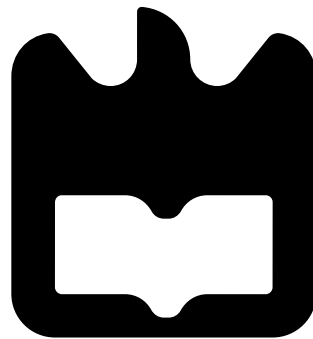




Ana Isabel Fonseca  
Coimbra Machado

Redes de período longo inscritas por irradiação  
com laser de CO<sub>2</sub>: produção e modelação







**Ana Isabel Fonseca  
Coimbra Machado**

**Redes de período longo inscritas por irradiação  
com laser de CO<sub>2</sub>: produção e modelação**

Dissertação apresentada à Universidade de Aveiro para cumprimento dos requisitos necessários à obtenção do grau de Mestre em Engenharia Física, realizada sob a orientação científica da Doutora Ana Maria Sousa da Rocha, Investigadora de Pós-doutoramento no Instituto de Telecomunicações, e da Professora Doutora Margarida Maria Resende Vieira Facão, Professora Auxiliar do Departamento de Física da Universidade de Aveiro



Dedico este trabalho aos meus pais.



## **o júri**

presidente

**Professor Doutor Luís Miguel Rino Cerveira da Silva**

Professor Auxiliar do Departamento de Física da Universidade de Aveiro

vogais

**Professor Doutor Orlando José Reis Frazão**

Professor Auxiliar Convidado do Departamento de Física e Astronomia da Faculdade de Ciências da Universidade do Porto e Investigador no INESC TEC - Instituto de Engenharia de Sistemas e Computadores, Tecnologia e Ciência

**Doutora Ana Maria Sousa da Rocha**

Investigadora de Pós-doutoramento no Instituto de Telecomunicações  
(orientadora)





## **agradecimentos**

Agradeço às minhas orientadoras, Doutora Ana Maria Sousa da Rocha e Professora Doutora Margarida Maria Resende Vieira Facão, não só pelos conhecimentos transmitidos, mas principalmente pelo apoio e disponibilidade demonstrados ao longo deste trabalho. Agradeço, também, à minha família, em especial à minha mãe, e aos meus amigos, pelo apoio que me deram durante todo o curso. E, por fim, agradeço ao Departamento de Física da Universidade de Aveiro e ao Instituto de Telecomunicações, pela oportunidade de trabalhar neste projeto.



**palavras-chave**

redes de período longo, fabrico por irradiação com laser de CO<sub>2</sub>, teoria dos modos acoplados, simulação, algoritmo genético

**resumo**

Nesta dissertação, é apresentado um modelo numérico implementado em MATLAB, que usa a teoria dos modos acoplados, para simular e estudar o comportamento de redes de período longo em fibras óticas. Esse modelo tem como objetivo otimizar uma técnica de gravação de redes de período longo por irradiação com laser de CO<sub>2</sub>, que causa uma variação de índice de refração radialmente simétrica na rede. A técnica de gravação está a ser desenvolvida no Instituto de Telecomunicações com um sistema comercial de processamento de fibra, que usa um laser de CO<sub>2</sub> como fonte de aquecimento. Com essa técnica, foi possível fabricar redes de período longo com variação do índice de refração radialmente simétrica e também reproduzi-las.

Para simular as redes, foi necessário estimar o valor máximo da variação do índice de refração, recorrendo a um algoritmo genético, pois não foi possível medir experimentalmente esse parâmetro. O valor estimado para esse máximo foi de  $22 \times 10^{-4}$ . Com o modelo numérico, simulou-se redes cujos espetros de transmissão são semelhantes aos medidos experimentalmente.



**keywords**

long period gratings, CO<sub>2</sub> laser irradiation inscription, coupled modes theory, simulation, genetic algorithm

**abstract**

In this dissertation, a numerical model implemented in MATLAB is presented. The model uses the coupled modes theory, to simulate and study the behaviour of long period gratings in optical fibers. This model aims to optimize an inscribing technique of long period gratings by CO<sub>2</sub> laser irradiation, which causes a radially symmetric refractive index variation in the grating. The inscribing technique is being developed at the Instituto de Telecomunicações - Aveiro with a commercial fiber processing system, which uses a CO<sub>2</sub> laser as the heating source. With this technique it was possible to fabricate long period gratings with a radially symmetrical refractive index variation and also to reproduce them.

To simulate the gratings, it was necessary to estimate the maximum value of the refractive index variation, using a genetic algorithm, since it was not possible to measure this parameter experimentally. The estimated value for this maximum was  $22 \times 10^{-4}$ . The simulations produced transmission spectra which are similar to those measured experimentally.



# Conteúdo

Conteúdo	i
Lista de Figuras	iii
Lista de Tabelas	v
<b>1 Introdução</b>	<b>1</b>
1.1 Enquadramento e motivação . . . . .	1
1.2 Estrutura do trabalho . . . . .	4
<b>2 Fundamentos teóricos</b>	<b>5</b>
2.1 Fibras óticas e modos de propagação . . . . .	5
2.2 Redes de difração em fibras óticas . . . . .	6
2.3 Teoria dos modos acoplados . . . . .	8
2.4 Sumário . . . . .	13
<b>3 Produção de LPGs por irradiação com laser de CO<sub>2</sub></b>	<b>15</b>
3.1 Descrição do método de fabrico de LPGs . . . . .	15
3.2 Caracterização das LPGs fabricadas . . . . .	19
3.3 Sumário . . . . .	21
<b>4 Modelação e simulação das LPGs fabricadas</b>	<b>23</b>
4.1 Modelo numérico . . . . .	23
4.1.1 Estrutura . . . . .	23
4.1.2 Parâmetros . . . . .	25
4.2 Algoritmo genético para estimar $\overline{\delta n_b}$ . . . . .	26
4.2.1 Estrutura . . . . .	26
4.2.2 Resultados . . . . .	28
4.3 Simulação dos espetros de transmissão das LPGs e ajuste do valor de $\overline{\delta n_b}$ . . . . .	30
4.4 Caracterização do comportamento das LPGs . . . . .	34
4.5 Verificação experimental do comportamento das LPGs . . . . .	36
4.6 Sumário . . . . .	37
<b>5 Conclusões e trabalho futuro</b>	<b>39</b>





# Lista de Figuras

2.1	Distribuição espacial do vetor campo elétrico e intensidade de $E_x$ dos modos LP e de modos convencionais (adaptado de [27]). . . . .	7
2.2	Esquema de uma rede de difração em fibra ótica com modulação do índice de refração no núcleo. . . . .	8
3.1	Fotografia do sistema LZM-100 LAZERMasteR de AFL Fujikura. . . . .	16
3.2	Caminho ótico do feixe do laser do sistema LZM (adaptado de [31]). . . . .	16
3.3	Esquema do processo de fabrico das LPGs. . . . .	16
3.4	Imagens obtidas com as câmaras do sistema LZM de uma fibra depois de 2 s de irradiação com um feixe de 4.30 W e tensão de (a) 555 $\mu\epsilon$ e de (b) 1800 $\mu\epsilon$ (retirado de [31]). . . . .	17
3.5	Esquema do processo de colocação da fibra na máquina com uma tensão definida por uma massa suspensa. . . . .	18
3.6	Espetros de transmissão de LPGs fabricadas com diferentes tensões aplicadas entre irradiações. . . . .	18
3.7	Espetros de transmissão das LPGs fabricadas com períodos de (a) 1000 $\mu\text{m}$ , (b) 1050 $\mu\text{m}$ , (c) 1065 $\mu\text{m}$ e (d) 1100 $\mu\text{m}$ . . . . .	19
3.8	Gráfico do PDL das LPGs 1 (a) e 2 (b) com período 1065 $\mu\text{m}$ . . . . .	21
4.1	Esquema do modelo numérico elaborado no MATLAB. . . . .	24
4.2	Imagens do perfil do aquecimento da fibra pelo laser de $\text{CO}_2$ , captadas pelas câmaras do sistema LZM. . . . .	26
4.3	Ajustes ao perfil do aquecimento da fibra pelo laser de $\text{CO}_2$ . . . . .	26
4.4	Módulo do campo elétrico dos modos (a) $\text{HE}_{1,2}$ , (b) $\text{HE}_{1,3}$ , (c) $\text{HE}_{1,4}$ e (d) $\text{HE}_{1,5}$ calculados no COMSOL Multiphysics. . . . .	27
4.5	Esquema do algoritmo genético. . . . .	28
4.6	Espetros de transmissão simulados com $\Lambda = 1065 \mu\text{m}$ , $\overline{\delta n_b} = 19.4 \times 10^{-4}$ e diferentes conjuntos de modos da bainha. . . . .	30
4.7	Gráfico da simulação da transferência de potência entre 11 modos, em $\lambda = 1515 \text{ nm}$ , numa LPG de período 1065 $\mu\text{m}$ e $\overline{\delta n_b} = 19.4 \times 10^{-4}$ . . . . .	31
4.8	Espetro de transmissão simulado para o período 1065 $\mu\text{m}$ , usando o valor ajustado de $\overline{\delta n_b}$ ( $22.3 \times 10^{-4}$ ) e $L = 0.89 \text{ cm}$ , e comparação com os espetros experimentais das LPGs desse período. . . . .	32

4.9	Espectros de transmissão simulados para os períodos (a) 1000 $\mu\text{m}$ ( $\overline{\delta n_b} = 23.0 \times 10^{-4}$ , $L = 0.73$ cm), (b) 1050 $\mu\text{m}$ ( $\overline{\delta n_b} = 22.8 \times 10^{-4}$ , $L = 0.78$ cm) e (c) 1100 $\mu\text{m}$ ( $\overline{\delta n_b} = 19.9 \times 10^{-4}$ , $L = 0.93$ cm) e comparação com os espectros experimentais das LPGs dos períodos correspondentes. . . . .	33
4.10	Varição do comprimento de onda de acoplamento $\lambda$ com o período $\Lambda$ de inscrição da rede, para $\overline{\delta n_b} = 22 \times 10^{-4}$ . . . . .	34
4.11	Dependência entre o período $\Lambda$ e o valor de $\overline{\delta n_b}$ , de maneira a promover acoplamento máximo em $\lambda = 1550$ nm. . . . .	35
4.12	Espectros de transmissão das LPGs fabricadas com $\Lambda = 1276$ $\mu\text{m}$ ( $L = 8$ períodos), $\Lambda = 1250$ $\mu\text{m}$ ( $L = 8$ períodos) e $\Lambda = 1230$ $\mu\text{m}$ ( $L = 6$ períodos). . . . .	36
4.13	Espectros de transmissão das LPGs fabricadas com $\Lambda = 1230$ $\mu\text{m}$ e comparação com espectro simulado ( $\overline{\delta n_b} = 22 \times 10^{-4}$ , $L = 1.353$ cm). . . . .	37

# Lista de Tabelas

3.1	Valores das LPGs fabricadas. . . . .	20
4.1	Resultados do AG para N=6. . . . .	29
4.2	Resultados do AG para supergaussiana com N=6 e modo HE <sub>1,3</sub> . . . . .	30
4.3	Valores ajustados de $\overline{\delta n_b}$ . . . . .	32
4.4	Valores das LPGs fabricadas com $\Lambda = 1230 \mu\text{m}$ . . . . .	37



# Capítulo 1

## Introdução

### 1.1 Enquadramento e motivação

O desenvolvimento de redes de difração em fibra ótica tem tido um grande impacto na investigação e na evolução das comunicações óticas e sensores de fibra ótica. Estas redes são dispositivos intrínsecos que permitem controlar as propriedades da propagação da luz dentro da fibra. São usadas em componentes para comunicações óticas, como por exemplo, filtros espectrais, componentes de compensação de dispersão, defletores em lasers de fibra e multiplexadores e demultiplexadores para sistemas com multiplexação no comprimento de onda. Além disso, a sensibilidade das suas propriedades às perturbações provocadas pelas condições ambientais circundantes tem levado ao seu uso como elementos de sensores de fibra, tais como, sensores de temperatura ou tensão [1, 2]. Existem dois tipos principais de redes, redes de período curto (ou redes de Bragg) e redes de período longo (LPGs - Long Period Gratings), sendo nas segundas que este trabalho se vai focar.

As redes de difração são estruturas em fibra ótica, constituídas por variações periódicas do índice de refração ao longo do seu eixo. As LPGs promovem o acoplamento de luz entre modos que se propagam na mesma direção. Geralmente, LPGs têm períodos entre 100  $\mu\text{m}$  e 1 mm. Quando a luz é acoplada do modo fundamental do núcleo para os modos da bainha, resultam depressões no espectro de transmissão da rede [3]. As LPGs têm aplicações como equalizadores de ganho [4], elementos compensadores de dispersão [5], conversores de modo [6], filtros de rejeição de banda [7] e sensores de tensão, de temperatura [8, 9], de curvatura, de torção [10] e de índice de refração [2].

Existem várias técnicas de fabrico de LPGs, nomeadamente, exposição a laser ultravioleta (UV) [7], irradiação com laser de  $\text{CO}_2$  [11], implantação de feixe de iões [12], aplicação de arco elétrico [13] e deformação mecânica [14]. Todos os métodos de fabrico de LPGs baseiam-se na indução de variação (ou modulação) periódica do índice de refração da fibra. Dependendo do tipo de fibra, uma ou mais técnicas poderão ser aplicáveis.

A exposição da fibra a laser UV é o método mais utilizado para a gravação de LPGs. A modulação do índice de refração pode ser feita ponto a ponto, ou em todo o comprimento simultaneamente, através de uma máscara de amplitude. Numa técnica ponto a ponto, a

modulação do índice de refração é provocada num ponto da fibra de cada vez, tal como o nome indica. Neste tipo de técnica pode mover-se a fibra na direção do seu eixo ou pode mover-se o feixe do laser. Ao usar uma técnica de ponto a ponto em vez de uma máscara de amplitude, é possível decidir o valor e o número de períodos, no entanto, os períodos são menos precisos. Para fabricar LPGs através da exposição da fibra a radiação UV, é necessário que as fibras tenham uma grande fotossensibilidade ao UV e, por isso, essa técnica não pode ser usada em todo o tipo de fibras. Fibras óticas padrão normalmente não têm a fotossensibilidade necessária para sofrerem uma variação de índice de refração suficientemente grande para fabricar dispositivos com um bom desempenho. Para contornar esse problema, foram desenvolvidas fibras com fotossensibilidade elevada, através de dopagem do núcleo com grande concentração de boro ou germânio ou, no caso de ser estritamente necessário usar fibras padrão, estas sensibilizam-se por enriquecimento com hidrogénio. No entanto, nem todos os tipos de fibras óticas mostram fotossensibilidade suficiente, mesmo depois da sensibilização, como é o caso das fibras com núcleo de sílica pura [2, 12].

Quanto ao fabrico por implantação de iões, é uma técnica que pode ser usada em quase todas as fibras baseadas em sílica, conseguindo aumentos do índice de refração tão altos como 0.01 [12]. Em [12] foi reportado o fabrico de LPGs por implantação de iões de He, através de uma máscara de amplitude. Para os iões conseguirem alcançar o núcleo, foi preciso cauterizar a bainha da fibra com ácido fluorídrico para diminuir o seu diâmetro. Além disso, o aumento do índice de refração aconteceu também na bainha, mas apenas num dos lados da fibra, criando uma variação do índice de refração não simétrica. Esta assimetria da modulação cria uma rede com um espetro de transmissão dependente da polarização, ou seja, com perdas dependentes da polarização (PDL - Polarization Dependent Loss).

A técnica de gravação por aplicação de arco elétrico pode ser usada em qualquer tipo de fibra ótica, porque a modulação do índice de refração é conseguida devido às alterações das propriedades intrínsecas do material. Essa técnica consiste em aplicar uma descarga elétrica de forma periódica ao longo da fibra. Nas técnicas descritas em [13] e [15], as LPGs são gravadas ponto a ponto, usando os elétrodos de uma máquina de fusão.

Para gravar LPGs por deformação mecânica, pode, por exemplo, pressionar-se a fibra entre duas placas com sulcos periódicos, ou entre uma placa com sulcos e uma placa plana [14]. No entanto, esta técnica tem a particularidade da rede não ser permanente, isto é, quando se deixa de aplicar pressão nas redes fabricadas por este método, a modulação do índice de refração vai desaparecendo ao longo do tempo.

No caso de fabrico por irradiação da fibra com laser de CO<sub>2</sub>, os métodos mais comuns são baseados em técnicas ponto a ponto [11]. Em [16] é apresentado um método em que a fibra se move e em [11] e [10] são apresentados métodos onde a fibra está fixa e move-se o feixe do laser. Em [11] são movidos o espelho e a lente cilíndrica e em [10] é movido o laser. A gravação com CO<sub>2</sub> não necessita de um pré-tratamento na fibra, pode ser aplicada a quase todo o tipo de fibra e as LPGs gravadas sobrevivem a altas temperaturas, até 1200 °C, como foi estudado em [17]. A modulação do índice de refração é provocada pelo aquecimento da fibra. Excessivo aquecimento pode causar deformação física na fibra. Essas deformações são normalmente evitadas para diminuir as perdas de inserção das LPGs. No entanto, é possível usar estas mesmas alterações físicas causadas pela irradiação para fabricar LPGs

por deformação mecânica, técnica já mencionada anteriormente. Por exemplo, em [18], demonstrou-se uma técnica de fabrico de LPGs assimétricas, que consiste na abertura de sulcos periódicos na superfície da fibra com um feixe focado de  $\text{CO}_2$ . Estes sulcos não causam uma grande perda de inserção, porque estão apenas na parte exterior da bainha e, por isso, não têm influência na transmissão no núcleo da fibra.

Nos métodos já descritos, a modulação do índice de refração na bainha não é uniforme (exceto no método de inscrição por UV, em que a modulação surge apenas no núcleo). Isso faz com que exista aparecimento de PDL elevado, como já foi referido. Para evitar este fenómeno, o índice de refração deve ser modulado uniformemente em toda a secção transversal da fibra. Em comunicações óticas, querem-se LPGs com PDL baixo, pois uma transmissão dependente da polarização afeta o desempenho das comunicações.

O valor da modulação do índice de refração é uma das variáveis importantes que determinam as características de transmissão da LPG. A modulação depende de algumas propriedades inerentes à inscrição das redes. Por exemplo, no caso da gravação por irradiação, a modulação depende de alguns parâmetros do laser, que podem ser ajustados, como a potência e duração da irradiação durante o fabrico da LPG. Por isso, se houver um bom controlo desses parâmetros e um bom conhecimento das variações causadas por eles no índice de refração, podem ser ajustados de modo a atingir a modulação pretendida. Devido ao facto da variação ser tão pequena, tem sido difícil medir o valor com precisão [3]. Além disso, não existe, na literatura, um consenso da causa e dos valores dessa variação.

Na gravação por irradiação de UV, a variação do índice de refração poderá estar associada à formação de defeitos no vidro, relacionados com a existência de germânio [2]. No fabrico por implantação de iões, os aumentos do índice são atribuídos à alteração da polarizabilidade e à densificação do material [19, 20]. No caso da deformação mecânica, a modulação do índice de refração é induzida pelos pontos de pressão, devido ao efeito fotoelástico [14]. No caso da inscrição por irradiação de  $\text{CO}_2$ , demonstrou-se em [21] que a densificação é a fonte principal do aumento do índice de refração na bainha no lado da fibra exposto à radiação e que a relaxação da tensão mecânica contribui menos do que 10% para esse aumento. Verificou-se, também em [21], que a modulação do índice na bainha, no lado da fibra oposto à irradiação, é fraca (e é produzida principalmente pela relaxação da tensão residual). No caso do núcleo, a variação do índice de refração, induzida pela irradiação com laser de  $\text{CO}_2$ , foi explicada como resultado da relaxação da tensão residual dentro da fibra, causada pelos choques térmicos localizados [3, 22, 23]. Em [24] foi estimado que o índice de refração do núcleo da fibra diminui à medida que a relaxação da tensão residual aumenta.

Quanto aos valores da modulação do índice de refração, no caso da gravação por irradiação com laser de  $\text{CO}_2$ , em [25] usou-se um interferómetro Mach–Zehnder, que permitiu medir a variação no contraste entre os índices do núcleo e da bainha, descobrindo-se que era negativa, situada entre os valores  $-2.1 \times 10^{-4}$  e  $-8.0 \times 10^{-5}$ , dependendo do tipo de fibra, da potência do laser e da tensão aplicada. Em [3] calculou-se o pico da variação do índice de refração do núcleo, usando um interferómetro Fabry-Perot, tendo sido obtido o valor  $-7.12 \times 10^{-4}$ . Em [21], foi medida a variação do índice de refração no lado da bainha exposto à radiação, obtendo-se valores de aproximadamente  $5 \times 10^{-4}$ .

Neste trabalho, é apresentado um modelo numérico, para simular e analisar o comportamento de redes de período longo inscritas por irradiação com laser de CO<sub>2</sub>. Essa simulação tem como principal objetivo melhorar e otimizar uma técnica de fabrico de LPGs, que está a ser desenvolvida pelo grupo de comunicações óticas do Instituto de Telecomunicações, usando um sistema comercial de processamento de fibra que utiliza um laser de CO<sub>2</sub> como fonte de aquecimento. Com este sistema de processamento de fibra, a gravação é ponto a ponto e a fibra roda em torno do seu eixo enquanto é irradiada, obtendo-se uma modulação do índice de refração radialmente simétrica. Uma vez que não foi possível medir experimentalmente o valor da variação do índice de refração, foi usado um algoritmo genético, baseado no modelo numérico desenvolvido, para estimar esse valor. A técnica de fabrico apresentada neste trabalho será também implementada mais tarde, para gravar LPGs em fibras de vários núcleos, pois, como o sistema usado permite rodar a fibra enquanto a LPG é gravada, espera-se que a variação de índice de refração seja uniforme em todos os núcleos.

## 1.2 Estrutura do trabalho

Esta dissertação está dividida em cinco capítulos, de acordo com as sínteses seguintes.

### Capítulo 1

O primeiro capítulo é dedicado à apresentação das redes de período longo (LPGs). Aborda algumas das suas utilizações e métodos de fabrico. Refere, também, alguns estudos já realizados sobre a origem e valores da modulação do índice de refração. Na parte final, explicita-se o objetivo do trabalho.

### Capítulo 2

No segundo capítulo, são abordados alguns fundamentos teóricos relacionados com fibras óticas, modos de propagação, redes de difração e a teoria dos modos acoplados aplicada a redes de período longo.

### Capítulo 3

No terceiro capítulo faz-se a descrição do método de fabrico das redes de período de longo por irradiação com laser de CO<sub>2</sub>. São apresentadas e analisadas as características das LPGs fabricadas.

### Capítulo 4

O quarto capítulo apresenta um modelo numérico implementado no ambiente MATLAB, fundamentado na teoria dos modos acoplados, que foi desenvolvido para estudar as características das LPGs fabricadas. Apresenta, também, um algoritmo genético, baseado nesse modelo, usado para estimar o valor máximo da variação do índice de refração. Mostra os espectros de transmissão das LPGs simuladas, comparando-os com os espectros experimentais, de modo a estudar o comportamento das redes fabricadas.

### Capítulo 5

Por fim, no quinto capítulo elabora-se um resumo das conclusões obtidas ao longo do trabalho. Dada a importância das LPGs no campo das telecomunicações, sugere-se uma possível continuidade deste estudo.



# Capítulo 2

## Fundamentos teóricos

Neste capítulo, vão ser apresentados alguns fundamentos teóricos a propósito de fibras óticas, modos de propagação e redes de difração em fibra. Será descrita a teoria dos modos acoplados, usada mais tarde no trabalho para simular as propriedades óticas das redes.

### 2.1 Fibras óticas e modos de propagação

Uma fibra ótica é uma guia de onda dielétrica cilíndrica, composta por materiais com baixas perdas, como por exemplo, a sílica. A luz é guiada, através de reflexão interna total, no núcleo que se encontra envolto pela bainha, constituída por um material com índice de refração ligeiramente mais baixo do que o do núcleo. As fibras convencionais têm um núcleo centrado, mas existem outras com o núcleo descentrado, ou mesmo com vários núcleos.

As fibras podem ser distinguidas consoante o perfil do índice de refração, pelo que as mais usuais apresentam valores do índice de refração do núcleo e da bainha constantes e são designadas fibras de índice em degrau. Como também podem ser classificadas conforme o número de modos guiados, se o diâmetro do núcleo for suficientemente pequeno, apenas é permitido a propagação de um modo, por isso designam-se fibras monomodo (SMF - Single Mode Fiber); se o núcleo for maior, são permitidos vários modos de propagação e as fibras denominam-se multimodo.

O conceito de modo está associado à forma como a luz guiada se propaga. Cada modo viaja ao longo do eixo do guia de onda com constantes de propagação e velocidades de grupo distintas, mantendo a sua distribuição espacial transversal dos campos (elétrico e magnético) e a sua polarização [26].

Existem diferentes designações para os modos: modos TE, em que o campo elétrico axial  $E_z$  é zero; modos TM, em que o campo magnético axial  $H_z$  é zero; modos híbridos, em que as componentes do campo eletromagnético axiais ( $E_z$  e  $H_z$ ) não são zero [27]. Os modos híbridos podem ser denominados HE, quando o campo elétrico axial  $E_z$  se sobrepõe ao  $H_z$ , ou podem ser designados EH, quando o campo magnético axial  $H_z$  é o mais forte. As designações de HE e EH são meramente convencionais.

Pode ser considerada outra forma mais simples de caracterizar os modos, tendo em conta a aproximação dos modos linearmente polarizados (aproximação LP - Linearly Polarized). Essa aproximação pode servir para descrever um modo guiado pelo núcleo em fibras fracamente guiadas, ou seja, com diferença de índice normalizada núcleo-bainha  $\Delta \ll 1$ , com  $\Delta \cong \frac{n_n - n_b}{n_n}$ , onde  $n_n$  e  $n_b$  são os índices de refração do núcleo e da bainha, respetivamente. Nessa aproximação, cada modo é descrito por dois índices,  $l$  e  $m$ , que caracterizam as suas distribuições azimutal e radial, respetivamente. Os modos são denotados por  $LP_{l,m}$ . Os modos têm  $m$  máximos ao longo da direção radial e  $2l$  máximos ao longo da sua circunferência. Sendo assim, apenas os modos com  $l = 0$  têm um máximo no centro.

Para cada valor de  $l$  existem dois estados de polarização ortogonais que têm a mesma distribuição espacial. A cada valor em  $l \geq 0$  está associado um valor negativo  $-l$ , que tem a mesma distribuição de campo de  $l$ , mas desfasada de  $\phi$ . Ou seja, para cada estado de polarização há uma dependência de  $\phi$ , que pode ser  $\cos(l\phi)$  ou  $\sin(l\phi)$ . Logo, modos com  $l \geq 0$  são 4 vezes degenerados e modos com  $l = 0$ , como não têm dependência de  $\phi$ , são apenas 2 vezes degenerados (correspondendo aos dois estados de polarização independentes). Os modos degenerados têm a mesma constante de propagação [28, 29].

No caso dos modos da bainha, como a diferença de índice normalizada bainha-ar  $\Delta$  não é muito menor que 1, não pode ser usada a aproximação LP, por isso são usadas as definições convencionais [29]. É possível fazer uma correspondência entre os modos LP e os modos convencionais. Para  $l = 0$ , os modos  $LP_{0,m}$  correspondem a  $HE_{1,m}$ . O modo fundamental do núcleo  $LP_{0,1}$  corresponde assim ao modo  $HE_{1,1}$ . Para  $l = 1$ , os modos  $LP_{1,m}$  podem corresponder aos modos  $TE_{0,m}$ , aos modos  $TM_{0,m}$  e aos modos  $HE_{2,m}$ . Para  $l \geq 2$ , os modos  $LP_{l,m}$  podem corresponder aos modos  $EH_{l-1,m}$  e aos modos  $HE_{l+1,m}$ . Na figura 2.1 podem ser observadas a distribuição do campo elétrico e a distribuição de intensidade de alguns desses modos na designação LP e nas designações convencionais correspondentes [27].

## 2.2 Redes de difração em fibras óticas

Uma rede de difração numa fibra ótica é uma estrutura que consiste em perturbações periódicas do índice de refração ao longo do seu comprimento. Há dois tipos principais de redes, nomeadamente, redes de período curto, também designadas redes de Bragg, e redes de período longo (LPGs), também identificadas como redes de transmissão. Redes de período curto têm períodos na ordem de meio micrómetro para uma janela de operação à volta de 1550 nm, enquanto as redes de período longo têm períodos de centenas de micrómetros na mesma janela espectral. Ambos os tipos de rede têm um comportamento dependente do comprimento de onda e, por isso, têm aplicações em sistemas de comunicações óticas e em sensores [1]. A figura 2.2 apresenta um esquema de uma rede de difração em fibra ótica com modulação do índice de refração no núcleo.

O acoplamento de luz acontece entre modos do núcleo que se propagam em direções contrárias nas redes de Bragg, enquanto nas LPGs acontece entre modos que se propagam

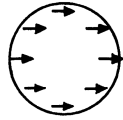

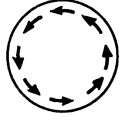
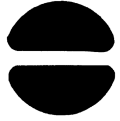
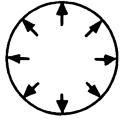



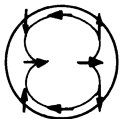

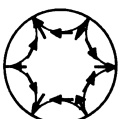

Designações LP	Designações tradicionais	Distribuição do campo elétrico	Distribuição da intensidade de $E_x$
LP <sub>01</sub>	HE <sub>11</sub>		
LP <sub>11</sub>	TE <sub>01</sub>		
	TM <sub>01</sub>		
	HE <sub>21</sub>		
LP <sub>21</sub>	EH <sub>11</sub>		
	HE <sub>31</sub>		

Figura 2.1: Distribuição espacial do vetor campo elétrico e intensidade de  $E_x$  dos modos LP e de modos convencionais (adaptado de [27]).

na mesma direção, podendo ser entre os do núcleo (fibras multimodo), ou entre modos do núcleo e da bainha (fibras monomodo ou multimodo).

Nas redes de Bragg, o comprimento de onda que satisfaça a condição de Bragg é refletido, enquanto os outros são transmitidos, resultando num pico no espectro de reflexão e numa depressão no espectro de transmissão. A refletividade no pico, comprimento de onda do pico e respetiva largura dependem do período, comprimento da rede e da intensidade da modulação de índice. Nas LPGs, quando o acoplamento ocorre entre um modo do núcleo e um da bainha, produz uma depressão no espectro de transmissão da rede. A intensidade da depressão, largura espectral e posição podem ser controladas por uma escolha apropriada do período da rede, do comprimento e da modulação do índice de refração.

Uma rede de período longo que tem uma variação de índice de refração radialmente simétrica em qualquer plano transversal da fibra promove acoplamento entre modos com a mesma simetria azimutal, ou seja, com o mesmo índice  $l$  [30]. Deste modo, o acoplamento do modo fundamental do núcleo HE<sub>1,1</sub> só irá acontecer com os modos da bainha HE<sub>1,m</sub>.

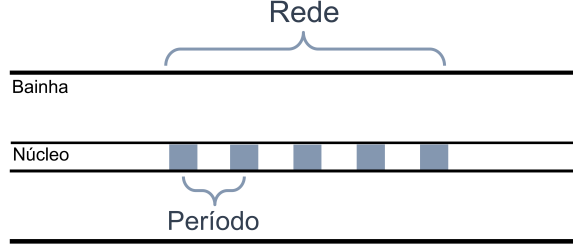


Figura 2.2: Esquema de uma rede de difração em fibra óptica com modulação do índice de refração no núcleo.

Recorde-se que os modos  $HE_{1,m}$  correspondem aos modos  $LP_{0,m}$ , que são os únicos com um máximo no centro. Assim, o modo fundamental do núcleo  $HE_{1,1}$ , com um máximo no centro, tem acoplamento forte com os modos da bainha  $HE_{1,m}$ , também com um máximo no centro.

## 2.3 Teoria dos modos acoplados

Neste trabalho, é usada a teoria de modos acoplados para modelar as LPGs, uma vez que a literatura mostra que este método prevê, com precisão, as propriedades óticas da maior parte das redes de difração em fibra. Nesta secção apresentamos esta teoria aplicada a LPGs, seguindo a referência [30]. Na aproximação dos modos acoplados, assume-se que a componente transversal do campo elétrico  $\vec{E}_t$  dos modos que se propagam na rede pode ser escrita como uma sobreposição dos campos dos modos ideais  $j$  (os modos numa guia de onda ideal sem rede), tal que

$$\vec{E}_t(x, y, z, t) = \sum_j A_j(z) \exp(i\beta_j z) \vec{e}_{jt}(x, y) \exp(-i\omega t) \quad (2.1)$$

em que  $A_j$  é a amplitude do modo  $j$  que viaja na direção  $+z$  e que varia lentamente com  $z$ ,  $\vec{e}_{jt}$  são as componentes transversais do campo dos modos da guia de onda ideal,  $\omega$  é a frequência angular da onda e  $\beta_j$  é a constante de propagação do modo  $j$ , que se relaciona com o índice de refração efetivo do modo  $j$ ,  $n_{\text{eff},j}$ , da forma

$$\beta_j = (2\pi/\lambda)n_{\text{eff},j}, \quad (2.2)$$

sendo  $\lambda$  o comprimento de onda no vazio associado a  $\omega$  através de  $\lambda = 2\pi c/\omega$ , onde  $c$  é a velocidade da luz no vazio.

Numa guia de onda ideal os modos são ortogonais, o que significa que não trocam energia ao longo da propagação. No entanto, a presença de uma perturbação dielétrica faz com que haja acoplamento entre os modos, de forma que as amplitudes  $A_j$  para os modos  $j$  evoluam ao longo do eixo  $z$ , segundo as equações

$$\frac{dA_j}{dz} = i \sum_k A_k (K_{kj}^t + K_{kj}^z) \exp[i(\beta_k - \beta_j)z]. \quad (2.3)$$

Na equação (2.3),  $K_{kj}^t(z)$  é o coeficiente de acoplamento transversal entre os modos  $j$  e  $k$ , traduzido por

$$K_{kj}^t(z) = \frac{\omega}{4} \iint_{\infty} dx dy \Delta\varepsilon(x, y, z) \vec{e}_{kt}(x, y) \cdot \vec{e}_{jt}^*(x, y), \quad (2.4)$$

onde  $\Delta\varepsilon$  é a perturbação para a permissividade elétrica, devido à rede, que é aproximadamente igual a  $2n\delta_n\varepsilon_0$  quando  $\delta_n \ll n$ . O parâmetro  $n$  é o índice de refração médio do material,  $\delta n$  é a variação do índice de refração e  $\varepsilon_0$  é a permissividade elétrica do vácuo. O coeficiente de acoplamento longitudinal  $K_{kj}^z(z)$  é desprezado, pois geralmente  $K_{kj}^z(z) \ll K_{kj}^t(z)$  para os modos da fibra e, assim, as equações (2.3) resultam em

$$\frac{dA_j}{dz} = i \sum_k A_k K_{kj}^t \exp[i(\beta_k - \beta_j)z] \quad (2.5)$$

Assumindo que, apenas existe variação do índice de refração  $\delta n$  no núcleo ( $\delta n$  passa a  $\delta n_n$ ) que é uniforme em  $x$  e  $y$  e sinusoidal ao longo de  $z$ , como é o caso de redes fabricadas por irradiação com UV, essa variação representa-se por

$$\delta n(z) = \delta n_n(z) = \frac{\overline{\delta n_n}}{2} \left[ 1 + v \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda}z\right) \right] \quad (2.6)$$

onde  $\overline{\delta n_n}$  é o valor máximo da variação no núcleo e  $v$  é a visibilidade da rede que, neste trabalho, será considerado igual a 1. O coeficiente de acoplamento transversal pode ser escrito como

$$K_{kj}^t(z) = \sigma_{kj}(z) \left[ 1 + \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda}z\right) \right] \quad (2.7)$$

com os coeficientes de acoplamento

$$\sigma_{kj}(z) = \varepsilon_0 \frac{\omega n_n}{2} \frac{\overline{\delta n_n}}{2} \iint_{\text{núcleo}} dx dy \vec{e}_{kt}(x, y) \cdot \vec{e}_{jt}^*(x, y). \quad (2.8)$$

Assim, as equações (2.5) podem ser representadas por

$$\frac{dA_j}{dz} = i \sum_k A_k \sigma_{kj}(z) \left[ 1 + \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda}z\right) \right] \exp[i(\beta_k - \beta_j)z]. \quad (2.9)$$

Usando o caso em que apenas há acoplamento entre dois modos, um modo 1 de amplitude  $A_1(z)$  e um modo 2 de amplitude  $A_2(z)$ , as equações (2.9) escrevem-se

$$\frac{dA_1}{dz} = iA_1\sigma_{11} \left[ 1 + \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda}z\right) \right] \exp[i(\beta_1 - \beta_1)z] + iA_2\sigma_{21} \left[ 1 + \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda}z\right) \right] \exp[i(\beta_2 - \beta_1)z] \quad (2.10)$$

$$\frac{dA_2}{dz} = iA_1\sigma_{12} \left[ 1 + \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda}z\right) \right] \exp[i(\beta_1 - \beta_2)z] + iA_2\sigma_{22} \left[ 1 + \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda}z\right) \right] \exp[i(\beta_2 - \beta_2)z] \quad (2.11)$$

Usando  $\cos(\frac{2\pi}{\Lambda}z) = \frac{1}{2} \exp(i\frac{2\pi}{\Lambda}z) + \frac{1}{2} \exp(-i\frac{2\pi}{\Lambda}z)$ , obtêm-se as equações

$$\frac{dA_1}{dz} = [iA_1\sigma_{11} + iA_2\sigma_{21} \exp(-i\Delta\beta z)] \left( 1 + \frac{\exp(i\frac{2\pi}{\Lambda}z) + \exp(-i\frac{2\pi}{\Lambda}z)}{2} \right) \quad (2.12)$$

$$\frac{dA_2}{dz} = [iA_2\sigma_{22} + iA_1\sigma_{12} \exp(i\Delta\beta z)] \left( 1 + \frac{\exp(i\frac{2\pi}{\Lambda}z) + \exp(-i\frac{2\pi}{\Lambda}z)}{2} \right) \quad (2.13)$$

com  $\Delta\beta = \beta_1 - \beta_2$ .

Podem desprezar-se os termos do lado direito da equação diferencial que tenham oscilações rápidas em  $z$ , porque esses termos contribuem pouco para as trocas de potência entre modos. Esta aproximação é usualmente designada aproximação síncrona. Neste caso, assumindo que o período da rede é tal que  $\Delta\beta \sim \frac{2\pi}{\Lambda}$ , mantêm-se apenas os termos sem exponencial, com  $\exp(-i\Delta\beta z + i\frac{2\pi}{\Lambda}z)$  e com  $\exp(i\Delta\beta z - i\frac{2\pi}{\Lambda}z)$ :

$$\frac{dA_1}{dz} = iA_1\sigma_{11} + \frac{i}{2}A_2\sigma_{21} \exp(-i\Delta\beta z + i\frac{2\pi}{\Lambda}z) \quad (2.14)$$

$$\frac{dA_2}{dz} = iA_2\sigma_{22} + \frac{i}{2}A_1\sigma_{12} \exp(i\Delta\beta z - i\frac{2\pi}{\Lambda}z). \quad (2.15)$$

Usando as transformações

$$R = A_1 \exp \left[ -\frac{i}{2}(\sigma_{11} + \sigma_{22})z + \frac{i}{2}\Delta\beta z - i\frac{\pi}{\Lambda}z \right] \quad (2.16)$$

$$S = A_2 \exp \left[ -\frac{i}{2}(\sigma_{11} + \sigma_{22})z - \frac{i}{2}\Delta\beta z + i\frac{\pi}{\Lambda}z \right] \quad (2.17)$$

e substituindo em (2.14) e (2.15), obtêm-se as equações diferenciais de coeficientes constantes

$$\frac{dR}{dz} = i\hat{\sigma}R + \frac{i}{2}\sigma_{21}S \quad (2.18)$$

$$\frac{dS}{dz} = -i\hat{\sigma}S + \frac{i}{2}\sigma_{12}R \quad (2.19)$$

em que  $\hat{\sigma} = \frac{\sigma_{11} - \sigma_{22}}{2} + \frac{\Delta\beta}{2} - \frac{\pi}{\Lambda}$ .

Como  $\sigma_{kj} = \sigma_{jk}^*$  e a parte imaginária dos coeficientes  $\sigma_{kj}$  é muito pequena, pode assumir-se que  $\sigma_{21} \simeq \sigma_{12}$ . Usando as condições iniciais  $R(0) = 1$  e  $S(0) = 0$ , as soluções de (2.18) e (2.19) para as amplitudes dos modos 1 e 2 são

$$R = \cos(\gamma_0 z) + i\frac{\hat{\sigma}}{\gamma_0} \sin(\gamma_0 z) \quad (2.20)$$

$$S = i\frac{\sigma_{12}}{2\gamma_0} \sin(\gamma_0 z) \quad (2.21)$$

com  $\gamma_0 = \frac{1}{2}\sqrt{\sigma_{12}^2 + 4\hat{\sigma}^2}$ . Colocando o módulo das amplitudes ao quadrado, obtêm-se as potências dos modos:

$$|R|^2 = \cos^2(\gamma_0 z) + \frac{\hat{\sigma}^2}{\gamma_0^2} \sin^2(\gamma_0 z) \quad (2.22)$$

$$|S|^2 = \frac{\sigma_{12}^2}{4\gamma_0^2} \sin^2(\gamma_0 z). \quad (2.23)$$

Para que haja transferência total de potência do modo 1 para o modo 2, a amplitude de  $|S|^2$  terá de ser igual a 1 e, para isso acontecer, é necessário que  $\frac{\sigma_{12}^2}{4\gamma_0^2}$  seja igual a 1. Substituindo então  $\gamma_0$  por  $\frac{1}{2}\sqrt{\sigma_{12}^2 + 4\hat{\sigma}^2}$  na expressão  $\frac{\sigma_{12}^2}{4\gamma_0^2} = 1$ , determina-se que  $\hat{\sigma} = 0$  e, portanto, o período ótimo  $\Lambda_{ot}$  obtém-se pela expressão

$$\frac{\sigma_{11} - \sigma_{22}}{2} + \frac{\Delta\beta}{2} - \frac{\pi}{\Lambda_{ot}} = 0. \quad (2.24)$$

Para determinar a distância  $L_{ot}$ , em que haverá transferência total de potência entre os modos, iguala-se  $\gamma_0 \times L_{ot}$  a  $\frac{\pi}{2}$ . Sabendo que, para o período ótimo  $\Lambda_{ot}$ ,  $\hat{\sigma} = 0$ , obtém-se a expressão

$$L_{ot} = \frac{\pi}{\sigma_{12}}. \quad (2.25)$$

A distância  $L_{ot}$  será o comprimento com que se quer fabricar a LPG.

Neste trabalho, as LPGs são fabricadas com um laser de CO<sub>2</sub>, o que faz com que algumas das condições indicadas em cima não se verifiquem. Neste caso, assume-se que a forma da variação do índice de refração não é sinusoidal, mas terá a forma de várias supergaussianas de grau  $N$  do tipo

$$\delta n(z) = \overline{\delta n} Y(z) = \overline{\delta n} \sum_j y(z - b_j) \quad (2.26)$$

com

$$y(z - b_j) = \exp\left(-\frac{(z - b_j)^N}{2c^N}\right), \quad (2.27)$$

onde  $\overline{\delta n}$  é o valor máximo da variação do índice de refração,  $b_j$  são as posições dos picos das supergaussianas separadas pelo período  $\Lambda$  e  $c$  é igual a  $\frac{FWHM}{2\sqrt[2]{\ln 2}}$ , onde FWHM é a largura a meia altura da supergaussiana.

Este método de gravação provoca variação do índice de refração também na bainha e, assim, os coeficientes de acoplamento são representados por

$$\begin{aligned} \sigma'_{kj}(z) = \varepsilon_0 \frac{\omega n_n}{2} \overline{\delta n}_n(z) \iint_{\text{núcleo}} dx dy \vec{e}_{kt}(x, y) \cdot \vec{e}_{jt}^*(x, y) \\ + \varepsilon_0 \frac{\omega n_b}{2} \overline{\delta n}_b(z) \iint_{\text{bainha}} dx dy \vec{e}_{kt}(x, y) \cdot \vec{e}_{jt}^*(x, y). \end{aligned} \quad (2.28)$$

Deste modo, o coeficiente de acoplamento transversal é dado por

$$K'_{kj}(z) = \sigma'_{kj}(z)Y(z). \quad (2.29)$$

Usando  $K'_{kj}(z)$  nas expressões (2.5), obtêm-se as equações dos modos acoplados para a variação de índice de refração em forma de supergaussiana:

$$\frac{dA_j}{dz} = i \sum_k A_k \sigma'_{kj}(z) Y(z) \exp[i(\beta_k - \beta_j)z]. \quad (2.30)$$

Voltando a analisar o caso onde há acoplamento entre um modo 1 e um modo 2, as equações (2.30) transformam-se em

$$\frac{dA_1}{dz} = i\sigma'_{11}Y(z)A_1 + i\sigma'_{21}Y(z)A_2 \exp(-i\Delta\beta z) \quad (2.31)$$

$$\frac{dA_2}{dz} = i\sigma'_{22}Y(z)A_2 + i\sigma'_{12}Y(z)A_1 \exp(i\Delta\beta z), \quad (2.32)$$

que são equivalentes às equações (2.10) e (2.11).

A sucessão de supergaussianas pode ser escrita na forma de uma série de Fourier:

$$Y(z) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \alpha_n \exp\left(i\frac{2\pi}{\Lambda}nz\right) \quad (2.33)$$

cujos coeficientes são traduzidos por

$$\alpha_n = \frac{1}{\Lambda} \int_{-\frac{\Lambda}{2}}^{\frac{\Lambda}{2}} y(z) \exp\left(-i\frac{2\pi}{\Lambda}nz\right) dz. \quad (2.34)$$

Usando apenas os termos de ordem -1, 0 e 1 da série de Fourier, obtêm-se

$$\frac{dA_1}{dz} = [i\sigma'_{11}A_1 + i\sigma'_{21}A_2 \exp(-i\Delta\beta z)] \left[ \alpha_0 + \alpha_1 \exp\left(i\frac{2\pi}{\Lambda}z\right) + \alpha_{-1} \exp\left(-i\frac{2\pi}{\Lambda}z\right) \right] \quad (2.35)$$

$$\frac{dA_2}{dz} = [i\sigma'_{22}A_2 + i\sigma'_{12}A_1 \exp(i\Delta\beta z)] \left[ \alpha_0 + \alpha_1 \exp\left(i\frac{2\pi}{\Lambda}z\right) + \alpha_{-1} \exp\left(-i\frac{2\pi}{\Lambda}z\right) \right]. \quad (2.36)$$

Usando a aproximação síncrona, as equações passam a

$$\frac{dA_1}{dz} = i\sigma'_{11}\alpha_0A_1 + i\sigma'_{21}\alpha_1 \exp\left(i\frac{2\pi}{\Lambda}z - i\Delta\beta z\right) A_2 \quad (2.37)$$

$$\frac{dA_2}{dz} = i\sigma'_{22}\alpha_0A_2 + i\sigma'_{12}\alpha_{-1} \exp\left(-i\frac{2\pi}{\Lambda}z + i\Delta\beta z\right) A_1. \quad (2.38)$$



As equações (2.37) e (2.38) são equivalentes às equações (2.14) e (2.15), escritas quando a variação do índice de refração tinha forma sinusoidal. Usando transformações equivalentes às (2.16) e (2.17), obtêm-se as equações diferenciais de coeficientes constantes

$$\frac{dR}{dz} = i\hat{\sigma}'R + i\sigma_{21}\alpha_1S \quad (2.39)$$

$$\frac{dS}{dz} = -i\hat{\sigma}'S + i\sigma_{12}\alpha_{-1}R \quad (2.40)$$

com  $\hat{\sigma}' = \alpha_0 \frac{(\sigma'_{11} - \sigma'_{22})}{2} + \frac{\Delta\beta}{2} - \frac{\pi}{\Lambda}$ .

Usando o mesmo método de resolução que foi usado para o caso anterior e assumindo que  $\sigma'_{21} \simeq \sigma'_{12}$  e  $\alpha_1 = \alpha_{-1}$ , obtêm-se as soluções para as amplitudes

$$R = \cos(\gamma'_0 z) + i \frac{\hat{\sigma}'}{\gamma'_0} \sin(\gamma'_0 z) \quad (2.41)$$

$$S = i\alpha_{-1} \frac{\sigma'_{12}}{\gamma'_0} \sin(\gamma'_0 z), \quad (2.42)$$

com  $\gamma'_0 = \sqrt{\alpha_{-1}^2 \sigma'^2_{12} + \hat{\sigma}'^2}$ , e as equações para as potências do modo 1 e 2, respetivamente,

$$|R|^2 = \cos^2(\gamma'_0 z) + \frac{\hat{\sigma}'^2}{\gamma'^2_0} \sin^2(\gamma'_0 z) \quad (2.43)$$

$$|S|^2 = \alpha_{-1}^2 \frac{\sigma'^2_{12}}{\gamma'^2_0} \sin^2(\gamma'_0 z). \quad (2.44)$$

Analogamente ao caso anterior, quando houver transferência total de potência para o modo 2,  $|S|^2$  será igual a 1 e, assim,  $\alpha_{-1}^2 \frac{\sigma'^2_{12}}{\gamma'^2_0}$  será igual a 1. Fazendo os cálculos, determina-se que  $\hat{\sigma}' = 0$  e o período ótimo  $\Lambda'_{ot}$  pode ser obtido através da expressão

$$\alpha_0 \frac{(\sigma'_{11} - \sigma'_{22})}{2} + \frac{\Delta\beta}{2} - \frac{\pi}{\Lambda'_{ot}} = 0. \quad (2.45)$$

Da mesma forma, a distância ótima  $L'_{ot}$  será

$$L'_{ot} = \frac{1}{2\alpha_{-1}} \frac{\pi}{\sigma'_{12}}. \quad (2.46)$$

## 2.4 Sumário

Neste capítulo, foram expostos alguns fundamentos teóricos respeitantes a fibras óticas e a redes de difração. Seguidamente, apresentaram-se as equações da teoria dos modos acoplados aplicada a LPGs. Neste contexto, demonstrou-se diferentes equações relativas a uma modulação do índice de refração com uma forma sinusoidal e a uma modulação com

uma forma de supergaussianas, nomeadamente, para a evolução das amplitudes dos modos ao longo de  $z$ , para o período ótimo (no caso de acoplamento apenas entre dois modos) e para o correspondente comprimento das redes. Estas equações são usadas no modelo numérico que será apresentado no quarto capítulo.

## Capítulo 3

# Produção de LPGs por irradiação com laser de CO<sub>2</sub>

Neste capítulo vai ser descrito um método de fabrico de redes de período longo (LPGs) por irradiação de CO<sub>2</sub>. Serão, também, apresentados e analisados os espectros de transmissão das LPGs fabricadas segundo este método.

### 3.1 Descrição do método de fabrico de LPGs

Como já foi mencionado nesta dissertação, no fabrico de LPGs por irradiação com laser de CO<sub>2</sub>, a inscrição é realizada pela exposição à radiação de segmentos da fibra periodicamente espaçados. O comprimento de onda da radiação, 10.6 μm, é fortemente absorvido pela sílica, fazendo com que haja um aquecimento localizado na fibra e uma consequente alteração local do índice de refração. Esta técnica dispensa a fotossensibilidade da fibra, eliminando assim a necessidade de pré-tratamento, e pode ser usada para produzir LPGs em quase todos os tipos de fibra incluindo fibras com núcleo de sílica pura e fibras microestruturadas.

Para o fabrico das LPGs, foi utilizado um sistema de processamento de fibra que usa um laser de CO<sub>2</sub> como fonte de aquecimento (LZM-100 LAZERMaster de AFL Fujikura). O sistema LZM, ilustrado na figura 3.1, tem dois suportes que seguram a fibra, dois motores de translação, dois motores de rotação e duas câmaras de vídeo usadas para monitorizar o processo de inscrição.

As LPGs foram produzidas usando uma técnica ponto a ponto em que se move a fibra. Esta técnica é constituída por 3 passos. Primeiramente, a fibra é irradiada pelo laser enquanto esta roda 360° em torno do seu eixo longitudinal. No sistema LZM, a fibra é irradiada em dois pontos diferentes (quase diametralmente opostos), como se pode ver no esquema da figura 3.2, e, por isso, depois de rodar os 360° terá sido irradiada duas vezes em cada ponto. Prevê-se que a modulação do índice de refração seja radialmente uniforme em toda a secção transversal da fibra. O passo seguinte é rodar a fibra na direção contrária àquela em que rodou enquanto foi irradiada, para não provocar uma torção na

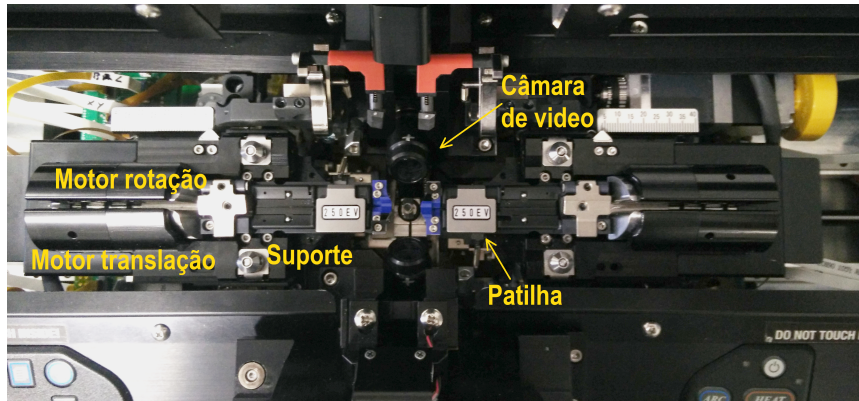


Figura 3.1: Fotografia do sistema LXM-100 LAZERMaster de AFL Fujikura.

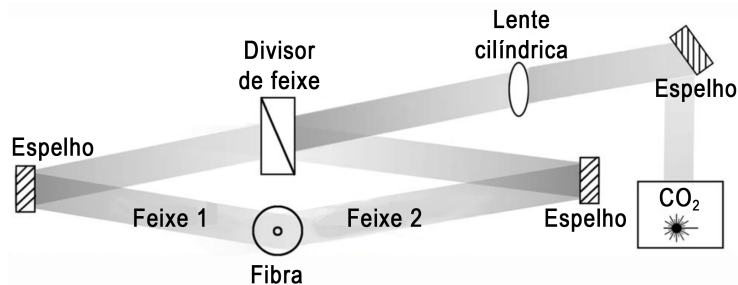


Figura 3.2: Caminho óptico do feixe do laser do sistema LXM (adaptado de [31]).

fibra devido à rotação contínua na mesma direção. No terceiro passo, são usados os motores de translação para mover a fibra ao longo de uma distância cujo valor será o período definido para a LPG. De seguida, volta-se ao início do processo e os 3 passos serão repetidos as vezes necessárias até se obter o espectro de transmissão pretendido. O esquema do processo pode ser observado na figura 3.3. Enquanto a LPG é gravada, é possível observar o espectro e, analisando a depressão, é possível decidir quantos períodos gravar. Na gravação de cada LPG, o processo foi interrompido quando a depressão começou a diminuir, ou seja, quando o valor da transmissão no mínimo da depressão voltou a aumentar, guardando-se o espectro

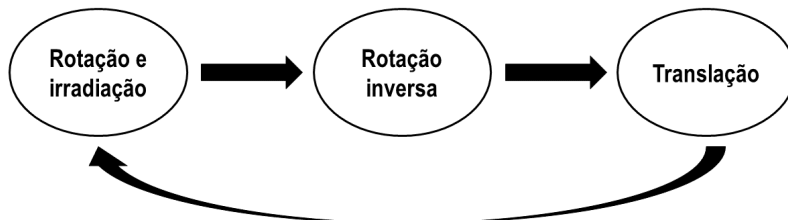


Figura 3.3: Esquema do processo de fabrico das LPGs.

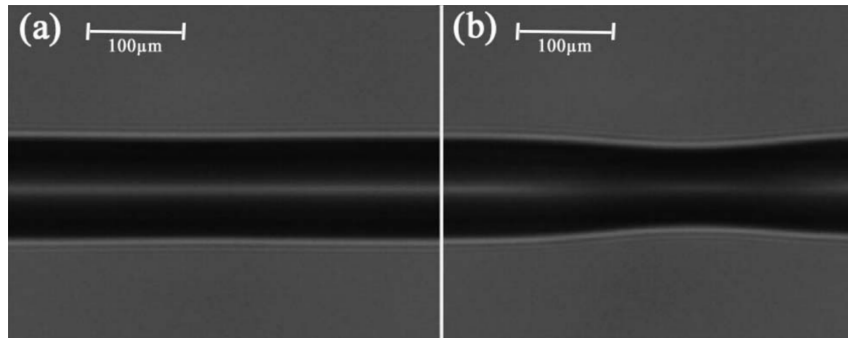


Figura 3.4: Imagens obtidas com as câmaras do sistema LZM de uma fibra depois de 2 s de irradiação com um feixe de 4.30 W e tensão de (a) 555  $\mu\epsilon$  e de (b) 1800  $\mu\epsilon$  (retirado de [31]).

que apresentou a depressão máxima para posterior análise.

Com o sistema LZM é possível ter um bom controlo da potência do laser, tempo de exposição e movimento da fibra. Este controlo é importante para se conseguir reproduzir as LPGs. Outro aspeto importante, é o facto de permitir que a fibra rode enquanto é irradiada, sendo esperado que, nas LPGs fabricadas com a técnica descrita, a modulação do índice de refração seja radialmente uniforme e o PDL (perdas dependentes da polarização) seja baixo, ao contrário de outras técnicas em que as fibras são expostas ao laser apenas em um dos lados.

Na escolha dos valores da potência do laser, do tempo de exposição e da tensão da fibra é preciso ter em conta que estes têm de ser suficientemente elevados para causar modulação do índice de refração, sem serem exagerados, para não criar uma redução localizada do diâmetro da fibra. A diferença entre uma fibra que não sofreu deformação e outra que sofreu redução do diâmetro pode ser observada na figura 3.4. Os valores mais adequados a usar foram determinados depois de serem realizados vários testes e tentativas de fabrico de LPGs. Esses valores têm de se manter constantes para se conseguir reproduzir LPGs. No caso da potência e do tempo de exposição, estes são facilmente controlados no sistema LZM. Foram usados os valores 4.30 W para a potência e 8 s para o tempo de exposição (durante esses 8 s a fibra roda 360°). Quanto à tensão, é mais difícil controlá-la. Para minimizar as diferenças de tensão durante o fabrico das várias LPGs, colocou-se a fibra segura num dos suportes do sistema (uma patilha fechada) e, na outra extremidade da fibra, colocou-se uma massa de 13.3 g e só depois se fechou a patilha do suporte desse lado, como pode ser observado no esquema da figura 3.5.

Foram também realizados alguns testes para verificar se a fibra ia perdendo tensão durante o processo de gravação, devido ao movimento que vai sofrendo com a translação e as rotações. Para isso, foram fabricadas várias LPGs em que se aplicou uma tensão na fibra antes de cada irradiação, utilizando os motores da máquina. Na figura 3.6 observam-se os resultados dos testes de LPGs fabricadas com um período de 950  $\mu\text{m}$ , com diferentes valores de tensão aplicada entre irradiações. A LPG 1 não sofreu tensão adicional antes

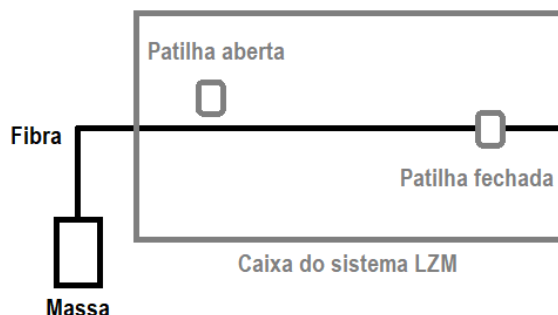


Figura 3.5: Esquema do processo de colocação da fibra na máquina com uma tensão definida por uma massa suspensa.

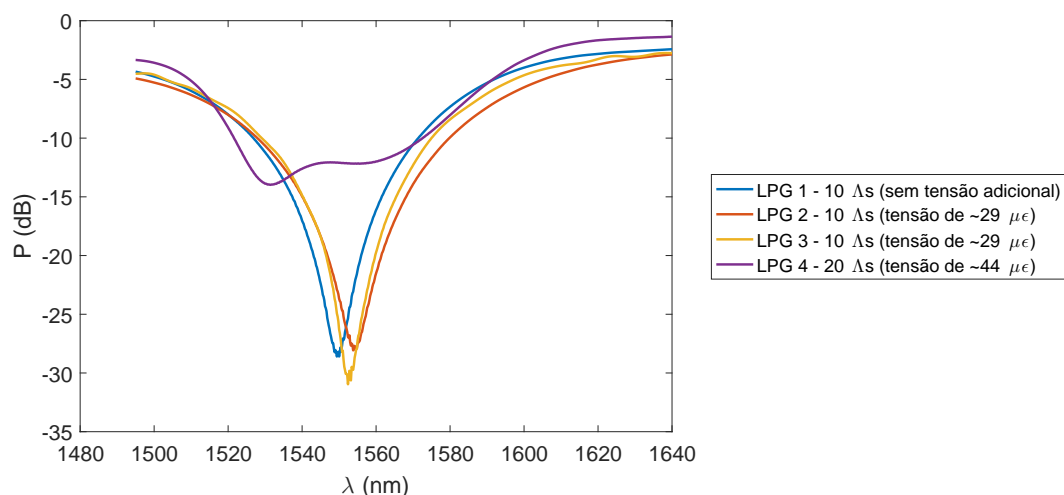


Figura 3.6: Espectros de transmissão de LPGs fabricadas com diferentes tensões aplicadas entre irradiações.

das irradiações do laser; as LPGs 2 e 3 sofreram uma tensão de  $\sim 29 \mu\epsilon$ , com os motores do sistema LZM, antes de cada irradiação; a LPG 4 sofreu uma tensão de  $\sim 44 \mu\epsilon$  antes de cada irradiação. A LPG 4 sofreu uma diminuição localizada do diâmetro da fibra na primeira irradiação, concluindo-se que sofria demasiada tensão. Por outro lado, depois de 20 irradiações periodicamente espaçadas, não apresentou uma boa depressão no espectro de transmissão. Com estes testes, concluiu-se que, não aplicar uma tensão adicional na fibra antes de cada irradiação ou aplicar uma tensão de  $\sim 29 \mu\epsilon$  parece não fazer diferença, mas uma tensão de  $\sim 44 \mu\epsilon$  é demasiado elevada. Assim, decidiu-se fabricar as LPGs sem aplicar tensão adicional na fibra, com os motores do sistema LZM, antes de cada irradiação.

## 3.2 Caracterização das LPGs fabricadas

Usando o método descrito na secção anterior, foram produzidas LPGs em fibra SMF (Single Mode Fiber) padrão, com os períodos  $1000\ \mu\text{m}$ ,  $1050\ \mu\text{m}$ ,  $1065\ \mu\text{m}$  e  $1100\ \mu\text{m}$ . Foram produzidas 3 LPGs para cada período, para verificar a reprodutibilidade. As LPGs fabricadas têm comprimentos entre  $0.88\ \text{cm}$  e  $1.32\ \text{cm}$ . Esses extremos correspondem ambos a  $\Lambda = 1100\ \mu\text{m}$  (LPG 1 e 2 respetivamente). Os valores do comprimento das LPGs estão apresentados na tabela 3.1. A figura 3.7 apresenta os espectros de transmissão das redes fabricadas. Os valores do comprimento de onda e da potência das depressões estão

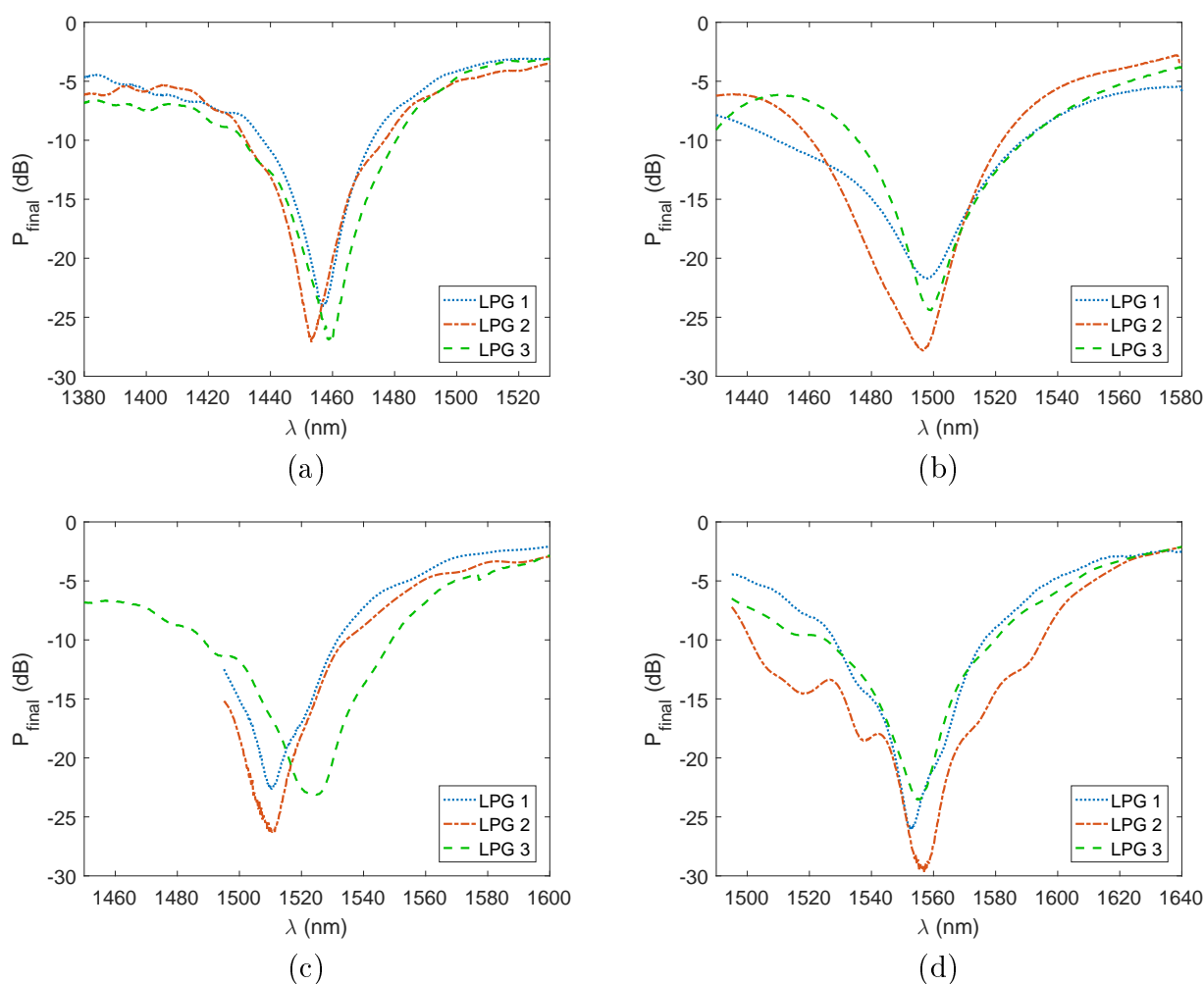


Figura 3.7: Espectros de transmissão das LPGs fabricadas com períodos de (a)  $1000\ \mu\text{m}$ , (b)  $1050\ \mu\text{m}$ , (c)  $1065\ \mu\text{m}$  e (d)  $1100\ \mu\text{m}$ .

também na tabela 3.1. Os espectros das LPGs de  $\Lambda = 1000\ \mu\text{m}$ ,  $\Lambda = 1050\ \mu\text{m}$  e a LPG 3 de  $\Lambda = 1065\ \mu\text{m}$  foram medidos com uma fonte ótica de banda larga, da marca Whitelase, modelo WL-SC-400-2, usada juntamente com um OSA (Optical Spectrum Analyzer), da

Tabela 3.1: Valores das LPGs fabricadas.

$\Lambda$ ( $\mu\text{m}$ )		<b>1000</b>	<b>1050</b>	<b>1065</b>	<b>1100</b>
$\lambda$ (nm)	LPG 1	1457	1498	1510	1553
	LPG 2	1453	1497	1511	1557
	LPG 3	1459	1499	1524	1555
	<b>Média</b>	<b>1456</b>	<b>1498</b>	<b>1515</b>	<b>1555</b>
	<b>Diferença máxima</b>	<b>6</b> 0.41%	<b>2</b> 0.13%	<b>14</b> 0.92%	<b>4</b> 0.26%
$P$ (dB)	LPG 1	-23.98	-21.71	-22.63	-26.08
	LPG 2	-27.10	-27.76	-26.27	-29.47
	LPG 3	-26.85	-24.39	-23.07	-23.52
	<b>Média</b>	<b>-25.98</b>	<b>-24.62</b>	<b>-23.99</b>	<b>-26.36</b>
	<b>Diferença máxima</b>	<b>3.12</b> 12%	<b>6.05</b> 25%	<b>3.64</b> 15%	<b>5.95</b> 23%
$L$ (cm) (períodos)	LPG 1	1.000 (10)	0.945 (9)	0.959 (9)	0.880 (8)
	LPG 2	1.100 (11)	1.050 (10)	1.065 (10)	1.320 (12)
	LPG 3	1.100 (11)	1.050 (10)	0.959 (9)	1.210 (11)
	<b>Média</b>	<b>1.066</b>	<b>1.015</b>	<b>0.994</b>	<b>1.137</b>
	<b>Diferença máxima</b>	<b>0.100</b> 9%	<b>0.105</b> 10%	<b>0.106</b> 11%	<b>0.440</b> 39%

marca Advantest, modelo Q8384, e podem medir numa gama entre 600 nm e 1700 nm. Os espetros das LPGs 1 e 2 de  $\Lambda = 1065$  e as LPGs de  $\Lambda = 1100$  foram medidos com um ONA (Optical Network Analyzer), da marca Agilent, modelo 86038P, e mede numa gama entre 1495 nm e 1640 nm.

Observando os espetros da figura 3.7, constata-se que, à medida que aumenta o período com que se gravam as redes, a depressão move-se para os comprimentos de onda mais altos, como se espera da expressão 2.45, assumindo que o acoplamento nos quatro casos é entre os mesmos modos. Considerando apenas os espetros das LPGs de um dado período, verifica-se que a depressão presente é semelhante nos valores e na forma. Para as LPGs de período 1000  $\mu\text{m}$ , as depressões têm uma diferença máxima de 6 nm e de 3.12 dB (o que corresponde a uma diferença de 0.41% para  $\lambda$  e 12% para  $P$ , em relação ao valor médio); para as de período 1050  $\mu\text{m}$ , a diferença é de 2 nm e de 6.05 dB (0.13% para  $\lambda$  e 25% para  $P$ ); para as de período 1065  $\mu\text{m}$ , a diferença é de 14 nm e de 3.64 dB (0.92% para  $\lambda$  e 15% para  $P$ ); para as de período 1100  $\mu\text{m}$ , a diferença é de 4 nm e de 5.95 dB (0.26% para  $\lambda$  e 23% para  $P$ ). As diferenças entre os comprimentos de onda de ressonância  $\lambda$ , para os quatro períodos, são inferiores a 1%. Já as diferenças entre os valores da potência das depressões são maiores mas, mesmo assim, todas inferiores a 30%. Estas diferenças podem dever-se ao facto do melhor comprimento  $L$  para a rede (comprimento no qual o valor da



potência seria mínimo) situar-se numa distância entre o número de períodos, visto que as LPGs são fabricadas com um comprimento múltiplo do valor do período. Os comprimentos das LPGs fabricadas, com um determinado período, também não são sempre iguais. Todas estas diferenças podem dever-se a pequenos desvios nos valores de parâmetros respeitantes à gravação das LPGs, tais como: tensão, potência do laser, vibrações existentes durante a rotação da fibra e valor dos períodos. Também no fabrico de uma mesma LPG, estes parâmetros podem apresentar ligeiras diferenças, entre cada irradiação. Ainda assim, estas diferenças nos valores das redes fabricadas são suficientemente baixas para se concluir que é possível produzir LPGs de forma reprodutível, usando este método de gravação.

Foram também observados os gráficos do PDL das redes fabricadas. São apresentados dois exemplos na figura 3.8, onde se pode observar o PDL para duas redes de período 1065  $\mu\text{m}$ . Esse PDL foi medido pelo ONA (marca Agilent, modelo 86038P). O valor máximo

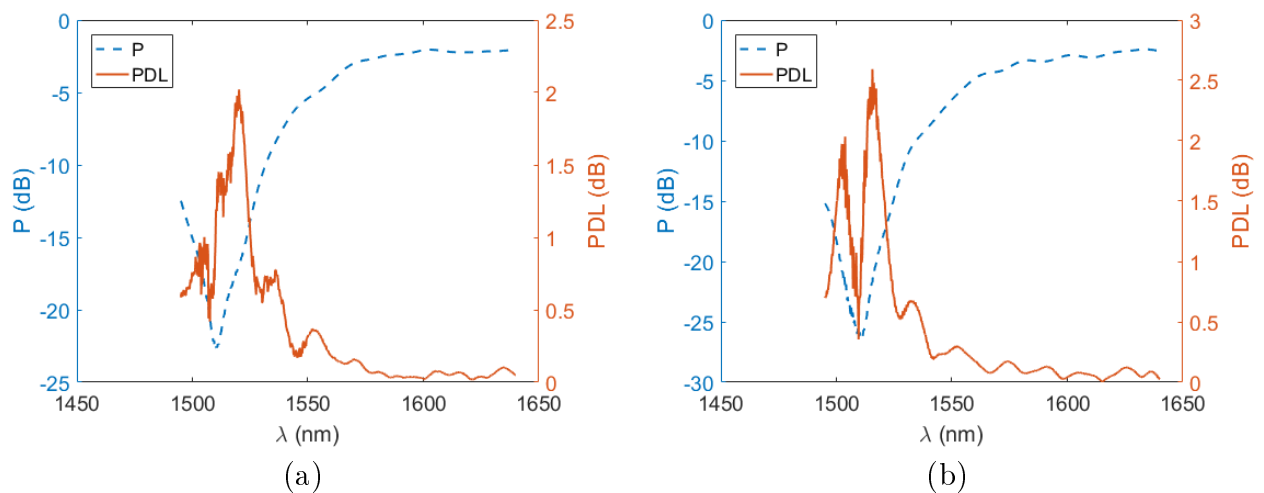


Figura 3.8: Gráfico do PDL das LPGs 1 (a) e 2 (b) com período 1065  $\mu\text{m}$ .

do PDL das redes fabricadas não ultrapassou os 3 dB, que é considerado um valor baixo [31]. Isso sugere que a variação do índice de refração, nas redes fabricadas, é radialmente uniforme.

### 3.3 Sumário

Neste capítulo foi descrito um método de fabrico de LPGs, ponto a ponto, por irradiação com laser de  $\text{CO}_2$ , utilizando um sistema comercial de processamento de fibra. Com a técnica apresentada foi possível controlar os valores dos parâmetros associados à produção das LPGs: potência do laser, tempo de exposição, tensão na fibra e movimento da fibra.

Foram fabricadas LPGs com os períodos 1000  $\mu\text{m}$ , 1050  $\mu\text{m}$ , 1065  $\mu\text{m}$  e 1100  $\mu\text{m}$ . Com este processo resultaram redes com um PDL considerado baixo, o que sugere uma variação

de índice de refração radialmente simétrica. Foi também possível reproduzir as LPGs fabricadas.

# Capítulo 4

## Modelação e simulação das LPGs fabricadas

Neste capítulo, vai ser apresentado um modelo numérico, baseado na teoria dos modos acoplados aplicados a LPGs, desenvolvido no ambiente MATLAB, para estudar o comportamento das redes fabricadas. Será também apresentado um algoritmo genético para estimar o valor máximo da variação do índice de refração. Serão mostradas simulações para analisar e caracterizar o comportamento das LPGs.

### 4.1 Modelo numérico

#### 4.1.1 Estrutura

O modelo numérico desenvolvido pode ser usado para calcular o período ótimo (em que há transferência de potência total entre dois modos), para construir o gráfico da evolução da potência em cada modo ao longo da distância e também para produzir o gráfico do espectro de transmissão numa determinada distância  $z$ . Um esquema da estrutura do modelo numérico está apresentado na figura 4.1.

Para calcular o período ótimo da rede é usada a expressão (2.45) na função  $f_{zero}$  do MATLAB, que encontra o período de modo a que essa expressão tenha o valor zero. Nessa expressão são usados os coeficientes de apenas 2 modos, um do núcleo e outro da bainha, e um comprimento de onda  $\lambda$ . Os modos do núcleo e da bainha são calculados usando o *software* comercial COMSOL Multiphysics. Os coeficientes de acoplamento  $\sigma'_{kj}$  são calculados através da expressão (2.28), que usa os valores da distribuição da componente transversal do campo elétrico  $\vec{e}_{jt}$  de cada modo  $j$  (retirados do COMSOL e normalizados), os valores dos índices de refração do núcleo  $n_n$  e da bainha  $n_b$  (calculados através da equação de *Sellmeier*) e os valores máximos das variações dos índices de refração  $\delta\bar{n}$  escolhidos. Uma aproximação da distância de acoplamento total, correspondente a esse período ideal, pode depois ser calculada usando a expressão (2.46).

Quando se pretende produzir o gráfico da evolução da potência, é preciso resolver as

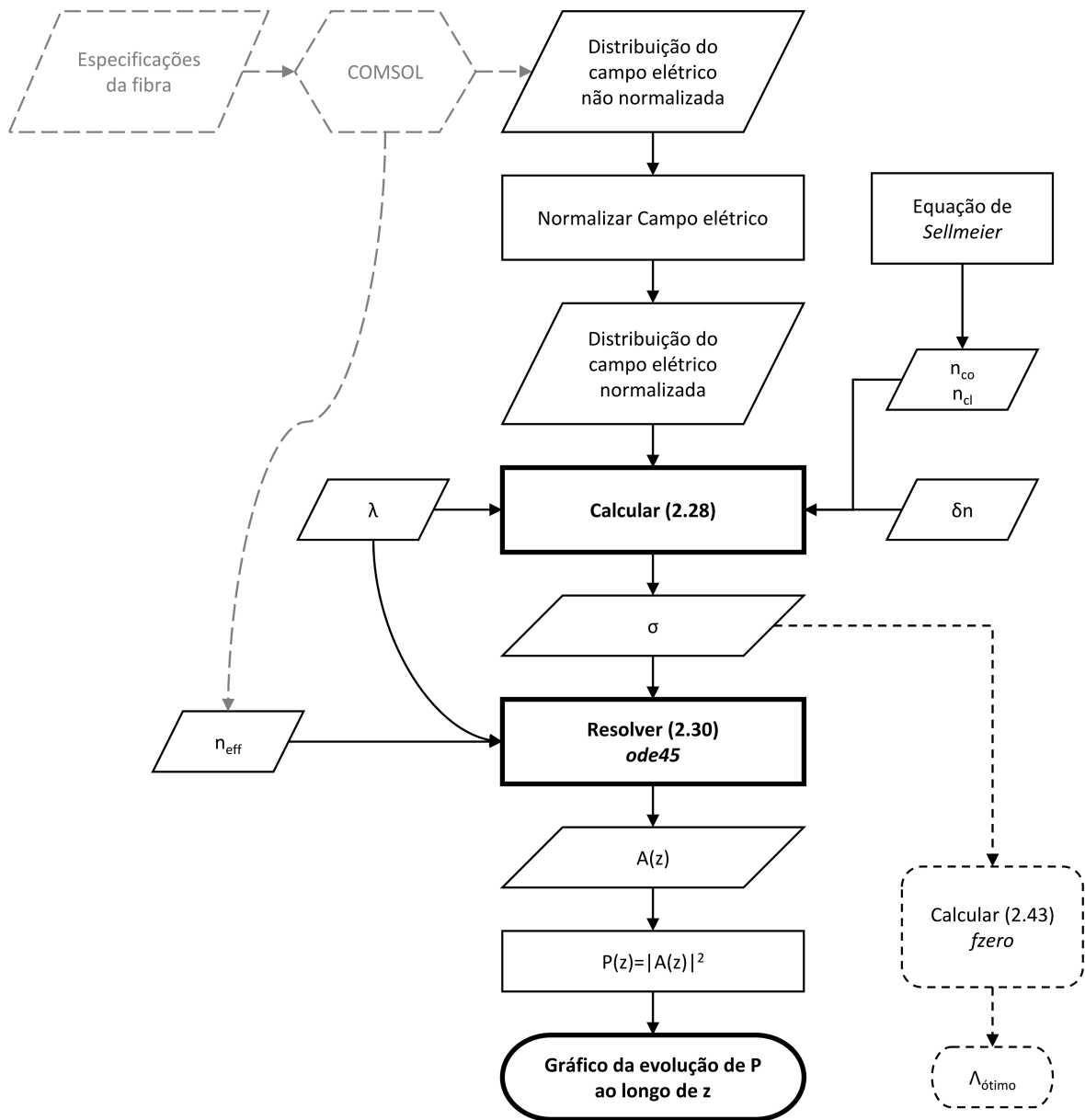


Figura 4.1: Esquema do modelo numérico elaborado no MATLAB.

equações (2.30) e, para isso, é usada a rotina *ode45*, que resolve equações diferenciais ordinárias. Neste caso, é preciso escolher um conjunto de modos, o comprimento de onda  $\lambda$ , o período  $\Lambda$  da LPG, a distância  $z_f$  e a forma da variação do índice de refração. Os índices de refração efetivos  $n_{\text{eff},j}$  de cada modo  $j$ , para o cálculo dos  $\beta_j$ , são calculados pelo COMSOL. À saída da *ode45*, obtêm-se as amplitudes  $A_j$  de cada modo  $j$  para cada  $z$ , no intervalo entre zero e a distância  $z_f$ . O valor de cada potência  $P_j$  calcula-se através de  $P_j = |A_j|^2$  e, assim, é possível obter o gráfico da evolução da potência  $P_j$  em função da distância  $z$ .

Para se construir o espectro, é necessário repetir o método descrito do cálculo da potência, para vários comprimentos de onda  $\lambda$ , na gama pretendida. Com os valores de  $P_{\text{núcleo}}$  para os diferentes comprimentos de onda  $\lambda$ , numa dada distância  $z_f$  definida, é possível desenhar o gráfico da potência  $P_{\text{núcleo}}$  em função do comprimento de onda  $\lambda$ , que corresponde ao espectro de transmissão de uma LPG com comprimento  $L = z_f$ .

### 4.1.2 Parâmetros

Nesta subsecção, serão apresentados os parâmetros usados nas simulações realizadas com o modelo numérico descrito anteriormente.

Para os raios do núcleo e da bainha da fibra, foram usados os valores 4.1  $\mu\text{m}$  e 62.5  $\mu\text{m}$ , respetivamente. Os índices de refração foram calculados através da equação de *Sellmeier*, cujos coeficientes foram retirados de [32] (página 214, tabela 6.3). Para a bainha, usaram-se os coeficientes de 100% sílica e, para o núcleo, considerando a composição de sílica dopada com 3% de germânio, usou-se a aproximação  $\text{Coef}_{3\% \text{GeO}_2} = \text{Coef}_{\text{SiO}_2} + 0.03 \times (\text{Coef}_{\text{GeO}_2} - \text{Coef}_{\text{SiO}_2})$  para calcular os coeficientes.

Como foi mencionado anteriormente, com o *software* COMSOL Multiphysics determinaram-se os modos guiados no núcleo e na bainha. O modelo escrito no COMSOL usou os seguintes parâmetros da fibra: raio do núcleo, raio da bainha e os coeficientes de *Sellmeier* para calcular os índices de refração. Foi acrescentada uma camada de ar à volta da bainha, com raio de 100  $\mu\text{m}$  e índice de refração igual a 1. Este modelo devolveu os valores para cada modo a usar no modelo numérico: índices de refração efetivos (para diferentes  $\lambda$ s), o campo elétrico na componente  $x$  e na componente  $y$  e a potência (para normalizar a distribuição do campo elétrico). Neste processo foram utilizados 100 modos (2 do núcleo e 98 da bainha).

Quanto à forma da modulação do índice de refração, decidiu-se optar por uma forma semelhante à do perfil do aquecimento da fibra pelo laser. Este perfil foi obtido através de uma imagem captada pelas câmaras do sistema LZM, como se pode ver na figura 4.2. A intensidade de cada pixel da imagem foi medida e ajustada a uma gaussiana com largura a meia altura  $\text{FWHM} = 269.54 \mu\text{m}$ , supergaussiana com  $N=4$  e  $\text{FWHM} = 424.73 \mu\text{m}$  e supergaussiana com  $N=6$  e  $\text{FWHM} = 473.46 \mu\text{m}$ , tal como é apresentado no gráfico da figura 4.3. A forma mais aproximada à experimental, escolhida para a simulação, foi a supergaussiana com  $N=6$ .

Embora a expressão (2.28) utilize  $\overline{\delta n_n}$  e  $\overline{\delta n_b}$ , depois de vários testes concluiu-se que apenas o valor da diferença entre  $\overline{\delta n_s}$  ( $\overline{\delta n_b} - \overline{\delta n_n}$ ) tem influência nos resultados finais e,

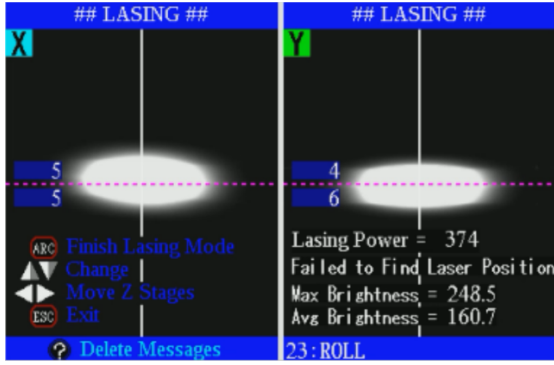


Figura 4.2: Imagens do perfil do aquecimento da fibra pelo laser de CO<sub>2</sub>, captadas pelas câmaras do sistema LZM.

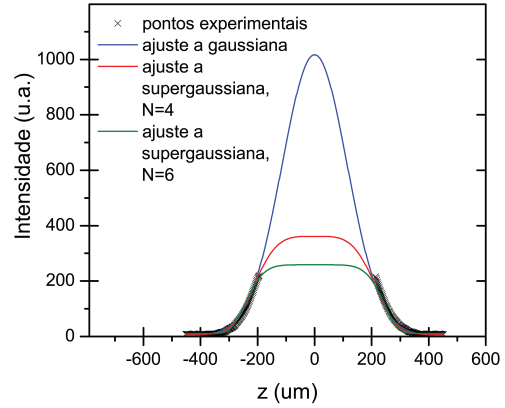


Figura 4.3: Ajustes ao perfil do aquecimento da fibra pelo laser de CO<sub>2</sub>.

por isso, para simplificar os cálculos, decidi considerar-se  $\overline{\delta n_n}$  nulo e usar apenas o valor  $\overline{\delta n_b}$ . Não foi possível medir a variação do índice de refração  $\overline{\delta n}$ , daí ter-se estimado esse valor, usando um algoritmo genético que vai ser apresentado na secção seguinte.

## 4.2 Algoritmo genético para estimar $\overline{\delta n_b}$

### 4.2.1 Estrutura

Para estimar o valor máximo da variação do índice de refração  $\overline{\delta n_b}$ , foi usado o algoritmo genético (AG) disponível no MATLAB. Um algoritmo genético é um processo que manipula um conjunto de soluções (população), com técnicas que se assemelham à seleção natural que ocorre na evolução das espécies, de modo a encontrar a melhor solução. Essa manipulação é feita mantendo os indivíduos mais adequados da população, que sobrevivem e se reproduzem, melhorando assim as gerações seguintes. A seleção tem em conta probabilidades baseadas na adequação dos indivíduos, de modo a que haja uma maior chance de sobreviverem os melhores [33].

Num AG, é preciso definir as variáveis a ajustar e uma condição de erro, que o algoritmo vai aproximar a zero ao longo das várias gerações. O AG usado tenta aproximar aos valores experimentais, os valores do período ótimo e do comprimento ótimo da LPG, calculados através das equações (2.45) e (2.46). Para isso, a condição de erro foi definida como

$$v = \frac{(\Lambda_{\text{exp}} - \Lambda_{AG})^2}{\Lambda_{\text{exp}}} + \frac{(L_{\text{exp}} - L_{AG})^2}{L_{\text{exp}}}, \quad (4.1)$$

em que  $\Lambda_{\text{exp}}$  e  $L_{\text{exp}}$  serão valores experimentais e  $L_{AG}$  e  $\Lambda_{AG}$  são o período e o comprimento ótimos, respetivamente. O valor máximo da variação do índice de refração  $\overline{\delta n_b}$  foi definido como variável a ajustar. Os limites definidos para a variável foram  $-80 \times 10^{-4}$  e  $80 \times 10^{-4}$ .

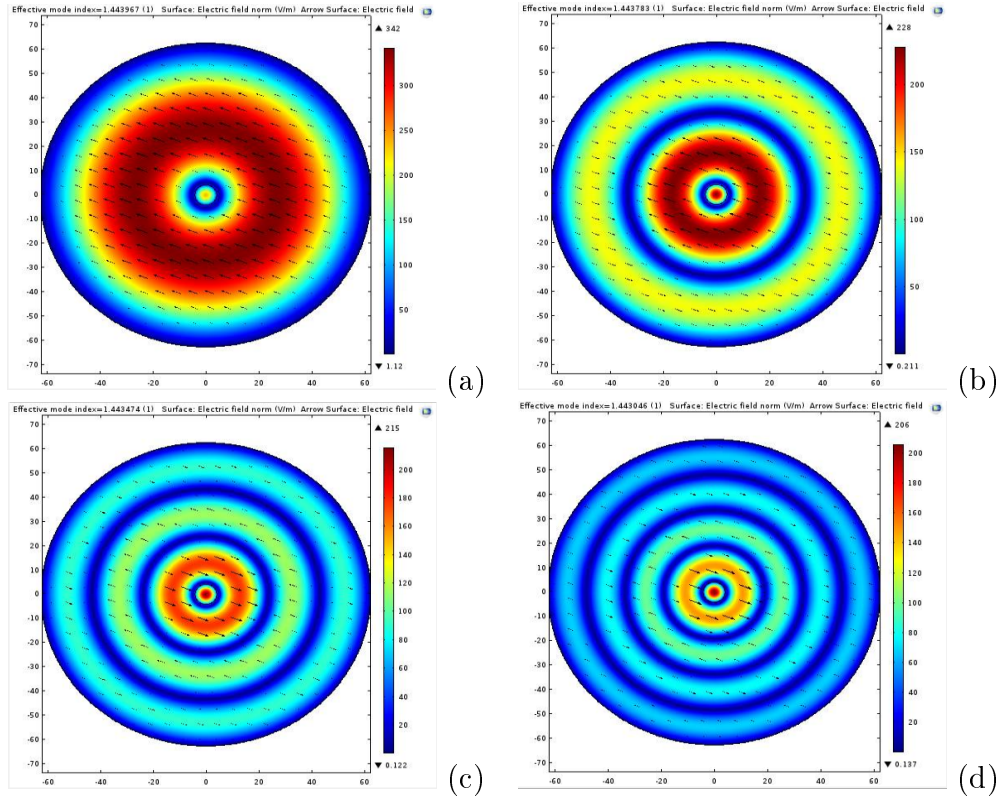


Figura 4.4: Módulo do campo elétrico dos modos (a)  $HE_{1,2}$ , (b)  $HE_{1,3}$ , (c)  $HE_{1,4}$  e (d)  $HE_{1,5}$  calculados no COMSOL Multiphysics.

Como a condição (4.1) depende do período ótimo ( $\Lambda_{AG}$ ), apenas podem ser usados dois modos, que no caso deste trabalho serão o modo do núcleo e um modo da bainha escolhido para o acoplamento. Como não foi possível saber experimentalmente qual o modo da bainha com maior acoplamento nas LPGs fabricadas, decidiu-se executar o algoritmo genético para os primeiros 4 modos  $HE_{1,m}$  da bainha ( $m = 2, 3, 4$  e  $5$ ) (figura 4.4) e escolher os resultados mais próximos aos experimentais. Foram escolhidos os modos da bainha  $HE_{1,m}$  porque, como se referiu na secção 2.2, serão os modos que vão acoplar com o modo do núcleo, numa rede com variação do índice de refração radialmente simétrica. A estrutura do programa usada para o algoritmo é uma parte do modelo descrito na secção 4.1.1. São introduzidas as distribuições do campo elétrico para cada um dos modos escolhidos e, dentro do algoritmo genético, são calculados, para cada  $\overline{\delta n_b}$ , os coeficientes de acoplamento, de seguida o período ótimo e a distância ótima e, por fim, a condição (4.1). Este processo é repetido até o valor da condição (4.1) ser igual a zero, ou até serem atingidos outros limites definidos no AG. Neste trabalho, foi definido o número máximo de gerações igual a 100. Na figura 4.5 é apresentado um esquema do AG usado. Os valores usados no AG, para os períodos experimentais  $\Lambda_{exp}$  foram os aplicados no fabrico; para os comprimentos de onda  $\lambda$  foram os valores médios das depressões dos espectros experimentais; para cada comprimento experimental  $L_{exp}$  foi usado um intervalo de valores, visto que os comprimentos das LPGs

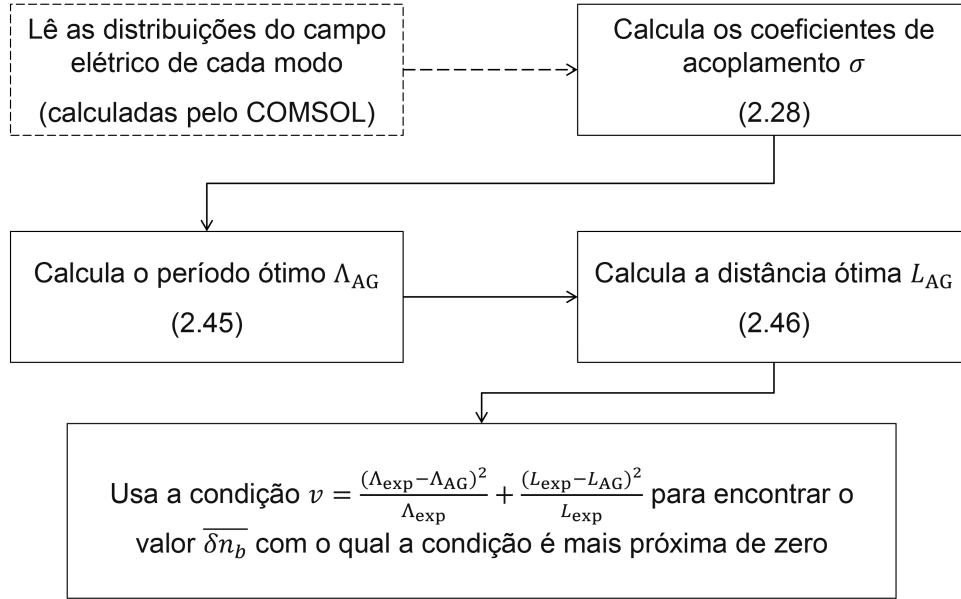


Figura 4.5: Esquema do algoritmo genético.

fabricadas tinham uma diferença maior. Esse intervalo contém os valores desde o menor comprimento experimental menos 3 períodos até ao maior comprimento mais 3 períodos. Os valores experimentais encontram-se na tabela 3.1.

## 4.2.2 Resultados

Correu-se o AG considerando a forma da variação do índice de refração de supergaussiana com  $N=6$ , para os diferentes períodos e para os 4 primeiros modos da bainha  $HE_{1,m}$ , e obtiveram-se os resultados presentes na tabela 4.1. Cada linha da tabela apresenta os resultados: período ótimo ( $\Lambda_{AG}$ ) e distância ótima ( $L_{AG}$ ), que dependem do valor da variável  $\overline{\delta n_b}$ , e ainda a variável determinada pelo AG ( $\overline{\delta n_b}$ ). Para um dado período experimental  $\Lambda_{exp}$ , a diferença entre cada linha é o modo da bainha utilizado para calcular os coeficiente  $\sigma'_{22}$  e  $\sigma'_{12}$ , usados para calcular o período ótimo  $\Lambda_{AG}$  e o comprimento  $L_{AG}$ . Através da comparação do período ótimo calculado no AG ( $\Lambda_{AG}$ ) com o período experimental ( $\Lambda_{exp}$ ), usados na condição de erro (4.1), identificou-se qual o modo da bainha com que o núcleo terá maior acoplamento. O comprimento  $L_{AG}$  correspondente, apenas serviu como referência. A variação do índice de refração  $\overline{\delta n_b}$ , obtida através do AG, será a estimativa do valor real. Analisando a tabela, é possível verificar que, para todos os períodos experimentais  $\Lambda_{exp}$  testados, o modo da bainha ao qual corresponde o período  $\Lambda_{AG}$  mais próximo do  $\Lambda_{exp}$  é o modo  $HE_{1,3}$ , e, por isso, deverá ser esse o modo da bainha com que o modo do núcleo tem maior acoplamento.

Na tabela 4.2, estão reunidos os valores de  $\overline{\delta n_b}$  estimados para cada período, referentes ao modo  $HE_{1,3}$ .



Tabela 4.1: Resultados do AG para N=6.

Modo da bainha	$\Lambda_{AG}$ ( $\mu\text{m}$ )	L (mm)	$\overline{\delta n_b}$
$\Lambda_{\text{exp}} = 1000 \mu\text{m}$			
Modo HE <sub>1,2</sub>	1154	13.780	$24.3 \times 10^{-4}$
Modo HE <sub>1,3</sub>	1008	8.703	$20.6 \times 10^{-4}$
Modo HE <sub>1,4</sub>	869	7.121	$19.0 \times 10^{-4}$
Modo HE <sub>1,5</sub>	726	7.554	$17.0 \times 10^{-4}$
$\Lambda_{\text{exp}} = 1050 \mu\text{m}$			
Modo HE <sub>1,2</sub>	1264	13.349	$26.7 \times 10^{-4}$
Modo HE <sub>1,3</sub>	1059	9.008	$20.7 \times 10^{-4}$
Modo HE <sub>1,4</sub>	927	6.638	$20.6 \times 10^{-4}$
Modo HE <sub>1,5</sub>	776	6.376	$19.4 \times 10^{-4}$
$\Lambda_{\text{exp}} = 1065 \mu\text{m}$			
Modo HE <sub>1,2</sub>	1296	13.675	$26.7 \times 10^{-4}$
Modo HE <sub>1,3</sub>	1063	9.703	$19.4 \times 10^{-4}$
Modo HE <sub>1,4</sub>	953	6.464	$21.4 \times 10^{-4}$
Modo HE <sub>1,5</sub>	785	6.396	$19.4 \times 10^{-4}$
$\Lambda_{\text{exp}} = 1100 \mu\text{m}$			
Modo HE <sub>1,2</sub>	1304	16.351	$23.0 \times 10^{-4}$
Modo HE <sub>1,3</sub>	1097	10.724	$18.2 \times 10^{-4}$
Modo HE <sub>1,4</sub>	1042	5.699	$25.1 \times 10^{-4}$
Modo HE <sub>1,5</sub>	835	5.637	$21.8 \times 10^{-4}$

Tabela 4.2: Resultados do AG para supergaussiana com  $N=6$  e modo  $HE_{1,3}$ .

$\Lambda_{\text{exp}}$ ( $\mu\text{m}$ )	Dados usados no AG		Resultados do AG	
	$\lambda$ (nm)	Modo	$\Lambda_{AG}$ ( $\mu\text{m}$ )	$\overline{\delta n_b}$
1000	1456	$HE_{1,3}$	1008	$20.6 \times 10^{-4}$
1050	1497	$HE_{1,3}$	1059	$20.7 \times 10^{-4}$
1065	1515	$HE_{1,3}$	1063	$19.4 \times 10^{-4}$
1100	1555	$HE_{1,3}$	1097	$18.2 \times 10^{-4}$

### 4.3 Simulação dos espectros de transmissão das LPGs e ajuste do valor de $\overline{\delta n_b}$

Com os valores de  $\overline{\delta n_b}$ , apresentados na tabela 4.2 da secção anterior, foram simulados espectros de transmissão, verificando-se que, dependendo do número de modos usados, o comprimento de onda da depressão varia consideravelmente. Esta situação pode observar-se no gráfico da imagem 4.6, que contém o exemplo para LPGs com  $\Lambda = 1065 \mu\text{m}$ . No gráfico estão presentes os espectros de transmissão simulados, usando o modo do núcleo e o modo  $HE_{1,3}$ ; e, usando o modo do núcleo e os primeiros (4, 6, 8 e 10) modos da bainha  $HE_{1,m}$ . No espectro simulado apenas com o modo do núcleo e o modo  $HE_{1,3}$ , o mínimo da depressão encontra-se em  $\lambda = 1515 \text{ nm}$ . À medida que se acrescentam modos à simulação, a depressão do espectro de transmissão move-se para os comprimentos de onda mais altos. Neste gráfico, os espectros não foram todos simulados para a mesma distância. Para escolher a distância, fez-se o gráfico da transferência de potência em  $\lambda = 1515 \text{ nm}$  e escolheu-se a distância  $z$ , onde se encontrava o mínimo da potência no modo do núcleo.

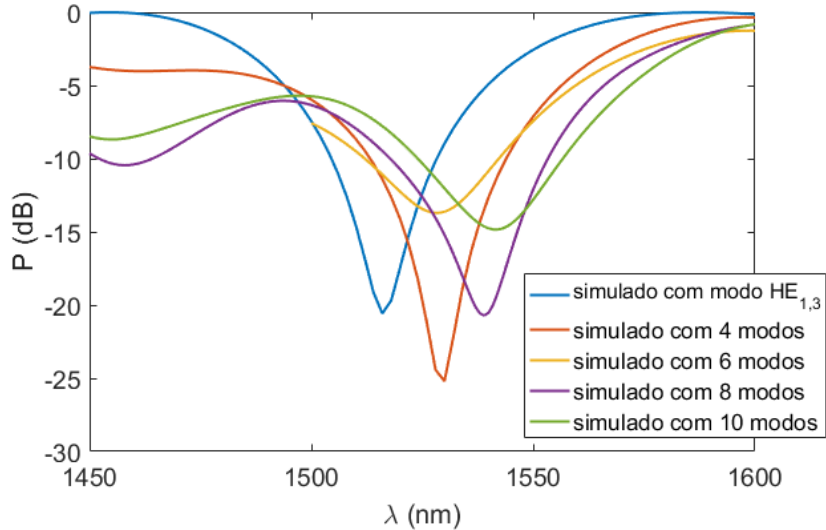


Figura 4.6: Espectros de transmissão simulados com  $\Lambda = 1065 \mu\text{m}$ ,  $\overline{\delta n_b} = 19.4 \times 10^{-4}$  e diferentes conjuntos de modos da bainha.

Como o número de modos na bainha, em contexto real, é muito elevado, não é eficiente usá-los todos na simulação. Assim, é necessário definir um número limite que seja suficiente para representar todos os modos presentes. Espera-se que, a partir de certa ordem, os modos da bainha tenham menos acoplamento com o modo do núcleo e, por isso, menos interferência no espectro. Na figura 4.7, que representa a potência dos 11 primeiros modos  $HE_{1,m}$  (1 do núcleo e 10 da bainha) em  $\lambda = 1515$  nm, ao longo de  $z$ , para o período  $1065 \mu\text{m}$  e  $\overline{\delta n_b} = 19.4 \times 10^{-4}$ , é possível constatar que a partir do  $HE_{1,7}$ , os modos são menos afetados, pelo menos na distância até onde acontece o primeiro mínimo na potência do núcleo. Como tal, decidiu-se usar esses 10 modos da bainha para calcular os espectros.

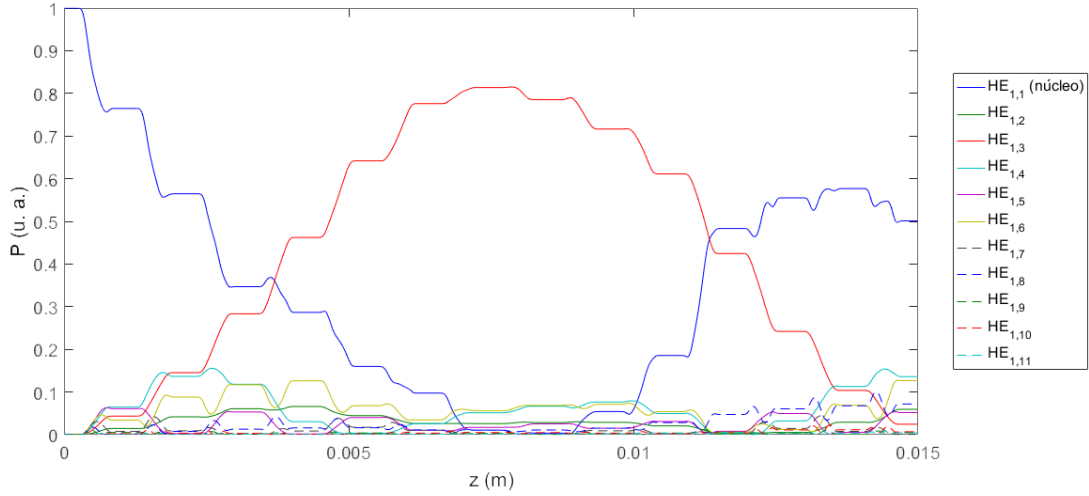


Figura 4.7: Gráfico da simulação da transferência de potência entre 11 modos, em  $\lambda = 1515$  nm, numa LPG de período  $1065 \mu\text{m}$  e  $\overline{\delta n_b} = 19.4 \times 10^{-4}$ .

Utilizando os 10 modos da bainha  $HE_{1,m}$  na simulação do espectro, foi necessário encontrar um outro valor de  $\overline{\delta n_b}$ , que fizesse com que a depressão se encontrasse no comprimento de onda  $\lambda$  pretendido, que no exemplo de  $\Lambda = 1065 \mu\text{m}$ , é em  $\lambda = 1515$  nm. Depois de várias tentativas, iniciadas no valor  $19.4 \times 10^{-4}$ , obteve-se o espectro para  $\overline{\delta n_b} = 22.3 \times 10^{-4}$ , presente na figura 4.8, cujo mínimo está em  $1515$  nm, como se pretendia. Nessas tentativas, foram primeiro produzidos, usando diferentes valores de  $\overline{\delta n_b}$ , os gráficos da transferência de potência em  $\lambda = 1515$  nm e, na distância em que o núcleo apresentava um mínimo, foram depois produzidos os espectros usando o mesmo valor de  $\overline{\delta n_b}$ .

Do mesmo modo, para os outros períodos, foi feito o ajuste de  $\overline{\delta n_b}$ , de modo a ter a depressão do espectro, simulado com 10 modos da bainha  $HE_{1,m}$ , próxima do valor experimental. Na tabela 4.3 estão apresentados os valores ajustados de  $\overline{\delta n_b}$ . Todos os valores ajustados de  $\overline{\delta n_b}$  são superiores aos valores iniciais, estimados para o acoplamento entre o núcleo e o modo  $HE_{1,3}$ , o que significa que, para a depressão se mover para os comprimentos de onda mais baixos, é preciso aumentar o valor de  $\overline{\delta n_b}$ . Os espectros dos ajustes estão representados na figura 4.9.

Como no fabrico das LPGs foram usados sempre os mesmos valores para a potência, a

velocidade de rotação e o tempo de exposição ao laser, espera-se que o valor de  $\overline{\delta n_b}$  seja igual em todas as LPGs. Assim, calculou-se a média dos valores da tabela 4.3, obtendo-se o valor  $22 \times 10^{-4}$ , usado nas simulações que se seguem, de modo a estudar o comportamento das LPGs.

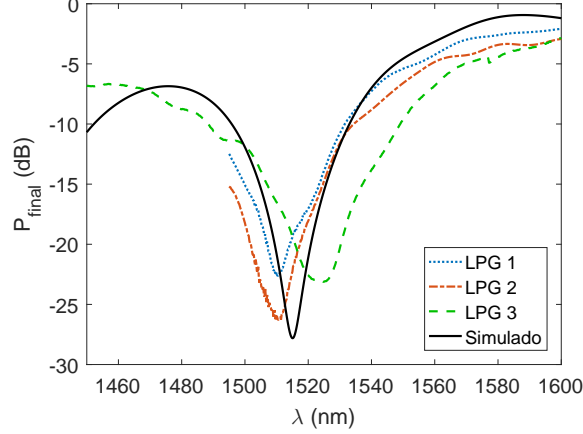


Figura 4.8: Espectro de transmissão simulado para o período  $1065 \mu\text{m}$ , usando o valor ajustado de  $\overline{\delta n_b}$  ( $22.3 \times 10^{-4}$ ) e  $L = 0.89 \text{ cm}$ , e comparação com os espectros experimentais das LPGs desse período.

Tabela 4.3: Valores ajustados de  $\overline{\delta n_b}$ .

$\Lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	$\overline{\delta n_b}$
1000	$23.0 \times 10^{-4}$
1050	$22.8 \times 10^{-4}$
1065	$22.3 \times 10^{-4}$
1100	$19.9 \times 10^{-4}$
<b>Média</b>	$22.0 \times 10^{-4}$

Comparando o valor estimado para  $\overline{\delta n_b}$  ( $22 \times 10^{-4}$ ), com os valores apresentados em [25], [3] e [21], parece estar em concordância no sinal. Em [25], são apresentados valores para  $(n_{n,\text{final}} - n_{b,\text{final}}) - (n_{n,\text{inicial}} - n_{b,\text{inicial}})$ , entre  $-2.1 \times 10^{-4}$  e  $-8.0 \times 10^{-5}$ . Colocando o parâmetro  $\overline{\delta n_b}$  estimado nesses termos, resulta

$$(n_{n,\text{final}} - n_{b,\text{final}}) - (n_{n,\text{inicial}} - n_{b,\text{inicial}}) = (n_{n,i} - (n_{b,i} + \overline{\delta n_b})) - (n_{n,i} - n_{b,i})$$

$$(n_{n,\text{final}} - n_{b,\text{final}}) - (n_{n,\text{inicial}} - n_{b,\text{inicial}}) = -\overline{\delta n_b},$$

o que mostra que o nosso valor positivo de  $\overline{\delta n_b}$  está em concordância com o negativo referido nesse trabalho. Quanto à grandeza, o nosso  $\overline{\delta n_b}$  é de 10 a 30 vezes maior. Em [3], é apresentado o valor  $-7.12 \times 10^{-4}$  para o máximo da variação do índice no núcleo, o que

mais uma vez está em concordância no sinal, visto que, como já foi referido anteriormente, colocar um valor negativo no núcleo ou o mesmo valor com sinal positivo na bainha, não faz diferença na simulação. Quanto à grandeza, é também menor (3 vezes menor) que o valor  $\overline{\delta n_b}$  estimado. Em [21], é apresentado o valor  $5 \times 10^{-4}$  para a variação do índice de refração no lado da bainha exposto à radiação que, mais uma vez, está em concordância no sinal com o nosso valor estimado, mas na grandeza é 4 vezes menor. Estas diferenças podem dever-se a diferentes valores de potência dos lasers usados nos outros estudos.

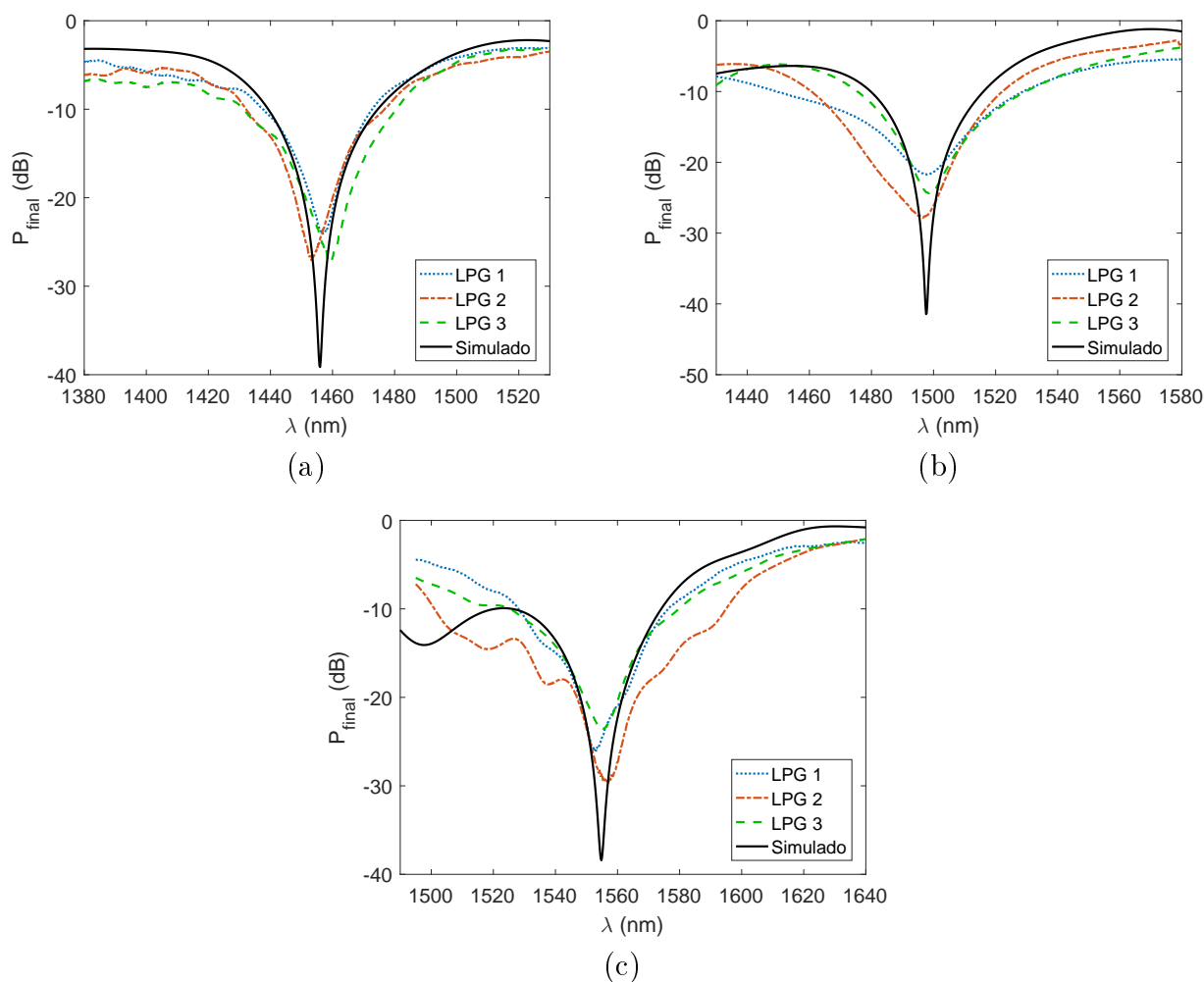


Figura 4.9: Espectros de transmissão simulados para os períodos (a)  $1000 \mu\text{m}$  ( $\overline{\delta n_b} = 23.0 \times 10^{-4}$ ,  $L = 0.73 \text{ cm}$ ), (b)  $1050 \mu\text{m}$  ( $\overline{\delta n_b} = 22.8 \times 10^{-4}$ ,  $L = 0.78 \text{ cm}$ ) e (c)  $1100 \mu\text{m}$  ( $\overline{\delta n_b} = 19.9 \times 10^{-4}$ ,  $L = 0.93 \text{ cm}$ ) e comparação com os espectros experimentais das LPGs dos períodos correspondentes.

## 4.4 Caracterização do comportamento das LPGs

Para estudar o comportamento das LPGs, usou-se o modelo numérico descrito na secção 4.1.1. Neste sentido, construíram-se dois gráficos para cada um dos 4 primeiros modos da bainha  $HE_{1,m}$ : um para observar a variação do comprimento de onda de acoplamento  $\lambda$  com o período  $\Lambda$  de inscrição da rede, para  $\overline{\delta n_b} = 22 \times 10^{-4}$ , e outro para perceber a dependência entre o período  $\Lambda$  e o valor de  $\overline{\delta n_b}$ , de maneira a promover acoplamento máximo em  $\lambda = 1550$  nm. O comprimento de onda de 1550 nm foi escolhido por ser o centro duma das janelas de operação nas comunicações óticas, onde as perdas de sinal são mínimas (0.2 dB/km). A construção dos gráficos teve por base o cálculo do período ótimo, entre o modo do núcleo e cada um dos modos da bainha, através da expressão 2.45. Os resultados estão representados nas figuras 4.10 e 4.11, respetivamente.

Analisando a figura 4.10, é possível verificar que, para qualquer modo  $HE_{1,m}$ , quanto maior for o período com que se fabrica a LPG, mais alto será o valor do comprimento de onda onde vai haver o acoplamento entre o modo do núcleo e o mesmo modo da bainha. Este aspeto já foi mencionado na secção 3.2. Por outro lado, percebe-se que, para haver acoplamento num determinado comprimento de onda, entre o núcleo e um modo da bainha de menor ordem, é preciso um período de valor mais alto.

No gráfico da figura 4.10, encontram-se também os resultados das LPGs fabricadas experimentalmente. Comparando com os resultados simulados, verifica-se que os pontos experimentais estão mais próximos da reta do modo da bainha  $HE_{1,3}$ , tal como se observou nas simulações das secções anteriores.

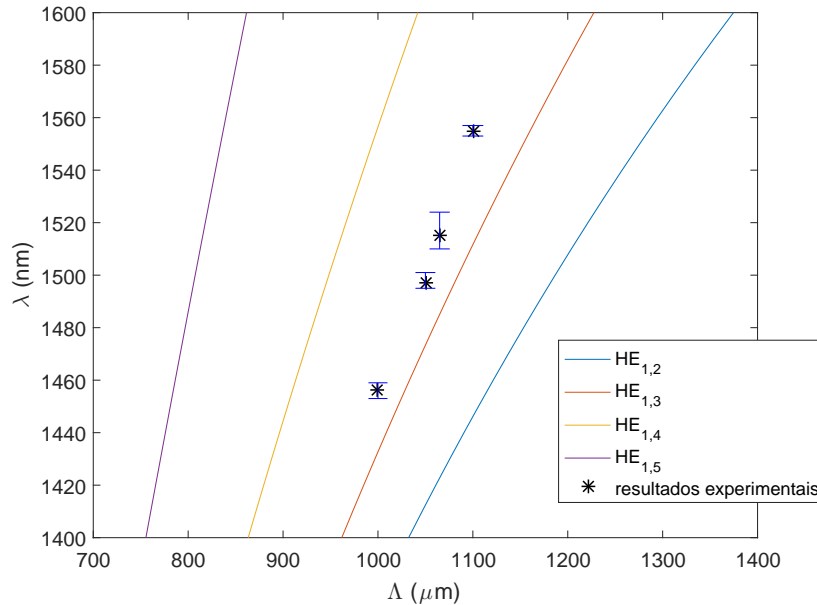


Figura 4.10: Variação do comprimento de onda de acoplamento  $\lambda$  com o período  $\Lambda$  de inscrição da rede, para  $\overline{\delta n_b} = 22 \times 10^{-4}$ .

Pela análise do gráfico, é possível perceber também que, para haver acoplamento entre o modo do núcleo e o modo  $HE_{1,2}$ , em  $\lambda = 1550$  nm, terá de se fabricar uma LPG com um período de aproximadamente  $1276 \mu\text{m}$ . Como a expressão usada para a aproximação do período ótimo considera apenas dois modos no acoplamento (neste caso, o do núcleo e um da bainha), experimentalmente o valor do comprimento de onda de acoplamento, de uma LPG gravada com esse período, será diferente. Esta situação acontece porque, como foi observado na secção anterior, os outros modos da bainha vão ter uma influência não desprezável no acoplamento. Por isso, terá de ser feito algum ajuste ao período para se obter os resultados pretendidos. Posteriormente, foram fabricadas LPGs nas condições mencionadas, para verificar esses valores. Os resultados serão apresentados na secção seguinte.

Relativamente ao gráfico da figura 4.11, que apresenta a dependência entre o período da rede e  $\overline{\delta n_b}$ , para o máximo de acoplamento acontecer em  $\lambda = 1550$  nm, pode constatar-se que, para o mesmo modo da bainha, à medida que aumenta o valor de  $\overline{\delta n_b}$ , maior terá de ser o período da LPG, de modo a obter-se acoplamento no mesmo comprimento de onda. É possível aumentar o valor de  $\overline{\delta n_b}$ , aumentando a potência do laser, ou aumentando o tempo de exposição da fibra ao laser. Mais uma vez, tal como já tinha sido analisado no gráfico anterior, é possível confirmar que, para haver acoplamento, no mesmo  $\lambda$ , entre o núcleo e um modo da bainha de ordem mais baixa, com o mesmo valor de  $\overline{\delta n_b}$ , é preciso um período maior. No mesmo sentido, para se gravar uma rede com um dado período e ter acoplamento, no mesmo  $\lambda$ , com um modo de ordem mais baixa, é preciso provocar um  $\overline{\delta n_b}$  de valor mais baixo.

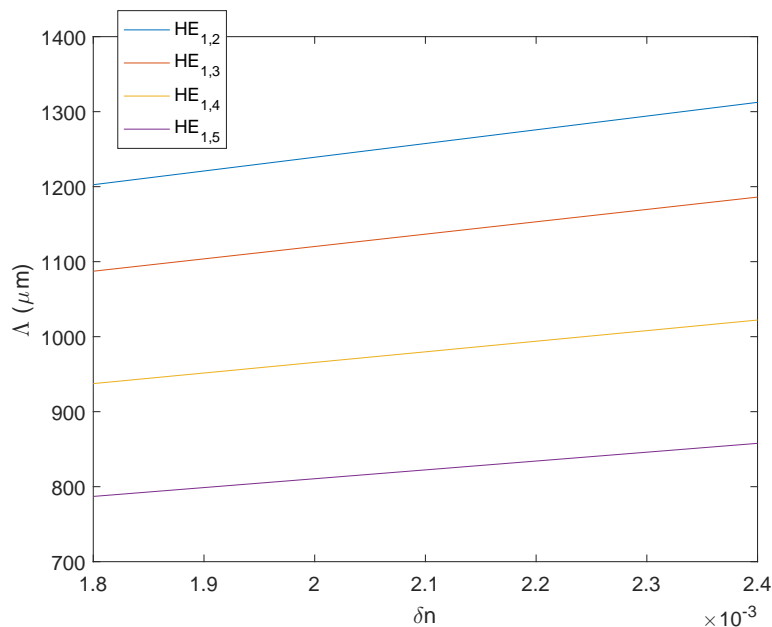


Figura 4.11: Dependência entre o período  $\Lambda$  e o valor de  $\overline{\delta n_b}$ , de maneira a promover acoplamento máximo em  $\lambda = 1550$  nm.

## 4.5 Verificação experimental do comportamento das LPGs

Através da análise do gráfico da figura 4.10, feita na secção anterior, percebeu-se que, para haver acoplamento entre o modo do núcleo e o modo  $HE_{1,2}$  da bainha em  $\lambda = 1550$  nm, é preciso fabricar uma LPG com um período perto de  $1276 \mu\text{m}$ . Fabricou-se uma LPG com esse valor do período, verificando-se que a depressão se encontrava no comprimento de onda de  $1584$  nm. Seguidamente, decidiu fabricar-se LPGs com períodos menores,  $1250 \mu\text{m}$  e  $1230 \mu\text{m}$ , e analisaram-se os espectros de transmissão, para perceber em que comprimento de onda surgia a depressão. Os espectros de transmissão das LPGs fabricadas estão apresentados na figura 4.12. As LPGs apresentadas nesta secção foram medidas com um ONA (Optical Network Analyzer), da marca Agilent, modelo 86038P, que mede numa gama entre  $1495$  nm e  $1640$  nm. A LPG com  $\Lambda = 1250 \mu\text{m}$  tem a depressão em  $1570$  nm e a LPG com  $\Lambda = 1230 \mu\text{m}$  tem a depressão em  $1554$  nm, que é aproximadamente o valor de  $\lambda$  onde se pretendia o acoplamento. Mais uma vez, da análise do gráfico, conclui-se que, à medida que se diminui o período, a depressão move-se para os comprimentos de onda mais baixos.

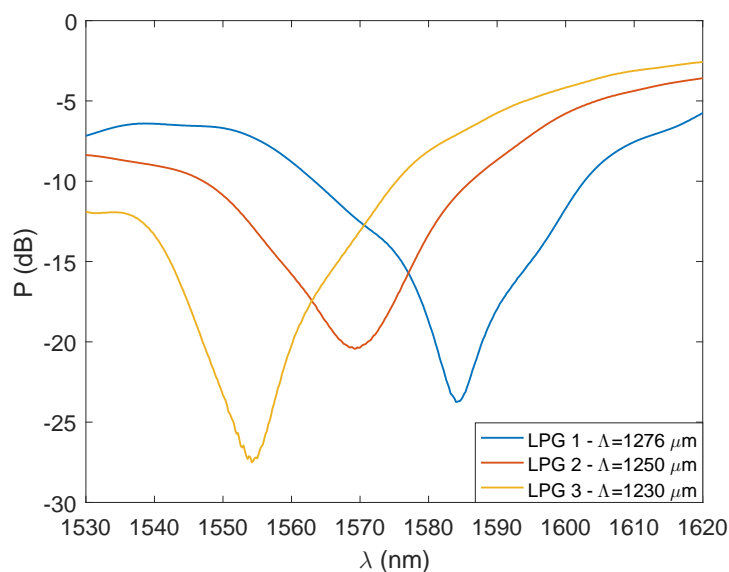


Figura 4.12: Espectros de transmissão das LPGs fabricadas com  $\Lambda = 1276 \mu\text{m}$  ( $L = 8$  períodos),  $\Lambda = 1250 \mu\text{m}$  ( $L = 8$  períodos) e  $\Lambda = 1230 \mu\text{m}$  ( $L = 6$  períodos).

Foram fabricadas mais duas LPGs com um período de  $1230 \mu\text{m}$ , para verificar a sua reprodutibilidade. Os espectros dessas LPGs experimentais encontram-se na figura 4.13, comparados com o espectro simulado com o modelo numérico. Na tabela 4.4 estão os valores das LPGs fabricadas. Na simulação do espectro, foram usados os valores  $\Lambda = 1230 \mu\text{m}$  e  $\overline{\delta n_b} = 22 \times 10^{-4}$ , assim como os 10 modos da bainha usados para os espectros simulados anteriormente. Para decidir o valor do comprimento  $L$ , simulou-se a transferência de potência ao longo da distância e escolheu-se o valor do número de períodos mais próximo da



distância correspondente ao mínimo da potência no núcleo. Desse modo, o comprimento  $L$ , usado para construir o espectro simulado, foi 1.353 cm (11 períodos). O mínimo da depressão do espectro encontra-se nos valores 1551 nm e -22.07 dB. Pela análise do gráfico, verifica-se que as depressões dos espectros de transmissão das LPGs fabricadas no laboratório e do espectro simulado encontram-se aproximadamente no mesmo comprimento de onda (com uma diferença máxima de 4 nm ou 2.6% em relação ao valor médio), daí poder concluir-se que o modelo numérico e os valores usados na simulação estão em concordância com os resultados experimentais. Estes novos espectros são mais uma confirmação de que o valor estimado para a variação do índice de refração deve ser bastante próximo de  $22 \times 10^{-4}$ .

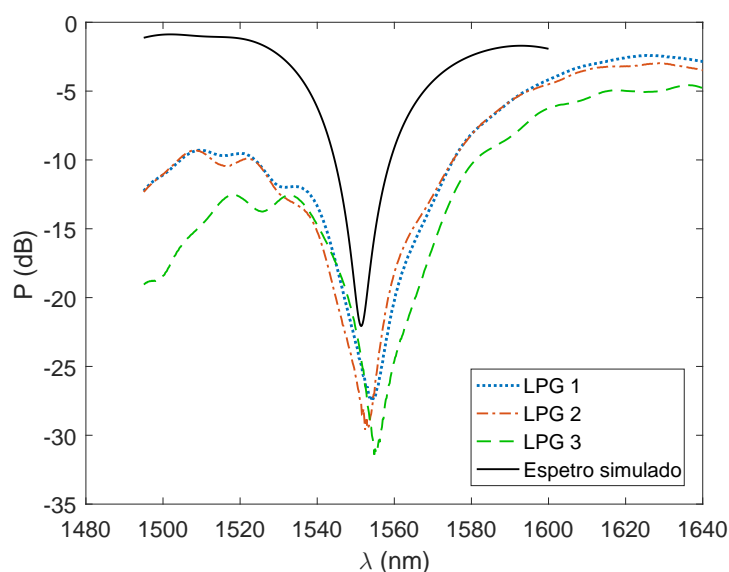


Figura 4.13: Espectros de transmissão das LPGs fabricadas com  $\Lambda = 1230 \mu\text{m}$  e comparação com espectro simulado ( $\overline{\delta n_b} = 22 \times 10^{-4}$ ,  $L = 1.353 \text{ cm}$ ).

Tabela 4.4: Valores das LPGs fabricadas com  $\Lambda = 1230 \mu\text{m}$ .

	$\lambda$ (nm)	P (dB)	L (períodos)	L (cm)
<b>LPG 1</b>	1554	-27.62	6	0.738
<b>LPG 2</b>	1553	-29.52	6	0.738
<b>LPG 3</b>	1555	-31.36	8	0.984

## 4.6 Sumário

Neste capítulo, foi descrito um modelo numérico elaborado no MATLAB e foram referidos os parâmetros usados na simulação. Explicou-se um algoritmo genético (AG), para

estimar o valor máximo da variação do índice de refração ( $\overline{\delta n_b}$ ), usando uma aproximação que considera apenas dois modos no acoplamento, e apresentaram-se os resultados para quatro períodos diferentes.

Com o algoritmo genético, concluiu-se que a depressão do espectro de transmissão observada correspondia ao acoplamento entre o modo do núcleo e o modo da bainha  $HE_{1,3}$ . Usando os valores de  $\overline{\delta n_b}$ , estimados pelo AG, verificou-se que, ao calcular o espectro usando vários modos, esse valor não era tão correto. Tendo em conta essa situação, fizeram-se ajustes, por tentativas, e encontraram-se novos valores de  $\overline{\delta n_b}$  para cada um dos períodos. Para chegar a uma estimativa final de  $\overline{\delta n_b}$ , foi feita uma média dos valores ajustados, para cada um dos quatro períodos.

Com o valor estimado de  $\overline{\delta n_b}$ , construíram-se dois gráficos para analisar e caracterizar o comportamento das LPGs fabricadas: um apresenta a variação de  $\lambda$  em função de  $\Lambda$  e outro apresenta a dependência entre  $\Lambda$  e  $\overline{\delta n_b}$ . Analisando os resultados, tiraram-se algumas conclusões tais como:

- no acoplamento entre o modo fundamental do núcleo e um dado modo  $HE_{1,m}$ , quanto maior for o período  $\Lambda$  da rede, mais alto será o valor do comprimento de onda  $\lambda$  de acoplamento;

- para haver acoplamento, num determinado  $\lambda$ , entre o modo do núcleo e um modo da bainha de menor ordem, é preciso um  $\Lambda$  mais alto;

- no acoplamento entre o modo fundamental do núcleo e um dado modo da bainha  $HE_{1,m}$ , quanto maior for  $\overline{\delta n_b}$ , maior terá de ser o período  $\Lambda$ , de modo ao acoplamento acontecer no mesmo  $\lambda$ ;

- para haver acoplamento entre o modo do núcleo e um da bainha de menor ordem, gravando a rede com um determinado período, é preciso diminuir o valor de  $\overline{\delta n_b}$ .

Por fim, fabricaram-se novas LPGs, com o período de 1230  $\mu\text{m}$ , valor próximo para o período estimado para o maior acoplamento entre o modo do núcleo e o modo  $HE_{1,2}$  da bainha, para  $\lambda$  perto de 1550 nm, confirmando a validade do modelo numérico.

# Capítulo 5

## Conclusões e trabalho futuro

Nesta dissertação, abordaram-se aspectos relativos a redes de período longo (LPGs), com incidência no desenvolvimento de um modelo numérico para simular as redes que foram fabricadas.

Depois de expostos alguns conceitos teóricos, foi descrita uma técnica de inscrição de LPGs, que recorre a um laser de CO<sub>2</sub>, e foi dado a conhecer um modelo numérico que aplica a teoria dos modos acoplados, com o objetivo de aperfeiçoar essa técnica de inscrição. Por fim, foram apresentados os resultados experimentais e simulados.

A implementação da técnica de gravação por irradiação ponto a ponto, usando o laser de CO<sub>2</sub> do sistema LZM, possibilitou o fabrico de LPGs em fibras SMF de forma reprodutível, uma vez que os valores do comprimento de onda  $\lambda$  das depressões dos espectros de transmissão das LPGs, fabricadas com um dado período, apresentaram entre si diferenças máximas no intervalo de 2 nm (para o período 1050  $\mu\text{m}$ ) e 14 nm (para o período 1065  $\mu\text{m}$ ), inferiores a 1% em relação ao valor médio de  $\lambda$ . Constatou-se, ainda, que as LPGs fabricadas têm um PDL considerado baixo (menor que 3 dB), o que significa que terão uma variação do índice de refração radialmente simétrica, tal como é pretendido. Assim, espera-se que seja possível, posteriormente, usar esta técnica de gravação para fabricar LPGs em fibras com vários núcleos, de forma a ter uma variação do índice de refração semelhante nos vários núcleos.

Foi implementado um modelo numérico, no ambiente MATLAB, baseado na teoria dos modos acoplados, que deu resultados em conformidade com os valores experimentais. Para isso, houve necessidade de estimar o valor máximo da variação do índice de refração, recorrendo a um algoritmo genético, por não ter sido possível medir experimentalmente. O valor estimado para o máximo da variação do índice de refração foi  $22 \times 10^{-4}$ . Comparando com valores apresentados em alguns artigos, está em concordância no sinal. No entanto, em termos de grandeza é superior.

A implementação do modelo numérico referido permitiu observar a evolução da potência dos vários modos da fibra e o acoplamento entre eles, assim como perceber com que modo da bainha o do núcleo tem maior acoplamento numa LPG com um dado período. Através da simulação, foram caracterizados alguns aspectos do comportamento das LPGs, usando o valor estimado para o máximo da variação do índice de refração. Por exemplo,

calculou-se uma aproximação do valor do período, de forma a que o espectro de transmissão apresentasse uma depressão perto de 1550 nm, conseguida com acoplamento entre o modo fundamental ( $HE_{1,1}$ ) e o modo da bainha  $HE_{1,2}$ . O cálculo dessa aproximação foi útil para encontrar o período experimental com que se fabricaram redes, que mostraram resultados em concordância com os da simulação.

Parte deste trabalho, nomeadamente o modelo numérico elaborado no MATLAB e o uso do algoritmo genético para estimar o valor máximo da variação do índice de refração, deu origem a uma apresentação, com o título *Modeling long period gratings inscribed by CO<sub>2</sub> laser irradiation*, na conferência *AOP 2017 (III International Conference on Applications in Optics and Photonics, AOP 2017)*.

Na sequência dos resultados obtidos, quer simulados, quer experimentados, pretende-se, no futuro, usar esta técnica de gravação para inscrever LPGs em fibras de vários núcleos e adaptar o modelo numérico para descrever essas LPGs, de modo a poder estudar o seu comportamento e otimizar a técnica de fabrico desenvolvida.

Outra proposta de trabalho futuro é tentar medir o valor máximo da variação do índice de refração, o que poderá ser feito em laboratórios, com os quais o Instituto de Telecomunicações ou o Departamento de Física têm colaborações. Poderá, também, estudar-se como é que os valores da potência do laser e o tempo de exposição afetam a variação do índice de refração.

# Bibliografia

- [1] K. Thyagarajan. Chapter 15 - Optical fiber gratings. In Bishnu P. Pal, editor, *Guided Wave Optical Components and Devices*, pages 233 – 242. Academic Press, Burlington, 2006.
- [2] Stephen W James and Ralph P Tatam. Optical fibre long-period grating sensors: characteristics and application. *Measurement Science and Technology*, 14(5):R49, 2003.
- [3] Yanjun Li, Tao Wei, John A. Montoya, Sandeep V. Saini, Xinwei Lan, Xiling Tang, Junhang Dong, and Hai Xiao. Measurement of CO<sub>2</sub>-laser-irradiation-induced refractive index modulation in single-mode fiber toward long-period fiber grating design and fabrication. *Appl. Opt.*, 47(29):5296–5304, Oct 2008.
- [4] Ashish M. Vengsarkar, J. Renee Pedrazzani, Justin B. Judkins, Paul J. Lemaire, Neal S. Bergano, and Carl R. Davidson. Long-period fiber-grating-based gain equalizers. *Opt. Lett.*, 21(5):336–338, Mar 1996.
- [5] D. B. Stegall and T. Erdogan. Dispersion control with use of long-period fiber gratings. *J. Opt. Soc. Am. A*, 17(2):304–312, Feb 2000.
- [6] K.O. Hill, B. Malo, K.A. Vineberg, F. Bilodeau, D.C. Johnson, and I. Skinner. Efficient mode conversion in telecommunication fibre using externally written gratings. *Electronics Letters*, 26(16):1270–1272, 1990.
- [7] A. M. Vengsarkar, P. J. Lemaire, J. B. Judkins, V. Bhatia, T. Erdogan, and J. E. Sipe. Long-period fiber gratings as band-rejection filters. *J. of Lightwave Technol.*, 14(1):58–65, Jan 1996.
- [8] Vikram Bhatia, David Campbell, Richard O. Claus, and Ashish M. Vengsarkar. Simultaneous strain and temperature measurement with long-period gratings. *Opt. Lett.*, 22(9):648–650, May 1997.
- [9] Vikram Bhatia and Ashish M. Vengsarkar. Optical fiber long-period grating sensors. *Opt. Lett.*, 21(9):692–694, May 1996.
- [10] Yun-Jiang Rao, Yi-Ping Wang, Zeng-Ling Ran, and Tao Zhu. Novel fiber-optic sensors based on long-period fiber gratings written by high-frequency CO<sub>2</sub> laser pulses. *J. Lightwave Technol.*, 21(5):1320, May 2003.

- [11] Yiping Wang. Review of long period fiber gratings written by CO<sub>2</sub> laser. *Journal of Applied Physics*, 108(8):081101, 2010.
- [12] Makoto Fujimaki, Yoshimichi Ohki, John L. Brebner, and Sjoerd Roorda. Fabrication of long-period optical fiber gratings by use of ion implantation. *Opt. Lett.*, 25(2):88–89, Jan 2000.
- [13] N. Godbout, X. Daxhelet, A. Maurier, and S. Lacroix. Long-period fiber grating by electrical discharge. In *Optical Communication, 1998. 24th European Conference on*, volume 1, pages 397–398, Sep 1998.
- [14] S. Savin, M. J. F. Digonnet, G. S. Kino, and H. J. Shaw. Tunable mechanically induced long-period fiber gratings. *Opt. Lett.*, 25(10):710–712, May 2000.
- [15] G. Rego, O. Okhotnikov, E. Dianov, and V. Sulimov. High-temperature stability of long-period fiber gratings produced using an electric arc. *J. of Lightwave Technol.*, 19(10):1574–1579, Oct 2001.
- [16] D. D. Davis, T. K. Gaylord, E. N. Glytsis, S. G. Kosinski, S. C. Mettler, and A. M. Vengsarkar. Long-period fibre grating fabrication with focused CO<sub>2</sub> laser pulses. *Electronics Letters*, 34(3):302–303, Feb 1998.
- [17] D.D. Davis, T.K. Gaylord, E.N. Glytsis, and S.C. Mettler. Very-high-temperature stable CO<sub>2</sub>-laser-induced long-period fibre gratings. *Electronics Letters*, 35:740–742(2), April 1999.
- [18] Yi-Ping Wang, D. N. Wang, Wei Jin, Yun-Jiang Rao, and Gang-Ding Peng. Asymmetric long period fiber gratings fabricated by use of CO<sub>2</sub> laser to carve periodic grooves on the optical fiber. *Applied Physics Letters*, 89(15):151105, 2006.
- [19] J. Albert, J. L. Brebner, R. Leonelli, B. Malo, K. O. Hill, and D. C. Johnson. Refractive-index changes in fused silica produced by heavy-ion implantation followed by photobleaching. *Opt. Lett.*, 17(23):1652–1654, Dec 1992.
- [20] Photorefractive waveguides produced by ion-implantation of fused silica. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 106(1):438 – 441, 1995.
- [21] Michael R. Hutsel and Thomas K. Gaylord. Residual-stress relaxation and densification in CO<sub>2</sub>-laser-induced long-period fiber gratings. *Appl. Opt.*, 51(25):6179–6187, Sep 2012.
- [22] M. Akiyama, K. Nishide, K. Shima, A. Wada, and R. Yamauchi. Novel long-period fiber grating using periodically released residual stress of pure-silica core fiber. In *Optical Fiber Communication Conference and Exhibit, 1998. OFC '98., Technical Digest*, pages 276–277, Feb 1998.

- [23] Chang-Seok Kim, Younggeun Han, Byeong Ha Lee, Won-Taek Han, Un-Chul Paek, and Youngjoo Chung. Induction of the refractive index change in B-doped optical fibers through relaxation of the mechanical stress. *Optics Communications*, 185(4):337 – 342, 2000.
- [24] B. H. Kim, Y. Park, T.-J. Ahn, D. Y. Kim, B. H. Lee, Y. Chung, U. C. Paek, and W.-T. Han. Residual stress relaxation in the core of optical fiber by CO<sub>2</sub> laser irradiation. *Opt. Lett.*, 26(21):1657–1659, Nov 2001.
- [25] Bok Hyeon Kim, Tae-Jung Ahn, Dug Young Kim, Byeong Ha Lee, Youngjoo Chung, Un-Chul Paek, and Won-Taek Han. Effect of CO<sub>2</sub> laser irradiation on the refractive-index change in optical fibers. *Appl. Opt.*, 41(19):3809–3815, Jul 2002.
- [26] B.E.A. Saleh and M.C. Teich. *Fundamentals of Photonics*. Wiley Series in Pure and Applied Optics. Wiley, 2007.
- [27] Katsunari Okamoto. Chapter 3 - Optical fibers. In Katsunari Okamoto, editor, *Fundamentals of Optical Waveguides*, pages 57 – 158. Academic Press, Burlington, second edition, 2006.
- [28] A. Ghatak and K. Thyagarajan. *An Introduction to Fiber Optics*. Cambridge University Press, 1998.
- [29] T. Erdogan. Cladding-mode resonances in short- and long-period fiber grating filters. *J. Opt. Soc. Am. A*, 14(8):1760–1773, Aug 1997.
- [30] T. Erdogan. Fiber grating spectra. *J. of Lightwave Technol.*, 15(8):1277–1294, Aug 1997.
- [31] Telmo Almeida, Ricardo Oliveira, Paulo André, Ana Rocha, Margarida Facão, and Rogério Nogueira. Automated technique to inscribe reproducible long-period gratings using a CO<sub>2</sub> laser splicer. *Opt. Lett.*, 42(10):1994–1997, May 2017.
- [32] Y. Kokubun. *Lightwave Engineering*. Optical Science and Engineering. Taylor & Francis, 2012.
- [33] Christopher Houck North, Jeffery A. Joines, Michael G. Kay, Christopher R. Houck, and Christopher R. Houck. A genetic algorithm for function optimization: A Matlab implementation. Technical report, 1996.

