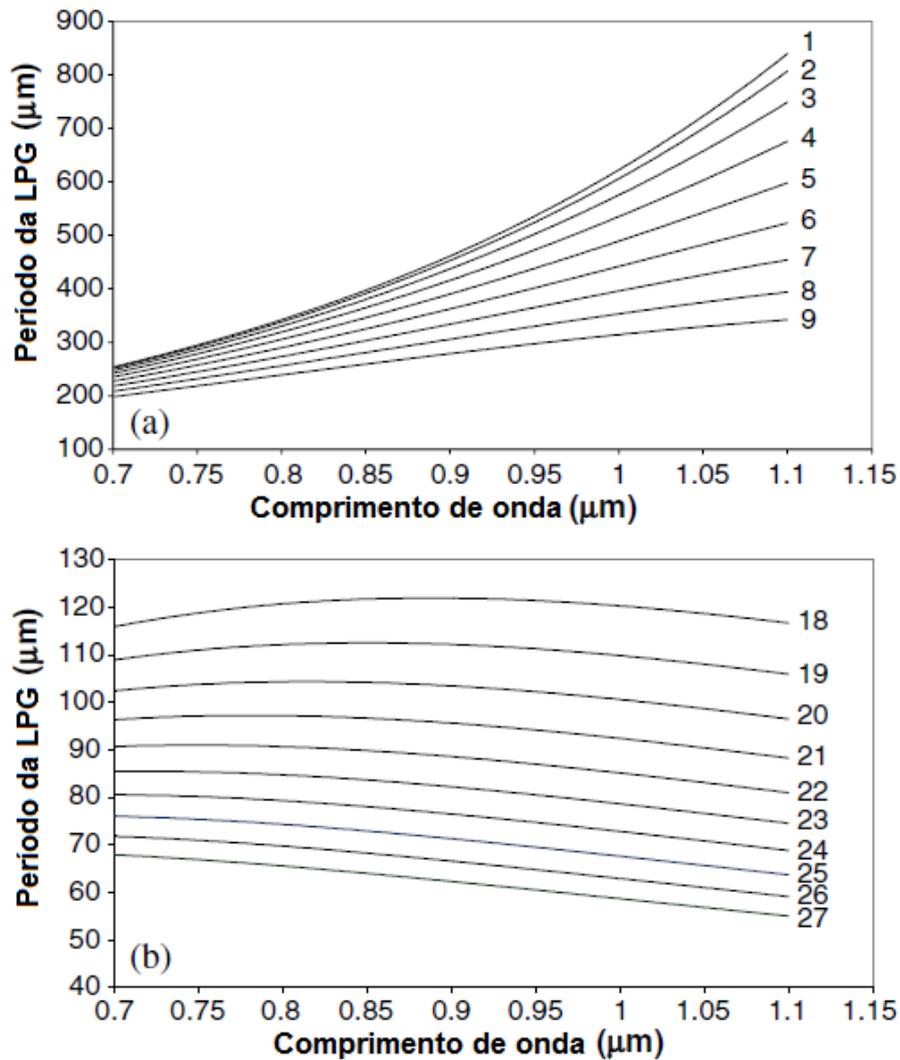


Figura 2.10 – Período da LPG em função do comprimento de onda de ressonância da LPG para o acoplamento entre o modo guiado do núcleo e os n ésimos modos de casca cuja ordem é de: (a) 1 a 9; (b) 18 a 27 [16].

2.5 Sensibilidade da LPG ao meio externo.

De acordo com a condição de casamento de fase denotada pela Equação (15), pode-se justificar o desvio do comprimento de onda de ressonância da LPG quando o meio externo induz mudanças nos parâmetros que alterem o índice de refração efetivo do núcleo, da casca, o período da grade, ou ainda todos os parâmetros citados simultaneamente. Além do deslocamento do comprimento de onda de ressonância de uma LPG, os vales das bandas de atenuação de uma LPG também variam de acordo com a intensidade do acoplamento entre o modo guiado e os n ésimos modos de casca. A Equação (16) relaciona o coeficiente de transmissão de potência do modo guiado do núcleo para um determinado modo de casca.

$$T^n(L) = \text{sen}^2(k^n L) = \frac{2\pi\Delta n_{co}L}{\lambda_r} \quad (16)$$

Em que L é o comprimento da grade, k^n é o coeficiente de acoplamento para o n -ésimo modo de casca, Δn_{co} é a alteração induzida por uma luz UV no índice de refração do núcleo e L é a integral de sobreposição entre os modos do núcleo e da casca [16] [17]. Quando $k^n L = \pi/2$, toda a potência do modo guiado é transmitida para a casca. A transmissão espectral mínima entre o modo guiado e os n -ésimos modos de casca é governada pela Equação (17) [13].

$$T^n(L) = 1 - \text{sen}^2(k^n L) \quad (17)$$

O coeficiente de acoplamento aumenta com a ordem dos modos de casca. Dessa forma, os vales das bandas de atenuação do espectro de transmissão das LPGs se tornam mais profundos à medida que aumenta a ordem de acoplamento entre o modo guiado e os modos de casca, como pode ser visto na Figura 2.11 [16].

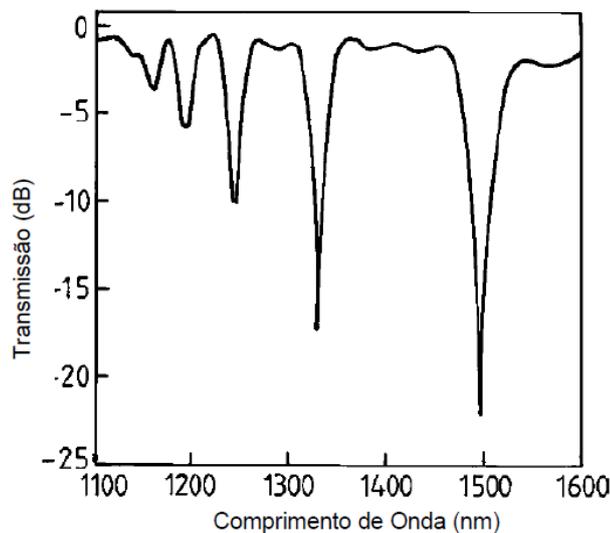


Figura 2.11 - Espectro de transmissão de uma LPG fabricada com a fibra ótica padrão modelo *Corning* SMF-28 com período de $320 \mu\text{m}$ [16].

2.5.1 Sensibilidade da LPG à temperatura

A temperatura é um dos fatores externos que pode alterar o comprimento de onda de ressonância da LPG, à medida que altera o índice de refração efetivo do núcleo e da casca por efeito termo ótico. Além disso, em menor escala, o período da grade também é alterado

mediante a variação da temperatura devido à expansão ou contração do material da fibra, contribuindo para mudanças no comprimento de onda de ressonância da LPG. A Equação (18) mostra a dependência do comprimento de ressonância da LPG como a temperatura [18].

$$\frac{d\lambda_r}{dT} = \frac{d\lambda_r}{d(\delta n_{eff})} \left(\frac{dn_{eff-co}}{dT} - \frac{dn_{eff-cl}}{dT} \right) + \Lambda \frac{d\lambda_r}{d\Lambda} \frac{1}{L} \frac{dL}{dT} \quad (18)$$

Em que $\delta n_{eff} = n_{eff-co} - n_{eff-cl}$ é o índice de refração efetivo diferencial, L é o comprimento da grade e T é a temperatura. O primeiro termo do lado direito denotado por $\frac{d\lambda_r}{d(\delta n_{eff})} \left(\frac{dn_{eff-co}}{dT} - \frac{dn_{eff-cl}}{dT} \right)$ representa a contribuição matemática relacionada às mudanças no diferencial do índice de refração do núcleo e da casca decorrente do efeito termo ótico do material que compõe a fibra. Portanto, esta contribuição é dependente da composição da fibra e é fortemente dependente da ordem do modo de casca. Nesta medida, para acoplamento de modos de casca de mais baixa ordem acessados usando longos períodos ($\Lambda > 100 \mu\text{m}$), o efeito termo ótico material é dominante. Para acoplamentos de modos de casca de alta ordem acessados usando períodos curtos ($\Lambda < 100 \mu\text{m}$), o efeito termo ótico para uma fibra ótica padrão composta de sílica dopada com germânio pode ser desprezado [19]. O segundo termo denotado por $\Lambda \frac{d\lambda_r}{d\Lambda} \frac{1}{L} \frac{dL}{dT}$ é a contribuição relacionada às mudanças no período da LPG devido à expansão ou compressão do material que compõe a fibra ótica em função do efeito térmico. Assim, a sensibilidade da LPG à temperatura fica dependente do período da LPG, o qual é governado pela ordem do modo de casca [18] e pela composição da fibra ótica [20]. Uma escolha apropriada do período da LPG torna possível balancear as duas contribuições de forma a produzir uma LPG cuja banda de atenuação seja muita ou pouco sensível à temperatura. Por outro lado, alterando a composição material da fibra, pode-se aumentar ou diminuir a sensibilidade da LPG com a temperatura em função dos efeitos termo ótico e termo elástico.

A Figura 2.12 mostra o deslocamento do vale de ressonância do espectro de transmissão da LPG em função da temperatura. Em 1999, BHATIA *et al* mostraram que este deslocamento ocorre de forma linear [18].

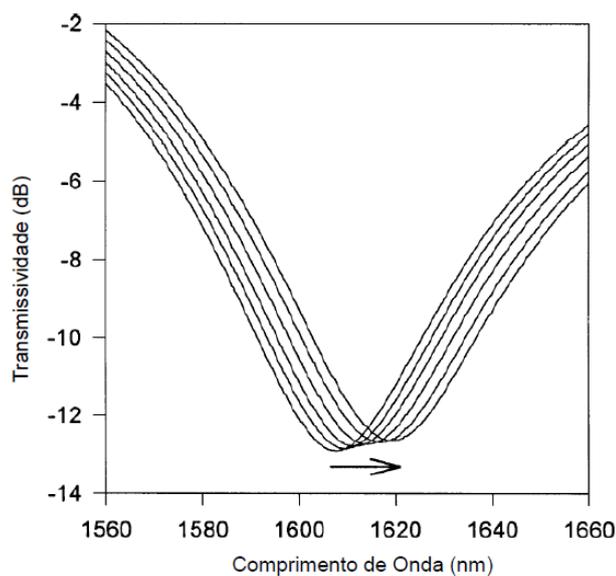


Figura 2.12 - Deslocamento da banda de atenuação do espectro de transmissão de uma LPG em função da temperatura. A LPG foi fabricada com período de 280 μm em uma fibra *Corning* SMF-28. Os espectros correspondem às temperaturas de 22,7 $^{\circ}\text{C}$, 41,9 $^{\circ}\text{C}$, 100,9 $^{\circ}\text{C}$, 127,3 $^{\circ}\text{C}$ e 149,7 $^{\circ}\text{C}$ [18].

A Figura 2.13 mostra a dependência linear da LPG com a temperatura para diversas bandas de atenuação.

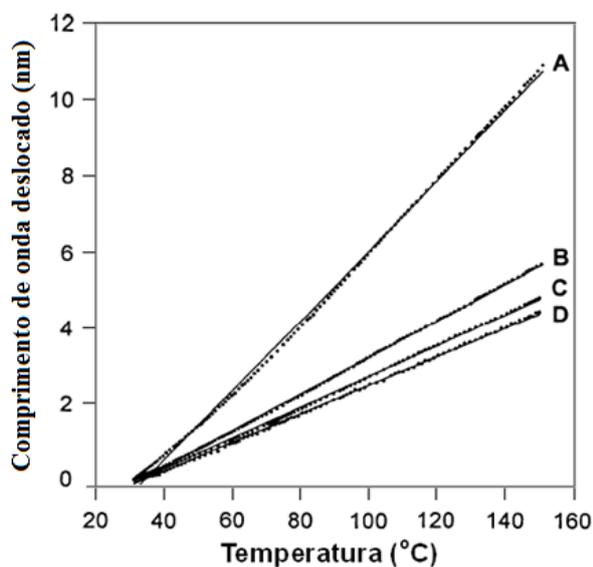


Figura 2.13 - Deslocamento do comprimento de onda de ressonância da LPG com a temperatura para várias bandas de atenuação da LPG. A localização das bandas A, B, C e D são 1608,6 nm, 1332,9 nm, 1219,7 nm e 1159,6 nm, respectivamente, na temperatura de 31,2 $^{\circ}\text{C}$. As medições foram aproximadas por uma reta de ajuste linear [18].

2.5.2 Sensibilidade da LPG à tração

A tração, ou tensão axial, é outro fator externo que pode influenciar no comprimento de onda de ressonância de uma LPG. Este comportamento pode ser analisado pela Equação (19), que está dividida em duas contribuições conforme mostrado por BHATIA em 1999 [18].

$$\frac{d\lambda_r}{d\varepsilon} = \frac{d\lambda_r}{d(\delta n_{eff})} \left(\frac{dn_{eff_co}}{d\varepsilon} - \frac{dn_{eff_cl}}{d\varepsilon} \right) + \Lambda \frac{d\lambda_r}{d\Lambda} \quad (19)$$

O primeiro termo do lado direito denotado por $\frac{d\lambda_r}{d(\delta n_{eff})} \left(\frac{dn_{eff_co}}{d\varepsilon} - \frac{dn_{eff_cl}}{d\varepsilon} \right)$ representa a alteração induzida no índice de refração efetivo da fibra devido ao efeito fotoelástico do material que compõe a fibra. O segundo termo do lado direito denotado por $\Lambda \frac{d\lambda_r}{d\Lambda}$, corresponde ao aumento do período da LPG quando esta se encontra tracionada. Portanto, a sensibilidade da LPG à tração é dependente de dois fatores. O primeiro fator é consequência do efeito fotoelástico do material que compõe a fibra, o qual altera o seu índice de refração efetivo. O segundo fator é resultante do efeito de tração mecânica que, quando presente na grade, altera o seu período, contribuindo para mudanças no comprimento de onda de ressonância da grade.

A Figura 2.14 mostra o deslocamento axial da tração induzida nas bandas de ressonância de uma LPG escrita em uma fibra padrão SMF-28 (com $\Lambda = 280 \mu\text{m}$). A localização das bandas A, B, C e D são respectivamente 1607,8 nm, 1332,4 nm, 1219,3 nm e 1159,3 nm. Nota-se um comportamento linear da LPG à tração.

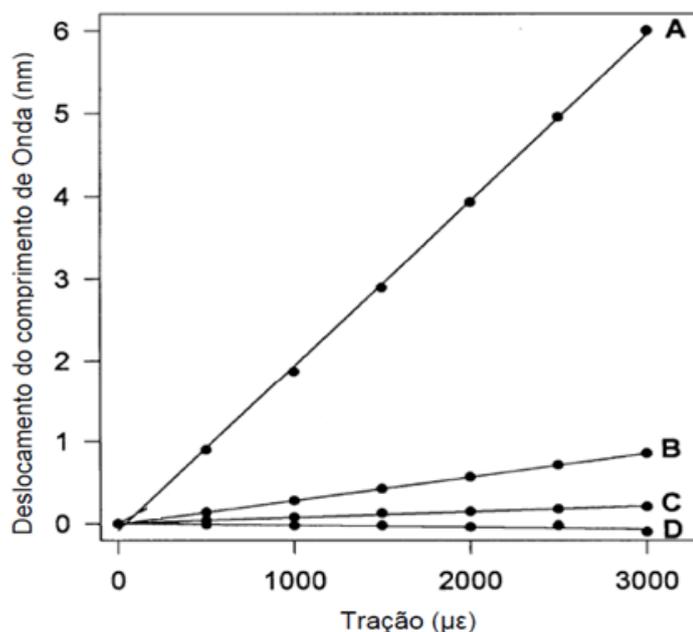


Figura 2.14 - Mudança nos vales de comprimento de onda de ressonância em função da tração exercida sobre uma LPG para várias bandas de ressonância da LPG. A LPG foi fabricada em fibra *Corning* SMF-28 com um período de 280 μm [18].

2.5.3 Sensibilidade da LPG ao índice de refração

O índice de refração do meio externo é outro fator que altera o comprimento de onda de ressonância da LPG, uma vez que este comprimento de onda de ressonância depende diretamente do índice de refração efetivo da casca, que por sua vez depende do índice de refração da casca e do meio externo. Portanto, a influência da variação do índice de refração n_3 em volta da casca na região onde se encontra escrita a grade de período longo pode ser explicada pela Equação (20) [18].

$$\frac{d\lambda_r}{dn_3} = \frac{d\lambda_r}{dn_{cl}} \frac{dn_{cl}}{dn_3} \quad (20)$$

Para cada modo de casca, o termo $\frac{dn_{cl}}{dn_3}$ é distinto e, portanto, é esperado que a grade de período longo possua uma forte dependência com a ordem de acoplamento do modo de casca. Na Figura 2.15 observa-se um comportamento não linear para variações de índice de refração do meio externo à LPG.

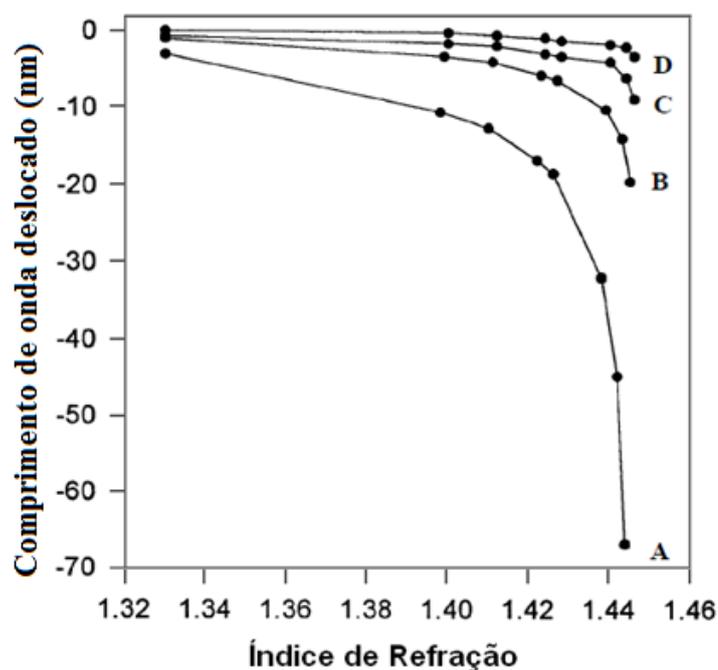


Figura 2.15 - Deslocamento do comprimento de onda de ressonância em função do índice de refração de uma LPG com período de 320 μm , para quatro bandas de ressonância. Os comprimentos de onda de ressonância das bandas A, B, C e D são 1496,6 nm, 1329,3 nm, 1243,8 nm e 1192,1 nm, respectivamente [18]

A LPG, quando exposta a ambientes com índice de refração diferentes, sofre mudanças tanto no comprimento de onda de ressonância quanto na amplitude do vale de atenuação. Isto acontece devido à condição de casamento de fase entre o índice de refração efetivo do modo guiado no núcleo com os modos de casca. As variações de amplitude da ressonância são resultantes da mudança do coeficiente de acoplamento descrita pela Equação (17) [21]. ERDOGAN mostrou que o coeficiente de acoplamento é diretamente proporcional à modulação do índice de refração da fibra e da integral de sobreposição dos modos. Portanto, qualquer mudança no meio externo que altere a distribuição do campo elétrico inicial, seja ele do núcleo ou da casca, resulta em alterações nos vales de ressonância da LPG [21].

Referências Bibliográficas

- [1] AGRAWAL, G. P. “**Fiber-Optic Communication Systems**”. John Wiley & Sons : New York, 2 nd. Edition, 1997, p. 24-34.
- [2] POSSETTI, G. “**Sensor inteligente à fibra óptica para análise da qualidade da gasolina brasileira.**” Dissertação de Mestrado, UTFPR, 2009.
- [3] GOWAR, J. “**Optical Communication Systems**”, Prantice-Hall, 1984.
- [4] OKAMOTO, K. “**Fundamentals of Optical Waveguides**”, Academic Press, 2000.
- [5] AGRAWAL, G. P. “**Fiber-Optic Communication Systems**”. John Wiley & Sons : New York, 2 nd. Edition, 1997, p. 25.
- [6] TAYLOR, H. F.; YARIV, A. “**Guided Wave Optics**”, Proceedings of the IEEE, vol. 62, no. 8, p. 1044-1060, August 1974.
- [7] VENGSARKAR, A. M.; PEDRAZZANI, J. R.; JUDKINS, J. B.; LEMAIRE, P. J.; BERGANO, N. S.; and DAVIDSON, C. R. “**Long-period fiber-grating-based gain equalizers**”, Optics Letters, vol. 21, no. 5, p. 336-338, March 1996.
- [8] UDD, E., SCHULZ, W. L. and SEIM, J. M. “**Advanced Fiber Optic Sensors Capable of Multi parameter Sensing.**” SPIE Proceedings, Vol. 3489, p. 66, 1998.
- [9] YIN, S., RUFFIN, P. B. and YU, F. T. S. “**Fiber Optic Sensors.**” 2. ed. CRC Press, 2008. ISBN 9781420053654.
- [10] BHATIA, V. “**Properties and Sensing Applications of Long-Period Gratings**”, Ph.D. Dissertation, Virginia Tech, Blacksburg, Virginia, 1996.
- [11] RAO, Y. J., “**In-fiber Bragg grating sensors**”, Measurement Sci. Tech., 8, pp. 355–375, 1997.
- [12] YIN, S., RUFFIN, P. B. and YU, F. T. S. “**Fiber Optic Sensors.**” 2. ed. CRC Press, 2008. ISBN 9781420053654.

- [13] SMITA, Chaubey, PURUSHOTTAM, Joshi, MANOJ, Kumar, RAJESH, Arya, NATH, A. K. and KHER, Sanjay. “**Design and development of long-period grating sensors for temperature monitoring.**”Sadhana. Vol. 32, Part 5, pp. 513–519. October 2007.
- [14] IADICICCO, A., CUSANO, A., CUTOLO, R., BERNINI, and GIORDANO, M. “**Thinned fiber Bragg gratings as high sensitivity refractive index sensor.**”IEEE Photonics Technology Letters, 16, 4, p. 1149, 2004.
- [15] OTHONOS, A. “**Fiber Bragg gratings**”, Rev. Sci. Instrum., vol. 68, no. 12, p. 4309-4341, December 1997.
- [16] JAMES, S. W. and TATAM, R. P. “**Optical fibre long-period grating sensors: characteristics and application**”, Meas. Sci. Technol. 14 R49–R61. 2003.
- [17] Khaliq S., James S. W., Tatam R. P. “**Enhanced sensitivity fibre optic long period grating temperature sensor**” Meas. Sci. Technol. **13**, pg 792–5, 2002.
- [18] V. Bhatia, “**Applications of long-period gratings to single and multi-parameter sensing.**” Opt. Express **4**, 457–466 (1999).
- [19] V. Bhatia, D. Campbell, R.O. Claus and A. M. Vengsarkar, “**Simultaneous strain and temperature measurement with long-period gratings,**” Opt. Lett.22, 648 (1997).
- [20] SHIMA, K.; HIMENO, K. SAKAI, T.; OKUDE, S.; WADA, A.; YAMAUCHI, R. “**A novel temperature- insensitive long-period fiber grating using a boron-codoped-germanosilicate-core fiber**”, in Conference on Optical Fiber Communication, 1997, OFC 97, p. 347-348.
- [21] ERDOGAN, T. “**Cladding-mode resonances in short- and long- period fiber grating filters**”, J. Opt. Soc. Am. A, vol. 14, no. 8, p. 1760-1773, August 1997.

CAPÍTULO 3

DESENVOLVIMENTO DO MODELO MATEMÁTICO

3.1 Abordagem matemática da técnica de interrogação proposta

Neste capítulo, é feita uma abordagem matemática da técnica de interrogação de LPG proposta neste trabalho de forma a encontrar as equações matemáticas das componentes harmônicas que modelam esse sistema de interrogação. O conhecimento das equações matemáticas que modelam o comportamento das componentes harmônicas torna possível o desenvolvimento de programas de simulação que calculem o deslocamento do comprimento de onda de ressonância da LPG. As equações definidas nesse capítulo são validadas através da análise experimental apresentada no Capítulo 5. O *setup* que representa o modelo matemático proposto neste capítulo é apresentado na Figura 3.1. Nela, uma fonte de luz de banda larga ASE (*Amplified Spontaneous Emission*) é usada para iluminar a FBG que está atrelada a um modulador de FBG. O modulador, ao ser excitado com um sinal senoidal proveniente de um gerador de sinais, modula o espectro de reflexão da FBG em um sinal do tipo $\lambda_c + Am \cdot \cos(w_0 t)$, em que λ_c é o comprimento de onda central de reflexão da FBG, Am é a amplitude de modulação, w_0 é a frequência de modulação e t é o tempo.

O espectro de reflexão da FBG modulado por esse sinal é transmitido para uma LPG, cuja banda de atenuação do espectro de transmissão da LPG representa a função de transferência do sistema de interrogação proposto. A LPG atua como um demodulador, convertendo a variação no comprimento de onda do sinal recebido em uma variação de amplitude. O sinal óptico é encaminhado para um fotodetector onde é convertido para domínio elétrico. Uma placa de aquisição digitaliza o sinal analógico na saída do fotodetector para que análises espectrais elétricas do sinal demodulado pela LPG possam ser realizadas através de um programa de computador.

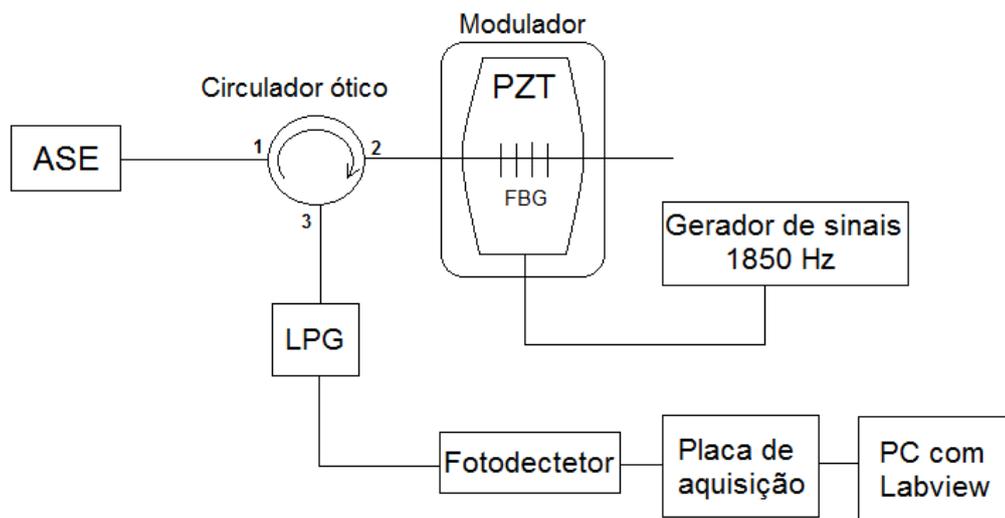


Figura 3.1 – Setup da técnica de interrogação da LPG proposta.

A Figura 3.2 representa a banda de atenuação do espectro de transmissão da LPG com comprimento de onda de ressonância (λ_r) localizado em 1537,8 nm, quando submersa em uma solução com índice de refração de 1,413, composta por 20% de água destilada e 80% de etileno glicol.

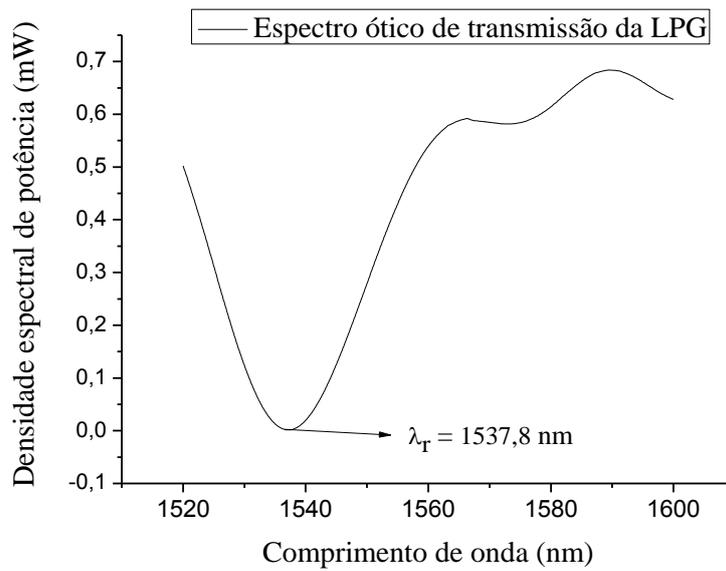


Figura 3.2 - Espectro óptico de transmissão da banda de atenuação de uma LPG submersa em uma solução composta por água destilada com 80% de etileno glicol com λ_r em 1537,8 nm.

Esta banda de atenuação é a função de transferência do sistema de interrogação aqui proposto. Dependendo do valor de índice de refração da solução na qual a LPG se encontra submersa, esta banda de atenuação pode se deslocar para maiores ou menores comprimentos de onda. Para uma abordagem matemática da técnica de interrogação, esta banda de atenuação da LPG pode ser aproximada/ajustada por uma curva gaussiana. Para tal feito, foi utilizado o programa Origin® para traçar a curva do ajuste gaussiano como mostra a Figura 3.3.

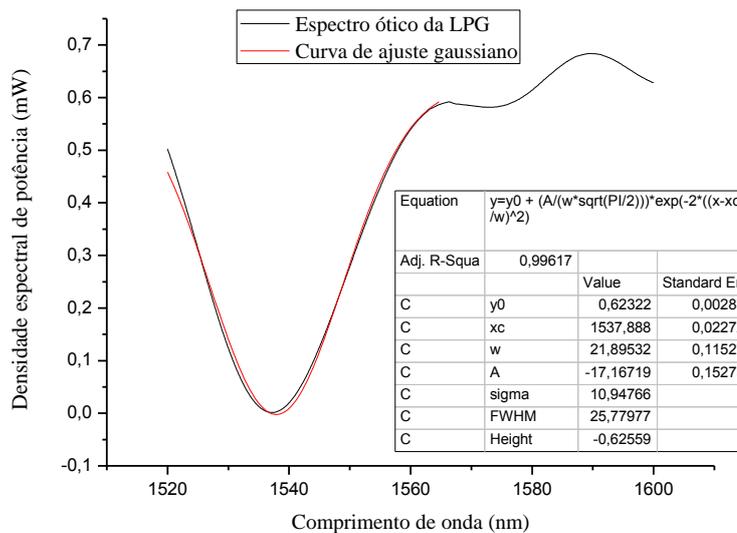


Figura 3.3 – Curva de ajuste gaussiano do espectro de transmissão da LPG submersa em uma solução com índice de refração de 1,413.

A forma da curva de ajuste e suas variáveis são mostradas na Figura 3.4.

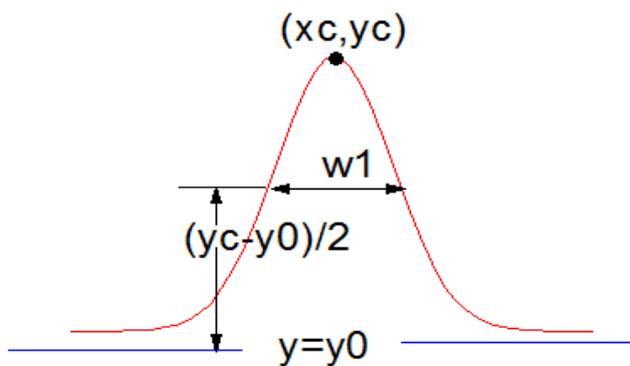


Figura 3.4 - Formato da curva de ajuste gaussiano e as variáveis no Origin®.

O ajuste gaussiano da banda de atenuação da LPG, pelo programa Origin®, fornece uma equação matemática que representa a curva de ajuste com os valores das respectivas constantes ou variáveis. Sendo assim, cada variável representa uma característica da curva gaussiana como mostrado na Figura 3.4.

A Equação (22) representa a equação da curva de ajuste gaussiano dada pelo Origin®.

$$y = y_0 + \frac{A}{w \sqrt{\frac{\pi}{2}}} e^{-2 \frac{(x-x_c)^2}{w^2}} \quad (21)$$

Reescrevendo a Equação (22) de forma mais simples e ainda usando parâmetros diretamente relacionados às LPGs, chega-se à Equação (23) [1]:

$$y(\lambda) = y_0(1 - m \cdot e^{-a(\lambda-\lambda_r)^2}) \quad (22)$$

Sendo que o m dado pela Equação (24) representa o valor normalizado da amplitude do espectro de transmissão da LPG no seu comprimento de onda de ressonância (vale de ressonância). A variável a que representa a largura da banda de atenuação da LPG, foi encontrado apenas igualando os expoentes das Equações (22) e (23):

$$m = 1 - \frac{y_c}{y_0} = 1 - \frac{0,00145}{0,62322} = 0.9976 \quad (23)$$

$$a = \frac{2}{w^2} = \frac{2}{(21,895)^2} = 0.0041 \text{ nm}^{-2} \quad (24)$$

Na qual, de acordo com os valores fornecidos pelo Origin®, y_0 representa o *offset* da gaussiana, λ representa os comprimentos de onda, λ_r é o comprimento de onda de ressonância da LPG. O parâmetro a está relacionado à largura do espectro da LPG, de forma que quanto maior for o valor de a , mais estreito é a gaussiana e vice versa. Medidas experimentais em diferentes LPGs mostraram que o valor de a pode variar de 0,0025 a 0,0045 nm⁻². Este tópico é tratado na seção 3.7 deste capítulo.

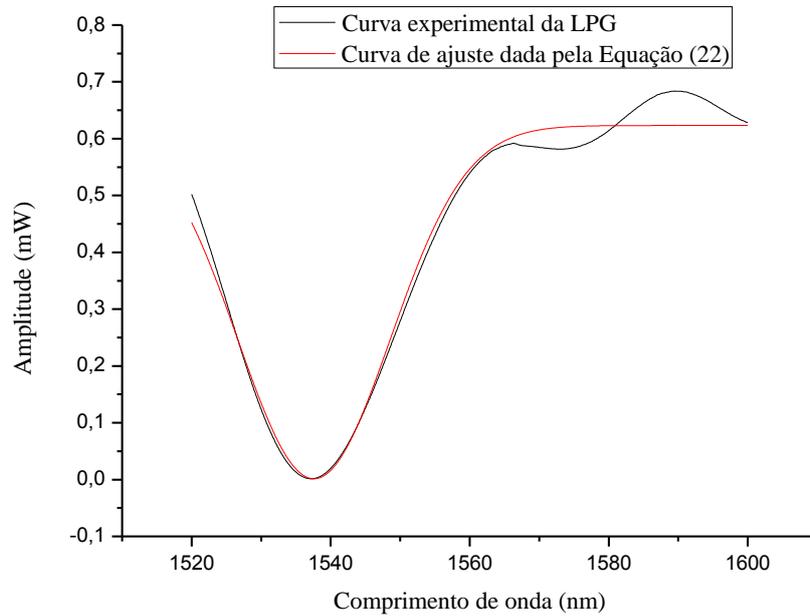


Figura 3.5 – Espectro de transmissão da LPG e a curva de ajuste.

3.2 Representação matemática do sinal modulante

Para modelar matematicamente a FBG modulada, adotou-se um sinal senoidal variando com amplitude A_m em volta do comprimento de onda de central de reflexão da FBG (λ_c). O comprimento de onda de ressonância da FBG, após a modulação, é representado pela Equação (25) [2] e Figura 3.6.

$$M(t) = \lambda_c + A_m \cdot \cos(w_0 t) \quad (25)$$

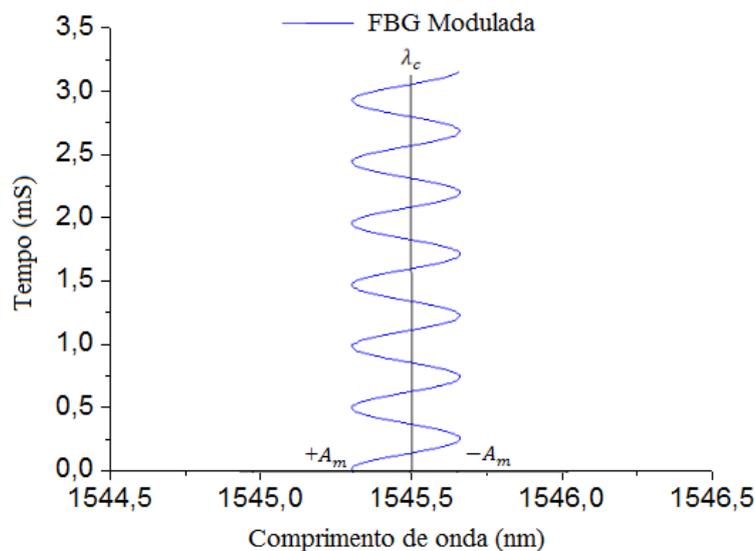


Figura 3.6 – Representação esquemática de uma FBG com comprimento de onda central em λ_c modulada com amplitude de $\pm A_m$.

Na Figura 3.6 foi considerado $A_m = 0,44$ nm e $w_0 = 2\pi f$, sendo $f = 1850$ Hz e $\lambda_c = 1545,46$ nm que são os valores experimentais e que encontram-se explicados em detalhe na seção 4.2.4 do Capítulo 4 onde se abordou todo o processo de modulação da FBG. Ao substituir o parâmetro λ da Equação (22) por $M(t)$, da Equação (25), se introduz a modulação da FBG na função de transferência da LPG. Após isso, o sinal da FBG modulada é então transmitido para a LPG onde ocorre a demodulação e detectado pelo fotodetector da Figura 3.1.

3.3 Representação matemática do sinal demodulado

A Equação (26) representa o sinal demodulado na saída da LPG e detectado pelo fotodetector da Figura 3.1. Por conta da não linearidade da função de transferência, representado pela banda de atenuação de uma LPG, o sinal elétrico na saída do fotodetector apresenta distorções harmônicas, cujas amplitudes dependem da posição relativa do comprimento de onda de reflexão da FBG no espectro de transmissão da LPG, isto é, da diferença entre λ_c e λ_r .

$$V_1(t) = y_0(1 - m \cdot e^{-a(\lambda_c + A_m \cdot \cos(w_0 t) - \lambda_r)^2}) \quad (26)$$

Para que possamos visualizar o sinal elétrico na saída do fotodetector da Figura 3.1, vamos considerar os seguintes valores das variáveis da Equação (26): $\gamma_0 = 0,62322$, $m = 0,99766$, $a = 0,0041 \text{ nm}^{-2}$. Consideraremos também os valores referentes à modulação da FBG encontrados nos testes experimentais descritos na seção 4.2.4 sendo: $A_m = 0,44 \text{ nm}$, $w_0 = 2\pi \cdot 1850 \text{ rad/s}$, $\lambda_c = 1545,46 \text{ nm}$ e $\lambda_r = 1548,1 \text{ nm}$. Quando os valores dos parâmetros acima são introduzidos na Equação (26) é possível simular o sinal elétrico de saída do fotodetector. A Figura 3.7 mostra o sinal modulante e a posição relativa do comprimento de onda de reflexão modulado da FBG dada pela Equação (25) em relação ao comprimento de onda de ressonância da LPG. Na Figura 3.7 também é possível observar o sinal elétrico demodulado na saída do fotodetector.

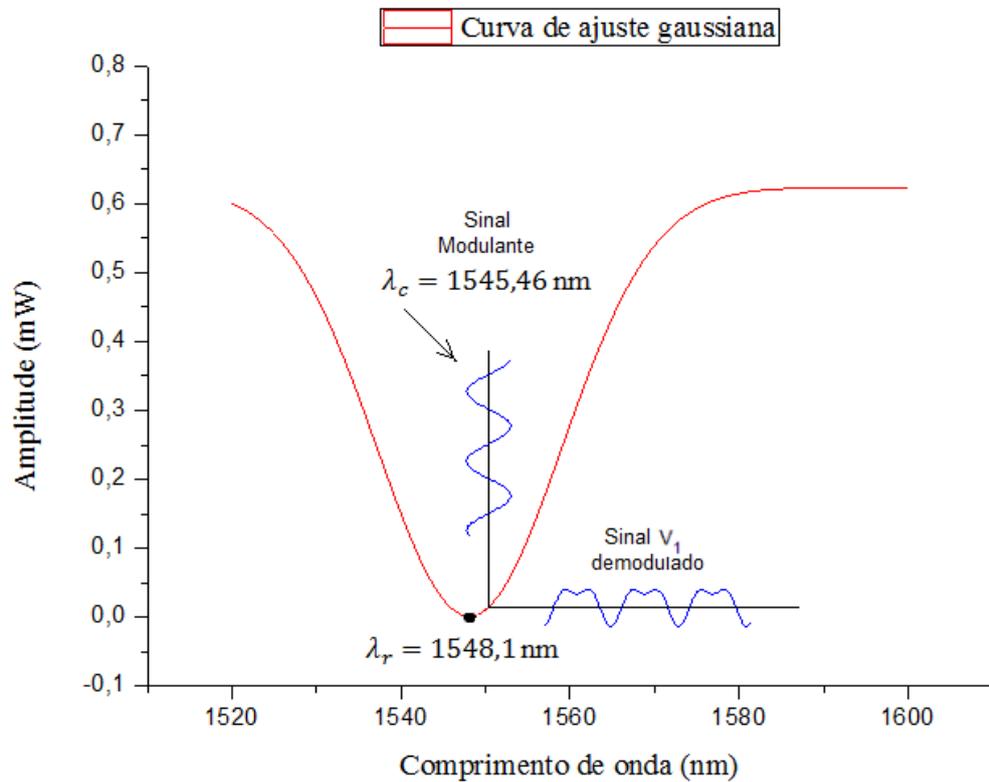


Figura 3.7 – Representação do processo de demodulação do sinal da FBG modulada.

A Figura 3.8 mostra o resultado em domínio do tempo (a) e frequência (b) do sinal elétrico demodulado na saída do fotodetector, após passar pela LPG. A Figura 3.8 (b), quando é feita a análise espectral do sinal elétrico, deixa clara a existência de componentes harmônicas como consequência da demodulação do sinal óptico originado na FBG e filtrado pela LPG.

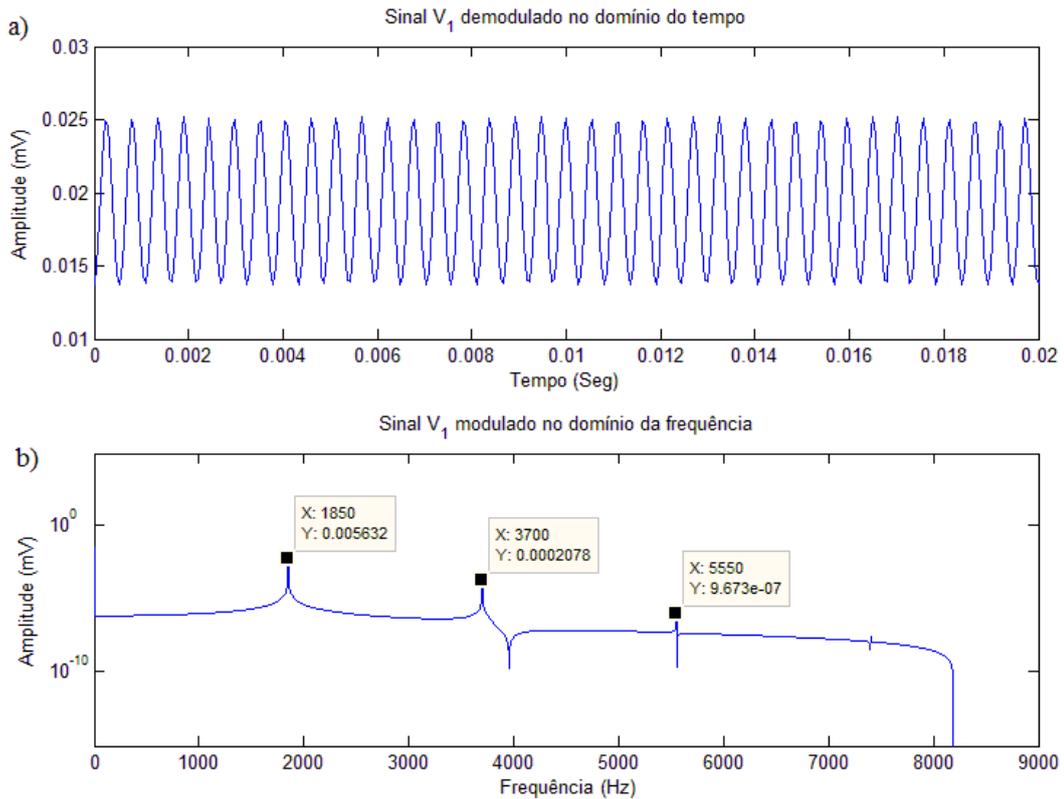


Figura 3.8 – a) Sinal V_1 demodulado no domínio do tempo e b) na frequência na saída da LPG.

O sinal óptico modulado da FBG é transmitido para a LPG que o demodula através do seu espectro de transmissão, tornando a modulação no comprimento de onda de ressonância da FBG em um sinal elétrico variável na saída do fotodetector, como mostrado na Figura 3.8a. Na Figura 3.8b, os três harmônicos presentes no sinal elétrico demodulado no domínio da frequência devem-se à característica não linear da função de transferência da LPG. Estes harmônicos, na verdade, carregam a informação da região da curva da função de transferência da LPG onde a demodulação está sendo realizada. Medindo-se a amplitude destes harmônicos e ainda conhecendo-se as equações matemáticas destes harmônicos, é possível determinar o comprimento de onda relativo ao comprimento de onda de ressonância da LPG. Em outras palavras, é possível interrogar a LPG conhecendo-se a amplitude dos harmônicos gerados por esta.

Para obtermos a expressão dos diversos harmônicos procederemos através da expansão da Equação (26) em uma série de Taylor de quarta ordem em torno de λ_c .

3.4 Expansão do sinal demodulado em série de Taylor de quarta ordem em torno de λ_c

Da Equação (22), reproduzida aqui com fins didáticos,

$$y(\lambda) = y_0(1 - m \cdot e^{-a(\lambda-\lambda_r)^2})$$

somente o termo exponencial deverá gerar harmônicos. Desta forma, para a análise dos harmônicos gerados consideraremos uma nova função $f(\lambda)$ dada por:

$$f(\lambda) = e^{-a(\lambda-\lambda_r)^2} \quad (27)$$

A função $V(\lambda)$ trata-se da expansão de $f(\lambda)$, Equação (28), em uma série de Taylor de quarta ordem em torno de λ_c .

$$\begin{aligned} V(\lambda) = & e^{-a(\lambda_c - \lambda_r)^2} - a e^{-a(\lambda_c - \lambda_r)^2} (\lambda - \lambda_c)(2\lambda_c - 2\lambda_r) - e^{-a(\lambda_c - \lambda_r)^2} (a \quad (28) \\ & - \left(a^2 \frac{1}{2} (2\lambda_c - 2\lambda_r)^2 \right) (\lambda - \lambda_c)^2 \\ & + e^{-a(\lambda_c - \lambda_r)^2} (\lambda - \lambda_c)^3 (a^2 (2\lambda_c - 2\lambda_r)^2 \frac{1}{2} + a \left(\frac{a}{2} \right. \\ & \left. - (a^2 (2\lambda_c - 2\lambda_r)^2 \frac{1}{6}) (2\lambda_c - 2\lambda_r) \right) \end{aligned}$$

Após a expansão em serie de Taylor, se introduz a modulação do comprimento de onda da FBG da Equação (25), fazendo $\lambda = M(t) = \lambda_c + Am \cdot \cos(w_0 t)$, obtendo-se a Equação (29):

$$\begin{aligned}
V(t) = & e^{-a(\lambda_c - \lambda_r)^2} - ae^{-a(\lambda_c - \lambda_r)^2} (\lambda_c + Am * \cos(w_0 t) - \lambda_c)(2\lambda_c - 2\lambda_r) \quad (29) \\
& - e^{-a(\lambda_c - \lambda_r)^2} (a \\
& - \left(a^2 \frac{1}{2} (2\lambda_c - 2\lambda_r)^2 \right) (\lambda_c + Am * \cos(w_0 t) - \lambda_c)^2 \\
& + e^{-a(\lambda_c - \lambda_r)^2} (\lambda_c + Am * \cos(w_0 t) - \lambda_c)^3 (a^2 (2\lambda_c - 2\lambda_r)^2 \frac{1}{2} \\
& + a \left(\frac{a}{2} - (a^2 (2\lambda_c - 2\lambda_r)^2 \frac{1}{6} \right) (2\lambda_c - 2\lambda_r)
\end{aligned}$$

Simplificando, chega-se à Equação (30):

$$\begin{aligned}
V(t) = & e^{-a(\lambda_c - \lambda_r)^2} - ae^{-a(\lambda_c - \lambda_r)^2} (Am \cdot \cos(w_0 t))(2\lambda_c - 2\lambda_r) \quad (30) \\
& - e^{-a(\lambda_c - \lambda_r)^2} (a - \left(a^2 \frac{1}{2} (2\lambda_c - 2\lambda_r)^2 \right) (Am \cdot \cos(w_0 t))^2 \\
& + e^{-a(\lambda_c - \lambda_r)^2} (Am \cdot \cos(w_0 t))^3 (a^2 (2\lambda_c - 2\lambda_r)^2 \frac{1}{2} + a \left(\frac{a}{2} \right. \\
& \left. - (a^2 (2\lambda_c - 2\lambda_r)^2 \frac{1}{6} \right) (2\lambda_c - 2\lambda_r)
\end{aligned}$$

Simplificando novamente, tem-se a Equação (31):

$$\begin{aligned}
V(t) = & e^{-a(\lambda_c - \lambda_r)^2} - a \cdot Am \cdot e^{-a(\lambda_c - \lambda_r)^2} \cos(w_0 t)(2\lambda_c - 2\lambda_r) \quad (31) \\
& - Am^2 \cdot e^{-a(\lambda_c - \lambda_r)^2} (a - \left(a^2 \frac{1}{2} (2\lambda_c - 2\lambda_r)^2 \right) (\cos(w_0 t))^2 \\
& + Am^3 \cdot e^{-a(\lambda_c - \lambda_r)^2} (\cos(w_0 t))^3 (a^2 (2\lambda_c - 2\lambda_r)^2 \frac{1}{2} + a \left(\frac{a}{2} \right. \\
& \left. - (a^2 (2\lambda_c - 2\lambda_r)^2 \frac{1}{6} \right) (2\lambda_c - 2\lambda_r)
\end{aligned}$$

Expandindo as potências dos cossenos da Equação (31) como mostrado na Equação (32) e (33) e substituindo na Equação (31), chega-se à Equação (34).

$$\cos^2(w_0 t) = \frac{1}{2} \cos(2w_0) + \frac{1}{2} \quad (32)$$

$$\cos^3(w_0 t) = \frac{1}{4} \cos(3w_0 t) + \frac{3}{4} \cos(w_0 t) \quad (33)$$

Substituindo:

$$\begin{aligned} V(t) = & e^{-a(\lambda_c - \lambda_r)^2} - a \cdot Am \cdot e^{-a(\lambda_c - \lambda_r)^2} (\cos(w_0 t)) (2\lambda_c - 2\lambda_r) \quad (34) \\ & - Am^2 \cdot e^{-a(\lambda_c - \lambda_r)^2} (a \\ & - \left(a^2 \frac{1}{2} (2\lambda_c - 2\lambda_r)^2 \right) \left(\frac{1}{2} \cos(2w_0) + \frac{1}{2} \right) + Am^3 \\ & \cdot e^{-a(\lambda_c - \lambda_r)^2} (a^2 (2\lambda_c - 2\lambda_r)^2 \frac{1}{2} + a \left(\frac{a}{2} \right. \\ & \left. - (a^2 (2\lambda_c - 2\lambda_r)^2 \frac{1}{6}) (2\lambda_c - 2\lambda_r) \left(\frac{1}{4} \cos(3w_0 t) + \frac{3}{4} \cos(w_0 t) \right) \right) \end{aligned}$$

Reconsiderando a parcela da Equação (26) que não contribui para a geração dos harmônicos, chega-se à Equação (35):

$$\begin{aligned} V(t) = & y_0 - (y_0 \cdot m) \left(e^{-a(\lambda_c - \lambda_r)^2} - a \cdot Am \quad (35) \right. \\ & \cdot e^{-a(\lambda_c - \lambda_r)^2} (\cos(w_0 t)) (2\lambda_c - 2\lambda_r) - Am^2 \cdot e^{-a(\lambda_c - \lambda_r)^2} (a \\ & - \left(a^2 \frac{1}{2} (2\lambda_c - 2\lambda_r)^2 \right) \left(\frac{1}{2} \cos(2w_0) + \frac{1}{2} \right) + Am^3 \\ & \cdot e^{-a(\lambda_c - \lambda_r)^2} (a^2 (2\lambda_c - 2\lambda_r)^2 \frac{1}{2} + a \left(\frac{a}{2} \right. \\ & \left. - (a^2 (2\lambda_c - 2\lambda_r)^2 \frac{1}{6}) (2\lambda_c - 2\lambda_r) \left(\frac{1}{4} \cos(3w_0 t) \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{3}{4} \cos(w_0 t) \right) \right) \end{aligned}$$

3.4.1 Separação das componentes harmônicas

Com vista em conhecer as equações das componentes harmônicas do sinal elétrico na saída do fotodetector devido às distorções causadas pela não linearidade da função de transferência da LPG, separou-se cada uma das três primeiras componentes harmônicas e a respectiva componente *DC* como mostrado nas Equações (36) a (39).

Componente *DC*:

$$DC = y_0 - (y_0 \cdot m) \left(e^{-a(\lambda_c - \lambda_r)^2} - Am^2 \cdot e^{-a(\lambda_c - \lambda_r)^2} (a - \left(a^2 \frac{1}{2} (2\lambda_c - 2\lambda_r)^2 \right) \cdot \frac{1}{2}) \right) \quad (36)$$

Primeiro Harmônico ($\cos(w_0 t)$):

$$H_1 = \left(-a \cdot Am \cdot e^{-a(\lambda_c - \lambda_r)^2} (2\lambda_c - 2\lambda_r) + Am^3 \cdot e^{-a(\lambda_c - \lambda_r)^2} \left(a^2 (2\lambda_c - 2\lambda_r)^2 \frac{1}{2} + a \left(\frac{a}{2} - \left(a^2 (2\lambda_c - 2\lambda_r)^2 \frac{1}{6} \right) (2\lambda_c - 2\lambda_r) \cdot \frac{3}{4} \right) (-y_0 \cdot m) \right) \right) \quad (37)$$

Segundo Harmônico ($\cos(2w_0 t)$):

$$H_2 = \left(-Am^2 \cdot e^{-a(\lambda_c - \lambda_r)^2} \left(a - \left(a^2 \frac{1}{2} (2\lambda_c - 2\lambda_r)^2 \right) \cdot \frac{1}{2} \right) (-y_0 \cdot m) \right) \quad (38)$$

Terceiro Harmônico ($\cos(3w_0 t)$):

$$H_3 = \left(+Am^3 \cdot e^{-a(\lambda_c - \lambda_r)^2} \left((a^2(2\lambda_c - 2\lambda_r) \frac{1}{2} + a \frac{a}{2} \right. \right. \right. \quad (39)$$

$$\left. \left. \left. - \left(a^2(2\lambda_c - 2\lambda_r)^2 \frac{1}{6} \right) (2\lambda_c - 2\lambda_r) \right) \cdot \frac{1}{4} \right) (-y_0 \cdot m)$$

3.4.2 Sinal demodulado formado por cada componente harmônica separadamente

Com o objetivo de verificar se a expansão em série de Taylor representa com fidelidade o sinal original $V_1(t)$, um novo sinal $V_2(t)$ constituído pelas componentes harmônicas dadas pelas Equação (36) a Equação (39) é mostrada na Equação (40).

$$V_2(t) = DC + H_1 \cos(w_0 t) + H_2 \cos(2w_0 t) + H_3 \cos(3w_0 t) \quad (40)$$

A Figura 3.9 mostra o gráfico da Equação (40) no domínio do tempo e frequência. Os valores dos parâmetros aqui usados são os mesmos da Figura 3.8.

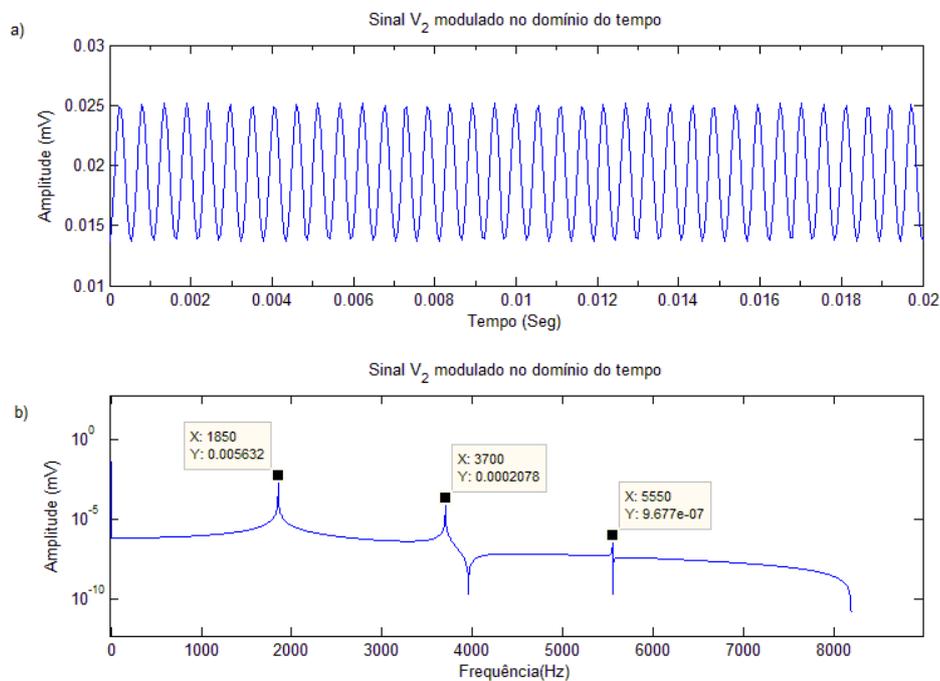


Figura 3.9 – a) Sinal V_2 demodulado no domínio do tempo e b) na frequência na saída da LPG.

Ambos os gráficos das Figuras 3.8 e 3.9 mostram-se consistentes, provando que a expansão em série de Taylor foi feita de forma correta.

3.4.3 Análise das componentes harmônicas

Com o intuito de analisar o comportamento de cada uma das componentes harmônicas, foram traçados os gráficos de cada uma das componentes harmônicas em função da diferença relativa $dif = \lambda_r - \lambda_c$ entre os comprimentos de ondas de ressonância da LPG e da FBG. Perceber que para $dif = 0$ nm significa que a demodulação está ocorrendo no vale de ressonância da banda de atenuação do espectro de transmissão da LPG e $\lambda_r = \lambda_c$. Para $dif > 0$ nm significa que a demodulação está ocorrendo do lado esquerdo da função de transferência e $\lambda_r > \lambda_c$. Por outro lado, se $dif < 0$ nm significa que a demodulação está ocorrendo do lado direito da função de transferência e $\lambda_r < \lambda_c$. Em resumo, adotando a variável dif nas análises das equações, é possível ter uma ideia do comportamento das componentes harmônicas independentemente dos valores de λ_r e λ_c escolhidos. Assim, substituindo o dif na equação de cada uma das componentes harmônicas tem-se as Equações (41) a (44):

$$DC = y_o - (y_o \cdot m) \left(e^{-a(-dif)^2} - Am^2 \cdot e^{-a(-dif)^2} \left(a - \left(a^2 \frac{1}{2} (-2dif)^2 \right) \frac{1}{2} \right) \right) \quad (41)$$

$$H_1 = \left(-a \cdot Am \cdot e^{-a(-dif)^2} (-2dif) + Am^3 \cdot e^{-a(-dif)^2} \left(a^2 (-2dif)^2 \frac{1}{2} + a \left(\frac{a}{2} \right. \right. \right. \quad (42)$$

$$\left. \left. \left. - \left(a^2 (-2dif)^2 \frac{1}{6} \right) (-2dif) \frac{3}{4} \right) \right) \cdot (-y_o \cdot m)$$

$$H_2 = -Am^2 \cdot e^{-a(-dif)^2} \left(a - \left(a^2 \frac{1}{2} (-2dif)^2 \right) \frac{1}{2} \right) \cdot (-y_o \cdot m) \quad (43)$$

$$H_3 = Am^3 e^{-a(-dif)^2} \left(a^2 (-2dif)^2 \frac{1}{2} + a \left(\frac{a}{2} - \left(a^2 (-2dif)^2 \frac{1}{6} \right) (-2dif) \right) \frac{1}{4} \right) \quad (44)$$

$$\cdot (-y_o \cdot m)$$

A Figura 3.10 mostra os gráficos da componente DC, do primeiro harmônico (H_1), segundo harmônico (H_2) e do terceiro harmônico (H_3) em função de dif , na escala linear.

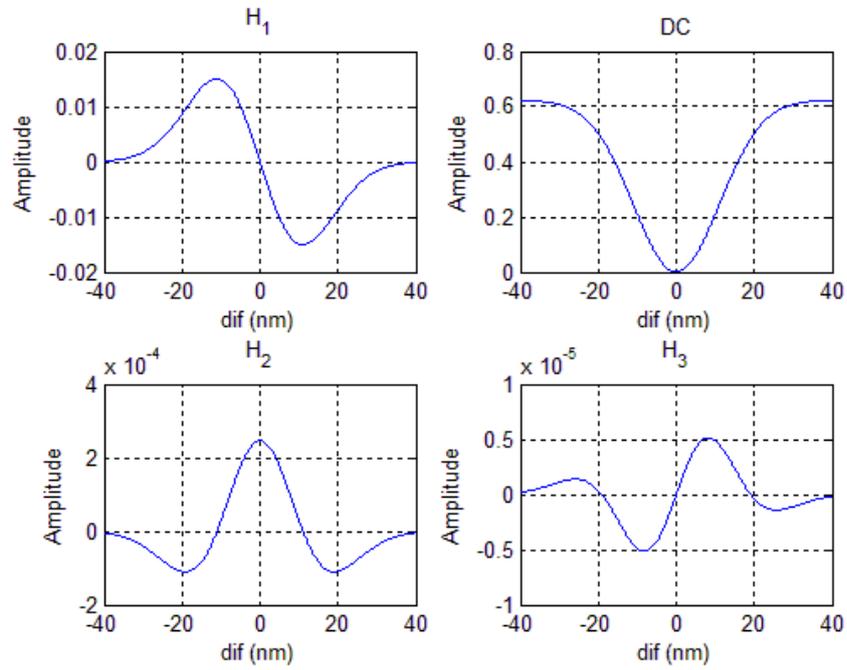


Figura 3.10 - Gráfico do comportamento das componentes DC, H_1 , H_2 e H_3 em escala linear.

A Figura 3.11 mostra os gráficos da componente DC, do primeiro harmônico, segundo harmônico e do terceiro harmônico em função de dif , em escala logarítmica.

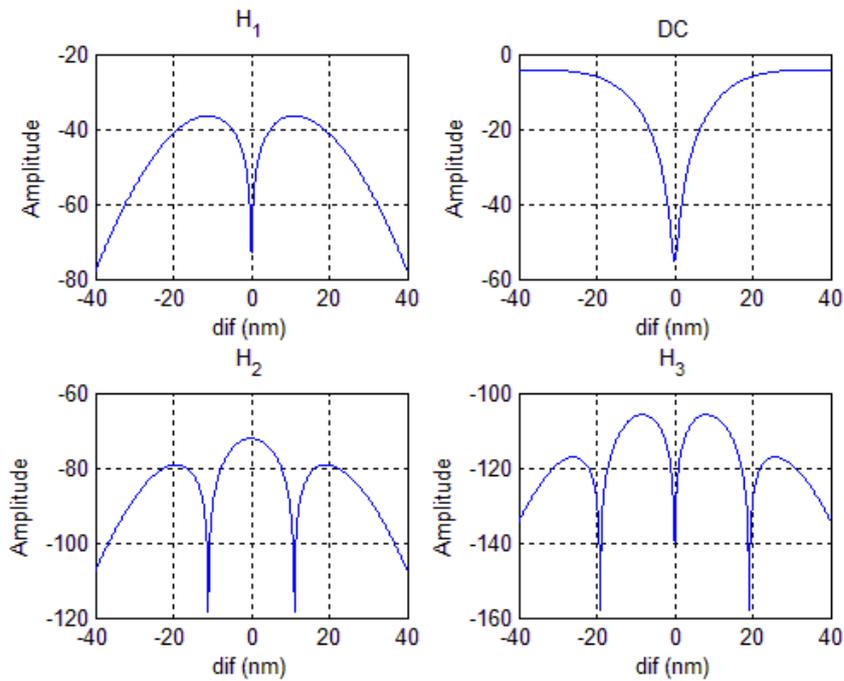


Figura 3.11 – Gráfico do comportamento das componentes DC , H_1 , H_2 e H_3 em escala logarítmica.

Através dos gráficos linear e em escala logarítmica das componentes harmônicas, constata-se que para valores de dif tendendo a zero, ou seja, $\lambda_r = \lambda_c$, o primeiro harmônico tende a zero e o segundo harmônico é máximo, o que representa o máximo de distorção harmônica no sinal demodulado, denotando que o sinal modulado da FBG está sendo demodulado no vale de ressonância da banda de atenuação do espectro de transmissão da LPG. Usando os valores numéricos que viemos adotando nas seções anteriores, o máximo do primeiro e terceiro harmônico é alcançado em $dif = \pm 14$ e $dif = \pm 11$, respectivamente. Esses valores podem variar consoante a curva do espectro de transmissão da banda de atenuação da LPG, ou seja, quão larga ou estreita for à curva de ajuste gaussiana que, como já foi vista, está intimamente relacionada à constante a .

3.5 Mudança de fase do sinal demodulado

No sinal elétrico demodulado observa-se uma mudança de fase π radianos, conforme a banda de atenuação da LPG se desloca. Essa mudança de fase pode ser observada quando se fixa o λ_r da LPG e demodula-se o sinal em duas regiões lineares opostas da LPG. Para feitos de simulação e teste de prova, foram escolhidos um $\lambda_c = 1545$ nm e, em uma primeira simulação, escolheu-se $\lambda_r = 1557$ nm e na segunda simulação encolheu-se $\lambda_r = 1533$ nm

resultando em valores para dif igual a ± 12 nm respectivamente, que correspondem à região linear. A Figura 3.12 representa um esquema quando a demodulação ocorre em $dif = +12$ nm.

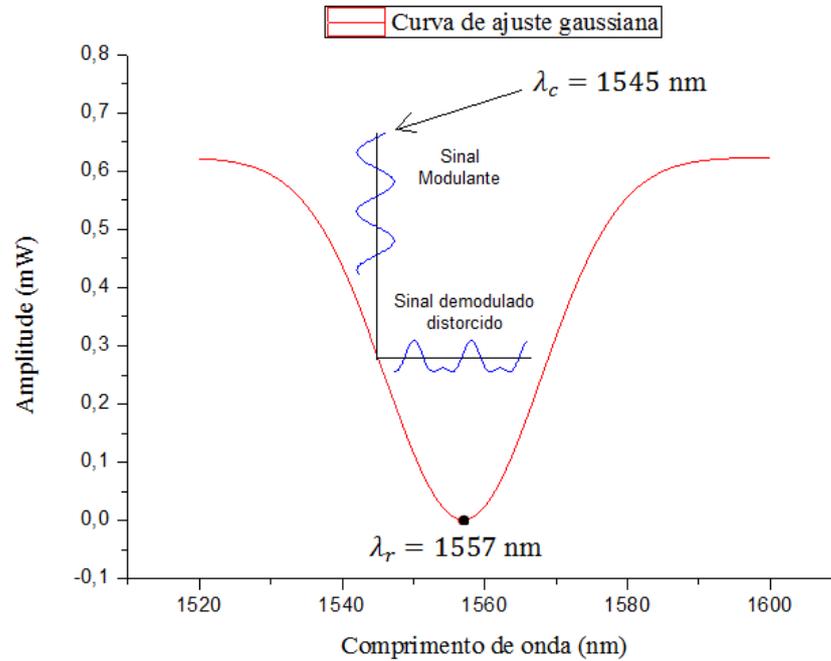


Figura 3.12 - Demodulação em torno da região linear que aproxima uma reta decrescente com $dif = +12$ nm.

O terceiro gráfico da Figura 3.13c mostra uma fase de $-\pi$ radianos no sinal modulado quando a modulação é feita com $\lambda_r = 1557$ nm que corresponde a um $dif = +12$ nm, o qual corresponde a uma região linear que se aproxima de uma reta decrescente.

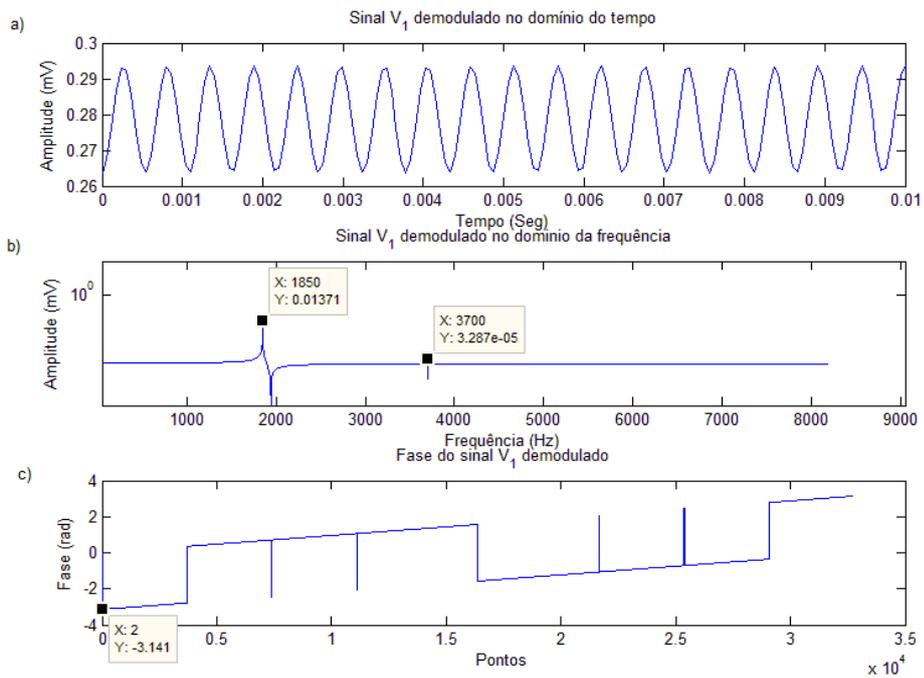


Figura 3.13 – Gráficos do sinal demodulado em $dif = +12$ nm.

Por outro lado, se o sinal for demodulado em $dif = -12$ nm, representado na Figura 3.14, uma região também linear que se aproxima de uma reta crescente, ocorre uma mudança de fase de $-\pi$ para zero radiano, como é mostrado na Figura 3.15c.

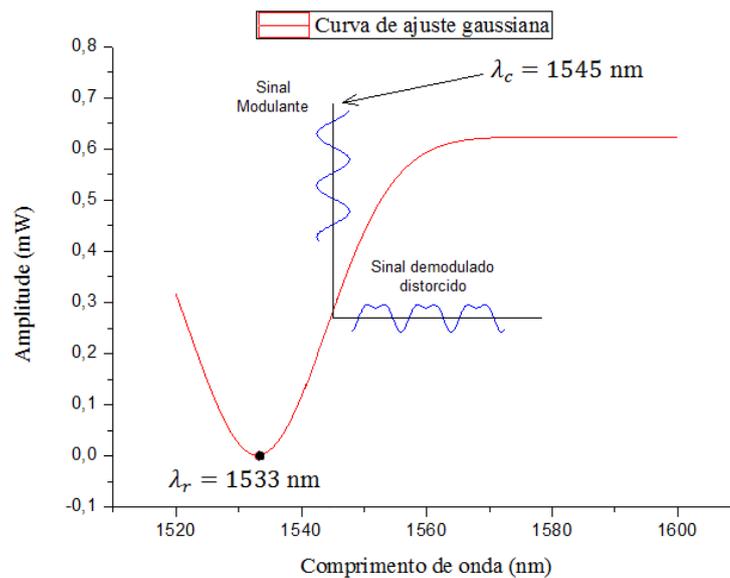


Figura 3.14 - Demodulação em torno da região linear que aproxima uma reta crescente com $dif = -12$ nm.

Portanto, a partir das fases dos harmônicos é possível determinar de que lado da banda de atenuação o sinal está sendo demodulado.

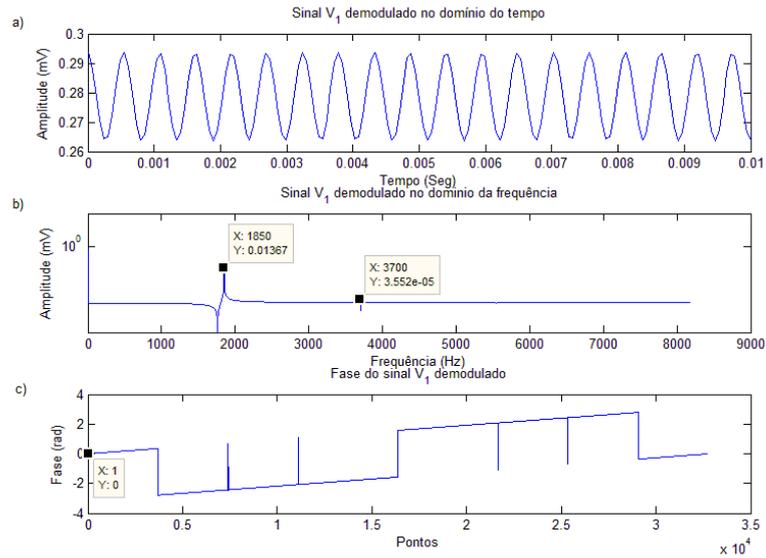


Figura 3.15 - Gráficos do sinal demodulado em $dif = -12$ nm.

As Figuras 3.13 e 3.15 mostram os gráficos comparativos quando o sinal modulante é demodulado em $dif = \pm 12$ nm. As Figuras 3.16a e 3.16b mostram as diferenças de fases resultantes.

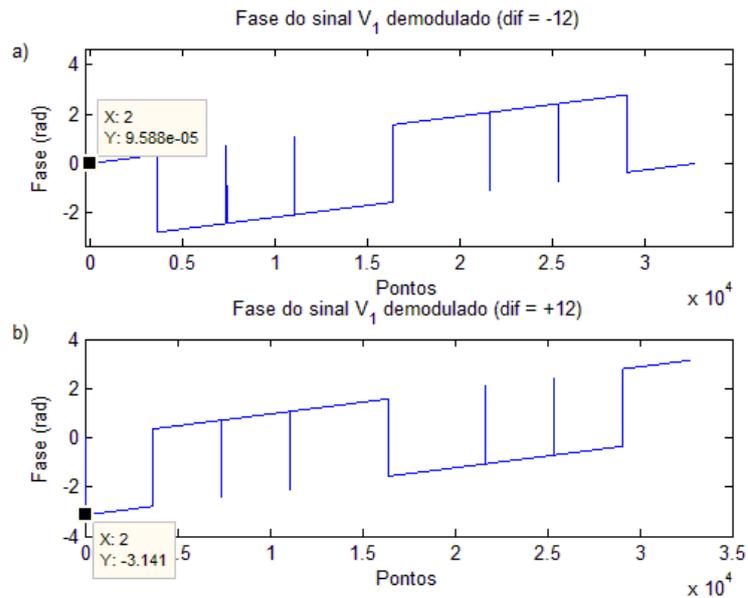


Figura 3.16 - Gráfico comparativo do sinal demodulado em $dif = \pm 12$ nm.

3.6 Influência da variação de A_m sobre a magnitude dos harmônicos

A amplitude de modulação da FBG, aqui representada por A_m , pode variar em razão da excitação elétrica sobre o modulador da FBG ilustrada na Figura 3.1, e provocar alterações no comportamento das componentes harmônicas. Na perspectiva de conhecer como as amplitudes das componentes harmônicas variam em função da amplitude de modulação da FBG, foram traçados gráficos referentes ao comportamento de cada componente harmônica, baseando nas Equações (37) a (49). Nesta simulação, o valor de A_m foi variado de 0,2, 0,3, 0,4, 0,5, 0,6 nm. Os valores dos outros parâmetros utilizados nessa simulação são: $a = 0,0041 \text{ nm}^2$, $y_0 = 0,62322$, $m = 0,97766$. O valor de $dif = \lambda_r - \lambda_c$ foi variado de -40 nm a + 40 nm.

A Figura 3.18 mostra o gráfico da componente *DC* para diferentes valores de A_m . Como a componente *DC* não sofre influência da variação do A_m , vê-se somente uma curva no gráfico da Figura 17, pois todas as outras se encontram sobrepostas.

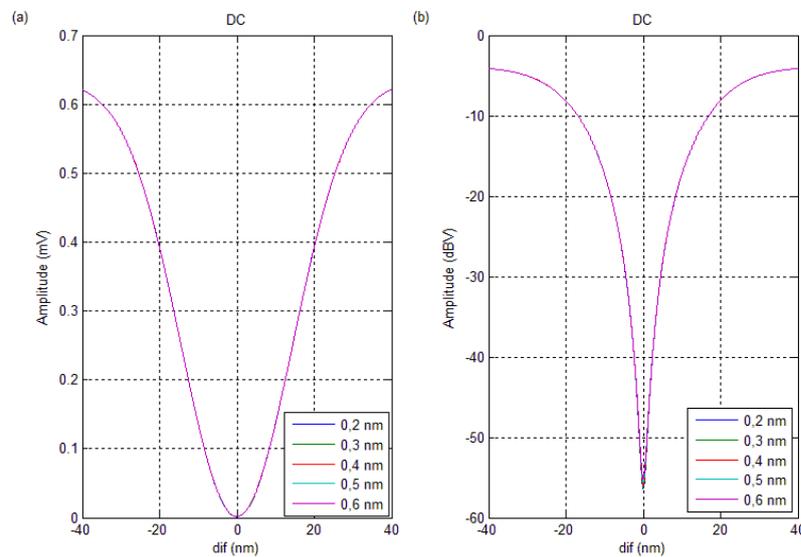


Figura 3.17 – Gráfico linear (a) e em dB (b) da componente *DC* para cada um dos valores citados de A_m .

A Figura 3.18 mostra que a amplitude do primeiro harmônico aumenta conforme se aumenta o valor de A_m . Além disso, a variação da amplitude do A_m não altera o valor de dif onde H_1 é máximo.

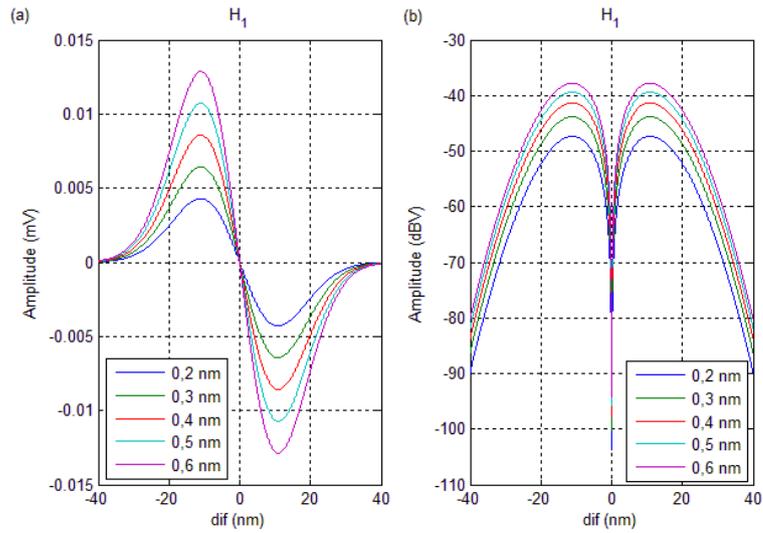


Figura 3.18 – Gráfico linear (a) e em dB (b) do comportamento do H_1 conforme a variação de A_m .

A Figura 3.19 mostra o comportamento da variação do segundo harmônico com a variação de A_m . Novamente, é possível constatar que a variação no valor de A_m não interfere nas regiões onde H_2 é máximo, no caso, em $dif = 0$ nm.

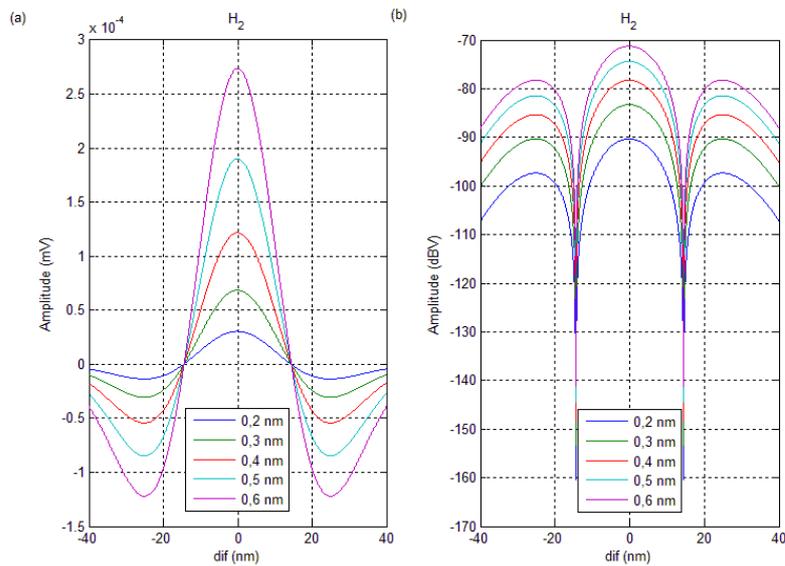


Figura 3.19 – Gráfico linear (a) e em dB (b) do comportamento do H_2 conforme a variação de A_m .

A Figura 3.20 mostra o comportamento do terceiro harmônico mediante a variação do A_m . Mais uma vez vê-se que a variação do A_m não interfere no valor do $dif = 11$ nm no qual H_3 é máximo.

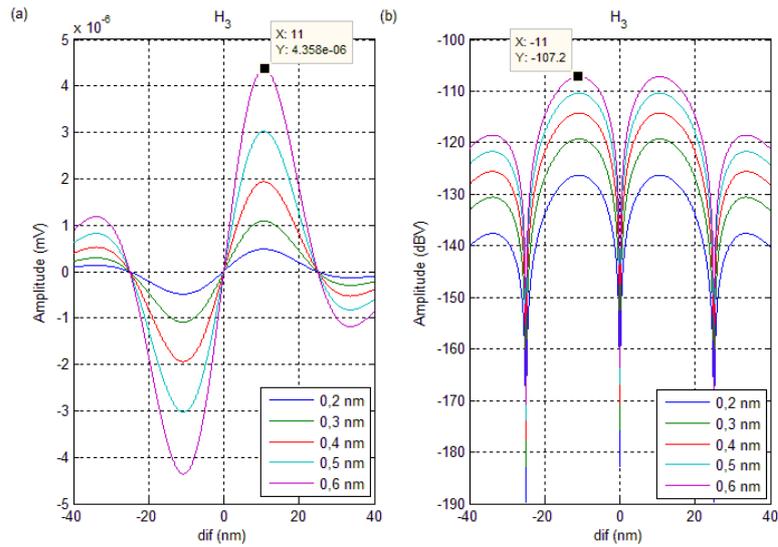


Figura 3.20 - Gráfico linear (a) e em dB (b) do comportamento do H_3 conforme a variação de A_m .

Analisando o comportamento das componentes harmônicas quanto à variação de A_m observa-se que as amplitudes dos harmônicos são diretamente proporcionais ao valor de A_m . Além disso, os valores de dif através do qual as componentes são máximas ou mínimas são imunes à variação de A_m . Como pode ser visto na Equação (41) até a Equação (44), a amplitude destas componentes depende diretamente da amplitude da fonte óptica da Figura 3.1.

Para tornar a técnica auto-referenciável e, desta forma, independer da amplitude/potência da fonte óptica do sistema de interrogação, consideraremos a relação entre as componentes harmônicas.

A Figura 3.21 mostra o gráfico da relação do primeiro e segundo harmônicos ($H_1 - H_2$) em dB. Nota-se que a variação do valor de A_m apenas aumenta ou diminui a relação de $H_1 - H_2$, sendo este, proporcional a A_m . O caso análogo acontece para a relação $H_1 - H_3$ como mostra a Figura 3.22.

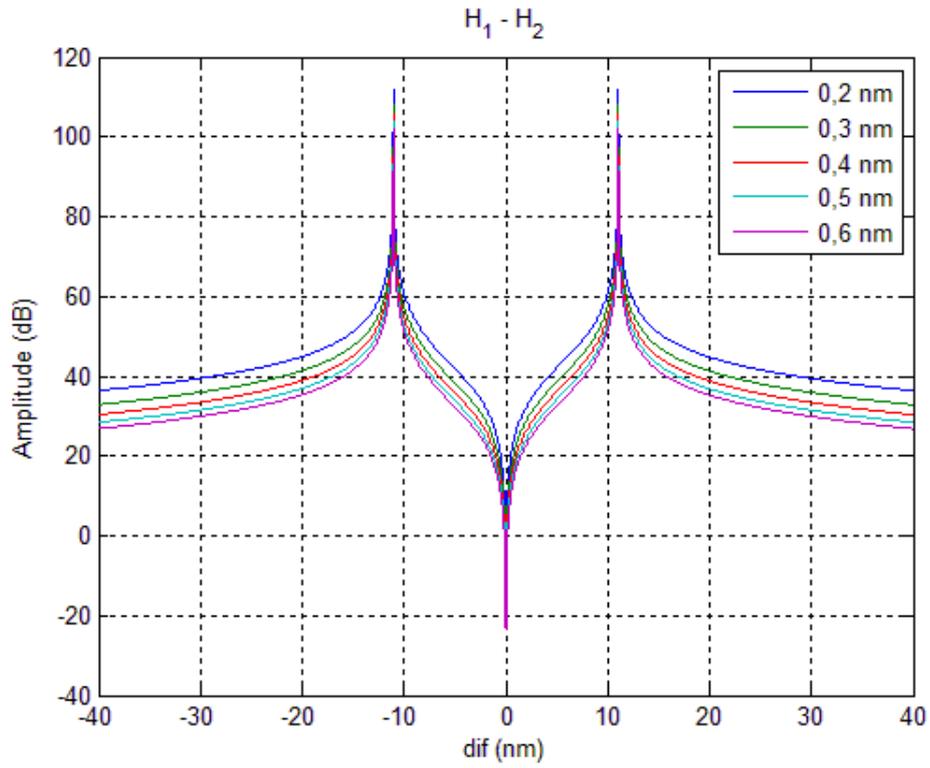


Figura 3.21 – Relação em *dB* para relação $H_1 - H_2$ mediante a variação de A_m .

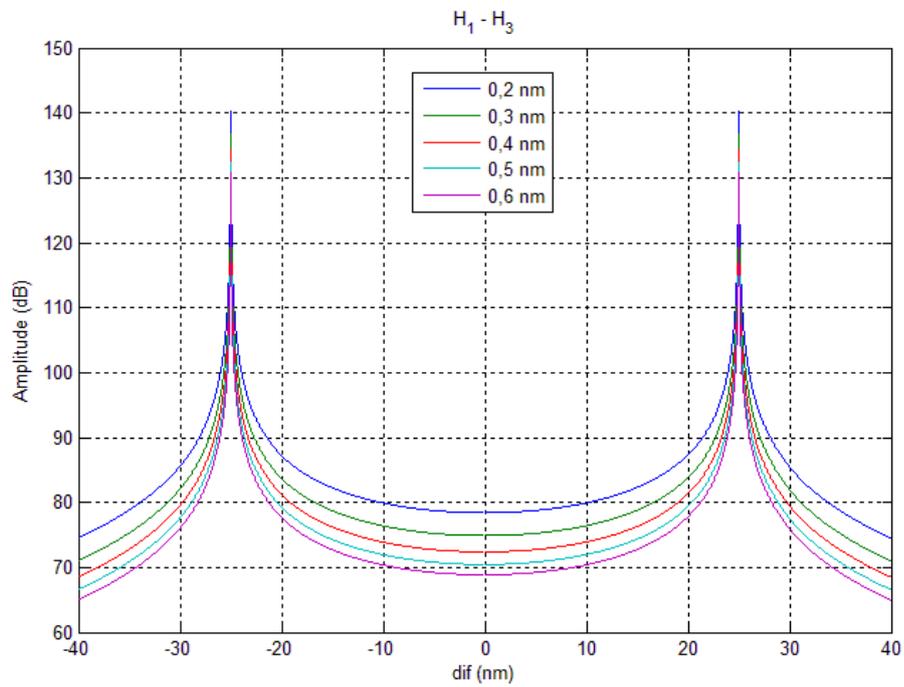


Figura 3.22 - Relação em *dB* para relação $H_1 - H_3$ mediante a variação de A_m .

3.7 Influência da variação da largura do espectro da LPG sobre o comportamento dos harmônicos

Nesta seção é investigada como a largura do espectro da banda de atenuação da LPG pode influenciar nos valores das componentes harmônicas, uma vez que este parâmetro pode variar, ainda que ligeiramente, quando a LPG é exposta em ambientes com diferentes índices de refração e/ou tensões axiais. De acordo com a Equação (22), a constante a é a variável que representa este parâmetro. Assim, o valor de a está diretamente associado à largura da gaussiana que representa o espectro de transmissão da LPG. Medidas experimentais mostraram que a variável a pode variar de 0.0025 a 0.0045 nm^{-2} . Um maior valor de a representa uma menor largura de gaussiana e vice versa, como mostra a Figura 3.23.

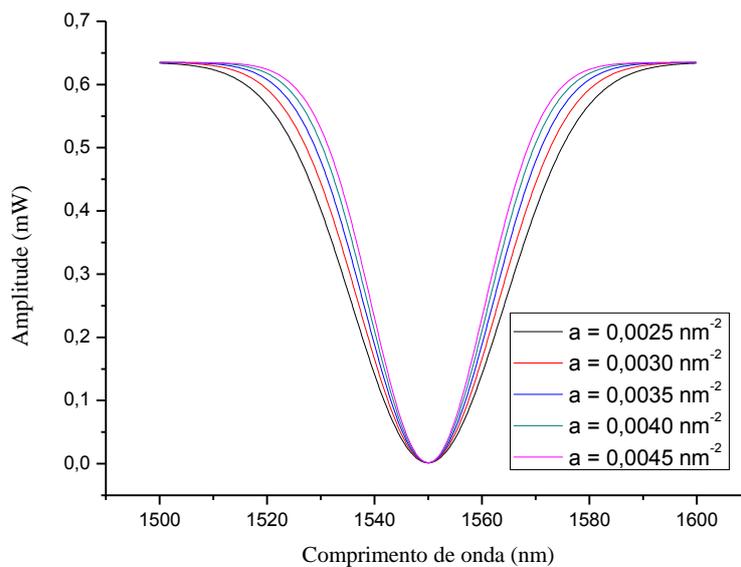


Figura 3.23 – Variação da largura da LPG denotada pela constante a .

Para efetuar esta simulação o valor de A_m foi fixado em $0,44 \text{ nm}$ e os outros parâmetros mantiveram os mesmos valores adotados na simulação anterior. O gráfico da Figura 3.24 mostra a influência da variação da variável a na componente DC. Como esperado, nota-se que o comportamento da componente DC se assemelha à curva da banda de atenuação da LPG.

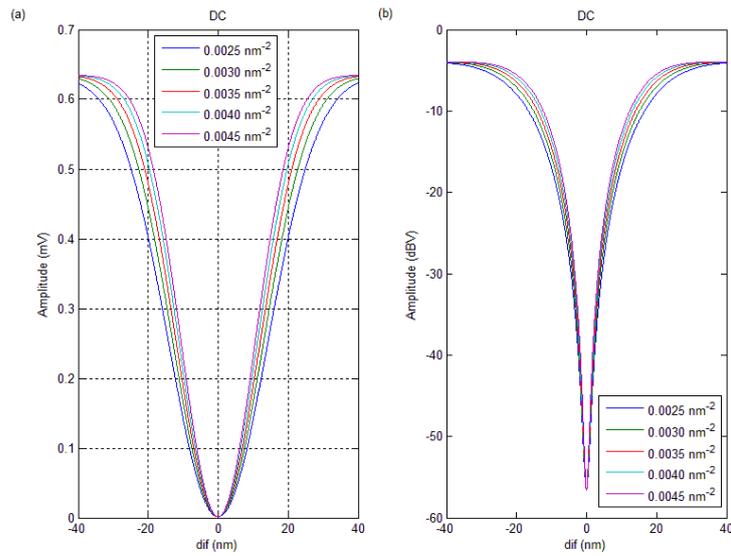


Figura 3.24 - Gráfico linear (a) e em dB (b) da variação da componente DC consoante à variação de a .

A Figura 3.25 mostra o comportamento do primeiro harmônico quando se varia a constante a , ou seja, a largura da LPG.

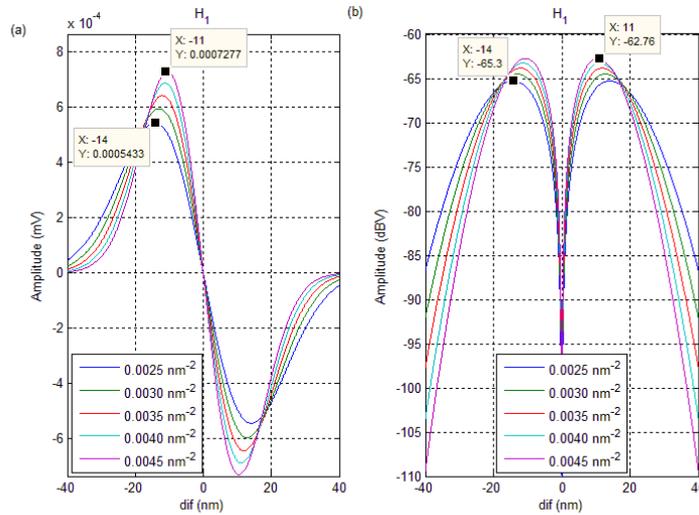


Figura 3.25 - Gráfico linear (a) e em dB (b) da variação do H_1 consoante à variação de a .

No primeiro harmônico, a influência da variação, ou seja, o aumento do valor da variável a causa um aumento de amplitude e uma diminuição do valor absoluto de dif onde o primeiro harmônico é máximo. A medida que a gaussiana se torna mais estreita, a

demodulação passa ocorrer em uma região mais inclinada da gaussiana para um mesmo valor de A_m . Como resultado, tem-se um aumento na amplitude dos harmônicos.

Para o segundo harmônico, o valor de dif para o qual é alcançado o máximo de amplitude, se mantém em $dif = 0$ nm como mostra a Figura 3.26. O que é bastante plausível, uma vez que o máximo do segundo harmônico corresponde ao máximo da distorção harmônica, o que denota que a demodulação está sendo realizada no vale da banda de atenuação do espectro de transmissão da LPG, região que não sofre significativas influências da variação da constante a .

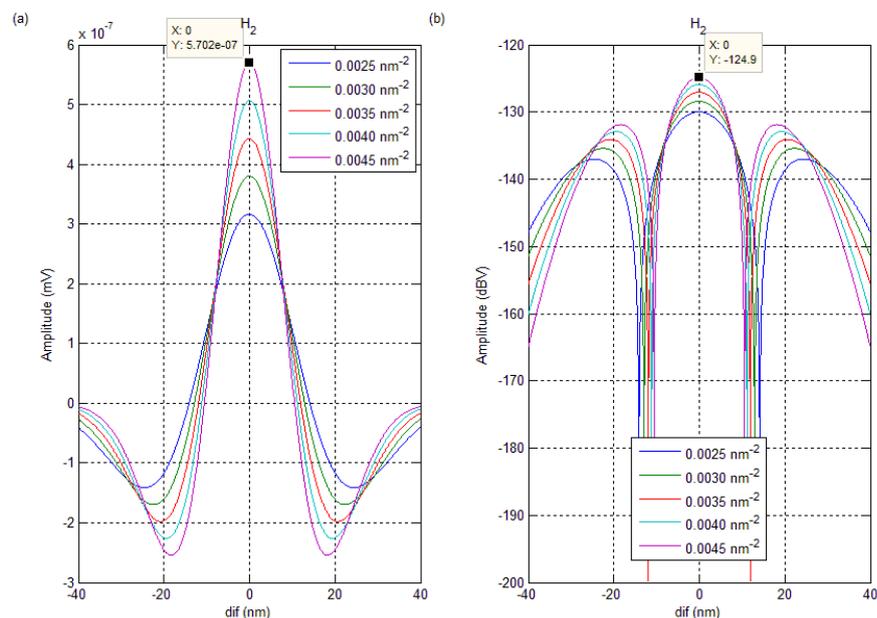


Figura 3.26 - Gráfico linear (a) e em dB (b) da variação do H_2 consoante à variação de a .

Tal como o primeiro harmônico e segundo harmônico, ocorre um aumento na amplitude do terceiro harmônico com o aumento da constante a , que corresponde a uma menor largura da gaussiana, ou seja, uma gaussiana mais estreita. Além disso, os pontos para o qual o terceiro harmônico é máximo se deslocam ligeiramente para menores valores de dif , como mostra a Figura 3.27.

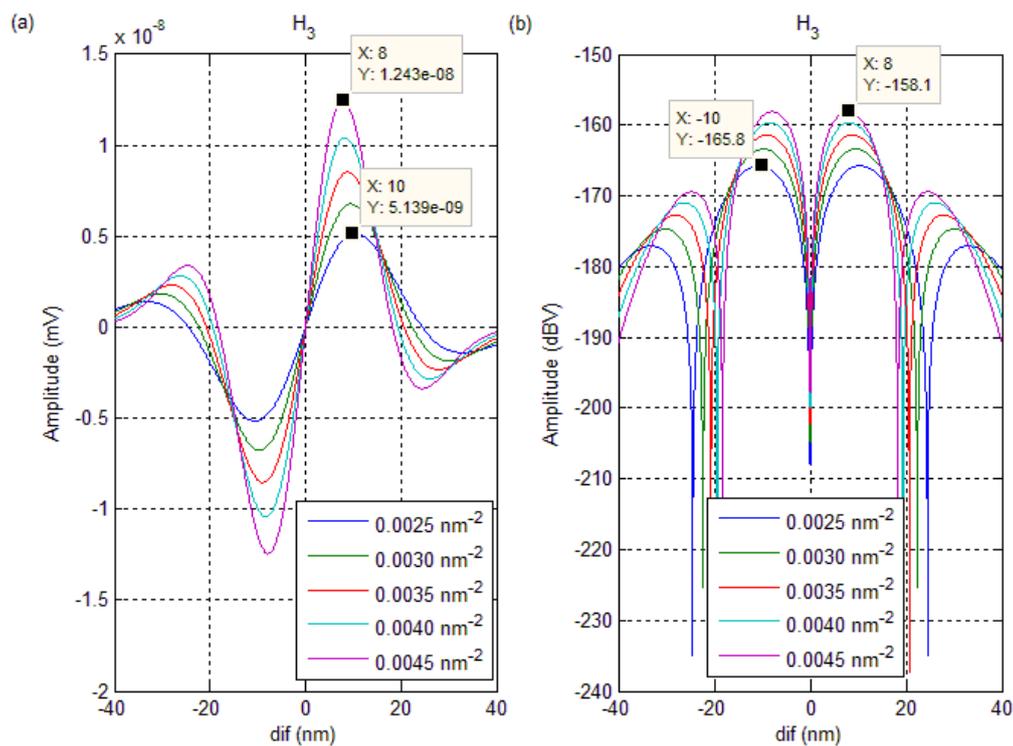


Figura 3.27 - Gráfico linear (a) e em dB (b) da variação do H_3 consoante à variação de α .

Quanto à relação entre o primeiro e segundo harmônico, novamente, nota-se um ligeiro aumento de amplitude e um deslocamento dos pontos de máximo para menores valores absolutos de dif . Caso análogo também é observado para a relação do primeiro com terceiro harmônico como ilustram as Figuras 3.28 e 3.29.

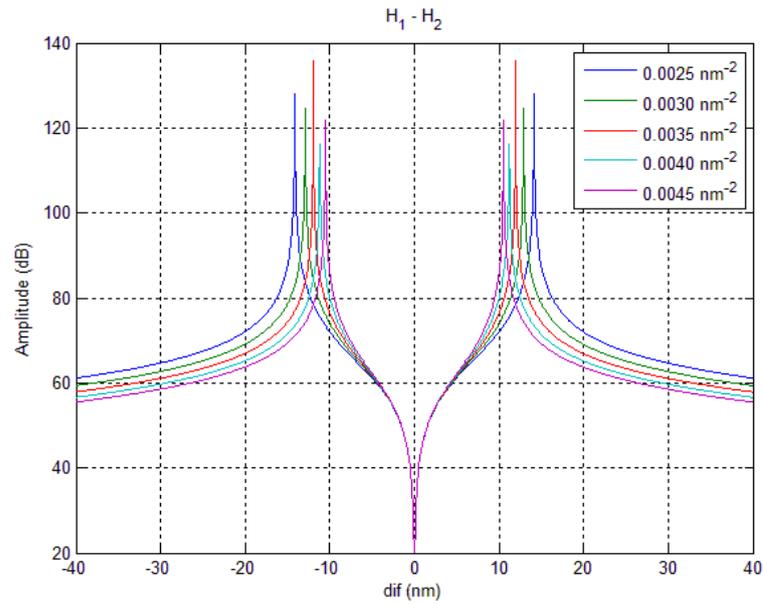


Figura 3.28 - Relação em dB de $H_1 - H_2$ mediante a variação de a .

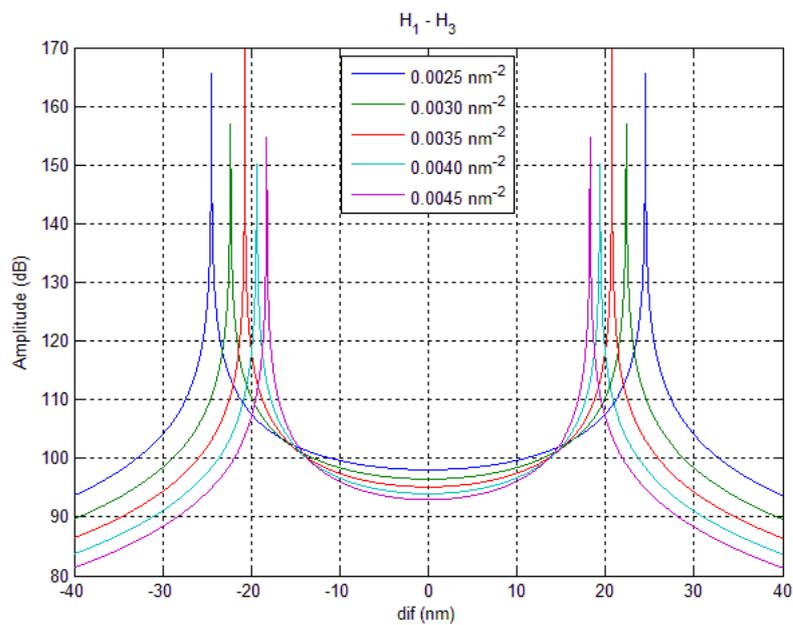


Figura 3.29 - Relação em dB entre o primeiro e terceiro harmônico mediante a variação de a .

Percebe-se que a variação da constante a , ou seja, a abertura da banda de atenuação da LPG não somente afeta as amplitudes dos harmônicos, como também afetam os valores de dif para os quais os harmônicos são máximos e mínimos, embora, neste segundo caso, afetando de forma menos significativa. No entanto, o aumento nas amplitudes dos harmônicos se deve ao fato de que quanto maior o valor de a , menor é a abertura da gaussiana. Portanto,

uma menor abertura da gaussiana implica uma maior sensibilidade de demodulação para um mesmo valor de A_m , acarretando em harmônicos com maiores amplitudes.

3.8 Influência da distorção harmônica do modulador

A presença de uma possível distorção harmônica no segundo harmônico introduzida pelo modulador de FBG ou simplesmente pelo fato de o sinal modulante não ser uma senoide perfeita, pode influenciar significativamente o comportamento das componentes harmônicas, aumentando ou diminuindo as amplitudes dos harmônicos e ditar a forma de como eles variam. Nesta seção, é simulada a presença de uma distorção harmônica no segundo harmônico representada por um sinal senoidal de amplitude $A_d = x\%A_m$ e frequência $2w_0$. Para efeito de testes, variou-se o valor de A_d de 0%, 3%, 6%, 9%, 12% do valor de A_m .

Considere a Equação (26) apresentada na seção 3.3:

$$V_1(t) = y_0(1 - m \cdot e^{-a(\lambda_c + Am \cdot \cos(w_0 t) - \lambda_r)^2}) \quad (26)$$

Se for somado ao sinal modulante $M(t) = \lambda_c + Am \cdot \cos(w_0 t)$ um sinal com frequência $2w_0$ tal como $Ad \cdot \cos(2w_0 t)$, é introduzida uma distorção harmônica no segundo harmônico que altera o comportamento de cada uma das componentes harmônicas. Assim sendo, considere uma distorção no segundo harmônico dada pela Equação (45):

$$D(t) = Ad \cdot \cos(2w_0 t) \quad (45)$$

Acrescentando a Equação (45) ao sinal $M(t)$ da Equação (26) tem-se a Equação (46) e (47):

$$V_D(t) = y_0(1 - m \cdot e^{-a(M(t)+D(t)-\lambda_r)^2}) \quad (46)$$

$$V_D(t) = y_0(1 - m \cdot e^{-a(\lambda_c + Am \cdot \cos(w_0 t) + Ad \cdot \cos(2w_0 t) - \lambda_r)^2}) \quad (47)$$

Expandindo em série de Taylor em torno de λ_c , chega-se à Equação (48):

$$\begin{aligned}
V_D(t) = y_0 + (-y_0 \cdot m) \frac{1}{6} & \quad (48) \\
& \cdot e^{-a(\lambda_r - \lambda_c)^2} \left\{ 6 \cdot e^{-a(\lambda_r - \lambda_c)^2} + 3(-2 + a(A_d^2 + A_m^2) - a^2 \cdot A_d \right. \\
& \cdot A_m^2(-3 + 2a(\lambda_r - \lambda_c)^2(\lambda_r - \lambda_c) - 2a^2(A_d^2 + A_m^2)(\lambda_r - \lambda_c)^2) DC \\
& + 3a \cdot A_m(-2A_d(-1 + 2a(\lambda_r - \lambda_c)^2) - (4 - 3a(2A_d^2 + A_m^2) \\
& + 2a^2(2(A_d^2 + A_m^2)(\lambda_r - \lambda_c)^2(\lambda_r - \lambda_c))) \cdot \cos(w_0 t) \\
& + 3a(-A_m^2(-1 + 2a(\lambda_r - \lambda_c)^2) - A_d(4 - 3a(A_d^2 + 2A_m^2) \\
& + 2a^2(A_d^2 + 2A_m^2)(\lambda_r - \lambda_c)^2(\lambda_r - \lambda_c)) \cdot \cos(2w_0 t) + a \\
& \cdot A_m(-6A_d(-1 + 2a(\lambda_r - \lambda_c)^2) - 3a \cdot A_d^2(-3 \\
& + 2a(\lambda_r - \lambda_c)^2(\lambda_r - \lambda_c)) - a \cdot A_m^2(-3 + 2a(\lambda_r - \lambda_c)^2(\lambda_r - \lambda_c) \\
& \cdot \cos(3w_0 t) + 3a \cdot A_d(A_d(1 - 2a(\lambda_r - \lambda_c)^2) - a \cdot A_m^2(-3 \\
& + 2a(\lambda_r - \lambda_c)^2(\lambda_r - \lambda_c)) \cdot \cos(4w_0 t) - 3a^2 A_d^2 \cdot A_m(-3 \\
& + 2a(\lambda_r - \lambda_c)^2(\lambda_r - \lambda_c)) \cdot \cos(5w_0 t) - a^2 A_d^3(-3 \\
& \left. + 2a(\lambda_r - \lambda_c)^2(\lambda_r - \lambda_c)) \cdot \cos(6w_0 t) \right\}
\end{aligned}$$

Separando as novas três primeiras componentes harmônicas e fazendo $dif = \lambda_r - \lambda_c$ têm-se as Equações (49) a (52).

Componente DC:

$$\begin{aligned}
DC_d = y_0 + \frac{1}{6} e^{-a(dif)^2} \left((6 \cdot e^{a(dif)^2}) + 3(-2 + a(A_d^2 + A_m^2) - a^2 A_d \right. & \quad (49) \\
& \left. \cdot A_m^2(-3 + 2a(dif)^2(dif) - 2a^2(A_d^2 + A_m^2)(dif)^2) \cdot (y_0 \cdot m) \right)
\end{aligned}$$

Primeiro Harmônico ($\cos(w_0 t)$):

$$H1_d = \frac{1}{6} e^{-a(dif)^2} \quad (50)$$

$$\cdot \left(3a \cdot A_m \cdot (-2 \cdot A_d (-1 + 2a(dif)^2)) - (4 - 3a(2A_d^2 + A_m^2)) \right. \\ \left. + 2a^2(2A_d^2 + A_m^2)(dif)^2 \cdot (dif) \right) \cdot (yo \cdot m)$$

Segundo Harmônico ($\cos(2w_0t)$):

$$H2_d = \frac{1}{6} e^{-a(dif)^2} \quad (51)$$

$$\cdot \left(3a \cdot (-A_m^2 (-1 + 2a(dif)^2)) - A_d(4 - 3a(A_d^2 + 2A_m^2)) \right. \\ \left. + 2a^2(A_d^2 + 2A_m^2)(dif)^2 \cdot (dif) \right) \cdot (yo \cdot m)$$

Terceiro Harmônico ($\cos(3w_0t)$):

$$H3_d = \frac{1}{6} e^{-a(dif)^2} \quad (52)$$

$$\cdot \left(+a \cdot A_m(-6A_d \cdot (-1 + 2a(dif)^2)) \right. \\ \left. - 3A_d^2(-3 + 2a(dif)^2)(dif) - a \cdot A_m^2(-3 + 2a(dif)^2) \right. \\ \left. \cdot (dif) \right) \cdot (yo \cdot m)$$

Assim, tem-se um novo sinal elétrico demodulado com uma distorção harmônica no segundo harmônico dado pela Equação (54):

$$V_3(t) = DC_d + H1_d \cos(w_0t) + H2_d \cos(2w_0t) + H3_d \cos(3w_0t) \quad (54)$$

As Figuras 3.30, 3.31, 3.32 e 3.33 mostram o comportamento da componente DC e dos três primeiros harmônicos na presença de uma distorção harmônica no segundo harmônico, quando se varia a amplitude da distorção harmônica em 0%, 3%, 6%, 9%, 12% de A_m . Novamente, o valor de A_m foi fixado em 0,44 nm e, tal como nas simulações anteriores, os

valores dos outros parâmetros utilizados são: $a = 0,0041 \text{ nm}^2$, $y_0 = 0,62322$, $m = 0,97766$. O valor de $\text{dif} = \lambda_r - \lambda_c$ foi variado de -40 nm a $+40 \text{ nm}$.

Na Figura 3.30 nota-se que a componente DC não sofre influência da distorção harmônica no segundo harmônico.

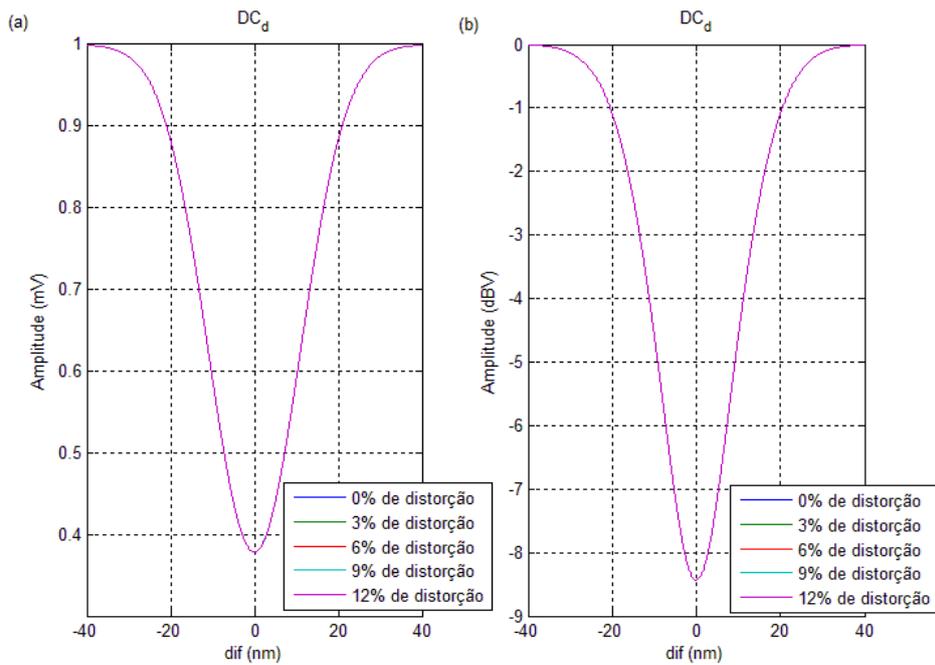


Figura 3.30 - Gráfico linear (a) e em dB (b) do comportamento da componente DC na presença de uma distorção harmônica no segundo harmônico.

Igualmente, na Figura 3.31 não se observa mudanças no comportamento do primeiro harmônico devido à presença de uma distorção no segundo harmônico.

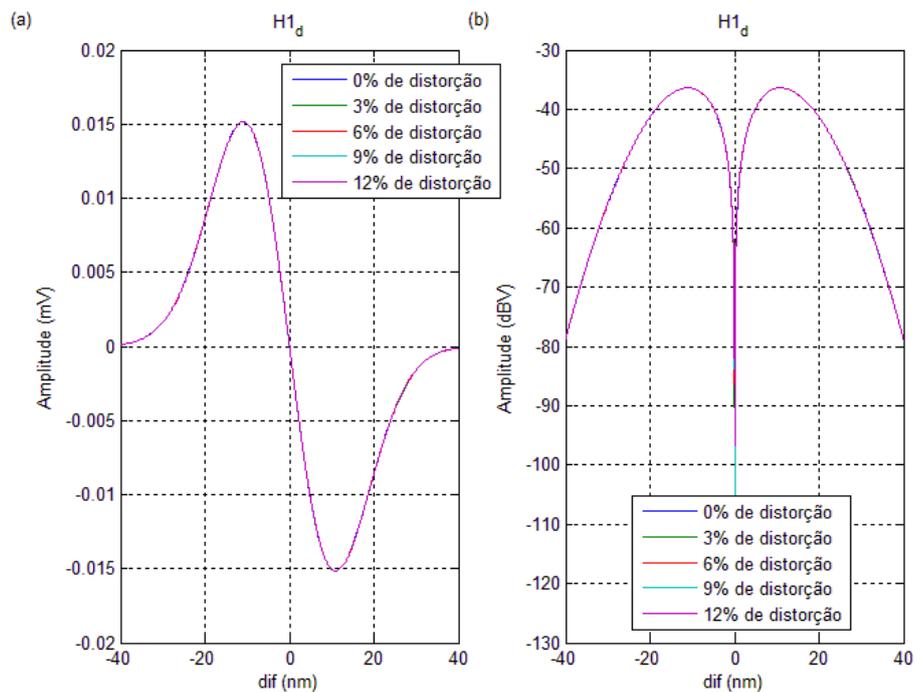


Figura 3.31 – Gráfico linear (a) e em dB (b) do comportamento da componente H_1 na presença de uma distorção no segundo harmônico.

Entretanto, o segundo harmônico sofre profundas alterações com mudanças significativas como mostrado na Figura 3.32.

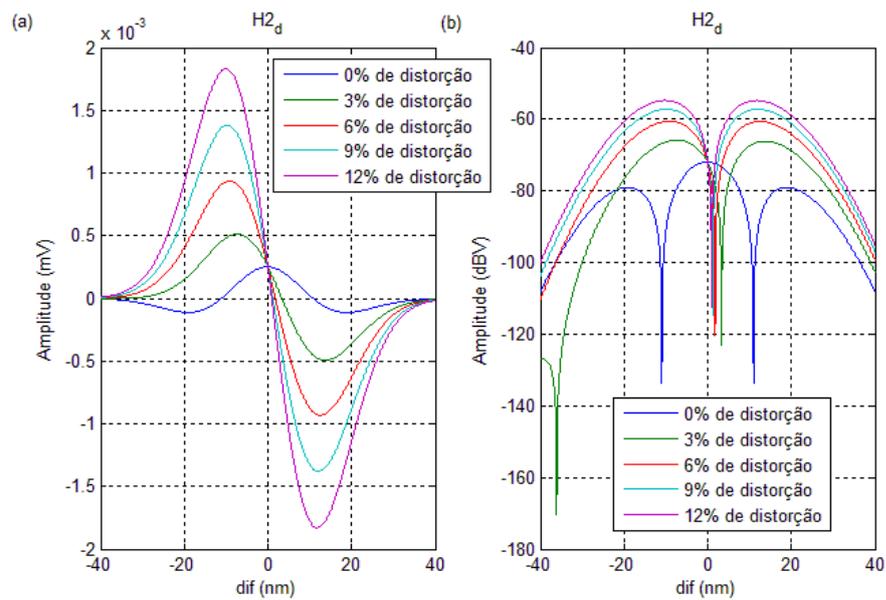


Figura 3.32 – Gráfico linear (a) e em dB (b) do comportamento do segundo harmônico na presença de uma distorção no segundo harmônico.

Na Figura 3.32b, o gráfico em azul representa o comportamento do segundo harmônico sem a distorção no segundo harmônico. Neste gráfico, nota-se que para $dif = 0$ nm, deslocando-se imediatamente para esquerda ou para direita, a amplitude do segundo harmônico apenas decresce, pelo menos até $dif = 10$ nm. No entanto, para as demais curvas, percebe-se que para $dif = 0$ nm, deslocando-se imediatamente para esquerda ou para direita, primeiramente ocorre um aumento na amplitude do segundo harmônico até certo valor de dif , e só a partir daí se observa um decréscimo de amplitude do segundo harmônico. Este comportamento deve-se unicamente devido à presença de distorção no segundo harmônico e é tratado experimentalmente no Capítulo 5.

A Figura 3.33 mostra o comportamento do terceiro harmônico com a presença de uma distorção no segundo harmônico. O comportamento de H_3 é bastante similar ao comportamento de H_2 já descrito anteriormente.

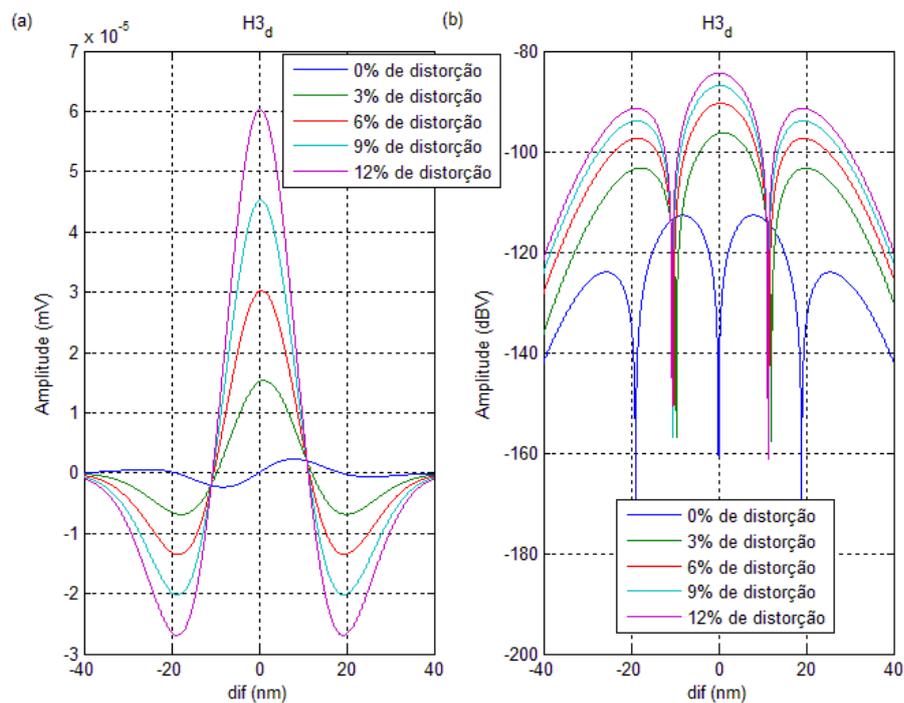


Figura 3.33 - Gráfico linear (a) e em dB (b) do comportamento do terceiro harmônico na presença de uma distorção no segundo harmônico.

A presença de uma distorção harmônica no segundo harmônico não só diminui a relação em dB de $H_1 - H_2$ como também muda significativamente o seu comportamento

conforme se varia o valor de dif . Na Figura 3.34, percebe-se que o comportamento de $H_1 - H_2$ é igual quer para valores de dif positivos quanto para valores de dif negativos na ausência de uma distorção harmônica no segundo harmônico. Isso pode ser explicado tendo em conta que à medida que a modulação se aproxima do vale de ressonância da LPG, $dif = 0$ nm, para valores de dif positivos, o primeiro harmônico tende a zero e o segundo harmônico tende ao seu valor máximo quando dif for exatamente zero. Nesta altura, a relação $H_1 - H_2$ tende a valores mínimos. Analogamente, o mesmo ocorre para valores de dif negativos tendendo a zero. Os valores dos harmônicos são iguais, porém com a fase invertida como foi visto na seção 3.5 do corrente capítulo.

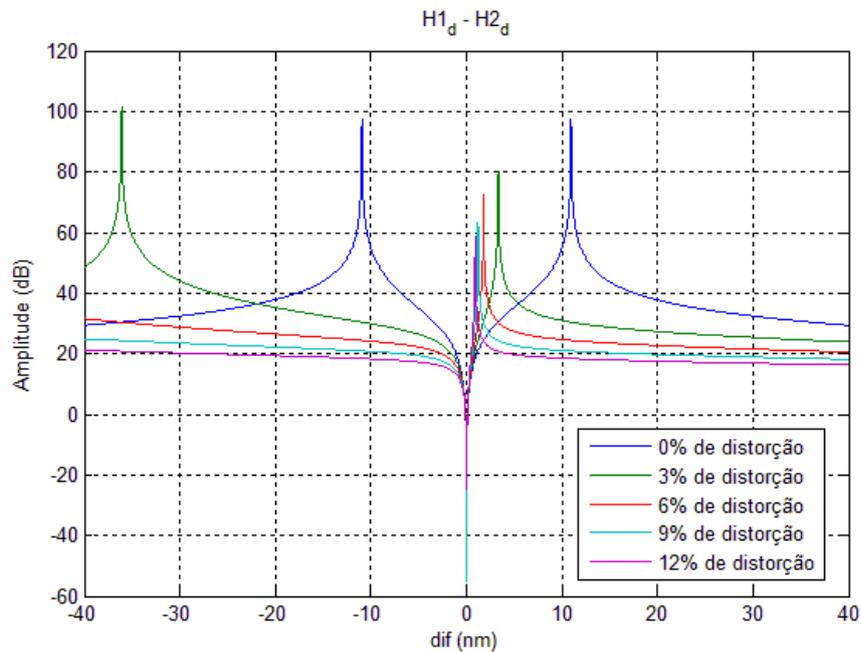


Figura 3.34 - Relação em dB entre o primeiro e segundo harmônico mediante a presença de vários níveis de distorção no segundo harmônico.

Outra característica bastante importante da relação $H_1 - H_2$ que se percebe no gráfico da Figura 3.34 referente à presença de uma distorção no segundo harmônico é a variação, cada vez mais lenta, de $H_1 - H_2$ à medida que a distorção aumenta. Essa variação lenta na relação $H_1 - H_2$ representa uma queda substancial da sensibilidade do sistema de interrogação. Note que na Figura 3.35, para uma distorção de 3% encontrou-se uma variação de 5,63 dB para uma variação de $\Delta dif = 10$ nm. No entanto, para uma distorção de 12% uma variação de 1,08 dB foi encontrada para um mesmo $\Delta dif = 10$ nm. No Capítulo 5

mostraremos, como citado acima, que esta distorção contribui para a perda de sensibilidade da técnica de interrogação da LPG aqui proposta.

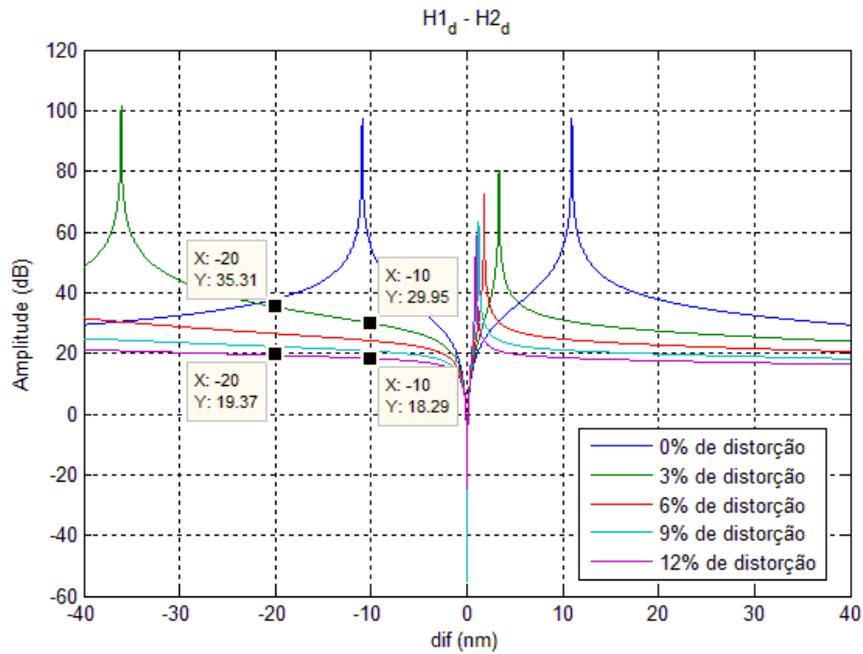


Figura 3.35 – Variação de 5,63 dB para $\Delta dif = 10$ nm com 3% de distorção e variação de 1,08 dB para $\Delta dif = 10$ nm com 12% de distorção.

Naturalmente, o comportamento da relação $H_1 - H_3$ também é afetado pela presença de uma distorção no segundo harmônico. Na ausência da distorção o H_3 é pequeno como mostrado na Figura 3.33, e por esta razão, no gráfico da Figura 3.36 a relação $H_1 - H_3$ para 0% de distorção apresenta maiores valores de amplitude. Para as demais curvas que representam o comportamento de $H_1 - H_3$ na presença de uma distorção no segundo harmônico, tem-se $H_1 - H_3$ mínimo para $dif = 0$ nm, uma vez que neste ponto, o segundo harmônico é máximo, gerando conseqüentemente um alto valor de H_3 . Por esta razão, em $dif = 0$ nm, a relação $H_1 - H_3$ registra o seu valor mínimo na presença de uma distorção no segundo harmônico como mostra a Figura 3.36.

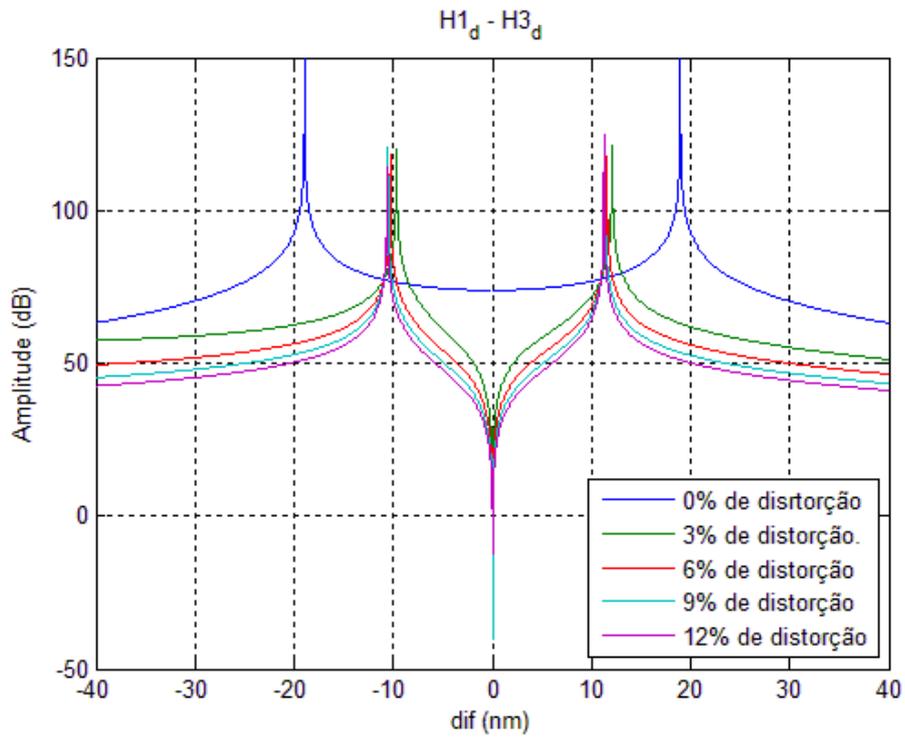


Figura 3.36 - Relação em *dB* entre o primeiro e terceiro harmônico mediante a presença de vários níveis de distorção no segundo harmônico.

Referências Bibliográficas

[1] Kluczynski P 2001 “**Wavelength modulation absorption spectrometry—an extensive scrutiny of the generation of signals**” Spectrochim. Acta. B 56, Pag. 1288, Department of Experimental Physics, Umea University, May 2001.

[2] Kluczynski P 2001 “**Wavelength modulation absorption spectrometry—an extensive scrutiny of the generation of signals**” Spectrochim. Acta. B 56, Pag. 1285, Department of Experimental Physics, Umea University, May 2001.

CAPÍTULO 4

METODOLOGIA

O objetivo neste trabalho é desenvolver e provar experimentalmente o funcionamento da técnica de interrogação de LPG baseado no modelo matemático desenvolvido e simulado no Capítulo 3. Com vista em alcançar tal feito, um conjunto de equipamentos e soluções de misturas de etileno glicol em água destilada com diferentes índices de refração para deslocar o comprimento de onda de ressonância da LPG foram utilizadas. Neste capítulo é mostrado o *setup* experimental bem como os componentes utilizados para o desenvolvimento experimental desta técnica.

4.1 *Setup* experimental do sistema de interrogação proposto

Na Figura 4.1 é mostrado o *setup* experimental da técnica de interrogação de LPG proposta neste trabalho. Primeiramente, tem-se a Fonte de ASE (*Amplified Spontaneous Emission* – Emissão Espontânea Amplificada) que gera um sinal ótico de banda larga para iluminar a FBG. Por meio de um circulador ótico, o sinal de banda larga da Fonte de ASE é transmitido da porta 1 para porta 2 do circulador para um modulador, composto por uma FBG e duas cerâmicas piezoelétricas tipo PZT (*Lead Zirconate Titanate* – Titanato Zirconato de Chumbo) paralelas. Por sua vez, o espectro de reflexão da FBG é modulado por um sinal modulante, cuja forma de onda é senoidal, de frequência 1850 Hz e com amplitude ajustável, gerado a partir de um gerador de sinais.

O sinal de reflexão da FBG modulado em comprimento de onda, é refletido de volta para a porta 2 e transmitido para a LPG através da porta 3 do Circulador, onde é demodulado em amplitude ótica. Para diminuir os efeitos do ruído presente no sinal demodulado, um Add/Drop foi colocado na saída da LPG funcionando como um filtro óptico. Em seguida, um fotodetector foi colocado na saída do Add/Drop para converter o sinal ótico demodulado em um sinal elétrico, para que as análises espectrais elétricas do sinal demodulado na saída do sistema de interrogação fossem possíveis. Para tal, uma placa de aquisição foi utilizada para converter o sinal elétrico analógico na saída do fotodetector em digital. Por fim, um computador pessoal munido de uma rotina executada em LabView foi utilizado para a leitura das três componentes harmônicas presentes no sinal demodulado no domínio da frequência pudessem ser feitas. Os números 1, 2 e 3 representam as portas do circulador de cores vermelha, azul e branca, respectivamente. Os pontos demarcados pelas letras A, B, C e D representam pontos relevantes onde às características do sinal mudam de forma significativa conforme este passa pelo sistema de interrogação da LPG.

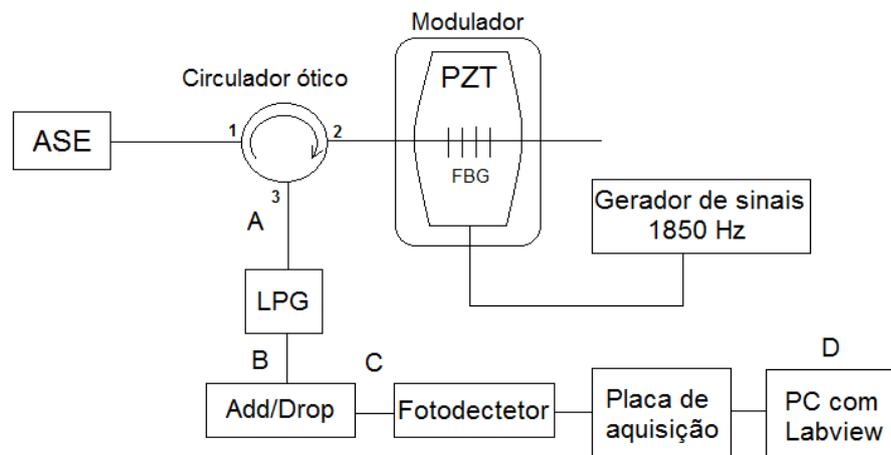


Figura 4.1 - *Setup* completo do sistema de interrogação.

4.2 Componentes do *setup* experimental

Nesta seção é descrita a característica de cada um dos componentes que compõem o *setup* experimental.

4.2.1 Fonte de ASE

A Fonte de ASE é um dispositivo de emissão espontânea de luz de banda larga. Neste trabalho, foi utilizado o modelo ASE-FL7006-15 da FIBERLABS que opera em uma largura de banda de 3 dB para comprimentos de onda compreendidos entre 1530 nm e 1610 nm. No *setup* experimental, este dispositivo foi utilizado para iluminar a FBG. A Figura 4.2 mostra a imagem frontal da Fonte de ASE utilizada no *setup* experimental.



Figura 4.2 – Imagem frontal de uma Fonte de ASE operando na banda C e L utilizada no experimento.

A Figura 4.3 mostra o espectro ótico da Fonte de ASE utilizada no *setup* experimental. A Fonte de ASE pode ser utilizada para iluminar a FBG, pois a sua largura espectral é larga o suficiente para operar à da FBG utilizada no experimento, centrada em 1545.46 nm, cuja largura de banda de 3 dB é da ordem de 0,3 nm.

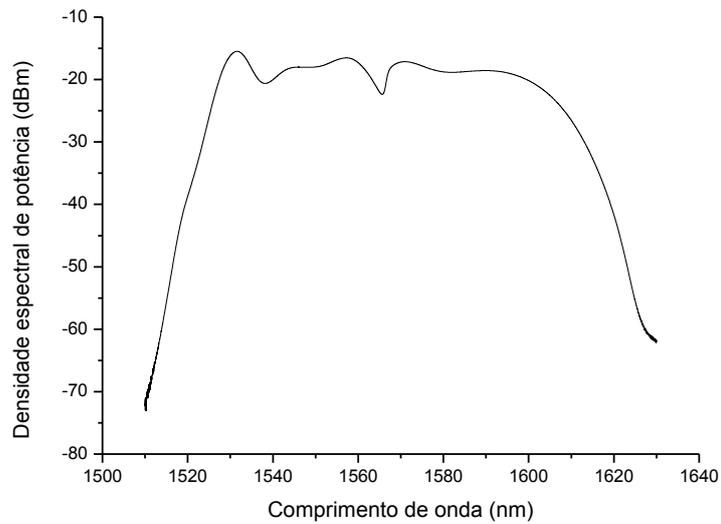


Figura 4.3 – Espectro da Fonte de ASE utilizada no experimento.

4.2.2 Circulador

O Circulador ótico é um dispositivo passivo muito usado em sistemas de comunicações óticas para separar sinais que propagam em sentidos contrários. Este dispositivo possui nomeadamente 3 portas, cada uma associada a uma cor diferente. A porta 1 de cor vermelha, a porta 2 de cor azul e a porta 3 de cor branca.

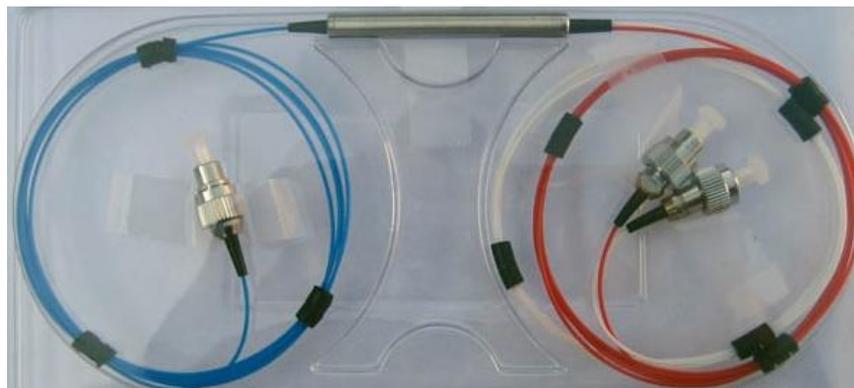


Figura 4.4 – Circulador para banda S, C e L utilizado no experimento.

A Figura 4.4 destaca a disposição das portas do circulador ótico. O sinal inserido na porta 1 de cor vermelha, é transmitida para porta 2 de cor azul. Por sua vez, o sinal que é inserido ou refletido para porta 2 de cor azul, é transmitido para a porta 3 de cor branca.

4.2.3 Analisador de espectro ótico

O Analisador de Espectro Ótico (OSA – *Optical Spectrum Analyzer*) trata-se de um equipamento robusto que permite fazer os mais diversos tipos de análises de um sinal ótico. Neste trabalho, utilizou-se o analisador de espectro ótico da *YOKOGAWA* modelo *AQ6370B* conforme ilustrado na Figura 4.5, podendo operar dentro de uma banda de 600nm a 1700 nm para caracterizar o sistema de interrogação em diferentes etapas.

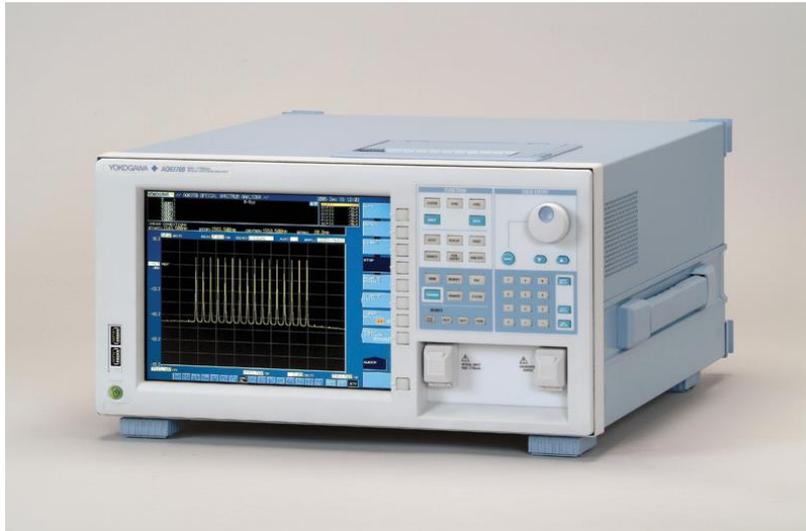


Figura 4.5 - Modelo de analisador de espectro ótico utilizado nos experimentos.

4.2.4 Modulador de FBG

A imagem da Figura 4.6 apresenta o modulador, o qual é formado por uma FBG fixada a um dispositivo piezoelétrico (PZT). Para modular a FBG foi utilizado um dispositivo piezoelétrico modelo *P-289.20 da PI – Physik Instrumente* (<http://www.physikinstrumente.de>), o qual possui duas cerâmicas piezoelétricas tipo PZT, uma em cada face lateral. O processo de modulação da FBG ocorre porque as duas faces laterais do PZT se expandem e relaxam segundo a tensão elétrica senoidal positiva aplicada. À medida que a frequência do sinal modulante se aproxima da frequência de ressonância do PZT, mais forte é a expansão e contração e, portanto, a vibração no PZT se torna mais notável mesmo mantendo a amplitude do sinal modulante no gerador de sinais constante. Ao se efetuar experimentos cabíveis, encontrou-se uma frequência de ressonância 1850 Hz, o que significa que nesta frequência é possível alcançar o máximo de modulação na FBG. No entanto, é necessário que a FBG esteja

esticada no centro do PZT entre as suas duas faces laterais. Isso foi realizado colando-se a FBG em uma face do modulador com cianoacrilato. Após secar, a fibra ótica foi esticada até o comprimento de onda central da FBG se deslocar de 0,6 nm do seu valor quando relaxado e, em seguida, novamente colada com cianoacrilato. Este procedimento aumenta a eficiência de transmissão das vibrações do PZT para a FBG. Para uma melhor fixação foi retirado o acrilato da fibra na região onde foi aplicada a cola de cianoacrilato.

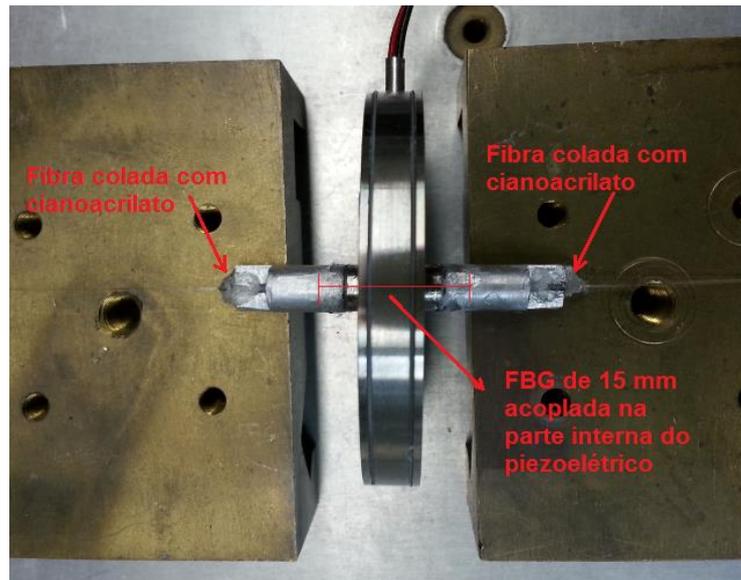


Figura 4.6 – Fixação da FBG no interior do piezoelétrico.

Objetivando reduzir possíveis distorções harmônicas no PZT devido a sua interação com a superfície sólida onde se encontra apoiado, o PZT foi colocado sobre uma camada de algodão, como mostra a Figura 4.7.

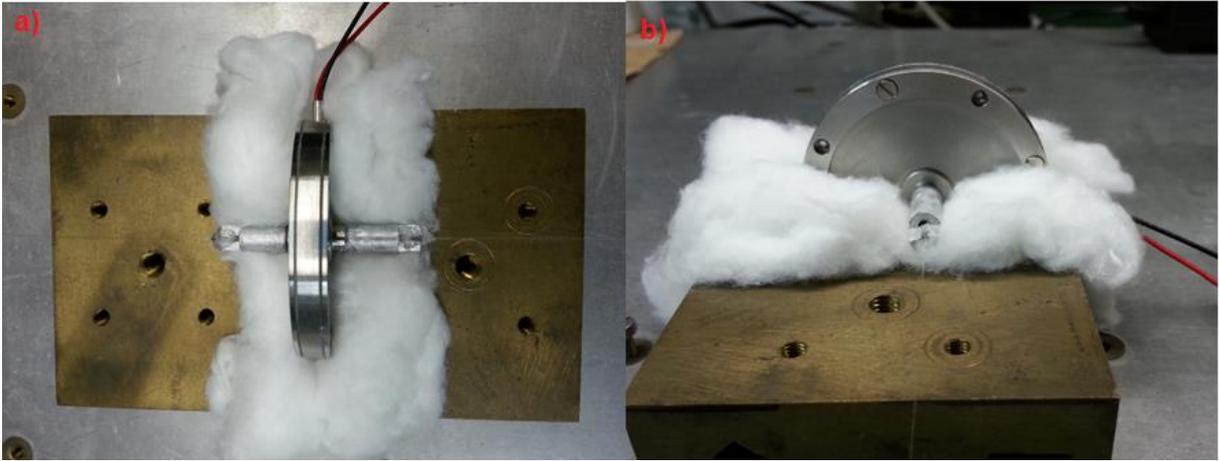


Figura 4.7 - a) Vista frontal e b) lateral do modulador.

O conjunto formado por PZT e FBG é chamado de modulador. A disposição dos componentes em relação ao circulador é mostrada na Figura 4.8.

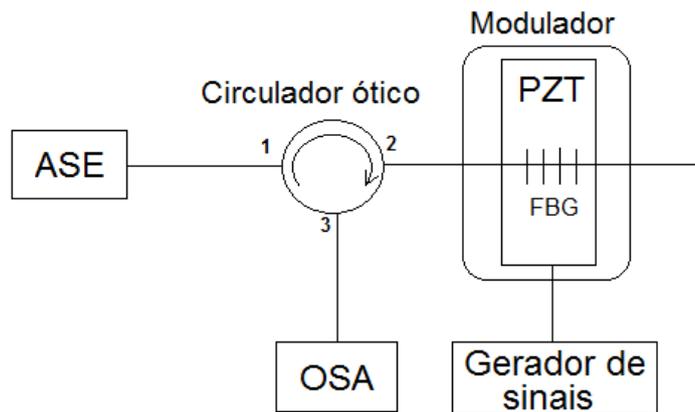


Figura 4.8 - Disposição dos componentes em relação ao circulador.

Nesta configuração, o gerador de sinais se encontra desligado e, portanto, não há modulação no espectro de reflexão da FBG. Quando a Fonte de ASE é ligada, o comprimento de onda de reflexão de 1545,46nm é refletido e retransmitido à porta 3 do circulador. Assim, se no ponto A for colocado um analisador de espectro óptico tem-se o espectro de reflexão da FBG sem modulação como mostra a Figura 4.9.

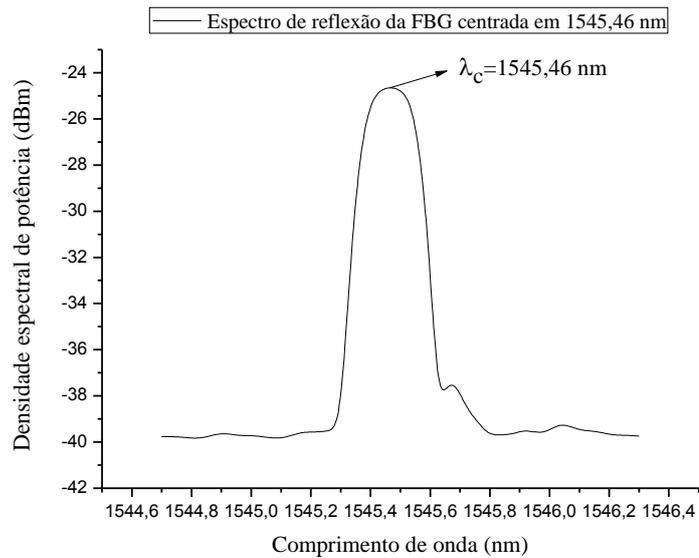


Figura 4.9 - Espectro ótico de reflexão da FBG antes da modulação. Comprimento de onda central em 1545,46 nm.

Para excitar o modulador foi utilizado um gerador de sinais modelo *AFG – 3101* da *Tektronix* capaz de gerar sinais de até 100 MHz com 10 Volts pico a pico (V_{pp}). Este gerador de sinais também possui conectores tipo BNC para saída de sinais com impedância de 50 Ohms.

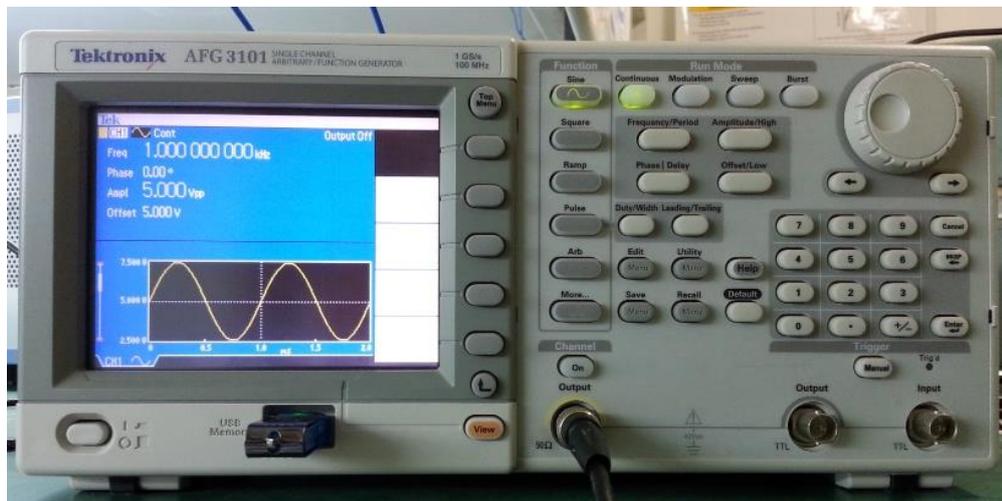


Figura 4.10 – Gerador de funções utilizado no experimento.

Como sinal modulante foi adotado um sinal senoidal com *offset* de 5 Volts para evitar tensões negativas sobre o PZT, amplitude de $4 V_{pp}$ e frequência de 1850 Hz. Foi utilizada a frequência de 1850 Hz porque testes experimentais mostraram que esta é a frequência de

ressonância do modulador. Em seguida, este sinal foi injetado no modulador como mostra a Figura 4.11.

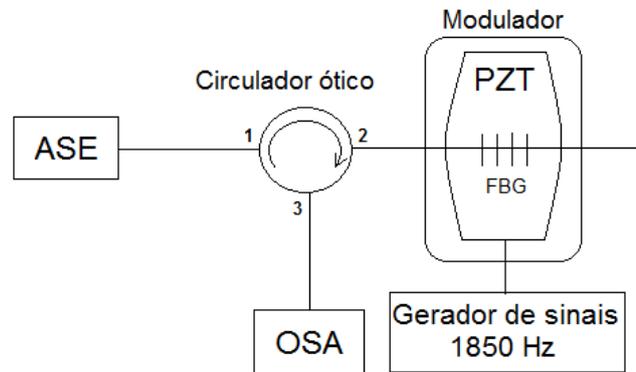


Figura 4.11 - Setup experimental para caracterizar o modulador e determinar o valor de A_m .

Quando o PZT é excitado por um sinal modulante proveniente do gerador de sinais com uma determinada amplitude positiva, suas faces se expandem e relaxam. Como a FBG está presa em ambas as faces, a mesma sofre expansão e relaxamento na mesma frequência do sinal modulante de 1850 Hz. Nesta medida, no domínio ótico, ocorre um desvio do comprimento de onda de ressonância para maiores comprimentos de onda durante o processo de expansão e um desvio para menores comprimentos de onda de ressonância da FBG durante o processo de relaxamento. Esse processo de modulação da FBG pode ser percebido na análise ótica do espectro de reflexão da FBG como mostra a Figura 4.12.

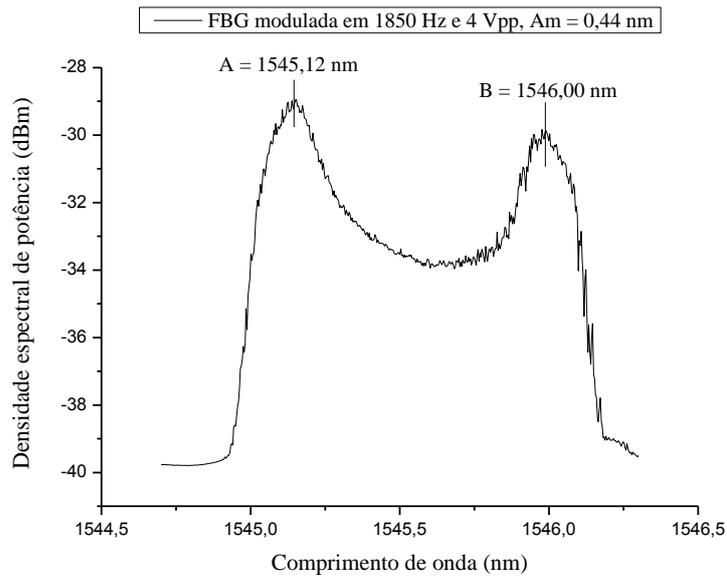


Figura 4.12 - FBG modulada por um sinal senoidal de 1850 Hz com 4 V_{pp} e *offset* de 5 Volts.

Na Figura 4.12 aparecem dois picos no espectro ótico de reflexão da FBG modulada. Isso acontece quando o modulador está sendo excitado na região de picos da senoide do sinal modulante. Nesta região, além de os valores absolutos serem maiores, estes variam mais lentamente e se repetem em módulo. Fora destas regiões de pico da senoide modulante, além dos valores absolutos variarem mais rapidamente, estes possuem menores valores absolutos, o que justifica o vale entre os dois picos. Para medir o valor de A_m foram medidos o comprimento de onda de cada pico no espectro ótico da FBG modulada, subtraiu-se os valores e dividiu-se o resultado por dois. Seja A e B o comprimento de onda encontrado nos dois picos gráfico da Figura 4.12, tem-se $A = 1545,1256$ nm e $B = 1546,0024$ nm:

$$A_m = \frac{B - A}{2} = \frac{1546,0024 \text{ nm} - 1545,1256 \text{ nm}}{2} = 0,438 \text{ nm} \approx 0,44 \text{ nm}$$

Encontrou-se um A_m de 0,44 nm para um sinal modulante de 4 V_{pp} .

Para caracterizar o modulador foram feitas sete medidas de A_m para cada amplitude do sinal modulante conforme a Tabela 4.1.

Tabela 4.1 – Amplitude de modulação versus A_m .

| Amplitude do sinal modulante (V_{pp}) | Valor de A_m medido (nm) |
|---|----------------------------|
| 0 | 0 |
| 2,0 | 0,22 |
| 2,5 | 0,30 |
| 3,0 | 0,35 |
| 3,5 | 0,39 |
| 4,0 | 0,44 |
| 4,5 | 0,48 |

A Figura 4.13 representa o gráfico da Tabela 1 que mostra os valores de amplitude do sinal modulante versus amplitude de modulação da FBG. Nele, é possível constatar o comportamento linear do aumento de A_m em relação à amplitude do sinal modulante.

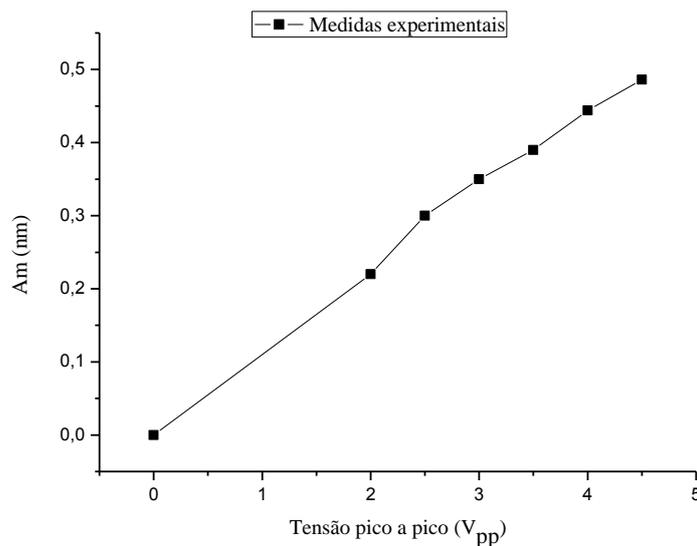


Figura 4.13 - Gráfico da amplitude de modulação em função da tensão do sinal modulante aplicada.

4.2.5 LPG sensora

Como elemento sensor de índice de refração, foi utilizada uma grade de período longo com um comprimento de onda de ressonância em 1548,10 nm quando exposta em água destilada pura e temperatura ambiente de 22 °C.

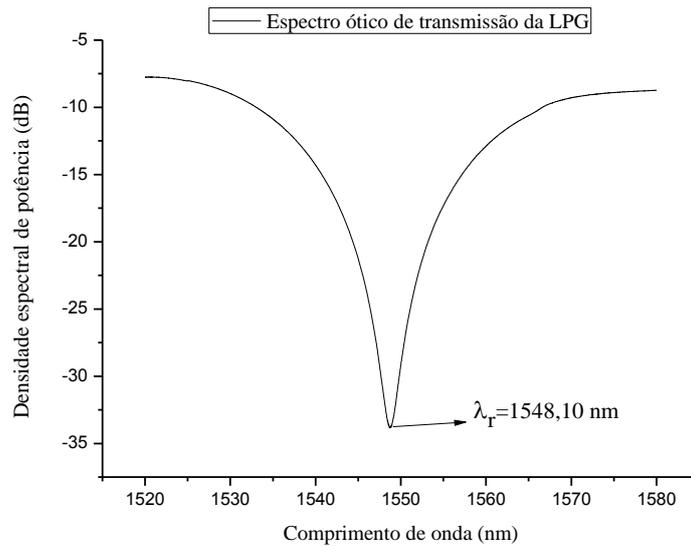


Figura 4.14 - Espectro da banda de atenuação de uma LPG submersa em água destilada pura. Comprimento de onda de ressonância em 1548,10 nm.

No *setup* experimental do sistema de interrogação da Figura 4.1, quando colocado um analisador de espectro ótico na saída da LPG, ou seja, no ponto B, tem-se o espectro ótico mostrado na Figura 4.15. O pico do gráfico corresponde ao espectro de reflexão da FBG.

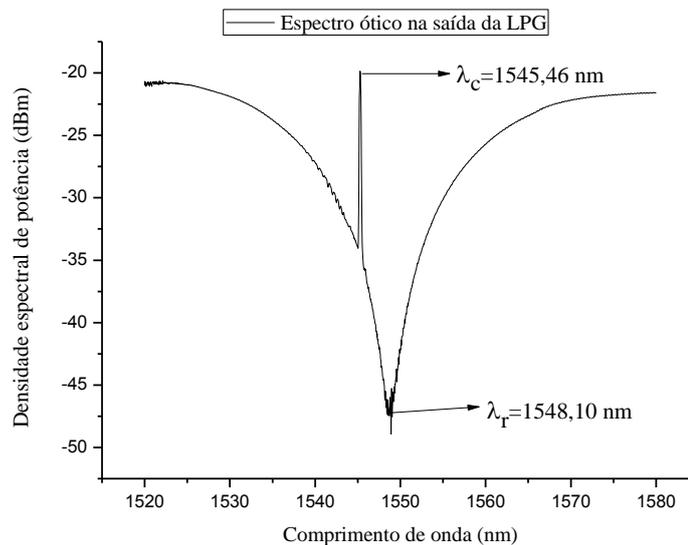


Figura 4.15 - Espectro ótico obtido na saída da LPG quando submersa na água destilada pura. Comprimento de onda de ressonância em 1548,10 nm.

4.2.6 Add/Drop

O Add/Drop é um dispositivo muito usado em comunicações óticas para inserir ou remover uma faixa de comprimentos de onda. A partir desse princípio, o Add/Drop pode ser usado como um filtro, capaz de remover ou transmitir uma faixa de comprimentos de onda dependendo da configuração utilizada. Neste trabalho, foi utilizado o modelo *GADM-155PS2020-333* da *Cianet Networking* para apenas permitir a passagem de sinais em comprimentos de onda situados entre 1541nm a 1558nm. Trata-se de um Add/Drop operando na Banda C de um sistema CWDM. Ele foi utilizado para reduzir a quantidade de ruído transmitido ao fotodetector. Como o sinal modulado é gerado no modulador, apenas o espectro ótico na região do pico da FBG da Figura 4.15 constitui o sinal demodulado, de forma que o restante do espectro é apenas ruído para o sistema de interrogação que entraria no fotodetector caso o Add/Drop não fosse utilizado. As Figuras 4.16 e 4.17 apresentam o Add/Drop utilizado como filtro e a sua densidade espectral da banda passante respectivamente.

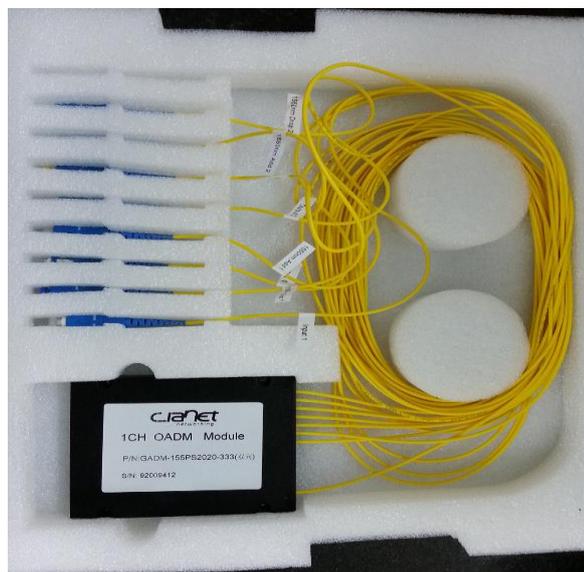


Figura 4.16 - Add/Drop utilizado no *setup* experimental.

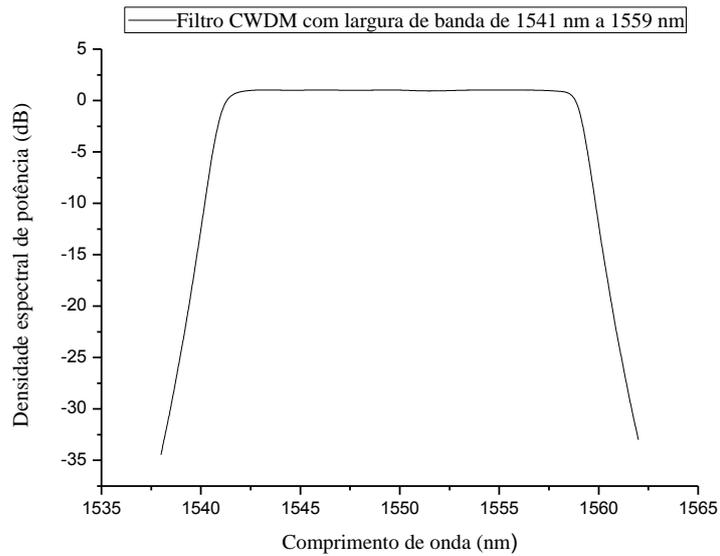


Figura 4.17 - Banda passante do Add/Drop.

A Figura 4.18 representa o espectro óptico capturado por um analisador de espectro na saída do Add/Drop no ponto C demarcado no *setup* do sistema de interrogação ilustrado na Figura 4.1. Ao utilizar esse filtro o pico do espectro, que corresponde ao sinal demodulado, tem o valor de sua amplitude mantida, enquanto as regiões do espectro afastadas do pico são atenuadas.

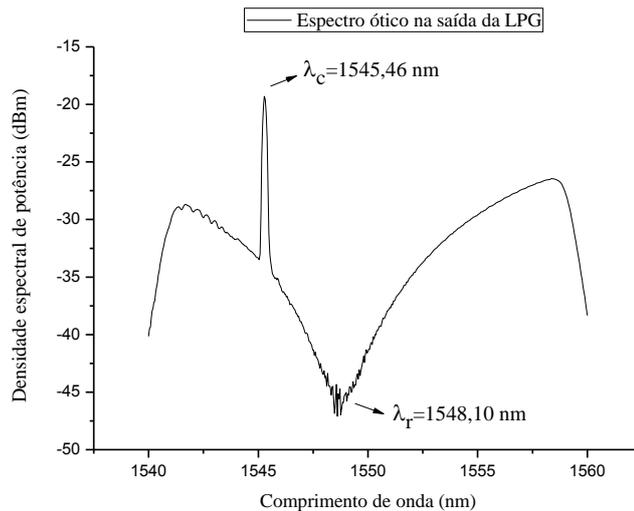


Figura 4.18 - Espectro óptico capturado na saída do Add/Drop.

4.2.7 Fotodetector

O fotodetector é um transdutor ótico que recebe na sua entrada uma radiação ótica e na saída entrega um sinal elétrico em resposta da radiação ótica incidente. Neste trabalho foi utilizado o modelo *InGaAs PDA10CS* da *THORLABS* que opera em 700 nm a 1800 nm. Além disso, este fotodetector possui a opção de ajuste de ganho que pode variar de 0 dB até 70 dB. Todas as medidas apresentadas neste trabalho foram feitas com um ganho ajustado de 20 dB no fotodetector.



Figura 4.19 - Fotodetector InGaAs PDA10CS.

4.2.8 Placa de Aquisição

A placa de aquisição tem a função de transformar um sinal analógico para o domínio digital para que o mesmo possa ser analisado e tratado em um computador digital. A Figura 4.20 mostra uma placa de aquisição modelo *NI USB -6210* da *National Instruments* com 250 kS/s de taxa de amostragem, suficiente para amostrar os 1850 Hz do sinal demodulado. Dessa forma, o sinal demodulado pode ser transmitido para uma rotina executada em um computador.



Figura 4.20 - Placa de aquisição da *National Instruments* modelo *NI USB – 6210*.

4.2.9 Programa Labview para análises espectrais elétricas e medição dos harmônicos.

Para facilitar as análises espectrais elétricas do sinal na saída do sistema de interrogação e a consequente leitura das amplitudes dos três primeiros harmônicos, uma rotina em Labview foi criada. Esta rotina ilustrada na Figura 4.21 e descrita no Apêndice A, tem como finalidade fazer a FFT (*Fast Fourier Transform – Transformada Rápida de Fourier*) do sinal digital na saída da placa de aquisição e, ao mesmo tempo, medir as amplitudes dos três primeiros harmônicos. O programa também calcula a relação entre o primeiro e segundo harmônico ($H_1 - H_2$) e o primeiro e terceiro harmônico ($H_1 - H_3$) ambos em escala logarítmica (dB).

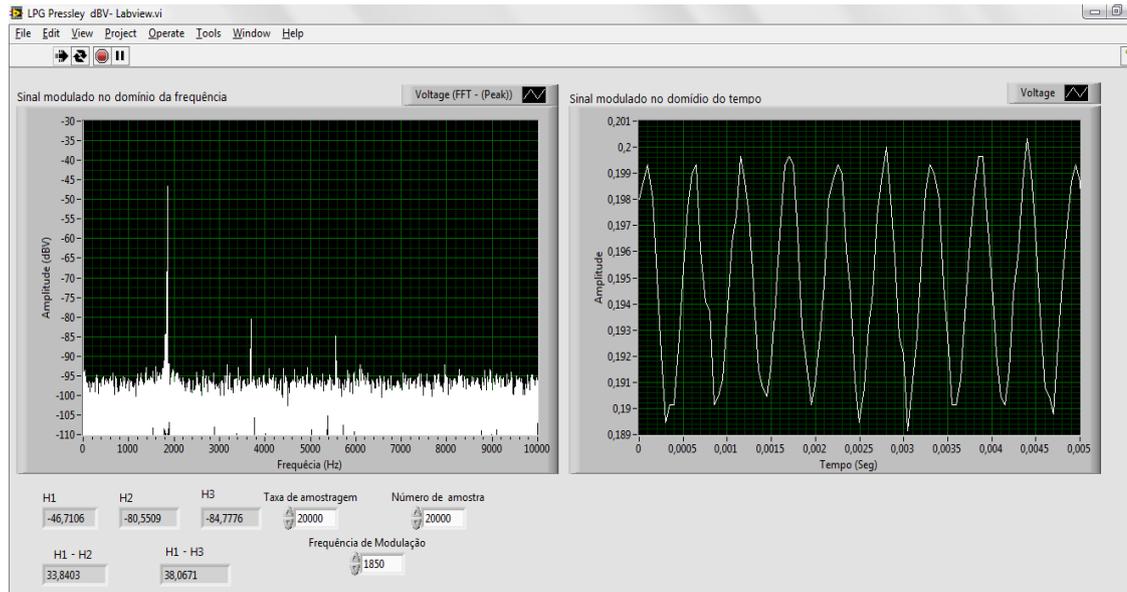


Figura 4.21 - Interface gráfica do programa em Labview para análises espectrais elétrica e sinal na saída do sistema de interrogação.

Na interface observam-se os parâmetros H_1 , H_2 e H_3 que são as amplitudes do primeiro harmônico, segundo harmônico e terceiro harmônico, respectivamente, em dBV. As diferenças $H_1 - H_2$ e $H_1 - H_3$ são as relações em dB do primeiro com o segundo harmônico e do primeiro com terceiro harmônico, respectivamente. Deste modo, foi possível medir em tempo real as amplitudes dos harmônicos, bem como as suas diferenças em dB. Mais detalhes desta rotina Labview encontra-se no Apêndice A.

4.3 Setup experimental para teste de resposta da LPG ao índice de refração

Para compreensão do *setup* experimental completo de todo o sistema de interrogação, é necessário averiguar o funcionamento de cada uma das partes do sistema de interrogação. Tendo isso em mente, da mesma forma que foi averiguada a modulação da FBG na seção 4.2.4, nesta seção é analisado como a banda de atenuação da LPG se comporta quando exposta em ambientes com diferentes índices de refração, que, por consequência, deslocam o seu comprimento de onda de ressonância para maiores ou menores comprimentos de onda dependendo do valor de índice de refração ao qual a LPG se encontra exposta.

4.3.1 Soluções para teste de medida de índice de refração

Para testes de medidas de índice de refração foram utilizadas soluções compostas por diferentes percentagens de etileno glicol misturadas em água destilada. Munidos de oito recipientes com capacidade de 120 ml, misturou-se diferentes concentrações de etileno glicol em água destilada, alcançando assim soluções com índice de refração que variam de 1,333 a 1,429, que correspondem ao índice de refração da água destilada e etileno glicol, respectivamente, conforme mostrado na Figura 4.22 e Tabela 4.2.



Figura 4.22 – Recipientes com diferentes concentrações de etileno glicol em água destilada. Índices de refração variando de 1,333 a 1,429.

Após efetuar as misturas, um refratômetro de Abbe foi utilizado para medir o índice de refração de cada uma das concentrações de etileno glicol em água destilada, inclusive da já então conhecida água destilada pura e do etileno glicol puro.

Tabela 4.2 – Diferentes concentrações de etileno glicol em água destilada e seus respectivos índices de refração.

| Soluções | Água Destilada (ml) | Etileno Glicol (ml) | Etileno Glicol em Água Destilada (%) | Índice de refração medido no Refratômetro de Abbe |
|---------------------|---------------------|---------------------|--------------------------------------|---|
| Água Destilada Pura | -- | -- | 0 | 1.333 |
| Solução 1 | 90 | 30 | 25 | 1.359 |
| Solução 2 | 60 | 60 | 50 | 1.384 |
| Solução 3 | 48 | 72 | 60 | 1.394 |
| Solução 4 | 40 | 80 | 66.66 | 1.400 |
| Solução 5 | 34 | 85 | 71.4 | 1.405 |
| Solução 6 | 24 | 96 | 80 | 1.414 |
| Etileno Glicol Puro | -- | -- | 100 | 1.429 |

4.3.2 Resposta da LPG para cada uma das concentrações de etileno glicol diluído em água destilada.

Um *setup* experimental para testar a sensibilidade da LPG ao índice de refração quando submersa numa determinada solução foi montado. Este *setup* consiste em uma Fonte de ASE para iluminar a LPG, um recipiente para comportar a solução testada através da qual a LPG deva estar completamente submersa e, por fim, um analisador de espectro ótico para análise ótica do espectro de transmissão da LPG. Basicamente, o *setup* usado se assemelha ao usado por EIRA [1] e POSSETTI [2] para testes de sensibilidade da LPG relativamente ao índice de refração, como mostra a Figura 4.23.

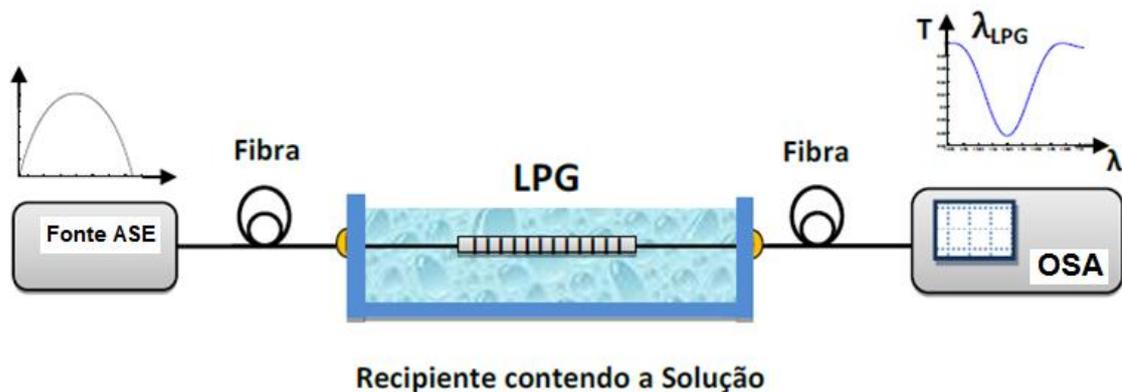


Figura 4.23 – *Setup* experimental utilizada por EIRA [1] e POSSETTI [2] para determinar as mudanças espectrais na banda de atenuação do espectro ótico de transmissão de uma LPG quando submetida a mudanças de índice de refração do meio externo.

Um *setup* experimental com pequenas mudanças e adaptações foram utilizados neste trabalho para testar a sensibilidade da LPG como mostrado na Figura 4.24.

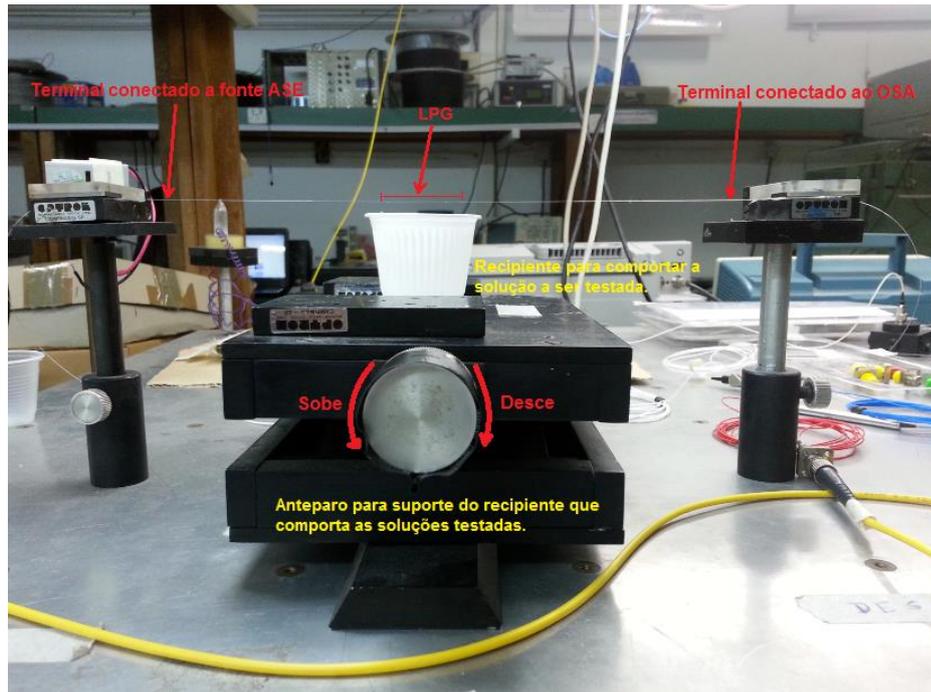


Figura 4.24 - Setup experimental para teste de soluções de misturas de etileno glicol em água destilada.

Para submergir a LPG completamente na solução que se deseja testar, basta subir o anteparo de suporte até que a fibra encoste-se à borda do recipiente e, em seguida, encher cuidadosamente o recipiente com a solução que se deseja testar como ilustrado nas Figuras 4.25 e 4.26.

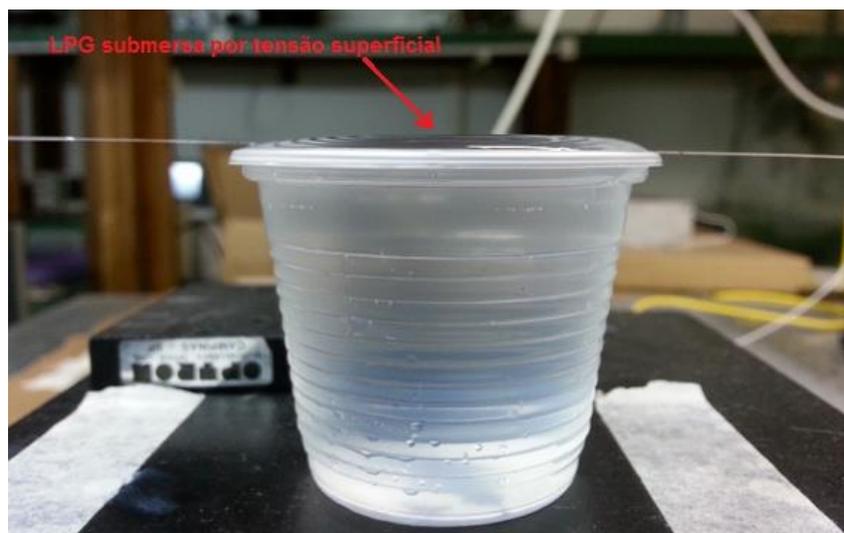


Figura 4.25 – LPG submersa por tensão superficial de uma solução composta por água destilada com etileno glicol.

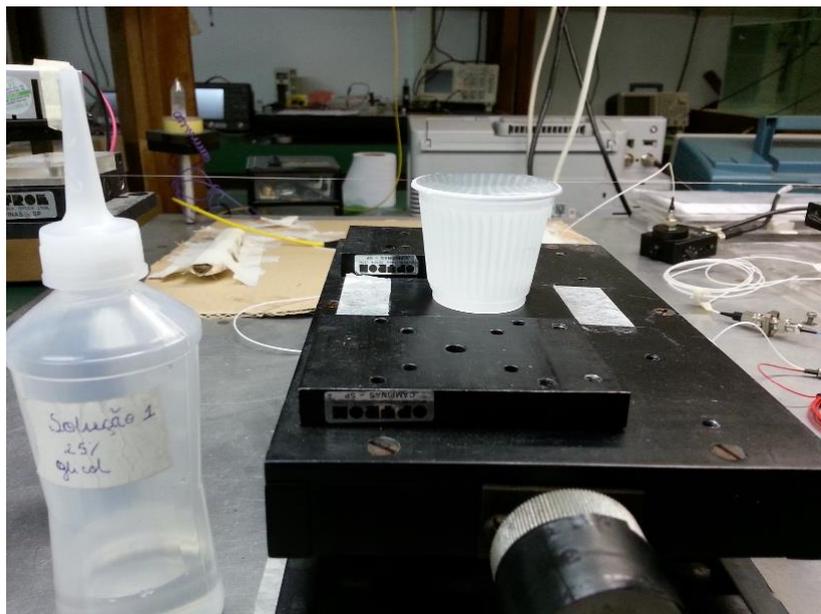


Figura 4.26 – LPG submersa por tensão superficial em uma solução de água destilada com 25% de etileno glicol.

Trata-se de um método simples e prático que torna possível testar várias soluções seguidas com mínimo risco de alteração dos parâmetros extrínsecos da LPG como, por exemplo, a tensão axial e a curvatura, os quais interferem nos resultados das medições. Desta forma, testou-se a resposta da LPG para todas as oito concentrações de etileno glicol em água destilada, inclusive quando exposta ao ar conforme mostra a Figura 4.27.

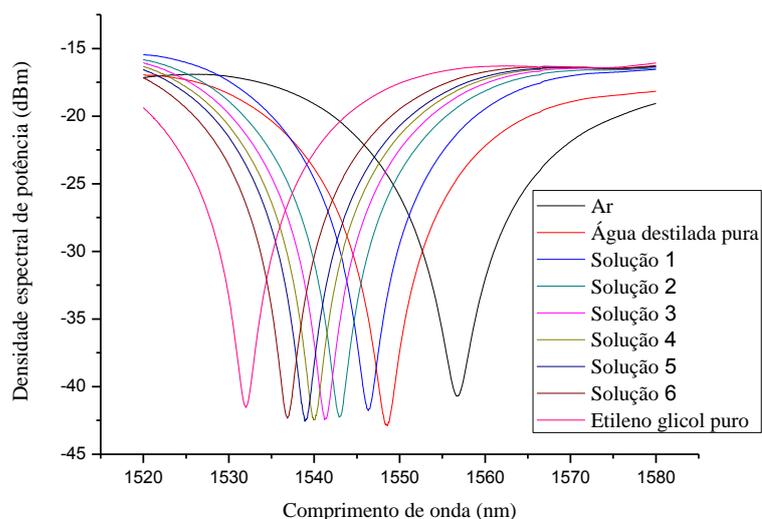


Figura 4.27 - Espectro de transmissão da banda de atenuação de uma LPG quando submersa em diferentes concentrações de etileno glicol em água destilada.

A Tabela 4.3 mostra o comprimento de onda de ressonância da LPG para cada uma das concentrações de etileno glicol em água destilada obtidas a partir da Figura 4.27.

Tabela 4.3 – Diferentes concentrações de etileno glicol em água destilada com os respectivos comprimentos de onda de ressonância da LPG.

| Soluções | Água Destilada (ml) | Etileno Glicol (ml) | Etileno Glicol em Água Destilada (%) | Índice de refração medido no Refratômetro de Abbe | Comprimento de Onda de Ressonância medido no OSA |
|---------------------|---------------------|---------------------|--------------------------------------|---|--|
| Ar | -- | -- | -- | ≈1 | 1556,3 |
| Água Destilada Pura | -- | -- | 0 | 1.333 | 1548,1 |
| Solução 1 | 90 | 30 | 25 | 1.359 | 1545,8 |
| Solução 2 | 60 | 60 | 50 | 1.384 | 1542,2 |
| Solução 3 | 48 | 72 | 60 | 1.394 | 1540,6 |
| Solução 4 | 40 | 80 | 66.66 | 1.400 | 1539,3 |
| Solução 5 | 34 | 85 | 71.4 | 1.405 | 1538,2 |
| Solução 6 | 24 | 96 | 80 | 1.414 | 1536,1 |
| Etileno Glicol Puro | -- | -- | 100 | 1.429 | 1531,5 |

De acordo com a Tabela 4.3, percebe-se que o comprimento de onda de ressonância da LPG se desloca para menores comprimentos de onda à medida que o índice de refração aumenta. Assim, foi obtida uma variação de 16,8 nm em um intervalo de 0,096 unidades de índice de refração, ou seja, uma sensibilidade de $5,71 \cdot 10^{-3}$ unidades de índice de refração por manômetro deslocado.

No entanto, se for colocado um analisador de espectro ótico na saída da LPG, no ponto B do *setup* experimental ilustrado na Figura 4.1, não se vê apenas o espectro da LPG conforme mostra a Figura 4.27. Ao invés disso, vê-se o espectro da banda de atenuação do espectro de transmissão de LPG com um pico em 1545,46 nm que representa o espectro de reflexão da FBG modulada, o qual é demodulado pela LPG.

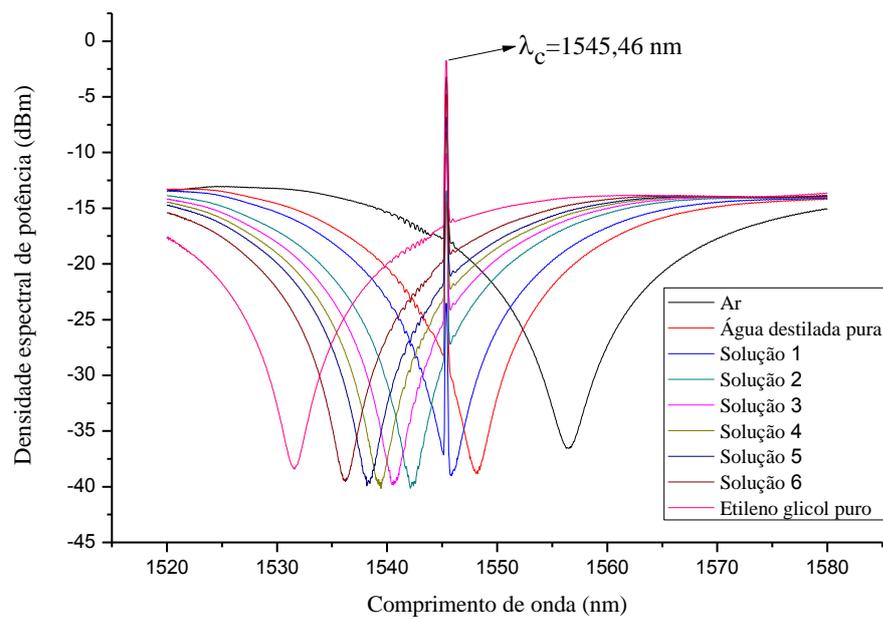


Figura 4.28 – Diferentes espectros óticos na saída da LPG do *setup* experimental.

À medida que se varia o índice de refração do ambiente ao qual LPG se encontra exposta, seu comprimento de onda de ressonância varia. Ou melhor, diminui conforme aumenta o índice de refração e vice-versa, enquanto o comprimento de onda de reflexão da FBG se mantém fixa, como mostra a Figura 4.28. Entretanto, a variação da amplitude do pico é diferente, pois, em cada caso, o comprimento de onda de ressonância da FBG se encontra em uma posição diferente da curva do espectro de transmissão da LPG.

4.4 Rotina em Labview para simular o sistema de interrogação

Além da rotina Labview anunciada na seção 4.2.9 que faz as análises espectrais elétricas das componentes harmônicas do sinal recebido, outra rotina em Labview foi desenvolvida com base nas equações matemáticas desenvolvidas no Capítulo 3. Esta nova rotina, lustrada na Figura 4.29, simula todo o sistema de interrogação com vista em obter os valores teóricos para posteriormente serem confrontados com os obtidos nos experimentos. Neste rotina, o usuário tem o total domínio do sistema, podendo alterar qualquer variável para valores que assim o desejar, além de permitir averiguar possíveis erros de medidas. Mais informações sobre esta rotina de simulação em Labview encontra-se disponível no Apêndice B.



Figura 4.29 - Programa Labview para simulação do sistema de interrogação.

Referências Bibliográficas

- [1] EIRA, C. J. **“Estruturas censorsas em Fibra Óptica para Monitorização Ambiental Baseadas em Grades de Período Longo”**, Dissertação submetida para a obtenção do grau de Mestre, Departamento de Física Faculdade de Ciências da Universidade do Porto, 2007.
- [2] POSSETTI, G. **“Sensor inteligente à fibra óptica para análise da qualidade da gasolina brasileira.”**Dissertação de Mestrado, UTFPR, 2009.

CAPÍTULO 5

RESULTADOS E DISCUSSÕES

Neste capítulo são apresentados os resultados obtidos nos experimentos realizados em laboratório. Em seguida, os resultados obtidos de simulações com base nas análises matemáticas previamente descritas no Capítulo 3, são confrontados com os resultados experimentais obtidos. É também demonstrada como a presença de uma distorção no segundo harmônico influencia o comportamento da relação entre o primeiro e o segundo harmônico ($H_1 - H_2$) do sinal elétrico demodulado. Todos os gráficos deste capítulo foram realizados a partir da rotina Matlab disponível no Apêndice C.

5.1 Medidas experimentais e análise dos resultados

Excitando o modulador com um sinal modulante na frequência de ressonância de 1850 Hz, com $4 V_{pp}$, conseguiu-se modular a FBG com um $A_m = 0,44$ nm como ilustrado na Tabela 4.1 da seção 4.2.4. Com o auxílio da rotina executada em Labview, apresentada na seção 4.2.9, para efetuar as análises espectrais elétricas do sinal obtido experimentalmente, chegou-se aos valores da Tabela 5.1. Os valores da porcentagem de etileno glicol e de λ_r foram apresentados na Tabela 4.3.

Tabela 5.1 – Resultados de medidas experimentais realizadas no laboratório com $A_m = 0,44$ nm.

| Frequência do sinal modulado – 1850 Hz | | $\lambda_c = 1545,46$ nm | | $a = 0,0041\text{nm}^2$ | | | $A_m = 0,44$ nm | |
|--|-----------------------------------|--------------------------|-------------------------------------|-------------------------|-------------|-------------|------------------|------------------|
| Ambiente | Porcentagem de etileno glicol (%) | λ_r (nm) | $diff = \lambda_r - \lambda_c$ (nm) | H_1 (dBV) | H_2 (dBV) | H_3 (dBV) | $H_1 - H_2$ (dB) | $H_1 - H_3$ (dB) |
| Ar | -- | 1556,3 | 10,9 | -45,69 | -63,88 | -69,46 | 18,18 | 23,76 |
| H2O Puro | 0 | 1548,1 | 2,7 | -54,74 | -75,45 | -76,39 | 20,70 | 21,64 |
| Solução 1 | 25 | 1545,8 | 0,4 | -73,71 | -89,22 | -89,23 | 15,51 | 21,22 |
| Solução 2 | 50 | 1542,2 | -3,2 | -53,49 | -70,30 | -74,87 | 16,81 | 21,38 |
| Solução 3 | 60 | 1540,6 | -4,8 | -50,63 | -68,31 | -71,70 | 17,67 | 21,07 |
| Solução 4 | 66,66 | 1539,3 | -6,1 | -48,65 | -66,82 | -69,25 | 18,17 | 20,59 |
| Solução 5 | 71,4 | 1538,2 | -7,2 | -47,63 | -66,18 | -67,87 | 18,54 | 20,23 |
| Solução 6 | 80 | 1536,1 | -9,3 | -46,43 | -65,50 | -66,53 | 19,07 | 20,09 |
| Etileno Glicol Puro | 100 | 1531,5 | -13,9 | -45,76 | -65,58 | -65,36 | 19,82 | 19,60 |

A Tabela 5.1 mostra as variações das amplitudes dos três primeiros harmônicos e da relação entre os harmônicos quando a função de transferência, ou seja, a banda de atenuação do espectro de transmissão da LPG sofre deslocamentos por conta da exposição em ambientes com diferentes índices de refração, como mostrado na seção 4.3.2 do Capítulo 4. A variação destes harmônicos é fortemente dependente da característica da curva da banda de atenuação do espectro de transmissão da LPG, onde o sinal da FBG está sendo demodulado pela LPG. Análises comparativas dos dados da Tabela 5.1 com as equações matemáticas desenvolvidas no Capítulo 3 podem elucidar o funcionamento da técnica comprovando que os dados experimentais estão condizentes com os obtidos na formulação matemática. Para tal, foram feitas simulações com os parâmetros da Tabela 5.1 para A_m , λ_c , frequência de modulação, além de uma curva de ajuste gaussiano com as mesmas características da banda de atenuação do espectro de transmissão de LPG.

5.1.1 Comportamento do primeiro harmônico experimental e teórico

A Tabela 5.2 mostra os dados experimentais e teóricos referentes ao primeiro harmônico, obtidos durante os testes experimentais e simulações, ambos com os mesmos parâmetros de entrada.

Tabela 5.2 - Tabela de dados experimentais e teóricos referentes ao primeiro harmônico.

| Frequência 1850 Hz | | $\lambda_r = 1545,46$ nm | $a = 0,0041\text{nm}^2$ | $A_m = 0,44$ nm | |
|---------------------|-----------------------------------|-----------------------------|------------------------------------|--------------------------|---------------------|
| Ambiente | Porcentagem de etileno glicol (%) | λ_r (nm) | $dif = \lambda_r - \lambda_c$ (nm) | H_1 Experimental (dBV) | H_1 Teórico (dBV) |
| Ar | -- | 1556,3 | 10,9 | -45,69 | -36,39 |
| H2O Puro | 0 | 1548,1 | 2,7 | -54,74 | -44,55 |
| Solução 1 | 25 | 1545,8 | 0,4 | -73,71 | -61,38 |
| Solução 2 | 50 | 1542,2 | -3,2 | -53,49 | -43,04 |
| Solução 3 | 60 | 1540,6 | -4,8 | -50,63 | -40,01 |
| Solução 4 | 66,66 | 1539,3 | -6,1 | -48,65 | -38,45 |
| Solução 5 | 71,4 | 1538,2 | -7,2 | -47,63 | -37,55 |
| Solução 6 | 80 | 1536,1 | -9,3 | -46,43 | -36,59 |
| Etileno Glicol Puro | 100 | 1531,5 | -13,9 | -45,76 | -36,98 |

Através da Tabela 5.2, observa-se que os valores do primeiro harmônico experimental e teórico possuem o mesmo comportamento, ou seja, para valores positivos de dif tendendo a zero, a magnitude do primeiro harmônico decresce atingindo o valor mínimo em $dif = 0,4$ nm, neste caso, atingindo o valor de -73,71dB e -61,38 dB para o caso experimental e teórico, respectivamente. Para valores de dif inferiores a 0,4 nm, os valores de H_1 voltam a crescer como mostram os dados da Tabela 5.2. Além disso, percebe-se uma diferença de aproximadamente 10 dB entre os dados experimentais e teóricos. Essa diferença fica mais nítida nos gráficos das medidas experimentais e teóricas e, inclusive, na curva teórica quando se considera uma amplitude de modulação $A_m = 0,44$ nm, como mostra a Figura 5.1.

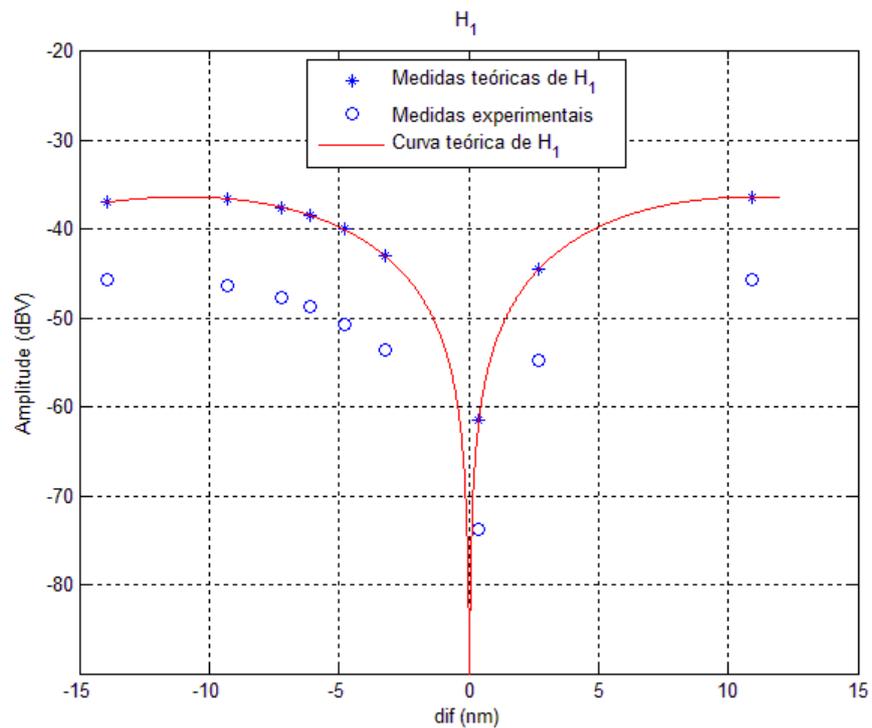


Figura 5.1 – Gráfico do comportamento do primeiro harmônico teórico e experimental.

Essa diferença de aproximadamente 10 dB a mais para as medidas teóricas em relação às medidas experimentais é consequência de o modelo matemático não considerar as atenuações de percurso, além de ganhos e perdas intrínsecas dos equipamentos que compõem o sistema de interrogação. Admitindo isso, subtraiu-se 10 dB dos resultados dos dados teóricos de forma a obter os valores de H_1 teórico mais condizentes com as medidas experimentais. Obteve-se então os novos valores de H_1 ilustrados na Tabela 5.3.

Tabela 5.3 - Tabela referente ao primeiro harmônico de dados experimentais e de simulação subtraídos 10 dB.

| Frequência 1850 Hz | | $\lambda_r = 1545,46 \text{ nm}$ | $a = 0,0041 \text{ nm}^2$ | $A_m = 0,44 \text{ nm}$ | |
|---------------------|-----------------------------------|----------------------------------|--|----------------------------------|-------------------------------------|
| Ambiente | Porcentagem de etileno glicol (%) | $\lambda_r \text{ (nm)}$ | $dif = \lambda_r - \lambda_c \text{ (nm)}$ | $H_1 \text{ Experimental (dBV)}$ | $H_1 - 10 \text{ dB Teórico (dBV)}$ |
| Ar | -- | 1556,3 | 10,9 | -45,69 | -46,39 |
| H2O Puro | 0 | 1548,1 | 2,7 | -54,74 | -54,55 |
| Solução 1 | 25 | 1545,8 | 0,4 | -73,71 | -74,38 |
| Solução 2 | 50 | 1542,2 | -3,2 | -53,49 | -53,04 |
| Solução 3 | 60 | 1540,6 | -4,8 | -50,63 | -50,01 |
| Solução 4 | 66,66 | 1539,3 | -6,1 | -48,65 | -48,45 |
| Solução 5 | 71,4 | 1538,2 | -7,2 | -47,63 | -47,55 |
| Solução 6 | 80 | 1536,1 | -9,3 | -46,43 | -46,59 |
| Etileno Glicol Puro | 100 | 1531,5 | -13,9 | -45,76 | -46,98 |

Subtraídos os 10 dB das medidas de teóricas de H_1 , percebe-se pela Tabela 5.3 uma maior acurácia dos resultados experimentais e teóricos relativamente ao comportamento do primeiro harmônico, pelo que pode ser melhor percebido através da Figura 5.2.

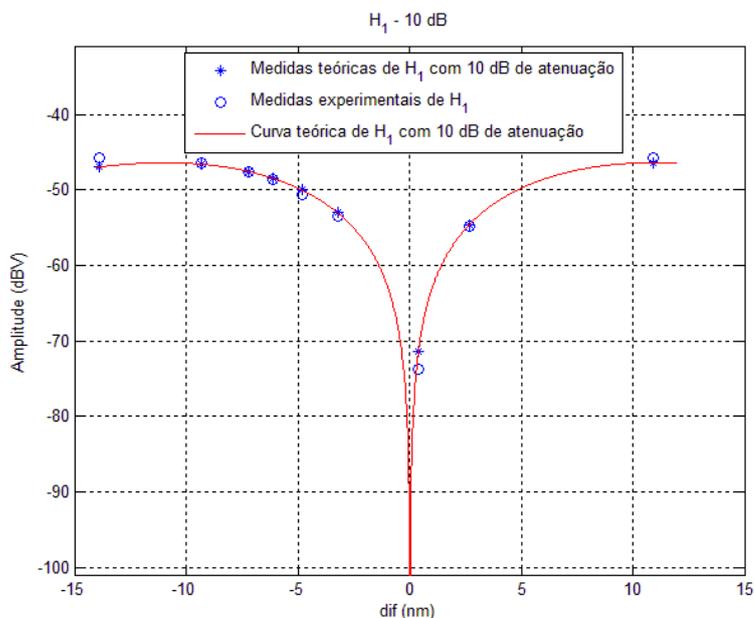


Figura 5.2 - Gráfico do comportamento do primeiro harmônico experimental e teórico com 10 dB de atenuação.

5.1.2 Comportamento do segundo harmônico experimental e teórico

A Tabela 5.4 mostra os dados experimentais e teóricos referentes ao segundo harmônico obtido nos testes experimentais e teóricos, ambos com os mesmos parâmetros de entrada.

Tabela 5.4 - Tabela de dados experimentais e teóricos referente ao segundo harmônico.

| Frequência 1850 Hz | | $\lambda_r =$ 1545,46 nm | a = 0,0041nm ² | $A_m=0,44$ nm | 0% de distorção |
|------------------------|--------------------------------------|-----------------------------|---------------------------------------|-----------------------------|------------------------|
| Ambiente | Porcentagem de etileno glicol (%) | λ_r (nm) | $dif = \lambda_r - \lambda_c$ (nm) | H_2 Experimental (dBV) | H_2 Teórico (dBV) |
| Ar | -- | 1556,3 | 10,9 | -63,881 | -117,60 |
| H2O Puro | 0 | 1548,1 | 2,7 | -75,455 | -72,81 |
| Solução 1 | 25 | 1545,8 | 0,4 | -89,229 | -72,02 |
| Solução 2 | 50 | 1542,2 | -3,2 | -70,303 | -73,15 |
| Solução 3 | 60 | 1540,6 | -4,8 | -68,312 | -74,69 |
| Solução 4 | 66,66 | 1539,3 | -6,1 | -66,827 | -76,58 |
| Solução 5 | 71,4 | 1538,2 | -7,2 | -66,180 | -78,8 |
| Solução 6 | 80 | 1536,1 | -9,3 | -65,507 | -86,25 |
| Etileno Glicol Puro | 100 | 1531,5 | -13,9 | -65,586 | -83,27 |

De acordo com a Tabela 5.4, percebe-se que o comportamento do segundo harmônico obtido na simulação não está condizente com o comportamento obtido experimentalmente. O gráfico da Figura 5.3 mostra esta diferença nitidamente.

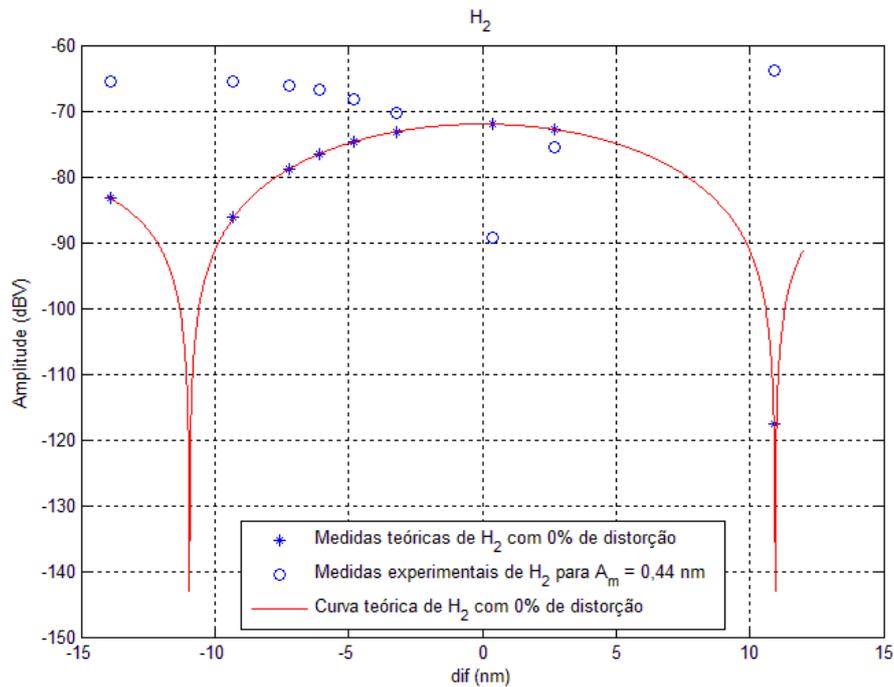


Figura 5.3 - Gráfico do comportamento do segundo harmônico experimental e teórico com 0% de distorção no segundo harmônico.

As diferenças de comportamento entre as medidas experimentais e teóricas apresentadas na Figura 5.3 comprovam que o modelo matemático que não considera a distorção harmônica no segundo harmônico não é suficiente para modelar o comportamento real do segundo harmônico obtido experimentalmente. Nesse aspecto, pode-se concluir que existe a presença de uma distorção no segundo harmônico que altera significativamente o comportamento do segundo harmônico. Essa distorção pode advir de uma série de fatores. Um deles pode advir do próprio gerador de sinais exibir uma forma de onda com distorção harmônica, ou seja, pode não ser uma senoide pura. O outro fator pode advir de uma não linearidade exibida pelo modulador, que, ao tentar modular a FBG esticando-a e relaxando-a, esta tende a oferecer uma resistência maior conforme a amplitude do sinal do gerador aumenta. Isto culmina numa não linearidade no modulador que introduz componentes harmônicas ao sinal da FBG modulada e, conseqüentemente, ao sinal demodulado. Além disso, a própria interação do modulador com a superfície onde se encontra apoiado pode culminar em distorções devido às vibrações. Por esta razão, como devidamente mostrado na Figura 4.7, o modulador foi disposto sob uma camada de algodão para minimizar a sua

interação com a superfície rígida onde se encontra apoiado. O modelo matemático que considera a presença dessa distorção foi descrito na seção 3.8.

A Figura 5.4 apresenta a curva teórica na cor vermelha, resultante do modelo matemático considerando os parâmetros: $A_m = 0,44$ nm e $a = 0,0041$ nm⁻², além da presença de uma distorção de x% do valor de A_m no segundo harmônico. A partir de simulações com diferentes percentuais de distorção, o valor 11,8% foi o que garantiu o comportamento mais próximo entre os dados teóricos e experimentais, também mostrado na Figura 5.4.

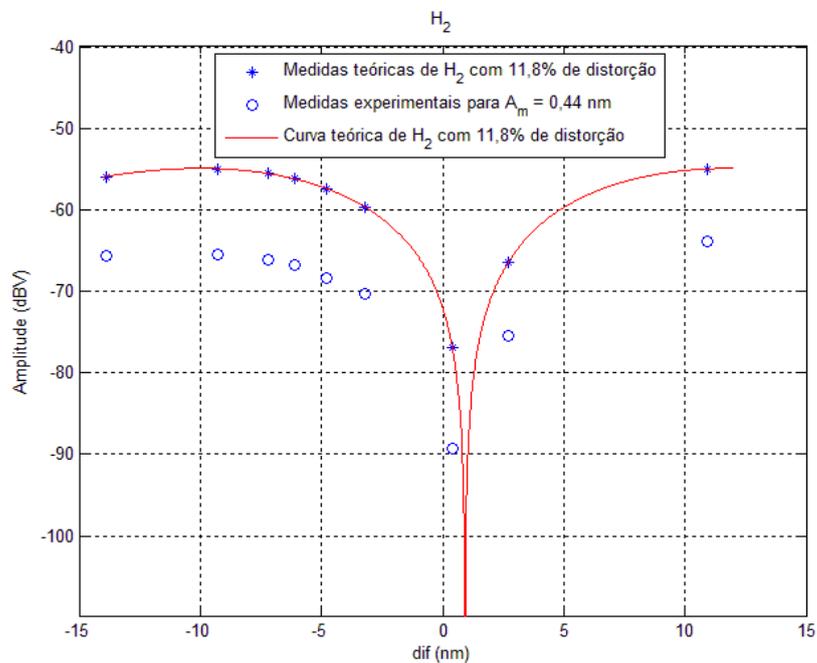


Figura 5.4 - Gráfico do comportamento do segundo harmônico experimental e teórico com 11,8% de distorção.

Novamente, tal como no primeiro harmônico, há uma diferença de cerca de 10 dB para os dados teóricos como mostrado na Figura 5.4. Isso permitiu encontrar valores de H_2 teóricos mais próximos com os obtidos nos testes experimentais. A Tabela 5.5 mostra os novos valores de H_2 obtidos quando se atenua 10 dB de todas as medidas teóricas originalmente encontrados na simulação.

Tabela 5.5 - Tabela de dados experimentais e teóricos referente ao segundo harmônico com 11,8% de distorção considerando uma atenuação de 10 dB nas medidas teóricas.

| Frequência 1850 Hz | | $\lambda_r =$ 1545,46 nm | a = 0,0041nm ² | $A_m=0,44$ nm | 11.8% de distorção |
|------------------------|--------------------------------------|-----------------------------|---------------------------------------|-----------------------------|--------------------------------|
| Ambiente | Porcentagem de etileno glicol (%) | λ_r (nm) | $dif = \lambda_r - \lambda_c$ (nm) | H_2 Experimental (dBV) | $H_2 - 10$ dB Teórico (dBV) |
| Ar | -- | 1556,3 | 10,9 | -63,88 | -64,96 |
| H2O Puro | 0 | 1548,1 | 2,7 | -75,45 | -76,45 |
| Solução 1 | 25 | 1545,8 | 0,4 | -89,22 | -86,89 |
| Solução 2 | 50 | 1542,2 | -3,2 | -70,30 | -69,62 |
| Solução 3 | 60 | 1540,6 | -4,8 | -68,31 | -67,35 |
| Solução 4 | 66,66 | 1539,3 | -6,1 | -66,82 | -66,17 |
| Solução 5 | 71,4 | 1538,2 | -7,2 | -66,18 | -65,52 |
| Solução 6 | 80 | 1536,1 | -9,3 | -65,50 | -64,93 |
| Etileno Glicol Puro | 100 | 1531,5 | -13,9 | -65,58 | -65,9 |

Considerado a atenuação de 10 dB nos valores de H_2 teórico, obteve-se resultados mais condizentes com os experimentais quer em magnitude, quer em comportamento, como mostra a Figura 5.5.

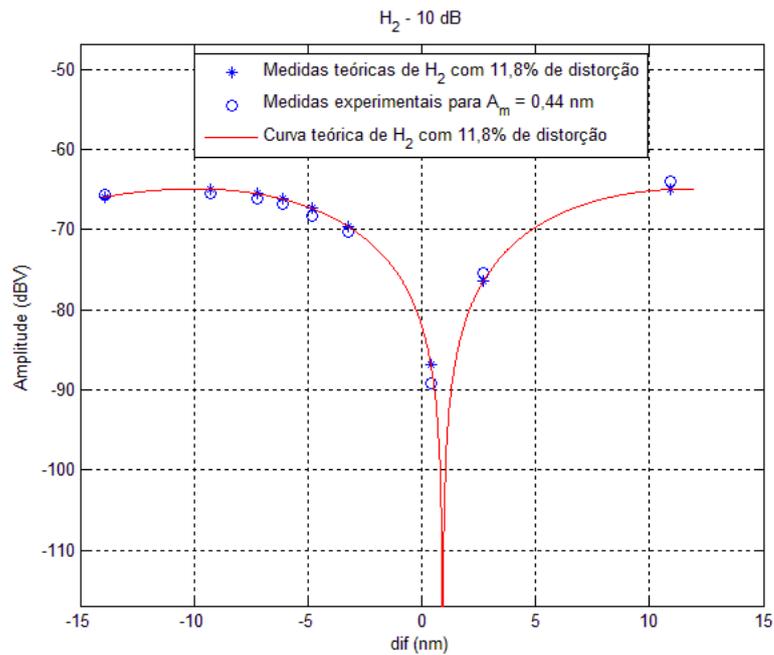


Figura 5.5 - Gráfico do comportamento do segundo harmônico experimental e teórico com 11,8% de distorção considerando uma atenuação de 10 dB.

5.1.3 Relação entre a primeira e a segunda componente harmônica.

Nesta seção é analisado o comportamento da relação $H_1 - H_2$ na ausência e presença de uma distorção harmônica no segundo harmônico, devido aos efeitos não lineares do modulador ou do próprio sinal modulante. A Tabela 5.6 mostra os dados experimentais e teóricos obtidos. Neste primeiro caso não se considerou a presença de uma distorção no segundo harmônico para as medidas teóricas.

Tabela 5.6 - Tabela comparativa referente à relação $H_1 - H_2$ para dados experimentais e teóricos sem distorção harmônica.

| Frequência – 1850 Hz | | $\lambda_r =$ 1545,46 nm | $a =$ 0,0041nm ² | $A_m = 0,44$ nm | 0% de distorção |
|------------------------|--------------------------------------|-----------------------------|---------------------------------------|----------------------------------|-----------------------------|
| Ambiente | Porcentagem de etileno glicol (%) | λ_r (nm) | $dif = \lambda_r - \lambda_c$ (nm) | $H_1 - H_2$ Experimental (dB) | $H_1 - H_2$ Teórico (dB) |
| Ar | -- | 1556,3 | 10,9 | 18,18 | 81,18 |
| H2O Puro | 0 | 1548,1 | 2,7 | 20,70 | 28,34 |
| Solução 1 | 25 | 1545,8 | 0,4 | 15,51 | 11,22 |
| Solução 2 | 50 | 1542,2 | -3,2 | 16,81 | 30,05 |
| Solução 3 | 60 | 1540,6 | -4,8 | 17,67 | 34,65 |
| Solução 4 | 66,66 | 1539,3 | -6,1 | 18,17 | 38,1 |
| Solução 5 | 71,4 | 1538,2 | -7,2 | 18,54 | 42,24 |
| Solução 6 | 80 | 1536,1 | -9,3 | 19,07 | 49,65 |
| Etileno Glicol Puro | 100 | 1531,5 | -13,9 | 19,82 | 46,29 |

Para as medidas de $H_1 - H_2$ experimentais, para valores de dif variando de -13,9 nm a 10,8 nm, os valores de $H_1 - H_2$ oscilaram de 15,51 dB a 20,7 dB. No entanto, para o caso de $H_1 - H_2$ teórico, as medidas encontradas oscilaram de 11,22 dB a 81,18 dB para o mesmo intervalo de variação de dif . Além da disparidade dos valores, o comportamento de $H_1 - H_2$ teórico em nada se assemelha com o obtido experimentalmente. A Figura 5.6 mostra o comportamento teórico de $H_1 - H_2$ na ausência de uma distorção no segundo harmônico em comparação com as medidas experimentais obtidas.

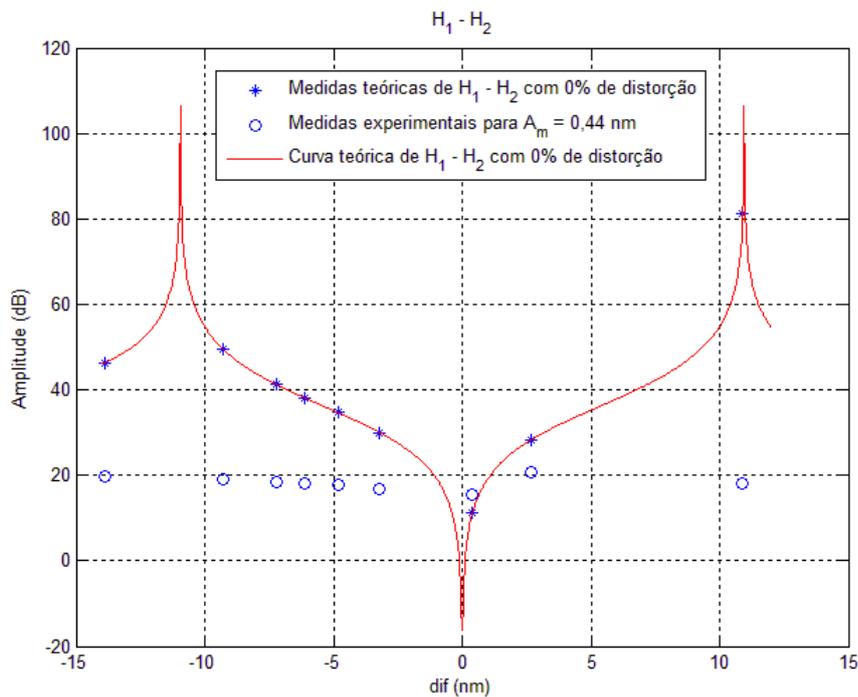


Figura 5.6 – Medidas experimentais e o comportamento da relação $H_1 - H_2$ teórico na ausência de uma distorção no segundo harmônico.

Partido das medidas experimentais encontradas para as nove condições ambientes incluindo o ar, tentou-se ajustar os valores teóricos com os experimentais a partir da distorção, que é o único parâmetro do modelo teórico no qual se pôde mexer com total liberdade. Como mostrado na Figura 5.6, uma distorção de 0% produz resultados teóricos nada condizentes com os experimentais. Adotou-se como referência a medida experimental para $dif = 0,4$ nm tendo obtido uma relação de $H_1 - H_2$ de 15,51 dB experimentais conforme a Tabela 5.6. Na verdade, foi escolhido um valor de medida experimental mais próximo de $dif = 0$ nm, tendo em conta que o ajuste gaussiano desenvolvido no Capítulo 3 mostrou que comprimentos de onda próximos ao $dif = 0$ são os que melhor se ajustaram a curva de ajuste gaussiano. Dessa forma, como citado anteriormente, um percentual de 11,8% de distorção no segundo harmônico foi encontrado. A Tabela 5.7 mostra as novas medidas teóricas encontradas quando se considera uma distorção de 11,8% do valor de A_m no segundo harmônico.

Tabela 5.7 - Tabela comparativa referente à relação $H_1 - H_2$ para medidas experimentais e teóricas considerando 11,8 % de distorção no segundo harmônico.

| Frequência – 1850 Hz | | $\lambda_r =$ 1545,46 nm | a = 0,0041nm ² | $A_m = 0,44$ nm | 11,8% de distorção |
|------------------------|--------------------------------------|-----------------------------|---------------------------------------|----------------------------------|-----------------------------|
| Ambiente | Porcentagem de etileno glicol (%) | λ_r (nm) | $dif = \lambda_r - \lambda_c$ (nm) | $H_1 - H_2$ Experimental (DB) | $H_1 - H_2$ Teórico (dB) |
| Ar | -- | 1556,3 | 10,9 | 18,18 | 18,57 |
| H2O Puro | 0 | 1548,1 | 2,7 | 20,70 | 21,90 |
| Solução 1 | 25 | 1545,8 | 0,4 | 15,51 | 15,51 |
| Solução 2 | 50 | 1542,2 | -3,2 | 16,81 | 16,58 |
| Solução 3 | 60 | 1540,6 | -4,8 | 17,67 | 17,34 |
| Solução 4 | 66,66 | 1539,3 | -6,1 | 18,17 | 17,72 |
| Solução 5 | 71,4 | 1538,2 | -7,2 | 18,54 | 17,97 |
| Solução 6 | 80 | 1536,1 | -9,3 | 19,07 | 18,33 |
| Etileno Glicol Puro | 100 | 1531,5 | -13,9 | 19,82 | 18,92 |

Considerando uma distorção de 11,8% de A_m no segundo harmônico, uma máxima diferença de 1,2 dB para medidas teóricas e experimentais foi encontrado para $dif = 2,7$ nm. A Figura 5.7 demonstra a acurácia do modelo teórico com as medidas experimentais quando se leva em conta o percentual de 11,8% de distorção no segundo harmônico.

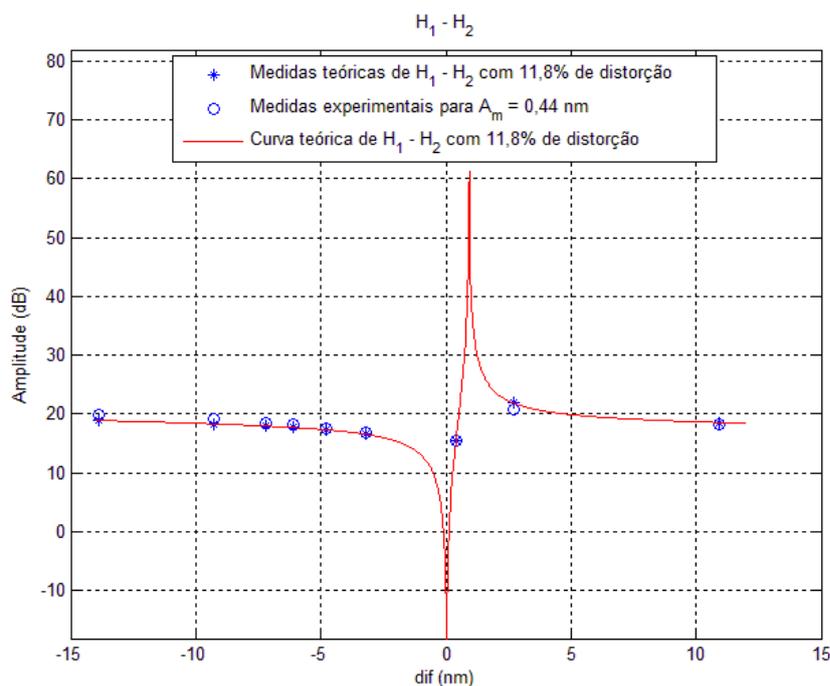


Figura 5.7 - Comportamento da relação $H_1 - H_2$ na presença de uma distorção de 11,8% no segundo harmônico e a respectiva curva teórica.

É importante frisar que diferente do que acontece nas medidas de H_1 e H_2 teóricos onde foram necessárias incluir uma atenuação de 10 dB de forma a encontrar medidas teóricas de H_1 e H_2 condizentes com as obtidas experimentalmente, na relação $H_1 - H_2$ isso não foi necessário. Tratando-se de uma técnica auto-referenciável, as medidas da relação $H_1 - H_2$ são independentes do nível de potência da fonte ASE, bem como dos ganhos e as perdas de percurso.

Da Figura 5.7 pode-se fazer inúmeras observações qualitativas e quantitativas. Na prática, as regiões de maior derivada da relação $H_1 - H_2$ significa uma maior sensibilidade da técnica de interrogação de LPG. Neste ponto de vista, de acordo com a curva teórica representada na Figura 5.7, isso pode ser conseguido para valores de dif próximo de zero, ou seja, para valores de λ_r próximos de λ_c , uma vez que este último é fixo. Nesta região, tem-se uma variação acentuada, o que permite obter uma grande diferença de valores de $H_1 - H_2$ para um mínimo de variação de λ_r , ou seja, de dif . No entanto, ela é igualmente mais sensível a variações de parâmetros externos indesejados, como a temperatura ambiente e a tensão axial sobre a LPG que, ainda que para variações muito pequenas, alteram o valor de λ_r e sua amplitude como visto na seção 2.5.1 e 2.5.2, provocando variações dinâmicas

significativas nas medidas da relação $H_1 - H_2$. Além disso, a própria distorção no segundo harmônico também pode provocar grandes variações dinâmicas nos valores exatos da relação $H_1 - H_2$, uma vez que essa distorção não é estática, afetando significativamente o valor real do segundo harmônico como visto na seção 3.8. Ainda de acordo com a Figura 5.7, para valores de dif distantes de zero, ou seja, para λ_r distantes de λ_c , obtém-se uma menor variação dinâmica de valores da relação $H_1 - H_2$, o que significa uma maior estabilidade, ao custo de uma menor sensibilidade, já que os valores de $H_1 - H_2$ variam pouco num largo intervalo de variação de dif . Nesta região de dif distantes de zero, os efeitos de temperatura e tensão axial sobre a LPG quase não afetam os valores de $H_1 - H_2$, uma vez que estes parâmetros apenas afetam o comprimento de onda de ressonância da LPG. Dessa forma, a maior responsável pela grande variação dinâmica dos valores da relação $H_1 - H_2$ para valores de dif distantes de zero é a distorção no segundo harmônico e não as variações de temperatura e tensão axial sobre a LPG que podem ocorrer durante os experimentos devido ao ambiente não ser de temperatura e tensão axiais controladas.

Suprimindo a curva teórica da Figura 5.7, as diferenças entre as medidas teóricas e experimentais ficam mais evidentes conforme mostra a Figura 5.8.

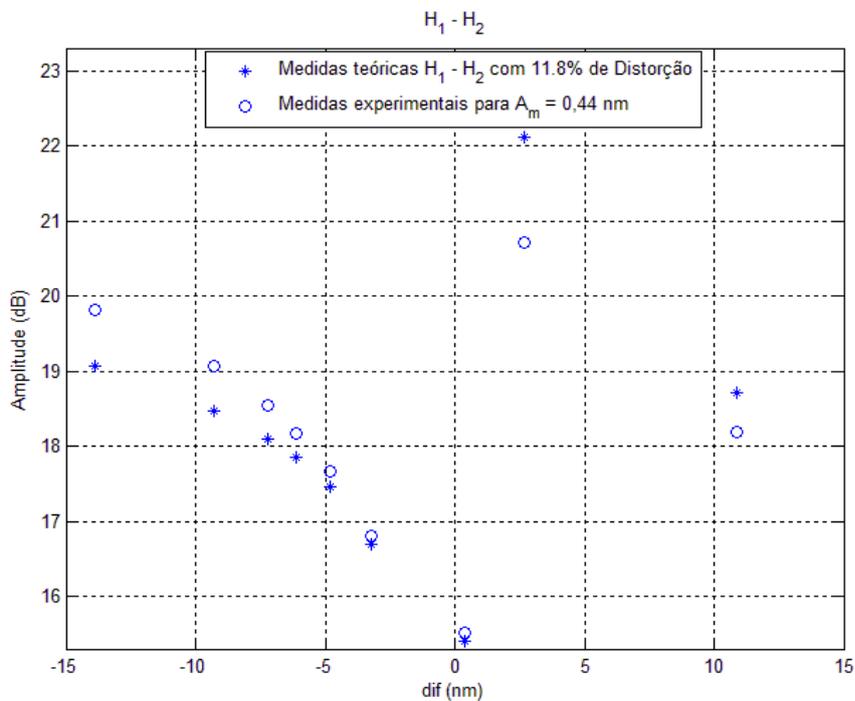


Figura 5.8 – Gráficos da relação $H_1 - H_2$ referente as medidas experimentais e teóricas com 11,8% de distorção.

Uma observação que se pode fazer da Figura 5.8, está no fato das medidas teóricas divergirem das experimentais conforme os valores de *dif* distanciam do zero. Isso pode ser justificado pelo fato de o ajuste gaussiano utilizado para representar a banda de atenuação da LPG estar melhor ajustado para os valores de *dif* próximos de zero, se distanciando da curva real conforme *dif* se distancia de zero. Existem duas possíveis soluções aqui para aumentar a precisão da técnica: ou se passa a representar matematicamente a LPG por outra curva que não seja gaussiana, ou passa-se a usar um modelo de múltiplas gaussianas.

Para comprovar o modelo matemático com outros valores de entrada, diminuiu-se a amplitude do sinal modulante de $4 V_{pp}$ para $3 V_{pp}$, obtendo assim um $A_m = 0,35$ nm como mostrado na Tabela 5.1. Apenas para efeito de comparação, se manteve a distorção em 11,8%, encontrada quando se excitou o modulador com um sinal modulante de $4 V_{pp}$, tendo obtido um $A_m = 0,44$ nm. A Tabela 5.8 mostra as medidas experimentais e teóricas com um percentual de 11,8% de distorção no segundo harmônico obtidas para um $A_m = 0,35$ nm.

Tabela 5.8 - Tabela de medidas de $H_1 - H_2$ com respectivos valores experimentais e teóricos para um $A_m = 0,35$ nm com 11,8% de distorção no segundo harmônico.

| Frequência – 1850 Hz | | $\lambda_r =$ 1545,46 nm | $a =$ 0,0041nm ² | $A_m = 0,35$ nm | 11,8% de distorção |
|------------------------|--------------------------------------|-----------------------------|---------------------------------------|----------------------------------|-----------------------------|
| Ambiente | Porcentagem de etileno glicol (%) | λ_r (nm) | $dif = \lambda_r - \lambda_c$ (nm) | $H_1 - H_2$ Experimental (dB) | $H_1 - H_2$ Teórico (dB) |
| Ar | -- | 1556,3 | 10,9 | 20,78 | 18,58 |
| H2O Puro | 0 | 1548,1 | 2,7 | 26,04 | 21,10 |
| Solução 1 | 25 | 1545,8 | 0,4 | 18,43 | 19,49 |
| Solução 2 | 50 | 1542,2 | -3,2 | 20,34 | 16,94 |
| Solução 3 | 60 | 1540,6 | -4,8 | 21,72 | 17,57 |
| Solução 4 | 66,66 | 1539,3 | -6,1 | 22,03 | 17,90 |
| Solução 5 | 71,4 | 1538,2 | -7,2 | 22,47 | 18,08 |
| Solução 6 | 80 | 1536,1 | -9,3 | 23,37 | 18,36 |
| Etileno Glicol Puro | 100 | 1531,5 | -13,9 | 25,00 | 18,83 |

A Figura 5.9 mostra o comportamento da relação $H_1 - H_2$ experimentais e teóricos com 11,8% de distorção no segundo harmônico. Como a amplitude do sinal modulante foi

diminuída para $3 V_{pp}$ resultando em um $A_m = 0,35$ nm, espera-se que a distorção de 11,8% encontrada para o caso de um sinal modulante de $4 V_{pp}$ caia em razão de uma menor amplitude do sinal modulante. Por esta razão, na Figura 5.9 as medidas teóricas estão ligeiramente abaixo das experimentais, embora mantendo o mesmo comportamento.

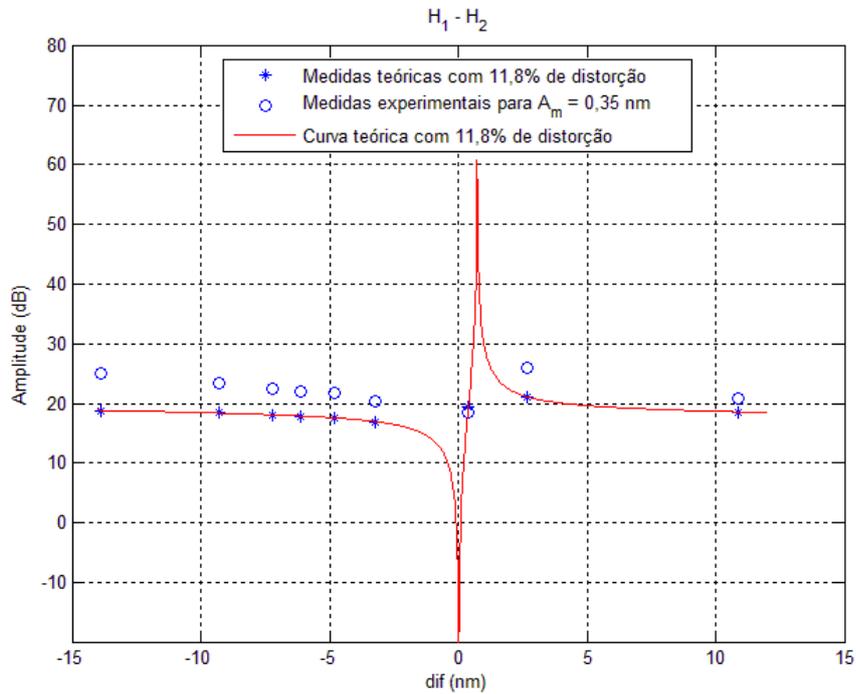


Figura 5.9 – Gráfico de medidas experimentais e teóricas da relação $H_1 - H_2$ com a respectiva curva teórica para $A_m = 0,35$ nm com 11,8% de distorção no segundo harmônico.

Testes teóricos com diferentes percentuais de distorção mostraram que uma distorção de 7% no segundo harmônico torna os resultados teóricos condizentes com os experimentais quando se toma como referência a medida para $dif = -3,2$ nm. A Tabela 5.9 mostram esses resultados.

Tabela 5.9 – Tabela de medidas da relação $H_1 - H_2$ com respectivos valores experimentais e de simulação para um $A_m = 0,35$ nm com 7% de distorção no segundo harmônico.

| Frequência – 1850 Hz | | $\lambda_r =$ 1545,46 nm | a = 0,0041nm ² | $A_m = 0,35$ nm | 7% de distorção |
|------------------------|--------------------------------------|-----------------------------|--|----------------------------------|-----------------------------|
| Ambiente | Porcentagem de etileno glicol (%) | λ_r (nm) | $diff = \lambda_r - \lambda_c$ (nm) | $H_1 - H_2$ Experimental (dB) | $H_1 - H_2$ Teórico (dB) |
| Ar | -- | 1556,3 | 10,9 | 20,786 | 23,13 |
| H2O Puro | 0 | 1548,1 | 2,7 | 26,047 | 28,03 |
| Solução 1 | 25 | 1545,8 | 0,4 | 18,4302 | 16,29 |
| Solução 2 | 50 | 1542,2 | -3,2 | 20,346 | 20,47 |
| Solução 3 | 60 | 1540,6 | -4,8 | 21,72 | 21,45 |
| Solução 4 | 66,66 | 1539,3 | -6,1 | 22,033 | 21,96 |
| Solução 5 | 71,4 | 1538,2 | -7,2 | 22,477 | 22,28 |
| Solução 6 | 80 | 1536,1 | -9,3 | 23,374 | 22,77 |
| Etileno Glicol Puro | 100 | 1531,5 | -13,9 | 25,006 | 23,56 |

A Figura 5.10 mostra como as medidas experimentais e teóricas se ajustam, desde que considerados os 7% de distorção no segundo harmônico e não os 11.8 % encontrados quando a amplitude do sinal modulante era superior ao atual $3 V_{pp}$.

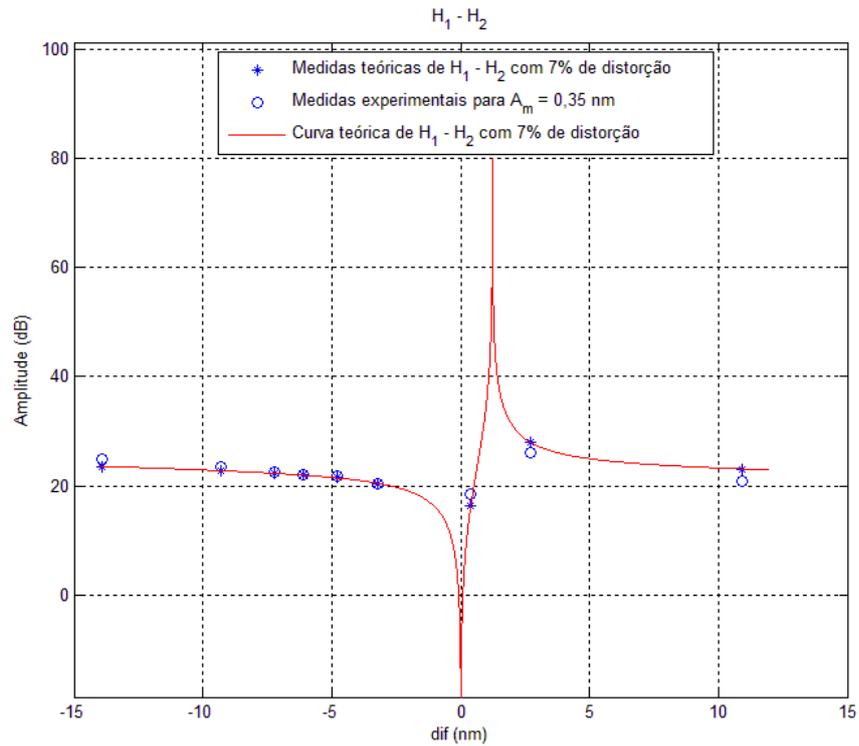


Figura 5.10 – Gráficos de medidas experimentais e teórica com a respectiva curva teórica da relação $H_1 - H_2$ para $A_m = 0,35$ nm considerando uma distorção de 7% no segundo harmônico.

Uma máxima diferença de 2,35 dB entre as medidas experimentais e teóricas foi encontrada para $dif = 10,9$ nm. Suprimindo a curva teórica da Figura 5.10, as diferenças dos valores experimentais e teóricos ficam mais evidentes como mostra a Figura 5.11.

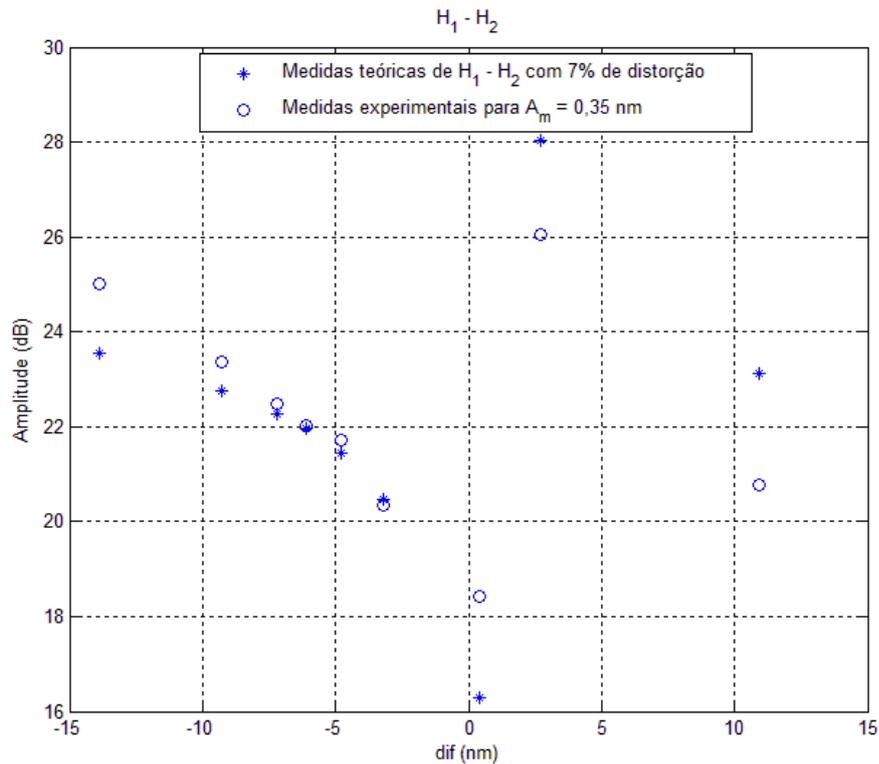


Figura 5.11 – Pontos de medidas experimentais e teóricas da relação $H_1 - H_2$ para $A_m = 0,35$ nm considerando uma distorção de 7% de A_m no segundo harmônico.

As disparidades nas medidas experimentais e teóricas para $diff = 0,4$ nm e $diff = 2,7$ nm pode ser justificada pelo fato de essa região corresponder a uma região da curva teórica da relação $H_1 - H_2$ onde ocorrem variações acentuadas para uma mínima variação de $diff$, por ser a região de maior inclinação da curva. Tal como acontece na Figura 5.8, nota-se que à medida que o $diff$ se distancia do zero, os valores teóricos da relação $H_1 - H_2$ tendem a divergir dos experimentais. Em teoria, isso significa que o ajuste gaussiano adotado para representar a banda de atenuação do espectro de transmissão da LPG se deu de melhor forma para comprimentos de onda na região do comprimento de onda de ressonância da LPG do que fora dele. Este problema pode ser solucionado utilizando um conjunto de gaussianas para representar toda a banda de atenuação do espectro de transmissão da LPG, ao invés de apenas uma gaussiana como foi realizado no Capítulo 3, ou uma função não gaussiana para representar matematicamente a LPG.

Outra conclusão que se pode tirar dos gráficos das Figuras 5.8 e 5.11, é o fato de haver uma maior variação para medidas da relação $H_1 - H_2$ experimentais obtidas com um $A_m =$

0,35 nm em relação aos gráficos da Figura 5.8 cujas medidas foram obtidas para $A_m = 0,44$ nm. A Tabela 5.10 elucida essa diferença.

Tabela 5.10 – Diferença de variação da relação $H_1 - H_2$ para um mesmo intervalo de dif na presença de diferente percentual de distorção.

| A_m (nm) | Porcentagem de distorção no H_2 | dif_1 (nm) | dif_2 (nm) | Δdif (nm) | $(H_1 - H_2)_1$ (dB) | $(H_1 - H_2)_2$ (dB) | $\Delta(H_1 - H_2)$ (dB) |
|---------------|--------------------------------------|--------------|--------------|-------------------|-------------------------|-------------------------|-----------------------------|
| 0.35 | 7% | -3,2 | -13,9 | -10,7 | 20,34 | 25,00 | 4,66 |
| 0.44 | 11.8% | -3,2 | -13,9 | -10,7 | 16,81 | 19,82 | 3,01 |

Obteve-se uma maior sensibilidade, ou seja, uma maior variação da relação $H_1 - H_2$ para um menor valor de A_m . De fato, um A_m menor significa uma menor amplitude do sinal modulante e, conseqüentemente, uma menor distorção harmônica no modulador devido as suas características não lineares. Testes teóricos demonstrados na Figura 3.35 evidenciaram que para uma mesma amplitude de A_m , uma menor variação da relação $H_1 - H_2$ era observada à medida que a distorção no segundo harmônico aumentava.

Com estes resultados pode-se ter uma ideia completa do funcionamento da técnica proposta, podendo ressaltar seus pontos fortes e fracos bem como elucidar possíveis melhorias. Deste modo, de acordo com os resultados obtidos conclui-se que a região ótima de operação é justamente no vale da banda de atenuação do espectro de transmissão da LPG, justamente a região de maior interesse do espectro de transmissão de uma LPG. No entanto, a LPG ao ser interrogada por uma FBG modulada na região do vale de atenuação, um controle rigoroso de temperatura e de tensão axial sobre a LPG deve ser feito para que as medidas das relações $H_1 - H_2$ não sofram efeitos da variação ou flutuação dos mesmos, e sim, de apenas o parâmetro que se deseja medir. Além disso, um modulador que introduza um mínimo de distorção harmônica no sinal modulado da FBG deve ser utilizado de forma a obter uma maior estabilidade e sensibilidade nos valores da relação $H_1 - H_2$.

Por outro lado, a região de dif distantes de zero oferece uma maior estabilidade, ao custo de uma menor sensibilidade, pois, embora os valores da relação $H_1 - H_2$ oscilem

menos, no entanto, também variam menos para um mesmo intervalo de dif . Além disso, resultados de testes teóricos mostrados na seção 3.7 mostraram que uma LPG com uma largura de gaussiana mais estreita, traduz-se em uma maior variação na relação $H_1 - H_2$, portanto, uma maior sensibilidade. Neste aspecto, uma LPG com largura de banda de atenuação estreita pode ser utilizado nesta técnica com vista em elevar a sensibilidade da mesma.

Por fim, a divergência dos resultados teóricos e experimentais à medida que dif se distancia do zero, evidenciadas pelas Figuras 5.8 e 5.11 veio demonstrar que o modelo com apenas uma gaussiana não foi suficiente para representar todo o espectro da banda de atenuação da LPG, e sim apenas a região próxima ao vale, isto é, para dif próximo de zero. As medidas teóricas encontradas para região de dif distantes de zero podem convergir para os valores experimentais se um modelo teórico que considera várias gaussianas for utilizado para representar todo o espectro da banda de atenuação do espectro de transmissão da LPG.

Com esses resultados e observações finais, comprova-se o funcionamento da técnica de interrogação da LPG baseada no modelo matemático desenvolvido no Capítulo 3 desta dissertação.

CAPÍTULO 6

CONCLUSÃO

Neste trabalho foi apresentada uma nova técnica de interrogação da LPG que pode ser empregada em vários tipos de equipamentos e sistemas sensoriais que tem a LPG como elemento sensor, cujo parâmetro medido venha a deslocar o comprimento de onda de ressonância da LPG. Relativamente simples e barata de ser implementada, viu-se que a técnica consiste em uma FBG modulada em uma determinada frequência e sintonizada na banda de atenuação do espectro de transmissão da LPG, interrogando-a. Este processo de demodulação origina um sinal óptico que, quando convertido para o domínio elétrico e feita a sua análise espectral elétrica, se verifica a presença de componentes harmônicas por conta da não linearidade da curva da banda de atenuação do espectro de transmissão da LPG. Os comportamentos dessas componentes harmônicas revelaram ser dependentes das características da curva da banda de atenuação da LPG onde ocorreu a demodulação do sinal modulado da FBG. Viu-se também a importância de considerar a presença de uma distorção no segundo harmônico, fato devido às características intrínsecas não lineares do modulador ou do próprio sinal modulante proveniente do gerador de sinais. Conclui-se que uma maior distorção no segundo harmônico significa um sistema pouco sensível, pois como visto na seção 3.8 e ilustrada na Figura 3.35, uma maior distorção no segundo harmônico, significa uma variação mais lenta na relação $H_1 - H_2$ o que diminui a sensibilidade da técnica.

Trata-se de uma técnica auto-referenciável com baixo custo, pois, diferente de outras técnicas, esta faz uso de um número mínimo de grade de Bragg e, além disso, o processamento de dados é rápido e a obtenção dos resultados é imediata, dispensando a necessidade de um pós-processamento após a leitura de dados.

6.1 Trabalhos Futuros

Neste trabalho, umas das maiores dificuldades encontradas foi conseguir modular a FBG com uma amplitude de modulação suficientemente grande com um mínimo de distorção possível, de modo que os harmônicos encontrados nas análises espectrais elétricas pudessem ter amplitudes suficientemente acima do nível do ruído e da própria distorção de forma a facilitar a sua medição com uma boa margem de precisão. Uma das alternativas seria melhorar o *setup* do modulador de forma que o mesmo consiga modular a FBG introduzindo o mínimo de distorção harmônica, pois a FBG ao ser esticada oferece uma resistência não linear ao PZT que culmina em distorções no sinal da FBG modulada por conta dessa não linearidade. Essa distorção torna-se maior quanto maior for a amplitude do sinal modulante.

Uma LPG ideal para ser empregada nesta técnica deve ser uma LPG cuja largura da banda de atenuação seja o mínimo possível, ou seja, uma LPG onde a largura da banda de atenuação do seu espectro de transmissão seja a mais estreita possível. Como foi visto na seção 3.7 nas análises das componentes harmônicas sobre a influência de variação da largura da LPG, os gráficos mostram que uma maior amplitude das componentes harmônicas foi encontrada para uma menor largura da banda de atenuação da LPG, quando se manteve fixa a amplitude A_m do sinal modulado.

Baseando nas observações e conclusões deste trabalho, pode-se sugerir as seguintes ações para melhorar o modelo:

- Tentar representar as LPGs através de outras funções matemáticas que melhor representem-nas em todo o espectro, tendo em conta que a curva gaussiana representa bem a LPG próximo do comprimento de onda de ressonância, mas apresenta leves distorções longe deste. Caso necessário, evoluir para o modelo de múltiplas gaussianas.

- Introduzir a dependência do parâmetro “ a ” e “ m ” em função do índice de refração externo, ou seja, considerar um $a(\lambda_r)$ e $m(\lambda_r)$.
- Tentar explorar melhor outras relações de componentes harmônicas entre DC , H_1 , H_2 , H_3 e H_4 . Para medir H_3 e H_4 tem-se que propor configurações que melhorem a relação sinal-ruído.

A Configuração da Figura 6.1 apresenta como principal diferença, em relação a aquela da Figura 4.1, o uso de uma FBG como filtro óptico, em substituição ao filtro Add/Drop usado anteriormente. A FBG deverá ter uma largura de aproximadamente $\Delta\lambda \sim 2\text{nm}$ com comprimento de onda de ressonância idêntico à FBG usada no modulador. Assim, o ruído óptico que chegará ao fotodetector será muito menor, uma vez que a largura do filtro Add/Drop é de aproximadamente $\Delta\lambda \sim 20\text{nm}$.

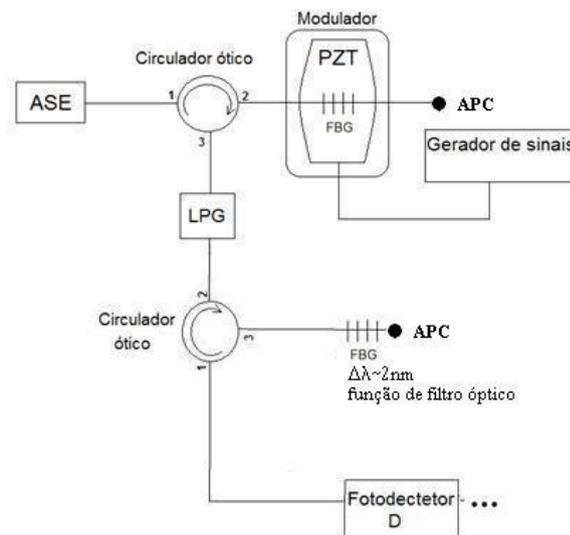


Figura 6.1 – Configuração sugerida 1 usando FBG como filtro óptico.

Adicionalmente, deverá ser adotada a terminação APC após as FBG para evitar que o sinal óptico transmitido retorne para o circuito óptico, piorando a relação sinal/ruído.

A Configuração da Figura 6.2 apresenta como principal diferença, em relação a aquela da Figura 4.1, o uso de uma FBG como filtro óptico, em substituição ao filtro Add/Drop usado anteriormente e o uso da LPG com um espelho na extremidade. Essa configuração de LPG permite tornar o espectro de atenuação da LPG mais estreito, uma vez que a luz é atenuada duas vezes. Conforme apontado nas simulações da Seção 3.7, esse fato torna o

sistema sensor, que utiliza a técnica aqui desenvolvida, mais sensível. Adicionalmente também deverá ser adotada a terminação APC após as FBG.

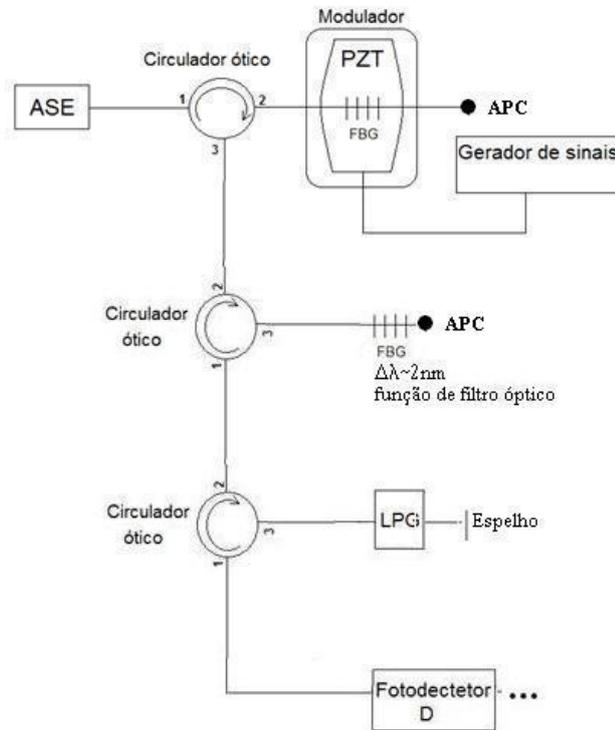


Figura 6.2 – Configuração sugerida 2 usando FBG como filtro óptico e LPG em configuração com espelho, aumentando a sensibilidade do sistema de interrogação.

A Configuração da Figura 6.3 é uma variação da Configuração apresentada na Figura 6.2 em que usa um circulator de 4 portas em substituição aos dois circuladores de 3 portas. Isso torna a montagem mais compacta para facilitar o encapsulamento de um futuro instrumento interrogador.

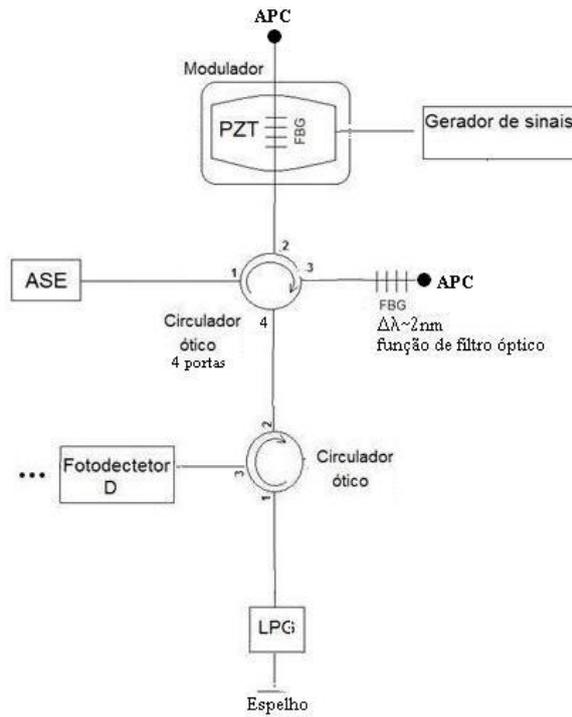


Figura 6.3 – Configuração sugerida 3 que é uma variação da Configuração 2, substituindo dois circuladores de 3 portas por um circulador de 4 portas, tornando a montagem mais compacta.

APÊNDICES A

Rotina Labview para análises espectral elétrica do sinal modulado e a leitura dos Harmônicos.

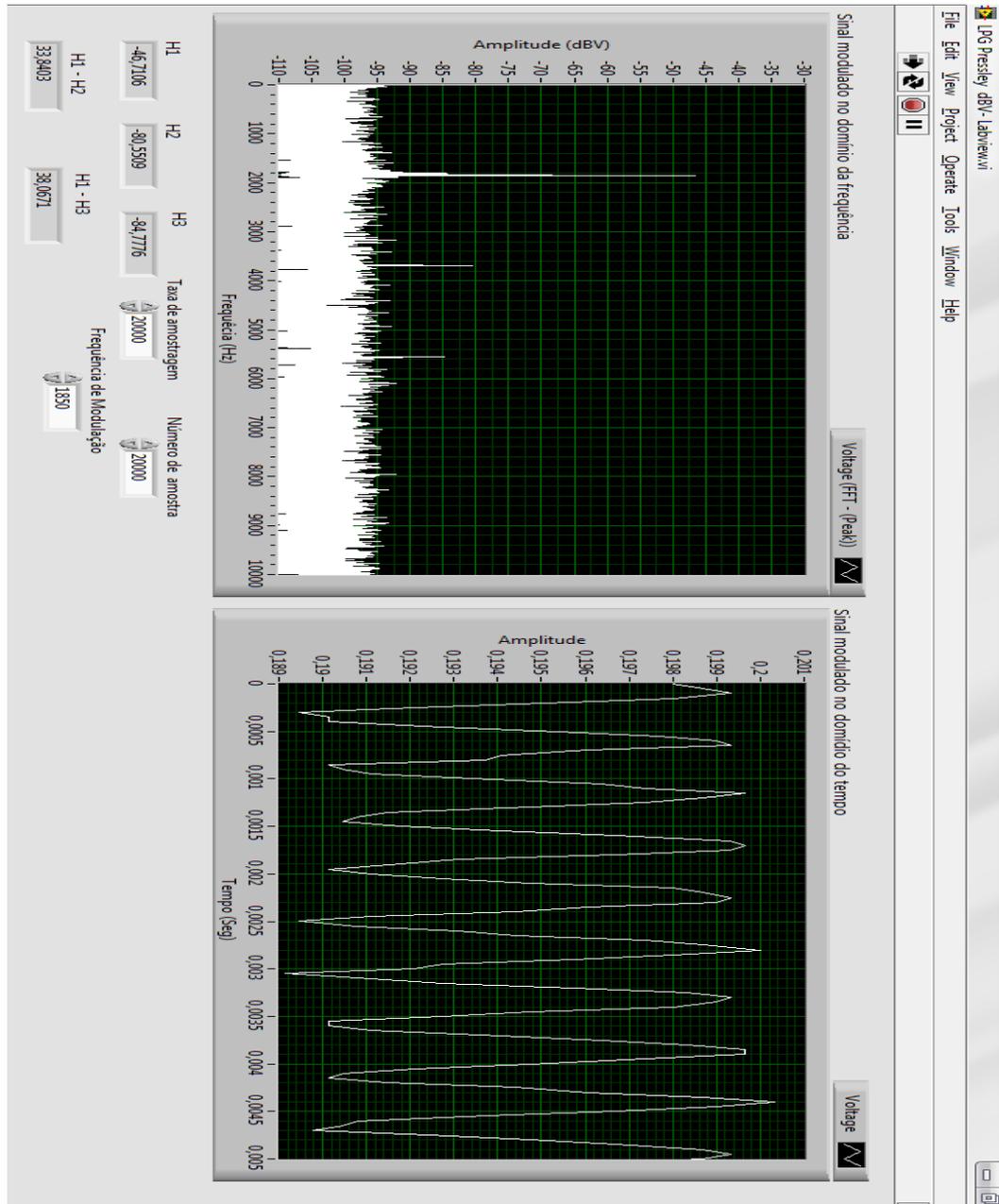


Figura A1 – Interface Gráfica da rotina Labview para medição dos Harmônicos.

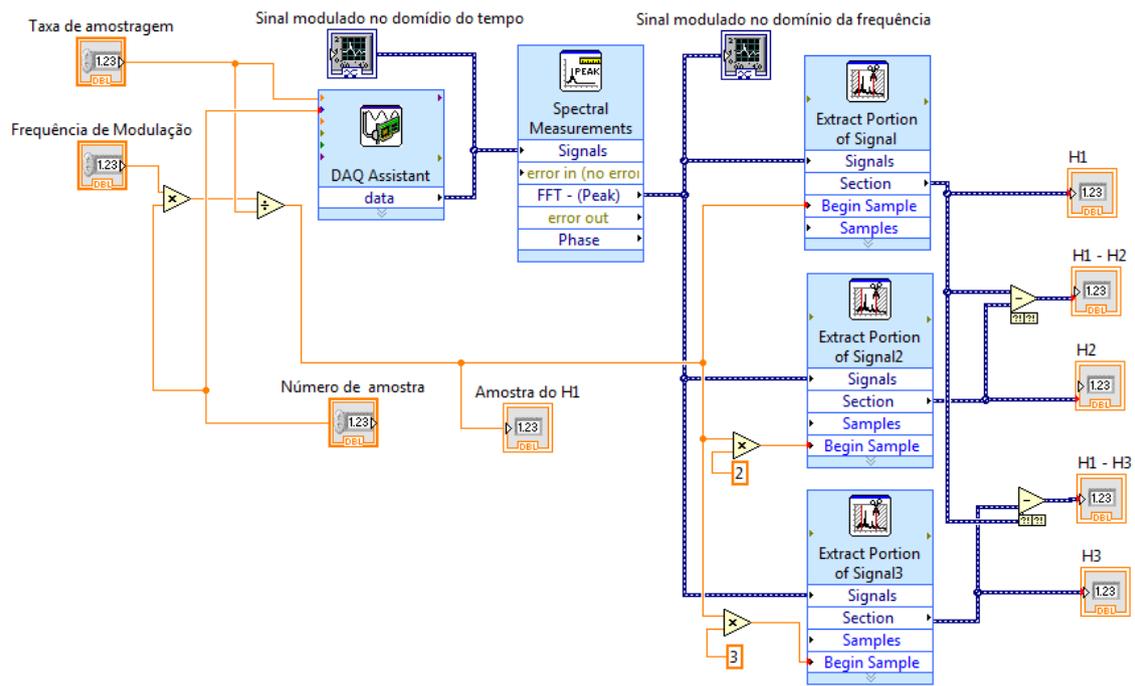


Figura A2 – Esquema de rotina Labview para medir os harmônicos.

APÊNDICES B

Rotina Labview para simular a técnica de interrogação da LPG proposta.

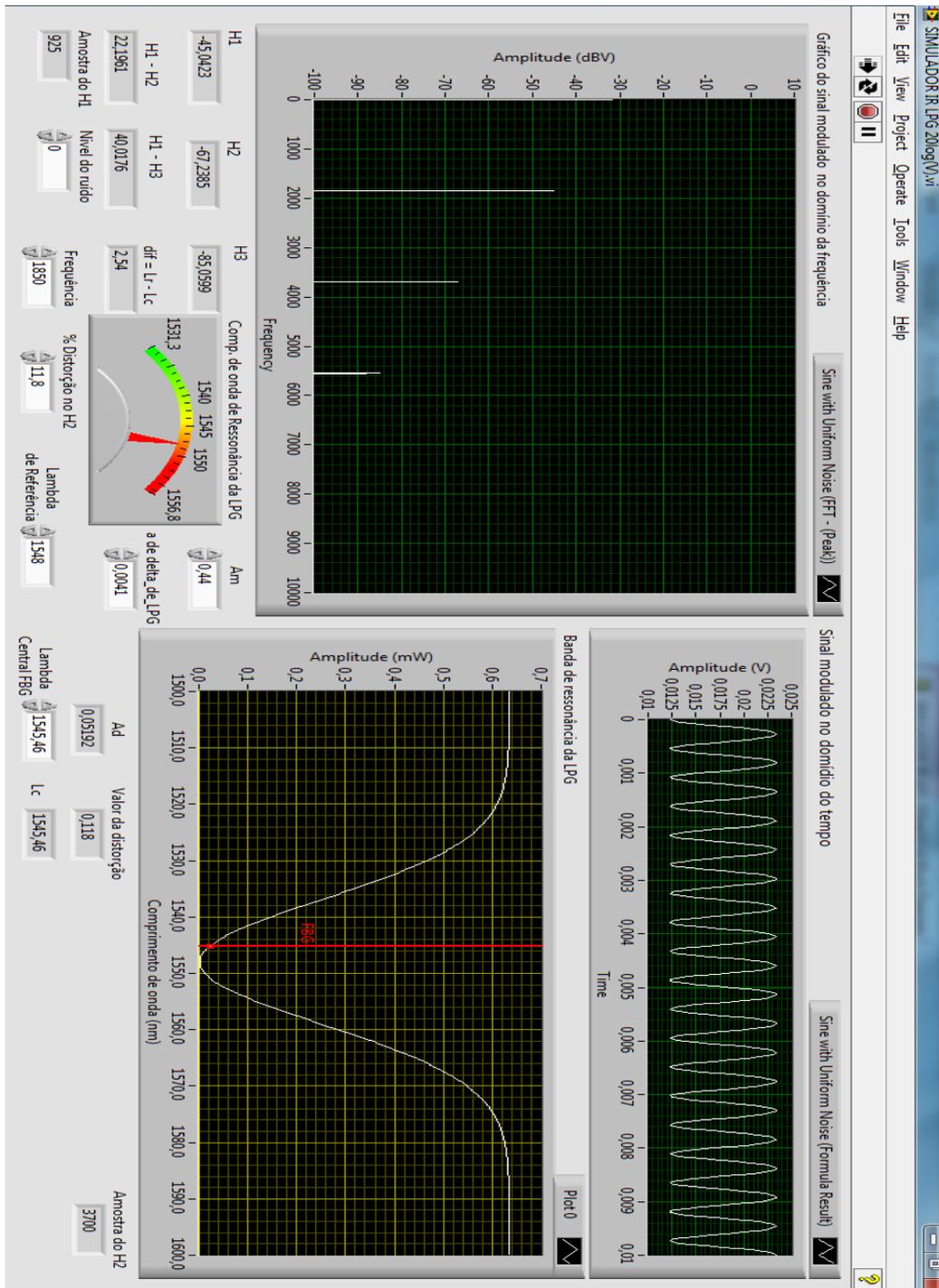


Figura B1 - Rotina Labview para simular a técnica de interrogação da LPG proposta.

APÊNDICES C

Rotina Matlab para plotar os gráficos experimentais e teóricos de H_1 , H_2 e da relação $H_1 - H_2$ presentes no Capítulo 5.

```
% Apêndice A
% Rotina Matlab para plotar H1, H2 e a relação H1-H2

closeall
clearall
clc

%-----
% Variáveis vindas da equação da Gaussiana
y0 = 0.62322;

m=0.997663746349604*y0;

a = 0.004172; %Largura a meia altura da Gaussiana

%-----
Am = 0.44; % Amplitude do sinal modulado da FBG em nanômetros

d = 11.8; %Percentual de distorção no segundo harmônico

Ad = [(Am*d)/100]; % Amplitude da distorção no segundo harmônico
%-----

% Valor de dif onde foram feitas medidas experimentais e, conseqüentemente
% as teóricas
D1 = [10.9 2.7 0.4 -3.2 -4.8 -6.1 -7.2 -9.3 -13.9];

fori=1:length(D1)
for j = 1:length(Ad)
% Equação da Componente DC
%DC(i,j)= 1/6*exp(-a*(D1(i))^2)*(...
%      6*exp(a*(D1(i))^2) + ...
%      3*(-2 + a*(Ad(j)^2 + Am^2) - ...
%      a^2*Ad(j)*Am^2*(-3 + 2*a*(D1(i))^2)*(D1(i)) - ...
%      2*a^2*(Ad(j)^2 + Am^2)*(D1(i))^2)*m); %...

% Equação da Componente H1
H1(i,j) = 1/6*exp(-a*(D1(i))^2)*(+ 3*a*Am*(-2*Ad(j)*(-1 + 2*a*(D1(i))^2) -
(4 - 3*a*(2*Ad(j)^2 + Am^2) + ...
2*a^2*(2*Ad(j)^2 + Am^2)*(D1(i))^2)*(D1(i))) *m); %*cos(w0*t)...
%H1 ok
% Equação da Componente H2
H2(i,j) = 1/6*exp(-a*(D1(i))^2)*(+3*a*(-Am^2*(-1 + 2*a*(D1(i))^2) - ...
Ad(j)*(4 - 3*a*(Ad(j)^2 + 2*Am^2) + ...
2*a^2*(Ad(j)^2 + 2*Am^2)*(D1(i))^2)*(D1(i))) *m); %*cos(2*w0*t)...
% Equação da Componente H3
%H3(i,j) = 1/6*exp(-a*(D1(i))^2)*(+ a*Am*(-6*Ad(j)*(-1 + 2*a*(D1(i))^2) -
...%H3 ok
%      3*a*Ad(j)^2*(-3 + 2*a*(D1(i))^2)*(D1(i)) - ...
```

```

%      a*Am^2*(-3 + 2*a*(D1(i))^2)*(D1(i))*m); %*cos(3*w0*t)...

%-----

R12(i,j) = H1(i,j)/H2(i,j);

end

end

%Passando para dBV
% DC_dBV = 20*log10(abs(DC));
H1_dBV = 20*log10(abs(H1));
H2_dBV = 20*log10(abs(H2));
% H3_dBV = 20*log10(abs(H3));

R12_dB = H1_dBV - H2_dBV;
% R21_dB = H2_dBV - H1_dBV;

%-----
%Declarando matrizes 2x9 para receber na linha 1 medidas teóricas atenuadas
%de 10 dB. Na segunda linha receberá os as medidas experimentais para
%depois ser comparada em apenas um único gráfico.

Medidas_H12 = zeros(2,length(D1));
Medidas_H1  = zeros(2,length(D1));
Medidas_H2  = zeros(2,length(D1));

Medidas_H12(1,:) = R12_dB; %Relação H1-H2

Medidas_H1(1,:) = H1_dBV-10; % Subtraímos 10 dB para compensar a atenuação
Medidas_H2(1,:) = H2_dBV-10; % dos resultados experimentais com o teórico

%-----
%Medidas experimentais para Am = 0.44 nm com 11.8% de distorção
Medidas_H12(2,:) = [18.183 20.706 15.513 16.811 17.676 18.172 18.543 19.076
19.825];

Medidas_H1(2,:) = [-45.698 -54.749 -73.715 -53.491 -50.635 -48.655 -47.637
-46.430 -45.761];

Medidas_H2(2,:) = [-63.881 -75.455 -89.229 -70.303 -68.312 -66.827 -66.180
-65.507 -65.586];

%-----

figure(1)
plot(D1, Medidas_H12(1,:), '*' )
holdon
plot(D1, Medidas_H12(2,:), 'o' )
title('H_1 - H_2')
xlabel('dif (nm)')
ylabel('Amplitude (dB)')
% legend('Medidas de teóricas com 11.8% de Distorção', 'Medidas
experimentais', 'Curva teórica com 11.8% de distorção')
gridon

```

```

%-----
%ROTINA PARA PLOTAR A CURVA TEORICA EM VERMELHO
D = -14:1/60:12; % Agora D ~ dif -> varia de -14 nm a 12 nm
% a nossa região de interesse.

fori=1:length(D)
for j = 1:length(Ad)
% Equação da Componente DC
%DC(i,j)= 1/6*exp(-a*(D(i))^2)*(...
%      6*exp(a*(D(i))^2) + ...
%      3*(-2 + a*(Ad(j)^2 + Am^2) - ...
%      a^2*Ad(j)*Am^2*(-3 + 2*a*(D(i))^2)*(D(i)) - ...
%      2*a^2*(Ad(j)^2 + Am^2)*(D(i))^2)*m); %...

% Equação da Componente H1
H1(i,j) = 1/6*exp(-a*(D(i))^2)*(+ 3*a*Am*(-2*Ad(j)*(-1 + 2*a*(D(i))^2) - (4
- 3*a*(2*Ad(j)^2 + Am^2) + ...
2*a^2*(2*Ad(j)^2 + Am^2)*(D(i))^2)*(D(i))) *m); %*cos(w0*t)... %H1
ok
% Equação da Componente H2
H2(i,j) = 1/6*exp(-a*(D(i))^2)*(+3*a*(-Am^2*(-1 + 2*a*(D(i))^2) - ...
Ad(j)*(4 - 3*a*(Ad(j)^2 + 2*Am^2) + ...
2*a^2*(Ad(j)^2 + 2*Am^2)*(D(i))^2)*(D(i))) *m); %*cos(2*w0*t)...
% Equação da Componente H3
%H3(i,j) = 1/6*exp(-a*(D(i))^2)*(+ a*Am*(-6*Ad(j)*(-1 + 2*a*(D(i))^2) -
...%H3 ok
%      3*a*Ad(j)^2*(-3 + 2*a*(D(i))^2)*(D(i)) - ...
%      a*Am^2*(-3 + 2*a*(D(i))^2)*(D(i))) *m); %*cos(3*w0*t)...

%-----

R12(i,j) = H1(i,j)/H2(i,j); % Relação H1-H2

end

end

%Passando para dBV
% DC_dBV = 20*log10(abs(DC));
H1_dBV = 20*log10(abs(H1));
H2_dBV = 20*log10(abs(H2));
% H3_dBV = 20*log10(abs(H3));

R12_dB = H1_dBV - H2_dBV;

%-----
% Comente as linhas de código "plot(D, R12_dB, 'r')" abaixo para eliminar
% a curva teórica do gráfico de H1-H2.

plot(D, R12_dB, 'r') % Comente para eliminar a curva teórica

legend('Medidas de teóricas com 11.8% de Distorção', 'Medidas
experimentais', 'Curva teórica com 11.8% de distorção')
%-----

```

```

figure(2)
plot(D1, Medidas_H1(1,:), '*' )
holdon
plot(D1, Medidas_H1(2,:), 'o' )
title('H_1')
xlabel('dif (nm)')
ylabel('Amplitude (dB)')
gridon

plot(D, H1_dBV-10, 'r')
legend('Medidas de teóricas com 11.8% de Distorção', 'Medidas
experimentais', 'Curva teórica com 11.8% de distorção')
gridon

%-----

figure(3)
plot(D1, Medidas_H2(1,:), '*' )
holdon
plot(D1, Medidas_H2(2,:), 'o' )
title('H_2')
xlabel('dif (nm)')
ylabel('Amplitude (dB)')
gridon

plot(D, H2_dBV-10, 'r')
legend('Medidas de teóricas com 11.8% de Distorção', 'Medidas
experimentais', 'Curva teórica com 11.8% de distorção')
gridon
%-----
%FIM

```