



**Joana dos Santos
Saraiva Vieira**

Redes de período longo inscritas por irradiação por laser femtosegundo: fabrico, caracterização e modelação teórica.



**Joana dos Santos
Saraiva Vieira**

**Redes de período longo inscritas por irradiação por
laser femtosegundo: fabrico, caracterização e
modelação teórica.**

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 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 ao meu pai, à minha irmã e ao meu namorado.

o júri

presidente

Professor Doutor António Ferreira da Cunha

Professor Auxiliar do Departamento de Física da Universidade de Aveiro

Doutora Ana Maria Sousa da Rocha

Investigadora no Instituto de Telecomunicações
(orientadora)

Professor Doutor António Miguel Lino Santos Morgado

Professor Auxiliar do Departamento de Física da Faculdade de Ciências e
Tecnologia da Universidade de Coimbra

agradecimentos

Agradeço às minhas orientadoras, Doutora Ana Maria Sousa da Rocha e Professora Doutora Margarida Maria Resende Vieira Facção por todos os conhecimentos transmitidos, pela disponibilidade, pela disposição de ensinar e pelo apoio que me foi transmitido ao longo deste trabalho. Agradeço à minha família os vários empurrões dados para a frente na minha vida, e agradeço, com especial carinho, ao meu namorado pelo tremendo apoio demonstrado ao longo deste trabalho. Agradeço também à Liliana Sousa e ao Tiago Paixão pelo trabalho realizado em conjunto e pelos conhecimentos transmitidos.

Por fim agradeço ao Departamento de Física da Universidade de Aveiro, ao Instituto de Telecomunicações e ao Projeto MCTechs (POCI-01-0145-FEDER-029282), pela oportunidade de trabalhar neste tema e pela disponibilidade de equipamentos.

palavras-chave

Redes de período longo, laser femtosegundo, teoria dos modos acoplados

resumo

Nesta dissertação, o principal foco é a fabricação de redes de período longo em fibra ótica utilizando um sistema de laser femtosegundo, a sua caracterização e modelação teórica.

Para este fim, desenvolveu-se um modelo numérico com base na teoria dos modos acoplados. Com este modelo pretende-se otimizar o método de fabrico destas redes. O modelo numérico tornou possível a análise do comportamento das redes consoante o comprimento de varrimento que é realizado aquando do fabrico, para vários valores de modulação do índice de refração, assim como para vários modos de propagação da luz na bainha da fibra.

A gravação foi desenvolvida no laboratório de nanofotónica e optoelectrónica – I3N no Departamento de Física da Universidade de Aveiro, enquanto que a caracterização das redes foi realizada no laboratório de Componentes Óticos do Instituto de Telecomunicações.

O método de fabrico permitiu a inscrição de redes, no entanto, com reprodutibilidade baixa. Apesar disto, os espectros de transmissão de algumas das redes fabricadas foram analisados e foi realizada a caracterização da sensibilidade destas à temperatura e ao deslocamento/deformação obtendo-se sensibilidades entre -19 ± 1 pm/°C e os 111 ± 9 pm/°C e, entre $-2,37 \pm 0,03$ pm/ $\mu\epsilon$ e $-1.53 \pm 0,02$ pm/ $\mu\epsilon$, respetivamente.

keywords

Long period gratings, femtosecond laser, coupled modes theory

abstract

The main goal of this dissertation is the fabrication of long period gratings in optical fibre, using a femtosecond laser system, its characterization and theoretical modelling.

A numerical model, based on the coupled mode theory was developed and implemented. This model aims to optimize the inscribing technique of this gratings. With the numerical model it was possible to analyse the behaviour of the gratings for different irradiation lengths, refractive index modulation values, as well for various propagation modes of light inside the fibre cladding.

The gratings were fabricated in the Nanophotonic and Optoelectronic lab – I3N at the Physics Department of the University of Aveiro, and, its characterization was made at the Telecommunications Institute.

The method of fabrication has allowed the inscription of gratings, however, with low reproductivity. Still, the transmission spectra of the fabricated gratings were analysed and its sensibility to temperature and strain was characterized, attaining sensibilities in the range of -19 ± 1 pm/°C to 111 ± 9 pm/°C and, $-2,37 \pm 0,03$ pm/ $\mu\epsilon$ to $-1.53 \pm 0,02$ pm/ $\mu\epsilon$, respectively.

Índice

Lista de figuras	i
Lista de Acrónimos	v
Lista de símbolos.....	vii
Capítulo 1 Introdução.....	1
1.1 Enquadramento, motivação e objetivos.....	1
1.2 Estrutura do trabalho	2
Capítulo 2 Redes de período longo	3
2.1 Conceitos teóricos das LPGs.....	3
2.2 Métodos de fabricação de LPGs.....	4
2.3 Teoria dos modos acoplados	6
2.4 LPGs como sensores de temperatura, deformação e índice de refração	9
2.5 Sumário	10
Capítulo 3 Simulações numéricas	11
3.1 Descrição do modelo numérico utilizado.....	11
3.2 Simulações numéricas	13
3.3 Sumário	20
Capítulo 4 Fabricação de LPGs com laser femtosegundo e sua caracterização.....	21
4.1 Montagem experimental para a fabricação de LPGs.....	21
4.2 Fabricação e caracterização.....	22
4.3 Caracterização da sensibilidade das LPGs à temperatura e à deformação.	27
4.4 Sumário	39
Capítulo 5 Conclusões e trabalho futuro.....	41
5.1 Conclusões	41
5.2 Trabalho futuro.....	42
Referências	43
Anexo A	45

Lista de figuras

Figura 1 – Esquema do acoplamento entre modos de uma fibra ótica com uma LPG gravada, onde se pode observar o acoplamento do modo fundamental do núcleo com um modo da bainha. Em baixo apresenta-se um esquema vetorial da condição (3) para $m=-1$. Adaptado de [21].....	4
Figura 2 – Esquema da inscrição de uma LPG utilizando em a) a técnica ponto-a-ponto e em b) uma máscara de fase.	5
Figura 3 - a) Perfil da secção reta da fibra ótica utilizada: 1 corresponde ao núcleo da fibra, 2 à bainha e 3 à camada de ar que envolve a fibra. Em b) encontra-se o perfil da norma do campo elétrico para o modo $HE_{1,1}$ enquanto que em c) se encontra o modo $HE_{1,2}$ e em d) o modo $HE_{1,3}$	12
Figura 4 – Esquema da LPG do modelo que se pretende simular, inscrita no núcleo de uma fibra ótica utilizando a técnica de irradiação com laser femtosegundo, onde se evidencia a diferença entre o período, Λ , e o L_{sweep} que se considera para a gravação.	13
Figura 5 – a) Variação do período ótimo e b) variação do comprimento de acoplamento da LPG e da eficiência de acoplamento em função da variação de L_{sweep} para $\Delta n = 5 \times 10^{-4}$ e considerando apenas acoplamento do modo $HE_{1,1}$ com o modo $HE_{1,2}$	14
Figura 6 – Variação do a) período ótimo da LPG e b) do comprimento de acoplamento para diferentes valores de Δn	14
Figura 7 – Variação do período ótimo e do comprimento de acoplamento considerando o acoplamento de $HE_{1,1}$ com $HE_{1,2}$ (a) e (c) ou com $HE_{1,3}$ (b) e (d), respetivamente, para valores de Δn tanto positivos como negativos.	15
Figura 8 – Esquema de uma fibra ótica onde se observa os dois volumes nos quais se realizam as simulações: em a) é realizada em todo o volume do núcleo enquanto que em b) é realizada num volume cilíndrico com diâmetro de base de $3 \mu\text{m}$. As regiões consideradas encontram-se a laranja.	15
Figura 9 – Resultados das simulações realizadas tendo em conta que a alteração do índice de refração afeta todo o volume do núcleo ou apenas um volume cilíndrico de diâmetro de base $3 \mu\text{m}$ para $\Delta n = 50 \times 10^{-4}$, assim como para $\Delta n = 12 \times 10^{-4}$. Resultados em a) para o período ótimo e em b) para o comprimento de acoplamento da LPG.	16
Figura 10 - Espectros de transmissão simulados, para o acoplamento entre o modo $HE_{1,1}$ e $HE_{1,2}$ e entre o modo $HE_{1,1}$ e nove modos da bainha, para a) uma LPG com período de $828 \mu\text{m}$, $\Delta n = 10 \times 10^{-4}$ e comprimento de LPG de $9,3 \text{ cm}$, b) uma LPG com período de $789 \mu\text{m}$, $\Delta n = 20 \times 10^{-4}$ e comprimento de LPG de $4,6 \text{ cm}$ e c) uma LPG com período de $671 \mu\text{m}$, $\Delta n = 50 \times 10^{-4}$ e comprimento de LPG de $1,8 \text{ cm}$. Todas as LPGs têm L_{sweep} de $100 \mu\text{m}$	17
Figura 11 - Gráfico da transferência de potência entre 2 e 10 modos, para $\lambda=1550 \text{ nm}$, em a) e b) para uma LPG cujo período é $828 \mu\text{m}$, $\Delta n = 10 \times 10^{-4}$ e comprimento de LPG de $9,3 \text{ cm}$, em c) e d) para uma LPG cujo período é $789 \mu\text{m}$, $\Delta n = 20 \times 10^{-4}$ e comprimento de LPG de $4,6 \text{ cm}$ e, em e) e f) para uma LPG com período de $671 \mu\text{m}$, $\Delta n = 50 \times 10^{-4}$ e comprimento de LPG de $1,8 \text{ cm}$. Todas as LPGs têm L_{sweep} de $100 \mu\text{m}$	18
Figura 12 - Variação do comprimento de onda de acoplamento com o período da LPG: em a) e b) para $\Delta n = 10 \times 10^{-4}$, em c) e d) para $\Delta n = 20 \times 10^{-4}$ e em e) e f) para $\Delta n = 50 \times 10^{-4}$.	

Em a), c) e e) observa-se o comportamento dos primeiros dez modos simétricos da bainha e em b), d) e f) observa-se o comportamento dos dois modos de maior ordem.	20
Figura 13 - Montagem experimental utilizada no fabrico de LPGs, onde em a) se encontra um esquema e em b) uma fotografia desta. Os equipamentos numerados em a) são os mesmos que os numerados em b).	22
Figura 14 - Espectro de emissão da fonte Fianium, modelo WL-SC400-2, numa gama de comprimentos de onda dos 1200 nm aos 1700 nm. O espectro foi medido com uma resolução de 0,05 nm.	22
Figura 15 – Espectros de transmissão do conjunto LPG04, cujo <i>Lsweep</i> é de 100 μm , o período é de 700 μm , a potência média de fabrico é 350 μW e um comprimento de LPG de 23,20 mm. Os espectros foram medidos com uma resolução de 0,2 nm.	23
Figura 16 - Comparação entre os espectros de transmissão da LPG 04 ₂ e da LPG 05 ₃ . A LPG 04 ₂ tem um período de 700 μm enquanto que a LPG 05 ₃ tem um de 750 μm , as restantes condições de gravação são idênticas: potência média de 350 μW , <i>Lsweep</i> de 100 μm . A LPG 05 ₃ tem comprimento de 24,65 mm. Os espectros foram medidos com uma resolução de 0,2 nm.	24
Figura 17 – a) Espectro de transmissão do conjunto LPG10, cujas condições de gravação foram: <i>Lsweep</i> de 100 μm , período de 750 μm e potência de fabrico de 360 μW e b) comparação entre os espectros de transmissão dos conjuntos de LPGs 10, 11 e 12, cujo <i>Lsweep</i> é 100, 150 e 200 μm . Os espectros foram medidos com resolução de 0,2 nm.	25
Figura 18 - Crescimento da banda de atenuação do espectro de transmissão da a) LPG 13 ₂ e b) LPG 14 ₁ na gama de comprimentos de onda de 1530 a 1580 nm. Os espectros da LPG13 ₂ foram medidos com uma resolução de 0,5 nm, enquanto que os espectros da LPG14 ₁ foram medidos com uma resolução de 0,03 nm.	25
Figura 19 – Comparação entre a LPG 13 ₂ e a LPG 14 ₁ . Ambas têm as mesmas condições de fabrico: <i>Lsweep</i> de 100 μm , período de 750 μm , potência média de fabrico de 360 μW e um comprimento de LPG de 21,75 mm. Os espectros foram medidos com resolução de 0,05 nm.	26
Figura 20 - Comparação entre a LPG 16 ₃ e a LPG 16 ₅ . Ambas têm as mesmas condições de fabrico: <i>Lsweep</i> de 110 μm , período de 750 μm , potência média de fabrico de 340 μW e comprimento de LPG de 24,11 mm. Os espectros foram medidos com uma resolução de 0,05 nm.	26
Figura 21 - Imagem obtida com microscópio ótico com uma ampliação de 200x, onde se observa uma secção da fibra ótica com uma LPG inscrita cujo <i>Lsweep</i> de 100 μm e um período de 200 μm	27
Figura 22 - Fotografia de uma fibra ótica com uma LPG inscrita por irradiação por laser femtosegundo cujo <i>Lsweep</i> é de 100 μm e um período de 750 μm	27
Figura 23 – Esquema da montagem experimental utilizada para a caracterização da sensibilidade das LPGs à temperatura.	28
Figura 24 - Comparação de um espectro de transmissão de uma LPG com e sem filtro FFT aplicado.	28
Figura 25 - Caracterização da sensibilidade da LPG 05 ₃ à temperatura para a banda de atenuação centrada no comprimento de onda de 1390 nm: com temperatura a subir (a) e a descer (b). Em c) apresenta-se a sensibilidade da LPG à temperatura e a variação na subida da banda de atenuação (marcador cheio) e na descida (marcador aberto).	29
Figura 26 - Caracterização da sensibilidade da LPG 05 ₃ à temperatura para a banda de atenuação centrada no comprimento de onda de 1601 nm: com temperatura a subir (a) e a descer (b). Em c) apresenta-se a sensibilidade da LPG à temperatura e a variação na subida da banda de atenuação (marcador cheio) e na descida (marcador aberto).	30

Figura 27 - Caracterização da sensibilidade da LPG 16 ₃ à temperatura para a banda de atenuação centrada no comprimento de onda de 1305 nm: com temperatura a subir (a) e a descer (b). Em c) apresenta-se a sensibilidade da LPG à temperatura e a variação na subida da banda de atenuação (marcador cheio) e na descida (marcador aberto).	31
Figura 28 - Caracterização da sensibilidade da LPG 16 ₃ à temperatura para a banda de atenuação centrada no comprimento de onda de 1535 nm: com temperatura a subir (a) e a descer (b). Em c) apresenta-se a sensibilidade da LPG à temperatura e a variação na subida da banda de atenuação (marcador cheio) e na descida (marcador aberto).	32
Figura 29 - Caracterização da sensibilidade da LPG 16 ₅ à temperatura para a banda de atenuação centrada no comprimento de onda de 1539 nm: com temperatura a subir (a) e a descer (b). Em c) apresenta-se a sensibilidade da LPG à temperatura e a variação na subida da banda de atenuação (marcador cheio) e na descida (marcador aberto).	33
Figura 30 - Esquema da montagem experimental utilizada para a caracterização da sensibilidade das LPGs à deformação.	34
Figura 31 - Caracterização da sensibilidade à deformação para a banda de atenuação centrada no comprimento de onda de 1342 nm para a LPG 13 ₂ : a) variação do espectro de transmissão e b) respetiva sensibilidade e variação da atenuação.....	35
Figura 32 - Caracterização da sensibilidade à deformação para a banda de atenuação centrada no comprimento de onda de 1542 nm para a LPG 13 ₂ : a) variação do espectro de transmissão e b) respetiva sensibilidade e variação da atenuação.....	35
Figura 33 - Caracterização da sensibilidade à deformação para a banda de atenuação centrada no comprimento de onda de 1541 nm para a LPG 14 ₁ : a) variação do espectro de transmissão e b) respetiva sensibilidade e variação da atenuação.....	36
Figura 34 - Caracterização da sensibilidade à deformação para a banda de atenuação centrada no comprimento de onda de 1304 nm para a LPG16 ₃ : a) variação do espectro de transmissão e b) respetiva sensibilidade e variação da atenuação.....	36
Figura 35 - Caracterização da sensibilidade à deformação para a banda de atenuação centrada no comprimento de onda de 1534 nm para a LPG 16 ₃ : a) variação do espectro de transmissão e b) respetiva sensibilidade e variação da atenuação.....	37
Figura 36 - Caracterização da sensibilidade à deformação para a banda de atenuação centrada no comprimento de onda de 1305 nm para a LPG 16 ₅ : a) variação do espectro de transmissão e b) respetiva sensibilidade e variação da atenuação.....	37
Figura 37 - Caracterização da sensibilidade à deformação para a banda de atenuação centrada no comprimento de onda de 1552 nm para a LPG 16 ₅ : a) variação do espectro de transmissão e b) respetiva sensibilidade e variação da atenuação.....	38

Lista de Acrónimos

FBG	Rede de difração de Bragg, do inglês “ <i>fiber Bragg grating</i> ”
LPG	Rede de período longo, do inglês “ <i>long period grating</i> ”
UV	Ultravioleta
PDL	Perdas dependentes da polarização, do inglês “ <i>polarization dependent loss</i> ”
HE _{l,m}	Modos híbridos do campo elétrico e magnético
CPA	“ <i>Chirped pulsed amplification</i> ”
OSA	Analisador de espetros óticos, do inglês “ <i>optical spectrum analyser</i> ”
FFT	Filtro de transformada de Fourier, do inglês “ <i>Fast Fourier Transform</i> ”

Lista de símbolos

θ_1	Ângulo de incidência da luz na rede de difração
θ_2	Ângulo de difração da luz na rede de difração
m	Ordem de difração
n	Índice de refração médio do material
λ	Comprimento de onda
Λ	Período da rede de difração
n_{eff}	Índice de refração efetivo
β	Constante de propagação do modo
E_t	Componente transversal do campo elétrico dos modos do guia de onda ideal
A_j	Amplitude do modo j
ω	Frequência angular
c	Velocidade da luz no vácuo
t	Tempo
K_{kj}^t/K_{kj}^z	Coefficiente de acoplamento transversal/longitudinal entre os modos k e j
ϵ_0	Permitividade elétrica no vácuo
N	Grau da supergaussiana
FWHM	Largura a meia altura da supergaussiana, do inglês “ <i>full-width-half-maximum</i> ”
L_{sweep}	Comprimento de varrimento
$Y(z)$	Sucessão de supergaussianas
α_n	Coefficientes das supergaussianas
$\hat{\sigma}$	Acordo de fase
Λ_{ot}	Período ótimo da rede
T	Temperatura
L	Comprimento da LPG
ϵ	Deformação
C	Coefficientes utilizados na equação de Sellmeier

Capítulo 1

Introdução

1.1 Enquadramento, motivação e objetivos

Uma rede de difração numa fibra ótica corresponde a uma alteração periódica do índice de refração, que é fabricada por exposição de um segmento de fibra ótica a radiação ou por deformações mecânicas, entre outros métodos. Estes dispositivos intrínsecos exibem propriedades interessantes do ponto de vista ótico, permitindo o controlo das propriedades da luz que se propaga na fibra ótica. Estes podem ser utilizados como filtros espectrais, componentes compensadores de dispersão, em sistemas de multiplexagem por divisão de comprimento de onda, ou, devido à sua sensibilidade a alterações de alguns parâmetros físicos do meio circundante, são utilizados como elementos de sensores destas grandezas como temperatura, tensão, índice de refração, entre outras [1]. Estas redes podem dividir-se em dois tipos: as redes de período curto ou redes de difração de Bragg (em inglês *fiber Bragg gratings* – FBGs), demonstradas pela primeira vez por Hill em 1978 [2] e, as redes de período longo ou de redes de difração de transmissão (em inglês *long period gratings* – LPGs), demonstradas pela primeira vez por Vengsarkar et al., em 1996 [3], sendo as últimas de interesse para esta dissertação.

As LPGs têm períodos da ordem das centenas de micrómetros e o acoplamento da luz é feito entre modos que se propagam na mesma direção. Tipicamente numa fibra ótica mono modo este acoplamento acontece entre o modo fundamental de propagação do núcleo e modos co-propagantes da bainha [4]. Este acoplamento resulta na observação de uma depressão no espectro de transmissão da LPG [5].

Visando a otimização de métodos de fabricação de LPGs, estes têm sido extensamente explorados. A implantação por feixe de iões [6], a aplicação de deformação mecânica [7], utilização de arco elétrico [8], a irradiação com um laser de CO₂ [9] ou a exposição a luz ultravioleta (UV) [3] são algumas das técnicas mais exploradas. Outro método, que também tem sido explorado mais recentemente, é o método de fabricação de LPGs por irradiação por laser femtosegundo, na gama de comprimentos de onda do infravermelho próximo. Como o nome indica, o laser femtosegundo é um laser pulsado com impulsos de duração na ordem do femtosegundo que apresentam uma potência de pico muito elevada. Este método foi reportado pela primeira vez em [10], após os mesmos autores terem verificado a capacidade do laser femtosegundo alterar propriedades de materiais como o vidro, em [11]. Uma das vantagens da gravação de LPGs recorrendo à tecnologia femtosegundo é que esta pode ser utilizada para gravar redes em vários tipos de fibras óticas, desde dopadas, com núcleo de sílica pura ou até de cristal fotónico [12], [13], sendo também possível gravar redes num único núcleo de uma fibra ótica com vários núcleos, permitindo assim a gravação de redes com parâmetros diferentes ou iguais em cada núcleo [14], sendo este um dos nossos principais objetivos em vista, em trabalho futuro. Para conseguir gravar a rede apenas num núcleo, toda a luz é focada num ponto desse núcleo e só este ponto sofre alteração do índice de refração, de forma permanente, sem afetar as restantes regiões da fibra ótica nem o seu revestimento polimérico. Em [15] é reportado que as LPGs fabricadas com laser femtosegundo são estáveis a altas temperaturas.

Na gravação de LPGs existem aspetos de alta importância como os custos associados, o tempo de produção, a capacidade de reprodução de resultados e as perdas introduzidas pela rede, incluindo as perdas dependentes da polarização (em inglês *polarization dependent loss* – PDL). A reprodução de resultados é um dos aspetos problemáticos, uma vez que pequenas alterações na intensidade do feixe laser, tempo de exposição, tensão na fibra, ou possíveis vibrações da fibra aquando da gravação resultam em diferentes LPGs [16]. A contínua investigação para o desenvolvimento de LPGs permitiu que estes aspetos fossem otimizados e teve um impacto tanto na área dos sensores como na área das telecomunicações. Na área dos sensores, têm sido usadas como sensores de apenas um parâmetro como a temperatura, deslocamento, deformação ou tensão, ou de múltiplos parâmetros [17], dado que a alteração destes parâmetros físicos se traduz na alteração do comprimento de onda ressonante e da profundidade das depressões nos espectros de transmissão das LPGs [18]. Na área das telecomunicações, têm sido utilizadas como equalizadores de ganho, filtros de rejeição de banda, polarizadores ou como acopladores [3], [19] [20].

Nesta dissertação, o principal objetivo é a otimização do método de produção de LPGs em fibra ótica mono modo padrão, por irradiação por laser femtosegundo. Para este fim foi utilizado o laser femtosegundo do laboratório de Nanofotónica e Optoelectrónica – I3N do Departamento de Física da Universidade de Aveiro e as LPGs foram caracterizadas no laboratório de componentes e subsistemas óticos do Instituto de Telecomunicações - IT. O grupo de investigação do IT no qual esta dissertação se encontra inserida não tinha experiência prévia na inscrição de LPGs por irradiação por laser femtosegundo, e o grupo do I3N tinha apenas experiência de gravação de FBGs por irradiação com este laser, mas pelo método de máscara de fase. Neste trabalho, as LPGs foram gravadas pelo método de ponto-a-ponto, tratando-se assim de uma abordagem nova da utilização do laser femtosegundo por ambos os grupos de investigação. Com o método de fabrico selecionado, foram gravadas várias LPGs com diferentes características. Em simultâneo, com o objetivo de orientar e compreender a produção de LPGs, realizaram-se simulações numéricas do comportamento das LPGs fabricadas.

1.2 Estrutura do trabalho

Este trabalho encontra-se dividido em cinco capítulos que se resumem seguidamente.

Neste primeiro capítulo, apresenta-se o contexto em que se insere o trabalho, seu enquadramento, motivação e objetivo da dissertação. Por fim, apresenta-se a estrutura que esta dissertação exhibe.

No capítulo 2, apresentam-se os princípios de funcionamento de LPGs e suas características. São discutidos alguns métodos de fabrico de LPGs, dando relevo ao uso do laser femtosegundo. De seguida é apresentado o modelo teórico para LPGs fabricadas com laser femtosegundo. Por fim é explicado o comportamento de LPGs quando usadas como sensores de temperatura e deformação.

No capítulo 3, apresentam-se os parâmetros das redes com que se realizou a simulação do comportamento das LPGs que pretendemos fabricar e os resultados obtidos são apresentados e discutidos.

No capítulo 4, a montagem experimental utilizada para o fabrico das LPGs é descrita. De seguida os resultados experimentais das LPGs fabricadas são apresentados e discutidos, assim como a linha de raciocínio tomada para a evolução do método de fabrico. A caracterização da sensibilidade das LPGs à temperatura e à deformação também é apresentada.

No capítulo 5 é apresentado um resumo das conclusões deste trabalho e sugerem-se propostas de trabalho futuro.

Capítulo 2

Redes de período longo

Neste capítulo apresenta-se resumidamente alguns dos conceitos teóricos de redes de período longo (LPGs) e os métodos mais utilizados para a sua gravação. Será também apresentada a teoria dos modos acoplados utilizada para modelar o comportamento de LPGs fabricadas recorrendo ao laser femtosegundo. Por fim discute-se a utilização de LPGs como sensores de temperatura, deslocamento, deformação ou tensão.

2.1 Conceitos teóricos das LPGs

A estrutura de uma fibra ótica consiste no núcleo envolto pela bainha, cujo índice de refração é menor que o do núcleo, que por sua vez é revestida por várias camadas poliméricas. Como mencionado na introdução, uma rede de período longo (LPG) em fibra ótica é uma perturbação periódica do índice de refração no núcleo, na bainha, ou em ambos, cujo período ronda as centenas de micrómetros [16].

Uma LPG, como qualquer outra rede gravada em fibra ótica, funciona como uma rede de difração e, portanto, numa abordagem de ondas planas, luz que incide na rede com um dado ângulo incidente θ_1 , é difratada segundo um ângulo θ_2 dado pela equação (1) [21], onde m é a ordem de difração. Ainda na equação (1), n representa o índice de refração médio do material, λ é o comprimento de onda da luz e Λ é o período da rede.

$$n \sin \theta_2 = n \sin \theta_1 + m \frac{\lambda}{\Lambda}. \quad (1)$$

Para melhor entender esta equação, a Figura 1 representa um esquema da difração da luz por parte de uma rede, onde se pode observar o ângulo incidente θ_1 e o ângulo difratado θ_2 para a ordem -1.

Adaptando a equação (1) a luz guiada, temos que o índice de refração efetivo do modo guiado n_{eff} pode ser interpretado como $n_{\text{eff}} = n \sin \theta$ onde n é o índice de refração do material correspondente. Assim, a difração de um modo do núcleo num da bainha ocorre em ordem -1 para o comprimento de onda dado por [21]:

$$\lambda = [n_{\text{eff}}^{\text{co}}(\lambda) - n_{\text{eff}}^{\text{cl}}(\lambda)]\Lambda. \quad (2)$$

Usando a definição da constante de propagação $\beta = (2\pi/\lambda) n_{\text{eff}}$, pode-se ainda escrever a equação (1) como [21]:

$$\beta_2 = \beta_1 + m \frac{2\pi}{\Lambda}. \quad (3)$$

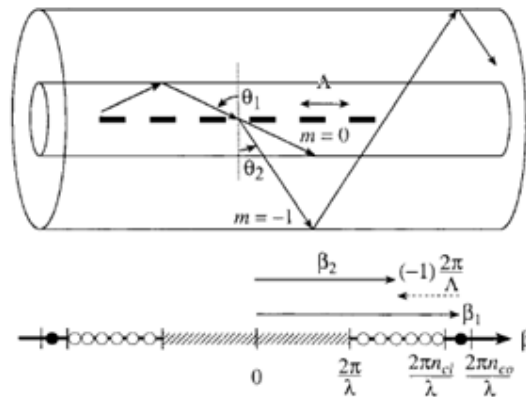


Figura 1 – Esquema do acoplamento entre modos de uma fibra ótica com uma LPG gravada, onde se pode observar o acoplamento do modo fundamental do núcleo com um modo da bainha. Em baixo apresenta-se um esquema vetorial da condição (3) para $m=-1$. Adaptado de [21].

A luz é guiada e propagada na fibra ótica e a forma como tal acontece através de modos, sendo que um modo é caracterizado pela sua constante de propagação, índice de refração efetivo, velocidade de grupo, distribuição espacial transversal dos campos elétrico e magnético que se mantém inalterada ao longo da direção longitudinal da fibra, assim como pela sua polarização. Diferentes designações podem ser utilizadas para os modos, por exemplo, os modos híbridos, em que as componentes do campo eletromagnético, na direção de propagação, não são zero, podem denominar-se por modos HE. Dentro destes, cada modo tem dois índices que o identificam, l e m , que traduzem as distribuições azimutal e radial, respetivamente, denominando-se por $HE_{l,m}$. O modo fundamental do núcleo corresponde ao modo $HE_{1,1}$ [5]. Uma LPG, cuja modulação do índice de refração é radialmente simétrica, promove o acoplamento entre modos com essa mesma simetria, ou seja, cujo índice l é igual. Assim, o modo fundamental do núcleo acopla com os modos da bainha cuja designação seja $HE_{1,m}$ [21].

A bainha, em comparação com o núcleo, tem um raio maior, podendo comportar mais modos de propagação. Estes serão sempre dependentes do índice de refração que envolve a bainha [1]. Para este trabalho, consideramos que as camadas poliméricas da fibra são sempre retiradas e a análise tem em conta que a bainha está envolvida por ar.

2.2 Métodos de fabricação de LPGs

Existem várias técnicas de fabricação de LPGs, entre elas duas das mais utilizadas são a inscrição ponto-a-ponto e a utilização de uma máscara de fase. No caso da inscrição ponto-a-ponto, a fibra ótica é irradiada num ponto, de seguida deslocada uma dada distância que define o seu período e novamente irradiada, repetindo-se o processo tantas vezes quantas necessárias, sendo também possível deslocar a fonte de radiação em vez da fibra ótica [16]. Utilizando a técnica da máscara de fase, a radiação incide na máscara de fase criando um padrão de interferência na região da fibra ótica. Assim, a rede é gravada como um todo numa única incidência e o período é definido pela própria máscara [6]. A inscrição ponto-a-ponto é mais flexível dado que possibilita variar o número de pontos em que a fibra é irradiada e o período de gravação [5], no entanto, o uso repetitivo de uma máscara confere mais reprodutibilidade de resultados entre redes [22]. Na Figura 2 encontram-se esquematizados estes dois métodos.

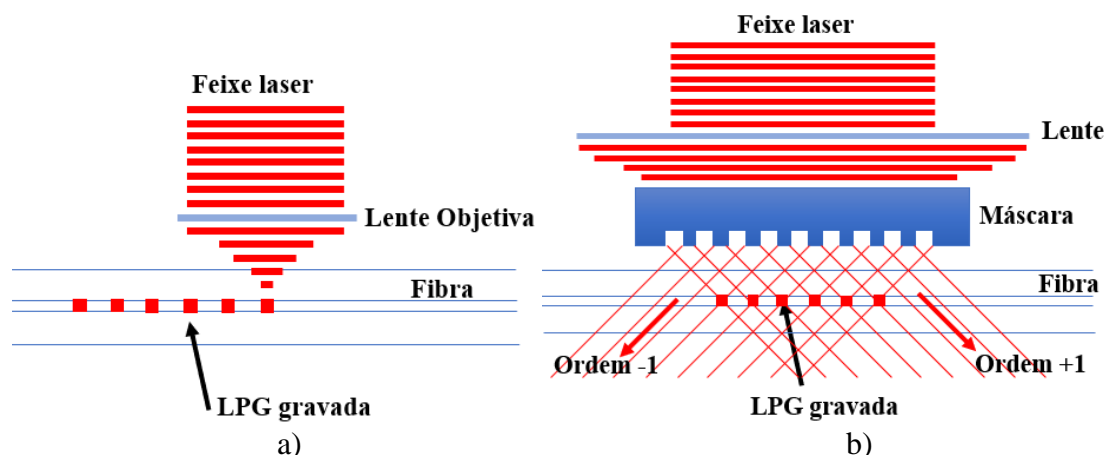


Figura 2 – Esquema da inscrição de uma LPG utilizando em a) a técnica ponto-a-ponto e em b) uma máscara de fase.

Vários métodos foram estudados para a fabricação de LPGs. A maioria consiste em expor a fibra ótica a um determinado tipo de radiação, o que resulta na perturbação permanente do índice de refração do material, habitualmente de forma periódica. Entre eles pode-se encontrar a exposição da fibra a radiação laser ultravioleta (UV) [23], irradiação com laser de CO₂ [23] e a utilização de um laser femtosegundo [10]. Existem outros métodos que não usam exposição a radiação, nomeadamente, aplicação de arco elétrico [24], implantação por feixe de iões [6] ou a aplicação de deformação mecânica [7]. À frente apenas alguns serão discutidos.

Na irradiação da fibra ótica com laser UV, a modulação do índice de refração está relacionada com a formação de defeitos no material da fibra ótica, relacionados com a presença de dopantes [1]. Sendo assim, ou são utilizadas fibras óticas com fotossensibilidade elevada conferida pela elevada dopagem com boro ou germânio, que têm um custo elevado, ou procede-se a uma sensibilização da fibra ótica comum com hidrogénio, em câmaras pressurizadas por um dado período de tempo. Este procedimento torna o método mais demorado e encarece-o, acrescentando ainda a desvantagem de que a sensibilização com hidrogénio se perde ao longo do tempo, o que torna a reprodutibilidade de resultados complicada. Os valores típicos de modulação do índice de refração do núcleo quando este método é utilizado são da ordem dos 10⁻⁴ [19]. No entanto, redes fabricadas com este método aplicadas a sensores não são eficientes a temperaturas superiores a 300 °C [20] e deixam de apresentar bandas de atenuação a 680 °C [25].

Utilizando um laser de CO₂ não é necessário que as fibras óticas sejam fotossensíveis, assim a gravação de redes é possível em quase todos os tipos de fibra ótica sem necessidade de sensibilização, tornando o procedimento mais simples e barato. Nesta técnica, a modulação do índice de refração é consequência do aquecimento local provocado pela irradiação. Inicialmente, acreditava-se que a modulação do índice de refração se devia à densificação do material da fibra [26], relaxação de tensões residuais [27] e deformações da geometria física da fibra como, por exemplo, a formação de sulcos ou “*tapers*” [28] que acontece em algumas técnicas de gravação com laser CO₂. Entretanto avançou-se com outra hipótese: acredita-se que as quebras das cadeias de Si-O-Ge [1] sejam também responsáveis. O valor da modulação de índice de refração para este método de gravação varia consoante o tipo de fibra utilizada, da potência do laser e da tensão aplicada na fibra enquanto é irradiada. Os valores apontados em estudos anteriores não são convergentes, encontrando-se valores positivos ou negativos, na ordem dos 10⁻⁴ e dos 10⁻³ [27], [29]. Para este método, estudos indicam que as LPGs fabricadas sobrevivem a altas temperaturas, até 1200 °C [30], sendo esta uma das suas vantagens de utilização.

Outro método utilizado é a aplicação de um arco elétrico. Quando se aplica uma descarga elétrica num ponto da fibra ótica as propriedades intrínsecas do material são alteradas como é o caso do

índice de refração. A técnica não exige fotossensibilidade por parte da fibra ótica, logo é aplicável a quase todos os tipos de fibra ótica, nem equipamentos sofisticados e produz LPGs estáveis a altas temperaturas [8]. O método emprega elétrodos de máquinas de fusão de fibras, que se degradam rapidamente afetando a reprodutibilidade de resultados, sendo esta uma das desvantagens deste método [31]. Em [8] estimou-se o valor da modulação do índice de refração na ordem dos 10^{-3} .

Mais recentemente, no fim da década de 90, foi utilizado um laser femtosegundo, cujo comprimento de onda se encontra no infravermelho próximo, 800 nm, para provocar a alteração do índice de refração permanente em vários tipos de vidro [11]. A partir daqui a fabricação de LPGs utilizando este tipo de laser tem sido explorada [10], [32]. A possibilidade de focar o feixe do laser femtosegundo a uma certa profundidade, fazendo alterações apenas no ponto focal sem danificar as camadas superiores, permite que a modulação do índice de refração seja realizada apenas numa região localizada da fibra como, por exemplo, apenas no núcleo, sendo esta uma das vantagens do método. Um dos tipos de laser femtosegundo mais utilizado é o de $Ti^{3+}: Al_2O_3$. Pensa-se que a densificação do vidro na zona irradiada é o principal fator que provoca a alteração do índice de refração, que por sua vez pode resultar de efeitos térmicos [1]. Este método também pode ser utilizado para a fabricação de FBGs ponto-a-ponto ou utilizando técnicas como o interferómetro holográfico ou a máscara de fase [18]. Fazendo uma revisão da literatura, não foi possível encontrar um consenso no valor da variação de índice de refração que este método provoca, encontrando valores na ordem dos 10^{-4} até aos 10^{-2} e valores negativos, dependendo fortemente da gama de energias utilizadas [10], [15], [33], [34].

2.3 Teoria dos modos acoplados

De forma a simular o comportamento das LPGs, ao longo deste trabalho é utilizada a teoria dos modos acoplados, que permite encontrar soluções aproximadas para os modos de um sistema perturbado recorrendo às soluções do sistema não-perturbado. Nesta secção, a base matemática do método é explicada usando a referência [21].

Nesta aproximação, tem-se que a componente transversal do campo elétrico \mathbf{E}_t dos modos que se propagam na rede pode ser escrita como uma sobreposição dos campos elétricos transversais dos modos ideais j , ou seja, os modos da fibra ótica sem perturbação, da forma:

$$\mathbf{E}_t(x, y, z, t) = \sum_j A_j(z) \exp(i\beta_j z) \mathbf{e}_{jt}(x, y) \exp(-i\omega t). \quad (4)$$

onde A_j é a amplitude do modo j que se propaga na direção positiva de z , $\beta_j = (2\pi/\lambda) n_{\text{eff},j}$ em que $\lambda = 2\pi c/\omega$ onde c é a velocidade da luz no vácuo, \mathbf{e}_{jt} são as componentes transversais do campo dos modos do guia de onda ideal e ω é a frequência angular da onda.

Num guia de onda ideal, os modos propagantes são ortogonais entre si, i.e., não trocam potência entre si, no entanto, na presença de uma perturbação como uma LPG, esse acoplamento existe, de tal modo que a amplitude A_j , ao longo de z , é dada pela equação (5):

$$\frac{dA_j}{dz} = i \sum_k A_k (K_{kj}^t + K_{kj}^z) \exp[i(\beta_k - \beta_j)z]. \quad (5)$$

Na equação acima, $K_{kj}^t(z)$ é o coeficiente de acoplamento transversal entre os modos j e k , $K_{kj}^z(z)$ é o coeficiente de acoplamento longitudinal. Geralmente $K_{kj}^z(z) \ll K_{kj}^t(z)$ e, portanto, o coeficiente de acoplamento longitudinal é desprezado para os modos da fibra. $K_{kj}^t(z)$ é dado por:

$$K_{kj}^t(z) = \frac{\omega}{4} \iint_{\infty} dx dy \Delta \varepsilon(x, y, z) \mathbf{e}_{kt}(x, y) \cdot \mathbf{e}_{jt}^*(x, y). \quad (6)$$

onde $\Delta\varepsilon$ é a perturbação para a permissividade elétrica introduzida pela rede, podendo ser escrita como $\Delta\varepsilon = 2n\delta_n\varepsilon_0$ para $\delta_n \ll n$. Aqui, n é o índice de refração médio do material, δ_n é a variação deste introduzida pela rede e ε_0 é a permissividade elétrica no vazio.

Neste trabalho, como mencionado na secção anterior, a fabricação das LPGs é realizada com um laser femtosegundo, para o qual se considera que a alteração do índice de refração é abrupta [32] e, portanto se considera que tem a forma de uma supergaussiana. As supergaussianas, de grau N , que representam a variação do índice de refração estão distribuídas periodicamente com o período da rede e são do tipo:

$$\delta n(z) = \overline{\delta n} Y(z) = \overline{\delta n} \sum_j y(z - b_j) = \overline{\delta n} \sum_j \exp\left(-\frac{(z - b_j)^N}{2c^N}\right). \quad (7)$$

onde $\overline{\delta n}$ é o valor máximo da variação do índice de refração, b_j são as posições dos picos das supergaussianas e $c = \text{FWHM}/2^{\frac{1}{N}}\sqrt{2\ln 2}$ em que FWHM é a largura a meia altura das mesmas (do inglês *full-width-half-maximum*). Na prática, usamos supergaussianas de ordem elevada para as quais o valor de FWHM se pode considerar como o comprimento segundo o qual se varre o núcleo da fibra ótica quando se incide o laser, por isso daqui para a frente é referido como comprimento de varrimento (*Lsweep*).

A análise da teoria dos modos acoplados mostra que o acoplamento entre o modo fundamental do núcleo e os da bainha é mais eficiente quanto maior for a sobreposição espacial dos modos, ou seja, os perfis do campo elétrico devem ser idênticos [1], [21]. Dada a gravação ser realizada apenas no núcleo da fibra ótica, na teoria dos modos acoplados considera-se que a variação do índice de refração acontece apenas no núcleo e definem-se os integrais de sobreposição segundo a expressão (8):

$$\sigma_{kj} = \varepsilon_0 \frac{\omega n_n \overline{\delta n}}{2} \iint_{\text{co}} dx dy \mathbf{e}_{kt}(x, y) \cdot \mathbf{e}_{jt}^*(x, y). \quad (8)$$

resultando em coeficientes de acoplamento transversal dados por:

$$K_{kj}^t(z) = \sigma_{kj} Y(z). \quad (9)$$

Considerando esta definição dos coeficientes de acoplamento transversal e ignorando o coeficiente de acoplamento longitudinal, ao fazer a substituição de (9) na equação (5), obtêm-se as equações dos modos acoplados cuja variação do índice de refração tem a forma de supergaussianas:

$$\frac{dA_j}{dz} = i \sum_k A_k \sigma_{kj} Y(z) \exp[i(\beta_k - \beta_j)z]. \quad (10)$$

Particularizando para um comprimento de onda em que um dado modo 1 de amplitude A_1 faz acoplamento com um modo co-propagante 2, com amplitude A_2 , a equação acima traduz-se num sistema de equações como o definido em (11):

$$\begin{cases} \frac{dA_1}{dz} = iA_1 \sigma_{11} Y(z) + iA_2 \sigma_{21} Y(z) \exp(-i\Delta\beta z) \\ \frac{dA_2}{dz} = iA_2 \sigma_{22} Y(z) + iA_1 \sigma_{12} Y(z) \exp(i\Delta\beta z) \end{cases}. \quad (11)$$

onde $\Delta\beta = \beta_1 - \beta_2$. A sucessão de supergaussianas $Y(z)$ pode ser escrita como uma série de Fourier:

$$Y(z) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \alpha_n \exp\left(i \frac{2\pi}{\Lambda} nz\right). \quad (12)$$

cujos coeficiente α_n são dados por:

$$\alpha_n = \frac{1}{\Lambda} \int_{-\frac{\Lambda}{2}}^{\frac{\Lambda}{2}} dz Y(z) \exp\left(-i \frac{2\pi}{\Lambda} nz\right). \quad (13)$$

Considerando apenas os termos de menor ordem da série de Fourier, em particular, os termos de ordem -1, 0 e 1, o sistema de equações (11) traduz-se em:

$$\begin{cases} \frac{dA_1}{dz} = [iA_1 \sigma_{11} + iA_2 \sigma_{21} \exp(-i\Delta\beta z)] \left[\alpha_0 + \alpha_1 \exp\left(i \frac{2\pi}{\Lambda} z\right) + \alpha_{-1} \exp\left(-i \frac{2\pi}{\Lambda} z\right) \right] \\ \frac{dA_2}{dz} = [iA_2 \sigma_{22} + iA_1 \sigma_{12} \exp(i\Delta\beta z)] \left[\alpha_0 + \alpha_1 \exp\left(i \frac{2\pi}{\Lambda} z\right) + \alpha_{-1} \exp\left(-i \frac{2\pi}{\Lambda} z\right) \right] \end{cases}. \quad (14)$$

Aplicando a aproximação síncrona, ignoram-se as exponenciais que expressam oscilações rápidas ficando apenas as exponenciais resultantes cujo argumento é mais próximo de zero, que traduzirem a transferência de potência entre modos. O sistema de equações (14) transforma-se em:

$$\begin{cases} \frac{dA_1}{dz} = iA_1 \sigma_{11} \alpha_0 + iA_2 \sigma_{21} \alpha_1 \exp\left(i \frac{2\pi}{\Lambda} z - i\Delta\beta z\right) \\ \frac{dA_2}{dz} = iA_2 \sigma_{22} \alpha_0 + iA_1 \sigma_{12} \alpha_{-1} \exp\left(i\Delta\beta z - i \frac{2\pi}{\Lambda} z\right) \end{cases}. \quad (15)$$

Usando as transformações:

$$\begin{cases} R = A_1 \exp\left[-\frac{i}{2}(\sigma_{11} + \sigma_{22})z + \frac{i}{2}\Delta\beta z - i \frac{\pi}{\Lambda} z\right] \\ S = A_2 \exp\left[-\frac{i}{2}(\sigma_{11} + \sigma_{22})z - \frac{i}{2}\Delta\beta z + i \frac{\pi}{\Lambda} z\right] \end{cases}. \quad (16)$$

obtêm-se as equações diferenciais de coeficiente constantes:

$$\begin{cases} \frac{dR}{dz} = i \hat{\sigma} R + i \sigma_{21} \alpha_1 S \\ \frac{dS}{dz} = -i \hat{\sigma} S + i \sigma_{12} \alpha_{-1} R \end{cases}. \quad (17)$$

Aqui $\hat{\sigma} = \alpha_0 \frac{(\sigma_{11} - \sigma_{22})}{2} + \frac{\Delta\beta}{2} - \frac{\pi}{\Lambda}$. Considerando $\sigma_{kj} = \sigma_{jk}^*$ e $\alpha_1 = \alpha_{-1}$, usando as condições iniciais $R(0) = 1$ e $S(0) = 0$, as soluções do sistema de equações para as amplitudes dos modos 1 e 2 são:

$$\begin{cases} R = \cos(\gamma_0 z) + i \frac{\hat{\sigma}}{\gamma_0} \sin(\gamma_0 z) \\ S = i \alpha_{-1} \frac{\sigma_{12}}{\gamma_0} \sin(\gamma_0 z) \end{cases}. \quad (18)$$

onde $\gamma_0 = \sqrt{\alpha_{-1}^2 |\sigma_{12}|^2 + \hat{\sigma}^2}$. As equações que traduzem a evolução das potências dos modos são obtidas fazendo o quadrado do valor absoluto das amplitudes. Sendo assim, as equações para as potências dos modos 1 e 2, respetivamente, são:

$$\begin{cases} |R|^2 = \cos^2(\gamma_0 z) + \frac{\hat{\sigma}^2}{\gamma_0^2} \sin^2(\gamma_0 z) \\ |S|^2 = \alpha_{-1}^2 \frac{|\sigma_{12}|^2}{\gamma_0^2} \sin^2(\gamma_0 z) \end{cases}. \quad (19)$$

No caso de haver transferência total de potência do modo 1 para o modo 2, a amplitude de $|S|^2$ tem de igualar a 1 e assim, $\alpha_{-1}^2 \frac{|\sigma_{12}|^2}{\gamma_0^2}$ tem que igualar à unidade, o que acontece para $\hat{\sigma} = 0$. Esta condição define o período ótimo dado por:

$$\Lambda_{\text{ot}} = \frac{2\pi}{\alpha_0(\sigma_{11} - \sigma_{22}) + \Delta\beta}. \quad (20)$$

É para este valor de período ótimo que acontece a transferência total de potência entre dois modos. Por análise da equação do período ótimo e fazendo o termo $\alpha_0(\sigma_{11} - \sigma_{22})$ tender para zero temos que esta equação se resume à equação (2). A equação (2) pode ser considerada como sendo mais própria para a análise de redes fracas, ou seja, cuja variação do índice de refração é baixa. No entanto as redes analisadas ao longo deste trabalho não se encontram neste regime e, portanto, as equações referidas ao longo desta secção estão na base do modelo numérico apresentado no próximo capítulo.

2.4 LPGs como sensores de temperatura, deformação e índice de refração

A sensibilidade das LPGs às características do meio envolvente, como é o caso da temperatura, do índice de refração, do deslocamento, da deformação ou da tensão depende da fibra ótica utilizada, das características da LPG e do modo da bainha com que o acoplamento acontece. Este facto traduz-se num comportamento diferente para cada banda de atenuação da LPG tornando as LPGs dispositivos atrativos para o uso como sensores [1]. Os diferentes comportamentos das bandas de atenuação perante as alterações externas são, na prática, traduzidos na variação de atenuação das bandas e dos comprimentos de onda ressonantes.

No caso da sensibilidade das LPGs à temperatura, pode-se fazer a avaliação através da equação (21) [17]:

$$\frac{d\lambda}{dT} = \frac{\partial\lambda}{\partial(\delta n_{\text{eff}})} \left(\frac{dn_{\text{eff}}^{\text{co}}}{dT} - \frac{dn_{\text{eff},j}^{\text{cl}}}{dT} \right) + \Lambda \frac{\partial\lambda}{\partial\Lambda} \frac{1}{L} \frac{dL}{dT}. \quad (21)$$

onde λ é o comprimento de onda ressonante, T é a temperatura, $n_{\text{eff}}^{\text{co}}$ é o índice de refração efetivo do modo do núcleo, $n_{\text{eff},j}^{\text{cl}}$ é o índice de refração efetivo do modo j da bainha, $\delta n_{\text{eff}} = (n_{\text{eff}}^{\text{co}} - n_{\text{eff},j}^{\text{cl}})$, Λ é o período da LPG e L é o comprimento da LPG.

Analisando a equação (21), o primeiro termo da equação provém da alteração da diferença dos índices de refração efetivos dos modos do núcleo e da bainha que surge do efeito termo-ótico, isto é, da alteração do índice de refração do material com a temperatura, que pode ser positivo ou negativo consoante o coeficiente termo-ótico do núcleo seja superior ou inferior ao da bainha [35]. O segundo termo depende da alteração do período da LPG por expansão térmica e, tipicamente é negligenciável [23]. Em [1] é reportado que a variação do comprimento de onda ressonante é linear com a variação da temperatura, no entanto, a temperaturas criogénicas, ou seja, abaixo de 77 K, o comportamento é não-linear.

Para analisar a sensibilidade das LPGs à tensão que é aplicada ao longo do eixo da fibra ótica, pode-se analisar a equação (22) [17]:

$$\frac{d\lambda}{d\varepsilon} = \frac{\partial\lambda}{\partial(\delta n_{\text{eff}})} \left(\frac{dn_{\text{eff}}^{\text{co}}}{d\varepsilon} - \frac{dn_{\text{eff},j}^{\text{cl}}}{d\varepsilon} \right) + \Lambda \frac{\partial\lambda}{\partial\Lambda}. \quad (22)$$

onde todos os parâmetros já foram apresentados aquando da equação (21), exceto o parâmetro ε que representa a deformação causada pela tensão aplicada.

Da equação (22) entende-se que o primeiro termo provém da variação do índice de refração com a tensão aplicada e que esta se deve ao efeito tenso-ótico. O segundo termo deve-se à variação do comprimento de onda ressonante com a variação do período da LPG, dado que quando a fibra ótica é tensionada, ocorre um aumento do comprimento da rede e consequentemente do seu período. Tipicamente, neste caso o segundo termo é dominante [23].

A sensibilidade das LPGs ao índice de refração do meio que as rodeia tem origem na dependência da condição de acoplamento de fase com o índice de refração efetivo dos modos que se propagam na bainha, pois o índice efetivo dos modos da bainha variam com o índice de refração do meio, por isso espera-se também que cada banda de atenuação da LPG tenha um comportamento diferente. Assim, a alteração do índice de refração do meio envolvente provoca a alteração do comprimento de onda ressonante e da atenuação da banda. O maior valor de sensibilidade acontece para acoplamento com modos de ordens superiores e/ou para valores de índice de refração do meio exterior próximos do índice de refração da bainha [23]. Para esta situação a bainha aparenta ter dimensões infinitas e os modos não são discretos, portanto deixa de os guiar [1].

No caso de se ter condições de temperatura e tensão constantes, espera-se que o período da rede se mantenha também constante, portanto considera-se $\frac{d\Lambda}{dn_3} = 0$. A variação do comprimento de onda ressoante com o índice de refração do meio envolvente pode ser modelado pela equação (23) [17]:

$$\frac{d\lambda}{dn_3} = \frac{d\lambda}{dn_{\text{eff}}^{\text{cl}}} \frac{dn_{\text{eff},j}^{\text{cl}}}{dn_3} \quad (23)$$

onde n_3 representa o índice de refração do meio envolvente, $n_{\text{eff},j}^{\text{cl}}$ é o índice de refração efetivo do modo j da bainha com o qual se dá o acoplamento na rede [23].

A capacidade de LPGs serem sensíveis ao índice de refração promoveu a sua utilização como sensores de índice de refração, concentração química e de nível de líquidos [1].

2.5 Sumário

Neste capítulo, alguns dos fundamentos teóricos do funcionamento de LPGs foram apresentados. Foram enunciados os principais métodos de fabrico de LPGs, mostrando as principais diferenças entre estes. As equações da teoria dos modos acoplados aplicada a LPGs fabricadas por um laser femtosegundo foram apresentadas, assumindo que a modulação do índice de refração é uma sucessão de supergaussianas, estando estas na base do modelo numérico apresentado no capítulo seguinte. Por fim, a caracterização teórica da sensibilidade de LPGs à temperatura, à deformação e ao índice de refração do meio envolvente foi explicada resumidamente.

Capítulo 3

Simulações numéricas

Neste capítulo, é apresentada a descrição do modelo numérico utilizado para a modelação e simulação das LPGs fabricadas, o qual foi desenvolvido com base na teoria dos modos acoplados, explicada no capítulo anterior. Por fim são apresentados e discutidos os resultados das simulações realizadas com o modelo numérico.

3.1 Descrição do modelo numérico utilizado

O modelo numérico foi utilizado tendo em vista atingir vários objetivos, nomeadamente calcular o período e comprimento ótimos de uma dada LPG, produzir o gráfico da evolução da potência para os modos em análise, ao longo da LPG, e prever o seu espectro de transmissão.

Alguns dos parâmetros utilizados no modelo numérico, tais como as componentes transversais (em x e em y) do campo elétrico e os índices de refração efetivos de cada modo, são obtidos usando o COMSOL *Multiphysics* com o modelo *wave optics*. Para tal é necessário construir um modelo da secção transversal da fibra ótica no COMSOL considerando os raios do núcleo e da bainha sendo estes 4,1 μm e 62,5 μm , respetivamente. Para o cálculo do índice de refração da bainha considera-se que esta é constituída por sílica pura e no caso do núcleo considera-se sílica com uma dopagem com germânio de 3 %. Os índices de refração dos materiais são calculados usando a equação de Sellmeier (equação (24), [36]), onde n é o índice de refração que se pretende calcular, λ é o comprimento de onda e A_i e l_i são os coeficientes de Sellmeier para a sílica e para óxido de germânio que foram retirados de [36] (tabela 6.3, presente na página 214 do livro).

$$n^2 = 1 + \sum_{i=1}^3 \frac{A_i \lambda^2}{\lambda^2 - (l_i)^2}. \quad (24)$$

Para a sílica dopada com germânio foi usada a aproximação de $C_{\text{co}} = C_{\text{SiO}_2} + 0,03 \times (C_{\text{GeO}_2} - C_{\text{SiO}_2})$ [5]. A percentagem de dopagem do núcleo da fibra ótica aqui utilizada é um valor típico deste tipo de fibras, sendo que para esta, o valor de diâmetro do modo, para o comprimento de onda de 1550 nm, é de 10,49 μm , o que se mostra congruente com a informação fornecida pelo produtor. Foi acrescentada uma camada de ar em volta da bainha, com um raio de 100 μm e índice de refração 1, de forma a que as condições de simulação fossem aproximadas às condições de gravação e análise das LPGs fabricadas. Na Figura 3a) encontra-se um esquema do perfil da fibra onde se podem observar as três camadas mencionadas: 1 corresponde ao núcleo da fibra ótica, 2 à bainha e por fim, 3 corresponde à camada de ar. Em b) encontra-se o perfil da norma do campo elétrico para o modo $\text{HE}_{1,1}$, em c) para o modo $\text{HE}_{1,2}$ e em d) para o modo $\text{HE}_{1,3}$, juntamente com os índices de refração efetivos respetivos, obtidos com o COMSOL *Multiphysics*.

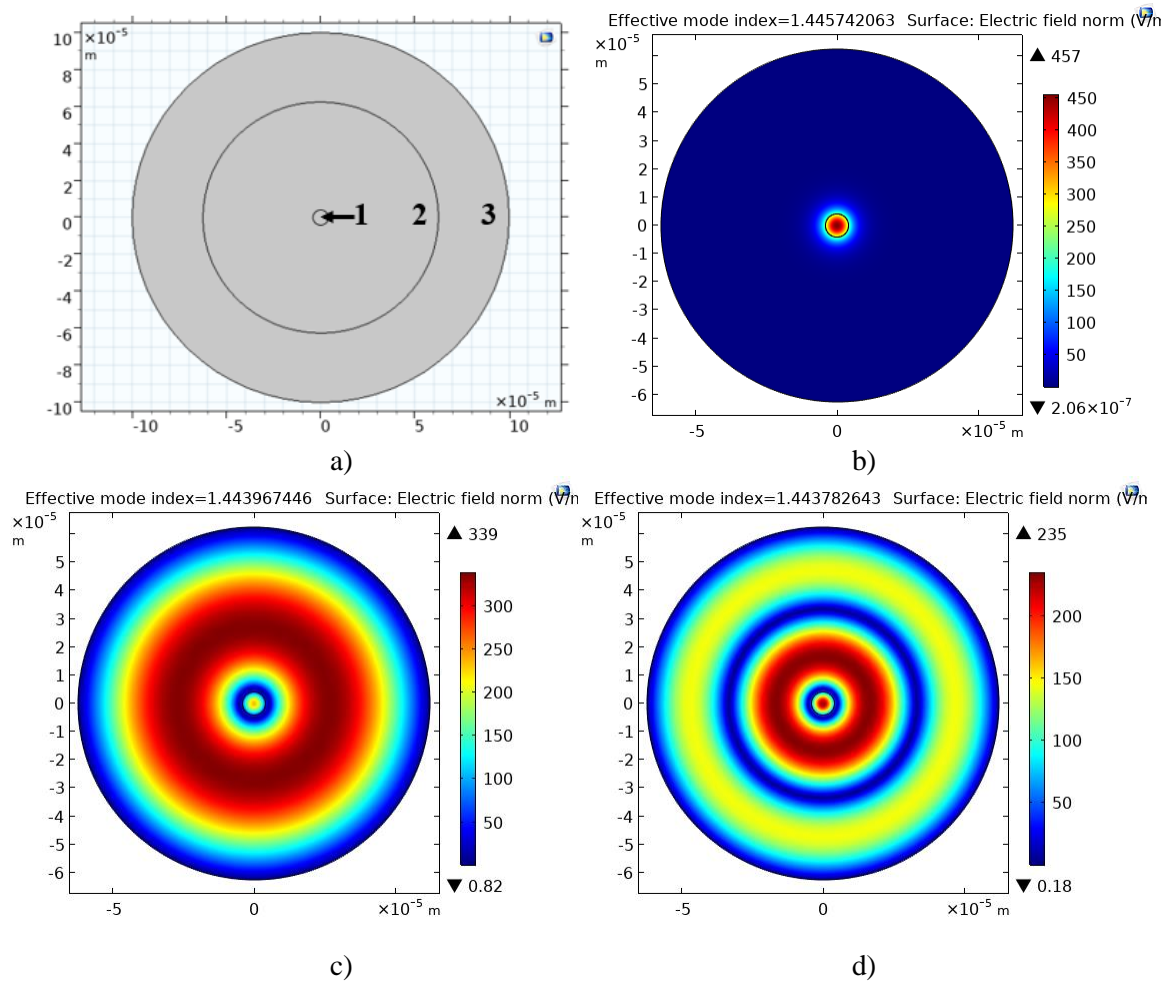


Figura 3 - a) Perfil da secção reta da fibra ótica utilizada: 1 corresponde ao núcleo da fibra, 2 à bainha e 3 à camada de ar que envolve a fibra. Em b) encontra-se o perfil da norma do campo elétrico para o modo $HE_{1,1}$ enquanto que em c) se encontra o modo $HE_{1,2}$ e em d) o modo $HE_{1,3}$.

Já no modelo numérico, implementado em Matlab, em primeiro lugar é necessário importar a distribuição das componentes transversais do campo elétrico e respetiva potência para que se possam normalizar, tanto do modo do núcleo como da bainha, previamente calculadas no COMSOL *Multiphysics*. São igualmente introduzidos os valores dos raios do núcleo e bainha.

O segundo passo é o cálculo dos coeficientes de acoplamento dados pela equação (9). Para tal calculam-se os integrais de sobreposição dos campos elétricos transversais, usando a equação (6) tendo em conta as zonas em que há alteração do índice de refração, neste caso, apenas no núcleo.

No caso da modulação do índice de refração no núcleo, optou-se por considerar uma forma quase em degrau, para tal utilizou-se supergaussianas para as quais se escolheu $N = 20$. Nas simulações feitas o valor de Δn é variado, assim com o valor de comprimento irradiado (L_{sweep}) que corresponde ao FWHM da supergaussiana.

Na Figura 4 é possível observar um esquema que permite explicar a diferença entre o período, Λ , e o L_{sweep} da LPG. Consideram-se as zonas a preto como as irradiadas com o laser que sofreram alteração do índice de refração.

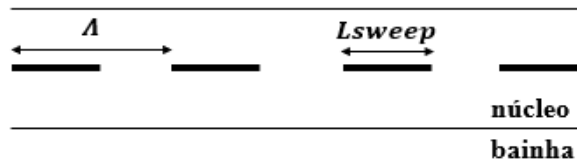


Figura 4 – Esquema da LPG do modelo que se pretende simular, inscrita no núcleo de uma fibra óptica utilizando a técnica de irradiação com laser femtosegundo, onde se evidencia a diferença entre o período, Λ , e o L_{sweep} que se considera para a gravação.

De seguida procede-se ao cálculo de $\Delta\beta$, presente nas equações (11), (14) e (15), de forma a ser utilizado na primeira equação do conjunto de equações (20). Esta equação permite fazer o cálculo do período ótimo da rede, no entanto, não se pode resolver em ordem ao período de forma explícita uma vez que α_0 depende do próprio período que se pretende calcular, Λ . Deste modo, para encontrar o período ótimo, usa-se a rotina *fzero* do Matlab.

Por fim, de forma a calcular a evolução da potência dos modos ao longo da distância z , usa-se o sistema de equações diferenciais ordinárias (10), as quais são resolvidas usando o método de Runge-Kutta através da rotina *ode45* do Matlab. Definiu-se a potência de entrada na fibra em cada modo, neste caso, apenas o modo do núcleo tem potência, um dado comprimento de onda e o comprimento de LPG que se quer analisar. Na saída desta função temos as amplitudes A_j dos modos ao longo do comprimento definido, cuja potência é calculada por $P_j = |A_j|^2$ sendo assim possível obter a evolução da potência para todo o comprimento de LPG analisado.

Com o objetivo de calcular o espectro de transmissão da LPG, é necessário repetir o procedimento explicado no parágrafo anterior, mas para um vetor de comprimentos de onda. Usam-se as mesmas distribuições transversais dos campos elétricos uma vez que os integrais de sobreposição não variam significativamente com o comprimento de onda. Definindo um período e um comprimento para a LPG é então possível construir o espectro de transmissão da LPG.

3.2 Simulações numéricas

Nesta secção do capítulo, são apresentados os resultados das simulações realizadas utilizando o modelo numérico apresentado anteriormente. Como dito no capítulo 2, não se encontrou um consenso quanto ao valor da alteração do índice de refração utilizando um laser femtosegundo para fabricar LPGs. Sendo assim, vários valores de Δn foram considerados nas simulações realizadas, de acordo com o que foi encontrado na bibliografia. Todas as simulações são realizadas para o comprimento de onda de $\lambda = 1550$ nm, à exceção dos espectros de transmissão da LPG e dos gráficos de variação do comprimento de onda com o período da LPG fabricada, cujas simulações são realizadas para um vetor de comprimentos de onda dos 1450 nm aos 1650 nm e dos 1300 nm aos 1700 nm, respetivamente.

Para o valor de $\Delta n = 5 \times 10^{-4}$ e considerando apenas o acoplamento do modo $HE_{1,1}$ do núcleo com o modo $HE_{1,2}$ da bainha, começou-se por analisar como varia o período ótimo em função de L_{sweep} , para isso utilizou-se a equação (20). Também foi analisada a variação do comprimento de acoplamento e a potência máxima de acoplamento, sendo estes valores obtidos através dos dados da evolução da potência. A Figura 5a) apresenta a variação do período ótimo da LPG com a variação de L_{sweep} e, na Figura 5b), apresenta-se a dependência do comprimento de acoplamento com L_{sweep} . Nesta figura são distinguidos três casos, sendo esta distinção feita com base no comportamento do comprimento de acoplamento com o aumento de L_{sweep} . O primeiro caso comporta valores de L_{sweep} menores que aproximadamente metade do período ótimo, para os quais o comprimento de acoplamento diminui até alcançar o seu mínimo. O segundo e terceiro caso comportam valores de L_{sweep} superiores a metade do período ótimo, em que o comprimento de

acoplamento tem um comportamento contrário ao anterior, aumentando. Para o terceiro caso existe perda de eficiência de acoplamento, i.e., nem toda a potência que se encontra no modo $HE_{1,1}$ é acoplada para o modo $HE_{1,2}$. Note-se que para esta simulação, $\Delta n = 5 \times 10^{-4}$, o comprimento de acoplamento mínimo para que o acoplamento total entre modos seja observado é de 74,4 mm.

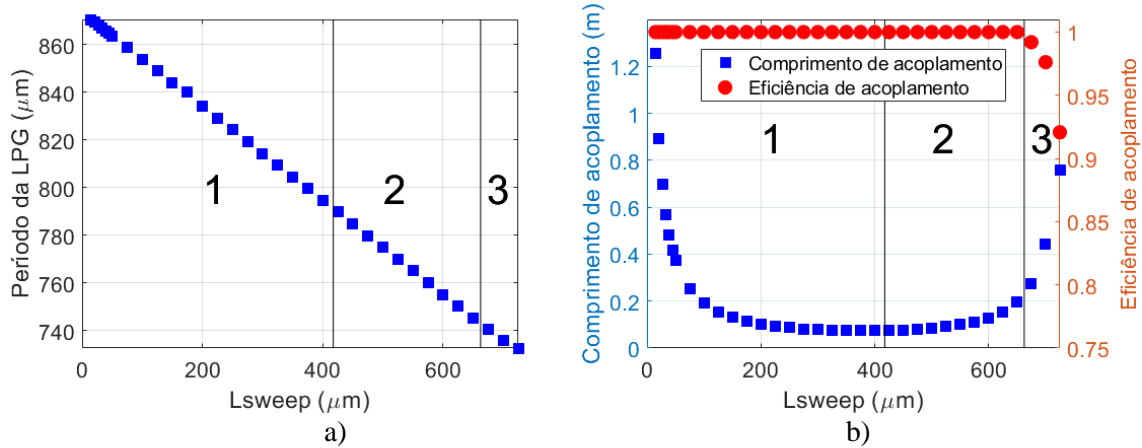


Figura 5 – a) Variação do período ótimo e b) variação do comprimento de acoplamento da LPG e da eficiência de acoplamento em função da variação de L_{sweep} para $\Delta n = 5 \times 10^{-4}$ e considerando apenas acoplamento do modo $HE_{1,1}$ com o modo $HE_{1,2}$.

Considerando o primeiro caso, à medida que aumentamos o comprimento de varrimento com que se fabrica a LPG, menor será o período e menor será o comprimento de acoplamento. Transpondo isto para diferentes variações de índices de refração, como se observa na Figura 6 da qual se conclui que Δn menores provocam variações mais lentas do período ótimo e do comprimento de acoplamento com L_{sweep} , enquanto que para Δn maiores, a variação é mais rápida. Para $\Delta n = 20 \times 10^{-4}$ o comprimento de acoplamento mínimo alcançado para observar acoplamento total entre modos é de 23,3 mm, para $\Delta n = 50 \times 10^{-4}$ é de 12,4 mm e para $\Delta n = 70 \times 10^{-4}$ é de 10,9 mm.

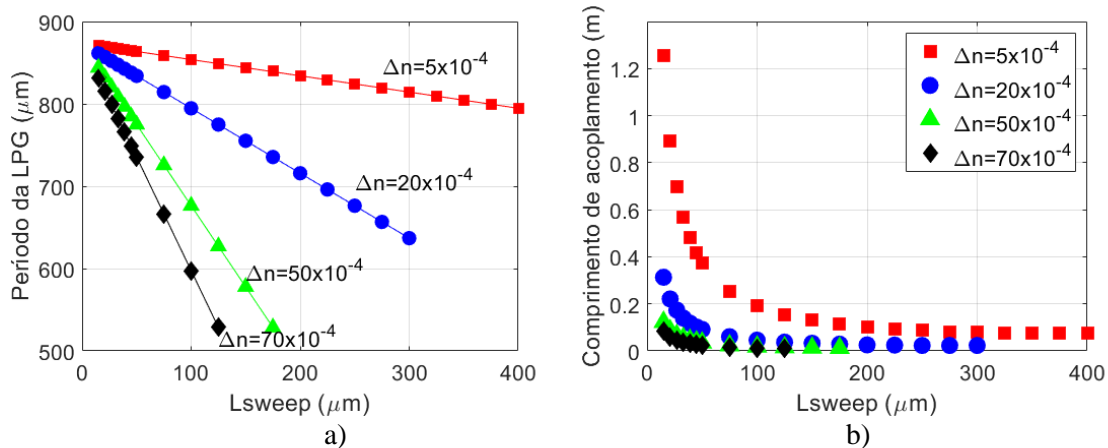


Figura 6 – Variação do a) período ótimo da LPG e b) do comprimento de acoplamento para diferentes valores de Δn .

Outro aspeto que se pode retirar das simulações realizadas é que o sinal da variação do índice de refração também tem influência nos comportamentos estudados. Tanto no núcleo como na bainha, a modulação do índice de refração pode tomar valores positivos ou negativos, correspondendo às situações em que o valor do índice de refração aumenta ou diminui com a gravação, respetivamente, dependendo do método de gravação. A Figura 7 mostra a comparação entre a variação do período ótimo e do comprimento de acoplamento com L_{sweep} , considerando os modos $HE_{1,2}$ e $HE_{1,3}$ e tendo em conta diferentes valores de alteração do índice de refração positivos ou negativos. O

comportamento do período ótimo com a variação de L_{sweep} é simétrico para valores positivos e negativos de Δn , relativamente a um determinado período comum a todos os Δn , para L_{sweep} baixo. Este último é o valor de período ótimo para redes fracas que depende apenas de $\Delta\beta$, sendo este comportamento observável para os dois modos estudados. Note-se ainda que a gama de períodos ótimos para o modo $HE_{1,3}$ é menor do que para o modo $HE_{1,2}$, assim como a gama de comprimentos de acoplamento.

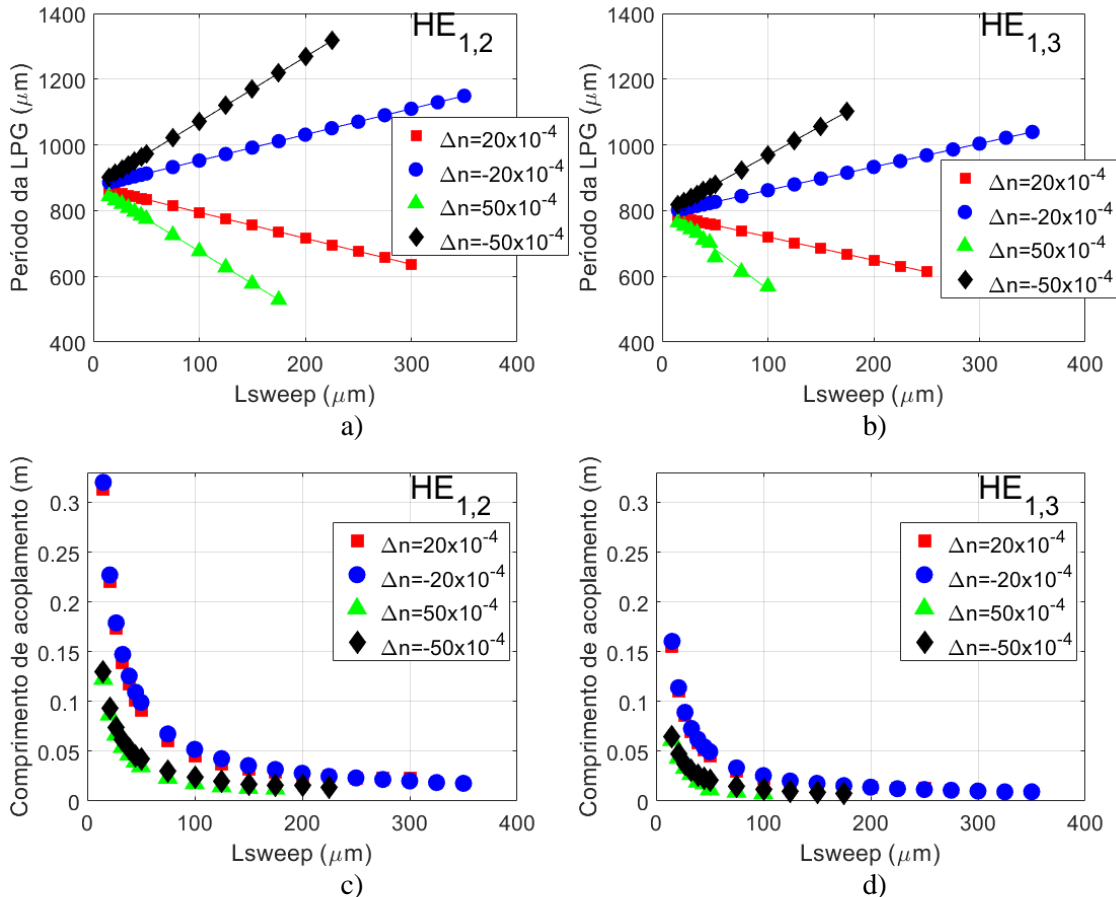


Figura 7 – Variação do período ótimo e do comprimento de acoplamento considerando o acoplamento de $HE_{1,1}$ com $HE_{1,2}$ (a) e (c) ou com $HE_{1,3}$ (b) e (d), respetivamente, para valores de Δn tanto positivos como negativos.

Realizou-se uma simulação tendo em consideração o volume esférico do foco do laser femtosegundo que é de $3 \mu\text{m}$ de diâmetro, ou seja, menos de metade do núcleo, para avaliar a sua influência na LPG. Esta diferença pode-se observar na Figura 8.

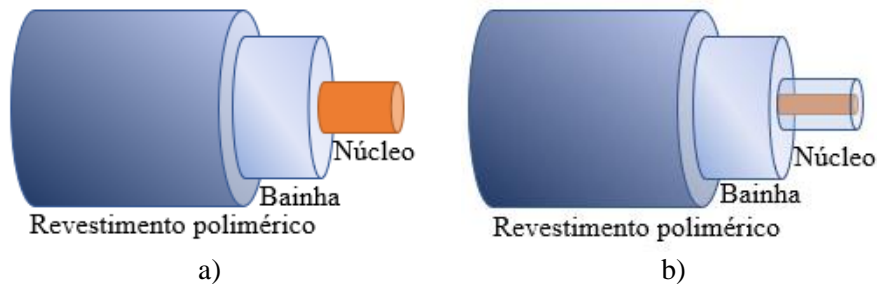


Figura 8 – Esquema de uma fibra ótica onde se observa os dois volumes nos quais se realizam as simulações: em a) é realizada em todo o volume do núcleo enquanto que em b) é realizada num volume cilíndrico com diâmetro de base de $3 \mu\text{m}$. As regiões consideradas encontram-se a laranja.

A simulação foi realizada considerando que a gravação é apenas realizada num volume cilíndrico que acompanha o eixo da fibra, com um diâmetro de base de $3\ \mu\text{m}$. Os resultados podem ser observados na Figura 9, onde se compara a variação do período ótimo e do comprimento de acoplamento para o mesmo valor de $\Delta n = 50 \times 10^{-4}$, considerando o volume total do núcleo e o volume mais pequeno referido. Pode-se observar que a variação do índice de refração para um volume mais pequeno é equivalente a uma variação de índice de refração mais pequena considerando o volume do núcleo completo, isto tendo em atenção aos resultados de simulações anteriores. Para confirmar este resultado realizou-se uma simulação com o intuito de procurar aquele que seria o valor de Δn para o qual a simulação para o volume mais pequeno é equivalente. Esta também se pode observar na Figura 9 em que se conclui que o valor de $\Delta n = 12 \times 10^{-4}$ se encontra próximo do que é procurado.

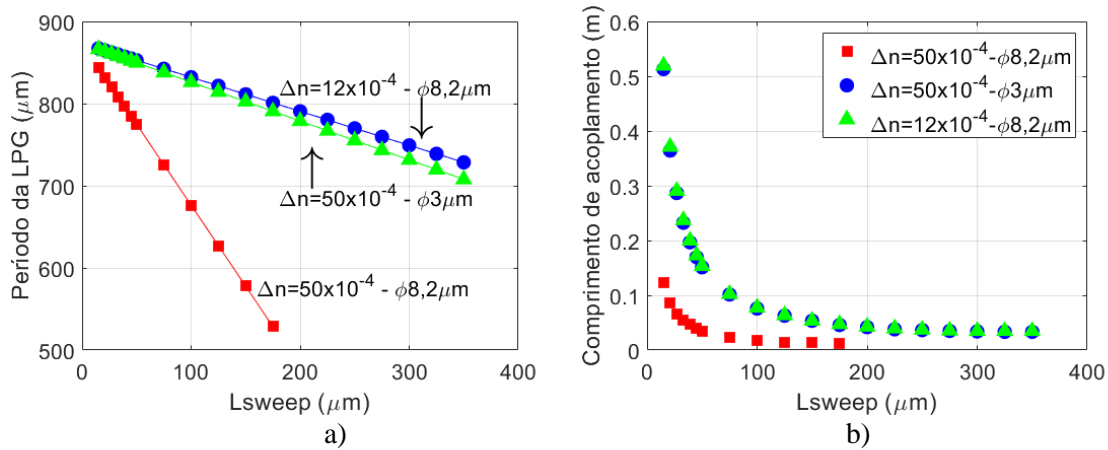


Figura 9 – Resultados das simulações realizadas tendo em conta que a alteração do índice de refração afeta todo o volume do núcleo ou apenas um volume cilíndrico de diâmetro de base $3\ \mu\text{m}$ para $\Delta n = 50 \times 10^{-4}$, assim como para $\Delta n = 12 \times 10^{-4}$. Resultados em a) para o período ótimo e em b) para o comprimento de acoplamento da LPG.

Simularam-se os espectros de transmissão de LPGs considerando um e nove modos da bainha. Verificou-se que variando o número total de modos utilizados, o comprimento de onda ressonante da banda de atenuação varia, como se pode observar pela Figura 10 a), b) e c), cujo *Lsweep* das LPGs simuladas é $100\ \mu\text{m}$. Em a) observa-se o espectro de transmissão de uma LPG cujo período é $828\ \mu\text{m}$, a modelação do índice de refração é $\Delta n = 10 \times 10^{-4}$ e tem um comprimento de LPG de $9,3\ \text{cm}$ correspondente a 112 períodos. Em b) encontra-se o espectro de transmissão para uma LPG com período de $789\ \mu\text{m}$, $\Delta n = 20 \times 10^{-4}$ e comprimento de LPG de $4,6\ \text{cm}$ correspondente a 58 períodos e, por fim, em c) observa-se o espectro de transmissão de uma LPG com período de $671\ \mu\text{m}$, $\Delta n = 50 \times 10^{-4}$ e comprimento de LPG de $1,8\ \text{cm}$ que corresponde a 27 períodos, sendo que os períodos e os comprimentos de LPG mencionados correspondem aos períodos ótimos e aos comprimentos ótimos de acoplamento das LPGs para o acoplamento entre os modos $\text{HE}_{1,1}$ e $\text{HE}_{1,2}$, para $\lambda = 1550\ \text{nm}$. Em todos os gráficos é apresentada a comparação entre o espectro de transmissão obtido considerando apenas duas equações, uma para o modo $\text{HE}_{1,1}$ e outra para o modo $\text{HE}_{1,2}$ e, o espectro de transmissão obtido pela consideração das equações para o modo $\text{HE}_{1,1}$ e os primeiros nove modos da bainha com simetria igual à do modo $\text{HE}_{1,1}$, ou seja, os modos cuja designação é $\text{HE}_{1,m}$ onde $m = 2, 3, \dots, 10$. Observa-se que a banda de atenuação move-se para comprimentos de onda superiores, no entanto esta alteração não é significativa para $\Delta n = 10 \times 10^{-4}$ ou $\Delta n = 20 \times 10^{-4}$. Para $\Delta n = 50 \times 10^{-4}$, a alteração de comprimento de onda ressonante é de cerca de $15\ \text{nm}$. Para todos os valores de Δn observa-se acoplamento para outros comprimentos de onda, que não $\lambda = 1550\ \text{nm}$, em que para $\Delta n = 10 \times 10^{-4}$ e $\Delta n = 20 \times 10^{-4}$ tal acontece para comprimentos de onda superiores e as bandas de atenuação extra são pouco significativas, enquanto que para $\Delta n = 50 \times 10^{-4}$ acontece para comprimentos de onda inferiores e é uma banda muito significativa.

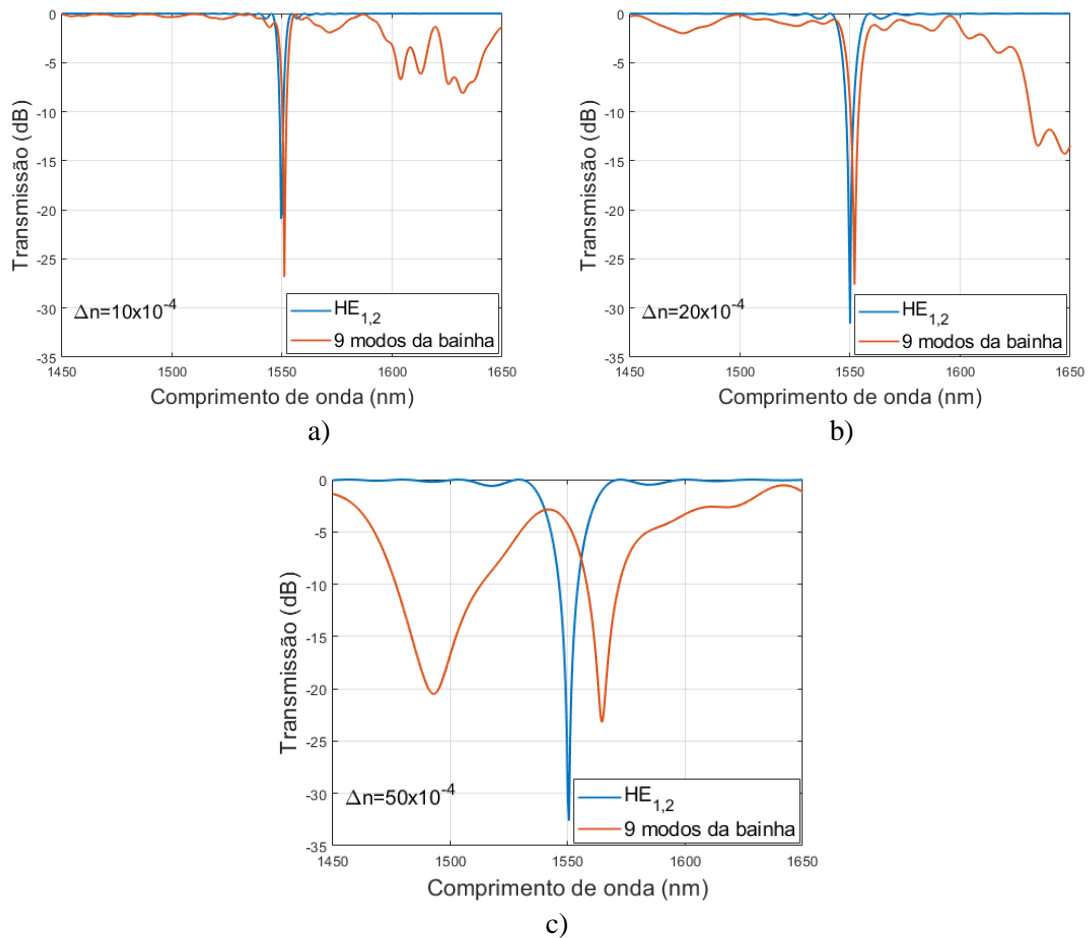


Figura 10 - Espectros de transmissão simulados, para o acoplamento entre o modo $HE_{1,1}$ e $HE_{1,2}$ e entre o modo $HE_{1,1}$ e nove modos da bainha, para a) uma LPG com período de $828 \mu\text{m}$, $\Delta n = 10 \times 10^{-4}$ e comprimento de LPG de 9,3 cm, b) uma LPG com período de $789 \mu\text{m}$, $\Delta n = 20 \times 10^{-4}$ e comprimento de LPG de 4,6 cm e c) uma LPG com período de $671 \mu\text{m}$, $\Delta n = 50 \times 10^{-4}$ e comprimento de LPG de 1,8 cm. Todas as LPGs têm L_{sweep} de $100 \mu\text{m}$.

Para uma melhor justificação dos resultados obtidos para os espectros de transmissão, na Figura 11, encontram-se representados três conjuntos de gráficos que mostram o acoplamento de potência para dois e dez modos $HE_{1,m}$, ou seja, um do núcleo e um da bainha e, um do núcleo e nove da bainha, para $\lambda = 1550 \text{ nm}$. As condições das LPGs simuladas são as mesmas que as consideradas para realização dos espectros de transmissão anteriores.

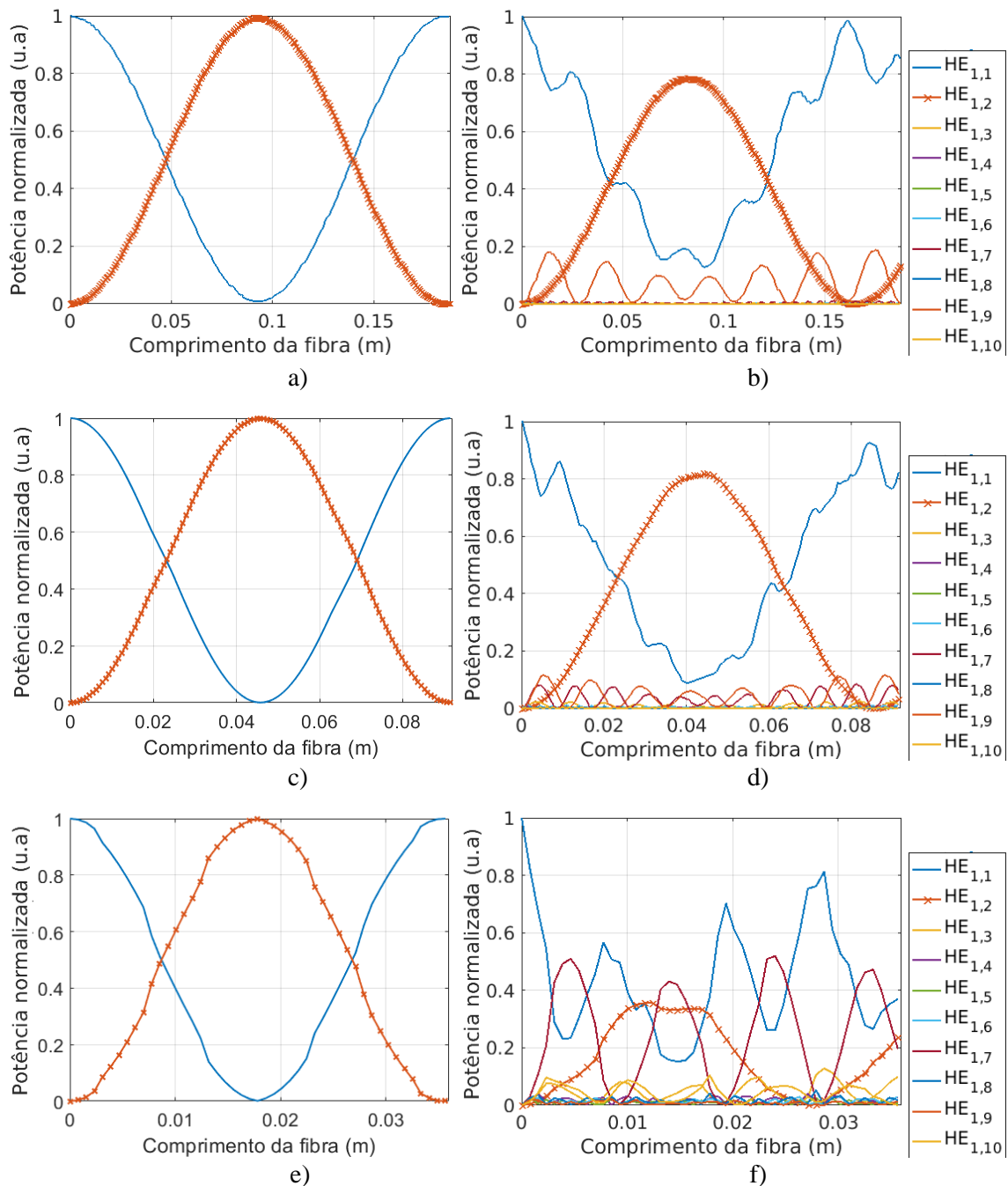
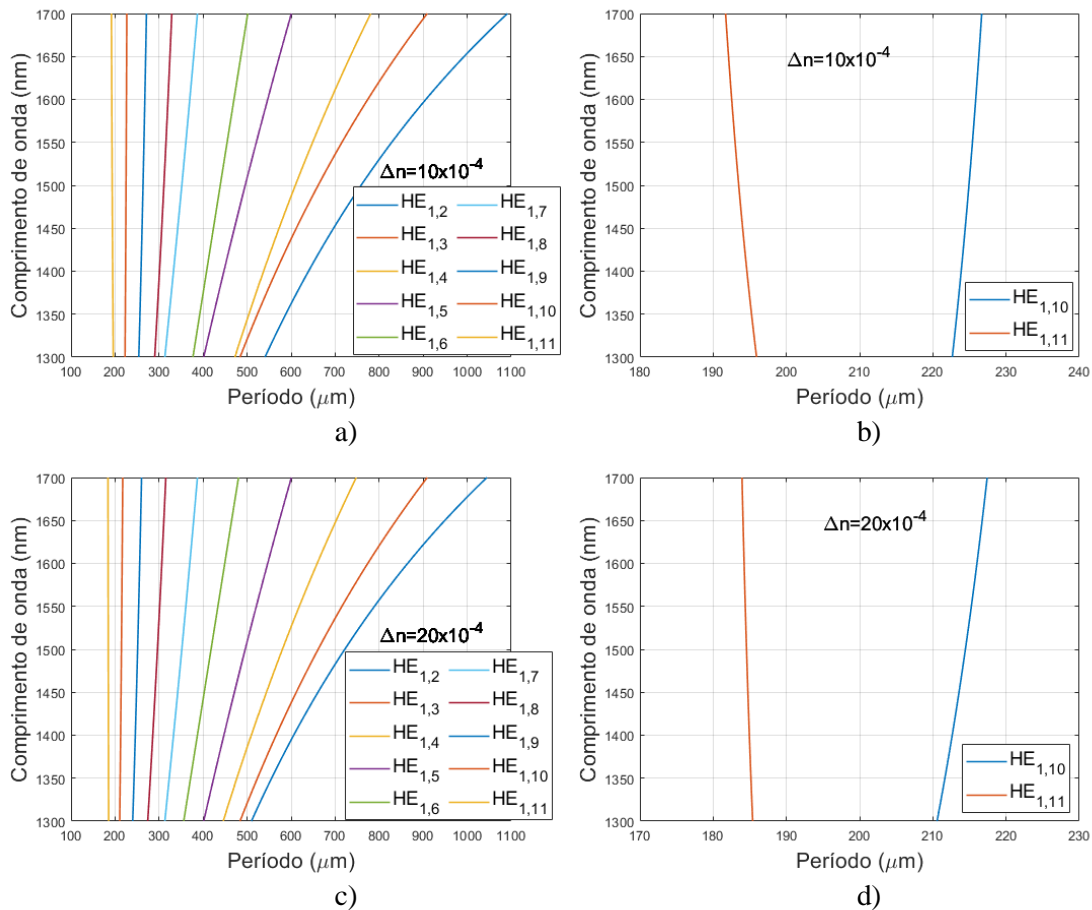


Figura 11 - Gráfico da transferência de potência entre 2 e 10 modos, para $\lambda=1550$ nm, em a) e b) para uma LPG cujo período é $828 \mu\text{m}$, $\Delta n = 10 \times 10^{-4}$ e comprimento de LPG de $9,3$ cm, em c) e d) para uma LPG cujo período é $789 \mu\text{m}$, $\Delta n = 20 \times 10^{-4}$ e comprimento de LPG de $4,6$ cm e, em e) e f) para uma LPG com período de $671 \mu\text{m}$, $\Delta n = 50 \times 10^{-4}$ e comprimento de LPG de $1,8$ cm. Todas as LPGs têm L_{sweep} de $100 \mu\text{m}$.

Tanto para $\Delta n = 10 \times 10^{-4}$ como para $\Delta n = 20 \times 10^{-4}$, quando dez modos se encontram envolvidos na simulação, pode-se constatar que o acoplamento acontece maioritariamente entre o modo $\text{HE}_{1,1}$ e o modo $\text{HE}_{1,2}$, onde cerca de 75% a 80 % da potência é acoplada com este modo e os seguintes modos $\text{HE}_{1,m}$ com $m = 3,4, \dots, 10$, para a distância z onde se verifica o primeiro mínimo na potência do núcleo, não realizam acoplamento tão significativo. Para estes modos, apesar de terem contribuição menos significativa, para $\Delta n = 10 \times 10^{-4}$, o acoplamento com o modo $\text{HE}_{1,9}$ destaca-se acima dos outros e para $\Delta n = 20 \times 10^{-4}$, o acoplamento com os modos $\text{HE}_{1,7}$ e $\text{HE}_{1,9}$

destaca-se. Em f), dado o Δn utilizado ser superior, observa-se maior acoplamento entre modos da bainha. Observa-se que os modos $HE_{1,2}$ e $HE_{1,7}$ competem pelo acoplamento com o modo do núcleo $HE_{1,1}$, e acoplam entre si, tendo cerca de 35 % e 42 % da potência total, respetivamente, na distância onde ocorre o mínimo de potência do núcleo. Este comportamento é a razão pela qual os espectros da Figura 10 c) são diferentes. Para todos os casos de modulação de índice de refração, quando são utilizados dez modos para o acoplamento de potência verifica-se que a eficiência de acoplamento diminui, ou seja, a potência do núcleo não se anula.

Calculou-se a variação do comprimento de onda de acoplamento com o período com que a LPG é inscrita considerando o acoplamento com diferentes modos da bainha. Na Figura 12 pode-se observar esta variação considerando $\Delta n = 10 \times 10^{-4}$, $\Delta n = 20 \times 10^{-4}$ e $\Delta n = 50 \times 10^{-4}$ e o acoplamento entre o modo fundamental do núcleo $HE_{1,1}$ e os primeiros dez modos da bainha cuja simetria é a mesma que a do modo fundamental do núcleo. Em a), c) e e) observa-se o comportamento para todos os modos analisados, enquanto que em b), d) e f) se observa apenas o comportamento dos modos de ordem superior. A realização dos gráficos teve por base o cálculo do período ótimo para um vetor que comporta comprimentos de onda entre os 1300 nm e os 1700 nm, para cada modo da bainha em causa.



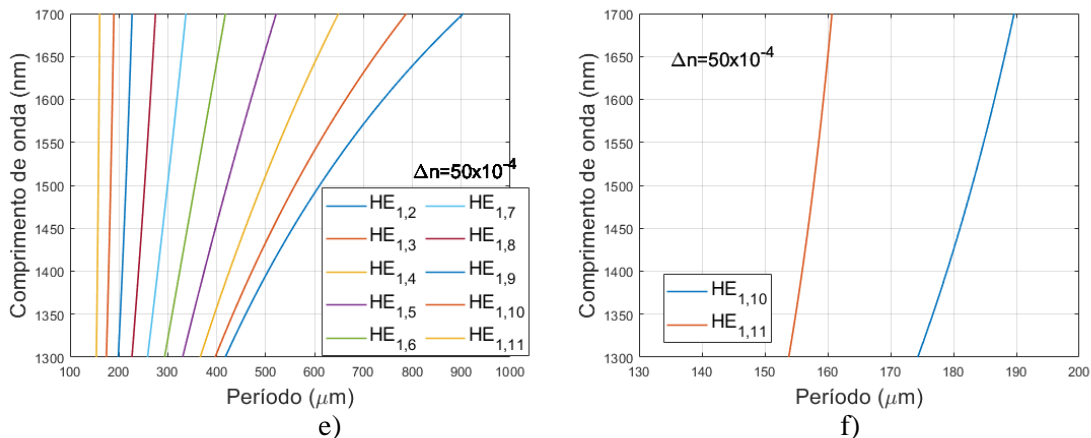


Figura 12 - Variação do comprimento de onda de acoplamento com o período da LPG: em a) e b) para $\Delta n = 10 \times 10^{-4}$, em c) e d) para $\Delta n = 20 \times 10^{-4}$ e em e) e f) para $\Delta n = 50 \times 10^{-4}$. Em a), c) e e) observa-se o comportamento dos primeiros dez modos simétricos da bainha e em b), d) e f) observa-se o comportamento dos dois modos de maior ordem.

Para $\Delta n = 10 \times 10^{-4}$ e $\Delta n = 20 \times 10^{-4}$ verifica-se que para qualquer modo $HE_{1,m}$ quanto maior é o período com que se fabrica a LPG, mais alto é o valor do comprimento de onda de acoplamento entre os modos em causa, exceto para o modo $HE_{1,11}$, cujo comportamento é contrário dos restantes. Para $\Delta n = 50 \times 10^{-4}$ esta variação de comportamento para modos de ordem superior não se verifica, pelo menos até ao modo $HE_{1,11}$ que foi o último modo considerado.

3.3 Sumário

Neste capítulo, o modelo numérico utilizado para a modelação do comportamento das LPGs foi explicado e os resultados das simulações realizadas foram apresentados. Nas simulações foram utilizados o modo fundamental do núcleo, assim como vários modos da bainha que apresentam a mesma simetria que o do núcleo. Foi verificado que para um dado Δn positivo, o período ótimo diminui com o aumento de L_{sweep} , enquanto que o comprimento de acoplamento inicialmente diminui até alcançar o seu mínimo e de seguida aumenta quando L_{sweep} toma valores maiores que metade do período ótimo encontrado. Verificou-se também que quanto maior Δn , mais rápida será a variação do período ótimo e do comprimento de acoplamento com L_{sweep} . Concluiu-se também que um dado Δn num dado volume corresponde a um Δn menor num volume maior.

Os espectros de transmissão de LPGs foram calculados, considerando apenas dois modos (um do núcleo e um da bainha) ou dez modos (um do núcleo e nove da bainha) intervenientes. Daqui concluiu-se que o comprimento de onda ressonante da banda de atenuação desloca-se para comprimentos de onda superiores e que o acoplamento com outros modos que não o $HE_{1,2}$ é promovido, considerando um número de modos intervenientes superior. Verificou-se também que com o aumento de Δn este comportamento é mais significativo. Para complementar os resultados dos espectros realizou-se uma comparação entre a evolução das potências ao longo da LPG para os vários valores de Δn , verificando que quanto maior Δn mais modos se encontram envolvidos no acoplamento e o acoplamento entre modos da bainha é mais evidente, nomeadamente para modos de ordem superior.

Por fim, a variação do comprimento de onda com o período de inscrição da LPG foi também estudada. Verificou-se que o comportamento de modos de ordem superior é contrário ao comportamento de modos de ordem inferior.

Capítulo 4

Fabricação de LPGs com laser femtosegundo e sua caracterização

Neste capítulo, a montagem experimental utilizada para a fabricação de LPGs é apresentada. De seguida, os espectros de transmissão das LPGs fabricadas são analisados assim como a linha de raciocínio tomada para a evolução no processo de fabricação. Por fim, a sensibilidade à temperatura e à deformação de algumas das LPGs é caracterizada.

4.1 Montagem experimental para a fabricação de LPGs

O sistema laser femtosegundo utilizado, da marca Continuum, modelo Integra-C, opera a 800 ± 10 nm, portanto, emite no infravermelho próximo, com uma duração de impulso de cerca de 130 fs e uma taxa de repetição do impulso de 1 kHz, podendo chegar até 1 mJ de energia. Este laser necessita que a sala tenha a sua temperatura e humidade controladas, não podendo ultrapassar os 25 °C e os 60 %, respetivamente e, é arrefecido por um sistema a água. Este sistema de arrefecimento tem como principal função controlar a temperatura do cristal de safira dopado com iões de titânio presente no laser. Este tipo de laser, por norma, é bombeado por outra fonte cujo comprimento de onda de emissão se encontra entre os 514 nm e os 532 nm. Dada a duração de impulso, conclui-se que opera por CPA, do inglês *chirped pulsed amplification*. Isto significa que o impulso é esticado no tempo, de forma que a potência de pico diminua e não desencadeie efeitos não lineares de autofocagem, de seguida, amplificado e recomprimido no domínio do tempo de forma a resultar num impulso curto, mas intenso.

À saída do laser, o feixe é controlado por um obturador, de seguida a sua potência é retificada por um atenuador, após o qual o feixe é guiado por um conjunto de espelhos, incluindo um espelho dicróico, até que é focado por uma objetiva microscópica e incide na fibra ótica perpendicularmente ao seu eixo longitudinal. A focagem é feita com uma objetiva microscópica da OptoSigma, PAL50-NIR-HR-LC00 (NA=0,67 e WD=10 mm, onde NA corresponde à abertura numérica – do inglês *numerical aperture* – e WD é a distância de trabalho – do inglês *working distance*). A fibra ótica utilizada é a SMF-28 da Corning, com diâmetro do núcleo e da bainha de 8,2 μ m e 125 μ m, respetivamente, e abertura numérica de 0,14. Agregada à montagem, encontra-se uma câmara de alta resolução que permite ver a gravação a ser realizada no núcleo da fibra ótica.

A posição da fibra ótica é controlada por três posicionadores lineares, dois da Newport, modelo MFA-CC, com 0,1 μ m de resolução cujo controlador é do modelo CONEX-CC e outro da OptoSigma, modelo OSMS60-10ZF com 0,1 μ m de resolução cujo controlador é do modelo HIT-M/S, da mesma marca. Os dois posicionadores da Newport coordenam as direções *x* e *y* e, o outro, a direção *z*, sendo todas estas direções ortogonais entre si. Os três posicionadores são controlados pelo utilizador recorrendo a dois *softwares* diferentes. Um esquema representativo desta montagem experimental, assim como uma fotografia da mesma, podem-se observar na Figura 13.

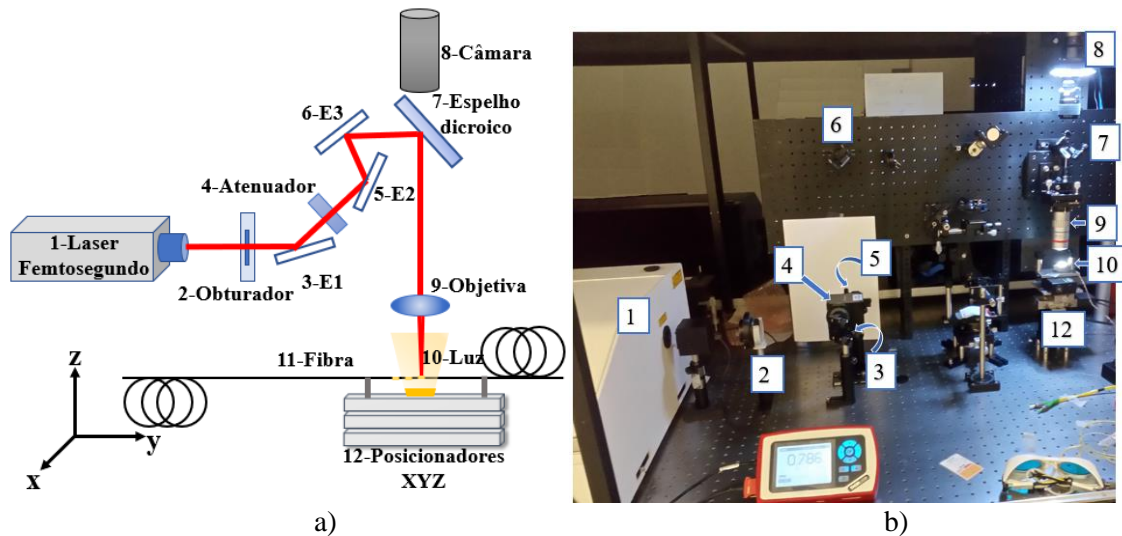


Figura 13 - Montagem experimental utilizada no fabrico de LPGs, onde em a) se encontra um esquema e em b) uma fotografia desta. Os equipamentos numerados em a) são os mesmos que os numerados em b).

De forma a proceder à gravação da LPG, faz-se incidir o foco do feixe laser no centro do núcleo da fibra ótica e move-se esta na direção y por um comprimento definido, gravando assim uma franja de largura definida como L_{sweep} . A variação do índice de refração vai depender da velocidade de deslocação da fibra, da potência ótica do laser e da estabilidade do sistema. De seguida, o feixe laser é interrompido e a fibra deslocada até perfazer o período completo definido para a LPG. Este procedimento é repetido até atingir o comprimento de LPG pretendido, sendo que a montagem experimental utilizada tem um limite máximo de deslocamento da fibra ótica de 25 mm.

Após a fabricação, os espectros de transmissão das LPGs são medidos no laboratório de componentes óticos do Instituto de Telecomunicações. Os espectros são medidos numa gama de comprimentos de onda dos 1200 nm aos 1700 nm utilizando uma fonte de espectro largo da marca Fianium, modelo WL-SC400-2 e um analisador de espectros óticos, do inglês *optical spectrum analyser* - OSA, modelo Q8384 da Advantest. Na Figura 14 encontra-se o espectro da emissão da fonte nessa mesma banda.

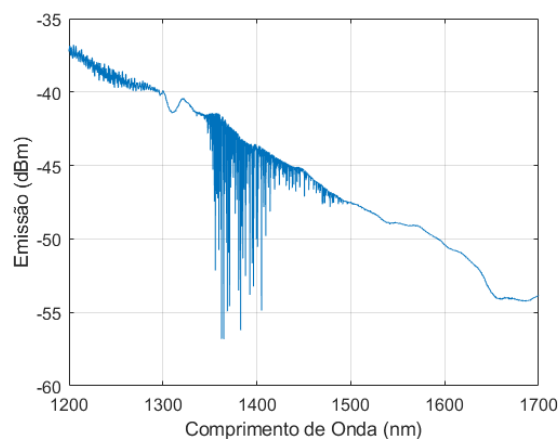


Figura 14 - Espectro de emissão da fonte Fianium, modelo WL-SC400-2, numa gama de comprimentos de onda dos 1200 nm aos 1700 nm. O espectro foi medido com uma resolução de 0,05 nm.

4.2 Fabricação e caracterização

Como mencionado na secção anterior, os posicionadores, que controlam a posição da fibra ótica, apenas permitem inscrição num segmento de 25 mm. Para esta gama de comprimentos da LPG e,

dado que não se conhece com precisão o valor da modulação do índice de refração provocado pelo laser femtosegundo no núcleo da fibra ótica, com base nas simulações realizadas no capítulo anterior estima-se que o período da LPG fabricada tem que ser elevado, cerca de 700 μm ou maior, assim como o varrimento de cada inscrição que deve ser maior que 100 μm .

Para cada conjunto de condições utilizadas na gravação de LPGs, foram gravadas várias LPGs iguais de forma a verificar a reprodutibilidade do método. De forma a organizar os resultados obtidos ao longo do trabalho, as LPGs foram sempre numeradas de acordo com “LPGXX_Y”, onde “XX” corresponde ao número do conjunto de LPGs e “Y” indica o número da LPG dentro do conjunto. No anexo A desta dissertação, encontra-se a Tabela 4 onde as condições de todas as LPGs fabricadas se encontram resumidas. Como se pode observar nem todas as LPGs fabricadas apresentam espectros de transmissão com bandas de atenuação, portanto, na análise seguinte, apresentam-se apenas os espectros de transmissão das LPGs com melhores resultados, as quais se encontram sinalizadas a negrito na tabela. Todas as LPGs analisadas nesta secção foram gravadas com uma velocidade de translação da fibra ótica de 0,1 mm/s.

O primeiro grupo de LPGs a apresentar resultados característicos de LPGs, isto é, bandas de atenuação no espectro de transmissão, foi o grupo 04. Este foi gravado usando uma potência média de 350 μW , um período de 700 μm e *Lsweep* de 100 μm . Os espectros de transmissão das LPGs deste conjunto podem ser observados na Figura 15. Deste conjunto, conclui-se que o espectro da LPG 04₂ apresenta depressões típicas de LPG. Contudo, apenas umas das LPGs deste conjunto apresentou bandas de atenuação consideráveis, acusando uma reprodutibilidade fraca.

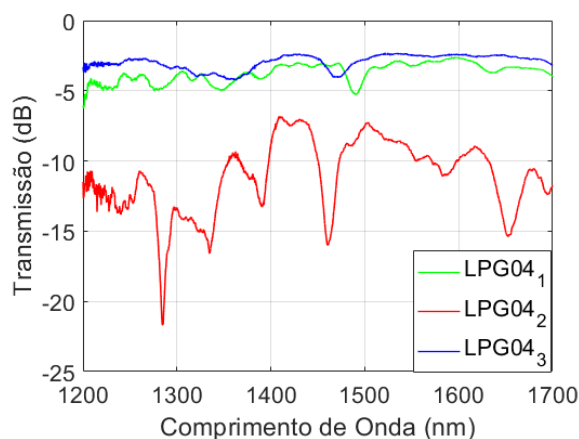


Figura 15 – Espectros de transmissão do conjunto LPG04, cujo *Lsweep* é de 100 μm , o período é de 700 μm , a potência média de fabrico é 350 μW e um comprimento de LPG de 23,20 mm. Os espectros foram medidos com uma resolução de 0,2 nm.

Seguidamente a este conjunto, fabricaram-se LPGs com um período 50 μm maior que o anterior, ou seja, com um período de 750 μm . Espera-se que com a alteração do período de inscrição, o comprimento de onda ressonante relativo ao acoplamento com o mesmo modo também varie. Segundo as simulações realizadas, com o aumento do período observa-se o aumento do comprimento de onda ressonante para modos de menor ordem e a diminuição para modos de ordem superior (Figura 12a) e b) do capítulo 3). Do conjunto LPG05 apenas a terceira gravação apresentou um espectro com bandas de atenuação mensuráveis. Na Figura 16 é apresentada a comparação do espectro de transmissão da LPG 04₂ a azul, e da LPG 05₃ a vermelho. É possível fazer uma comparação direta entre espectros, onde se verifica que os picos a vermelho se encontram à esquerda dos picos a azul. Conclui-se então que o aumento de período se traduz em comprimentos de onda ressonantes mais baixos para o acoplamento com o mesmo modo. Como era de esperar, a distância entre picos dos dois espectros não é constante ao longo de todo o espectro, variando entre os 7 e os 51 nm de separação, pois cada banda de atenuação corresponde ao acoplamento com um modo diferente e a sua variação

absoluta com o período da rede deve ser diferente. Comparando estes resultados com os resultados da simulação, acredita-se que o acoplamento que corresponde a estas bandas de atenuação acontece para modos de ordem superior, pois como foi referido acima, só para estes modos se verifica a diminuição do comprimento de onda para períodos maiores.

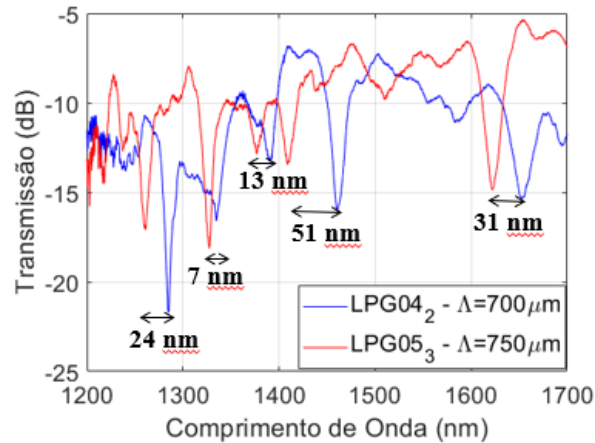


Figura 16 - Comparação entre os espectros de transmissão da LPG 04₂ e da LPG 05₃. A LPG 04₂ tem um período de 700 μm enquanto que a LPG 05₃ tem um período de 750 μm , as restantes condições de gravação são idênticas: potência média de 350 μW , L_{sweep} de 100 μm . A LPG 05₃ tem comprimento de 24,65 mm. Os espectros foram medidos com uma resolução de 0,2 nm.

O conjunto de LPGs gravado com as mesmas condições, mas com um período de 800 μm , o conjunto LPG06, não apresenta bandas de atenuação, pelo que os seus resultados não são apresentados. Este problema pode dever-se a vibrações no sistema de translação da fibra ou a uma flutuação da potência do laser.

O conjunto LPG10 foi gravado em condições idênticas às do conjunto LPG05, 100 μm de L_{sweep} , 750 μm de período, mas utilizou-se uma potência média de gravação superior, de 360 μW . Os espectros de transmissão das LPGs deste conjunto podem ser observados na Figura 17 a), onde se pode observar que existem picos em comum entre as várias LPGs do conjunto. No mesmo dia de gravação do conjunto LPG10 foram fabricados mais dois conjuntos de LPGs, os LPG11 e LPG12. Todas as LPGs destes três conjuntos foram fabricadas com um comprimento de 24,65 mm e diferem entre si no comprimento de varrimento que é realizado, que é 100 μm , 150 μm e 200 μm para os conjuntos LPG10, LPG11 e LPG12, respetivamente. Na Figura 17b) observam-se os espectros de transmissão das LPGs 10₂, 11₃ e 12₃, que dentro de cada conjunto são aquelas cujos espectros de transmissão apresentam bandas de atenuação mais profundas. Observa-se que cada espectro de transmissão apresentado é diferente apesar da depressão no comprimento de onda de 1300 nm ser comum a todos.

A gama espectral de maior interesse na área das telecomunicações é a banda C, que se encontra na gama de comprimentos de onda entre 1530 nm e 1565 nm [37]. Como no conjunto LPG10 encontra-se uma banda de atenuação dentro desta gama espectral, decidiu-se explorar as condições de fabricação utilizadas para otimizar esta banda de atenuação. O aparecimento desta depressão pode estar relacionado com a diferença de potência utilizada para a gravação, apesar desta ser pequena. Um melhor controlo da potência do laser ao longo da gravação traduz-se numa melhoria na reprodutibilidade de resultados, uma vez que existem alguns picos comuns dentro do mesmo conjunto.

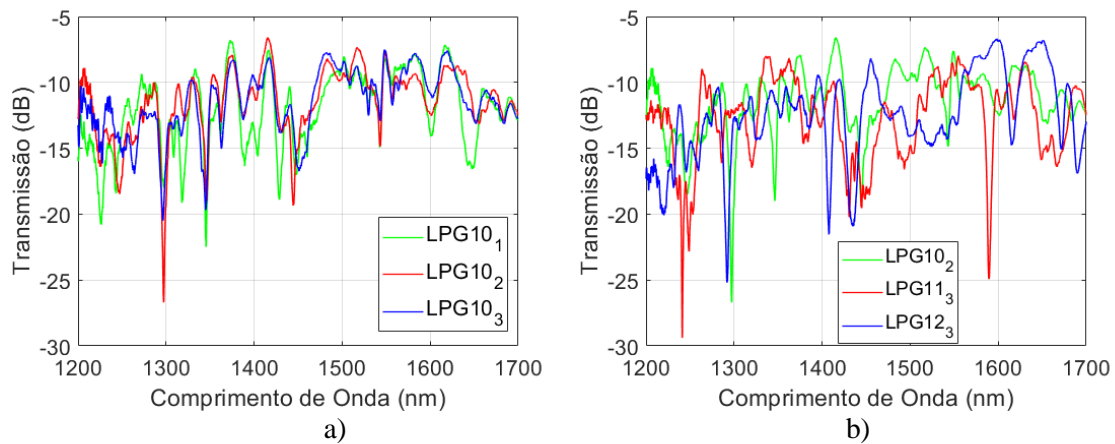


Figura 17 – a) Espectro de transmissão do conjunto LPG10, cujas condições de gravação foram: L_{sweep} de 100 μm , período de 750 μm e potência de fabrico de 360 μW e b) comparação entre os espectros de transmissão dos conjuntos de LPGs 10, 11 e 12, cujo L_{sweep} é 100, 150 e 200 μm . Os espectros foram medidos com resolução de 0,2 nm.

Nesta gama de comprimentos de onda é também possível fabricar LPGs monitorizando o seu espectro de transmissão, em simultâneo, sendo que a partir daqui a monitorização foi sempre realizada. Para tal utilizou-se a fonte C+L da Amonics e um OSA da marca Anritsu, modelo MS9740A e, os espectros eram medidos na gama de comprimentos de onda dos 1510 nm aos 1600 nm, conseguindo observar o crescimento da banda de atenuação de cada LPG. O crescimento da banda de atenuação da LPG 13₂ e da LPG 14₁ na gama de comprimentos de onda de 1530 a 1580 nm pode ser observado na Figura 18 em a) e b), respetivamente. Com as mesmas condições de gravação para ambas as LPGs, 100 μm de L_{sweep} , 750 μm de período e potência média de gravação de 360 μW , chegou-se à conclusão que o comprimento da LPG, para o qual a banda de atenuação é maior, corresponde a 21,75 mm, ou seja, após a inscrição de 29 franjas de comprimento igual a L_{sweep} . Por forma a retirar o ruído proveniente da fonte sem alterar a forma do espectro de transmissão, foi aplicado a cada espectro um filtro FFT (do inglês *Fast Fourier Transform*) passa-baixo, com frequência linear de corte de 0,24 nm^{-1} .

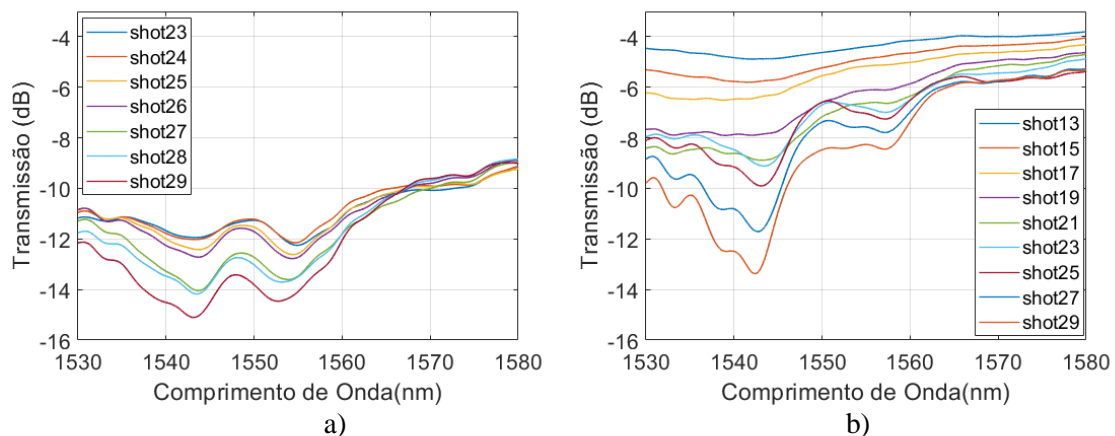


Figura 18 - Crescimento da banda de atenuação do espectro de transmissão da a) LPG 13₂ e b) LPG 14₁ na gama de comprimentos de onda de 1530 a 1580 nm. Os espectros da LPG13₂ foram medidos com uma resolução de 0,5 nm, enquanto que os espectros da LPG14₁ foram medidos com uma resolução de 0,03 nm.

Na Figura 19 encontram-se os espectros de transmissão, para uma gama maior de comprimentos de onda, das LPGs 13₂ e 14₁. Estas foram fabricadas em dias diferentes e, como se pode observar, existe alguma reprodutibilidade e ambas têm um pico na banda C, embora de intensidades diferentes. Nota-se diferenças entre a forma das bandas de atenuação nos espectros de transmissão da Figura 18

e da Figura 19, isto porque foram utilizadas fontes diferentes para medir os espectros de transmissão. A fonte C+L da Amonics, utilizada na monitorização, tem uma potência mais elevada nesta gama de comprimentos de onda do que a fonte Fianium usada para medir todos os outros espectros finais e dado os OSAs utilizados também serem diferentes, as suas sensibilidades são diferentes.

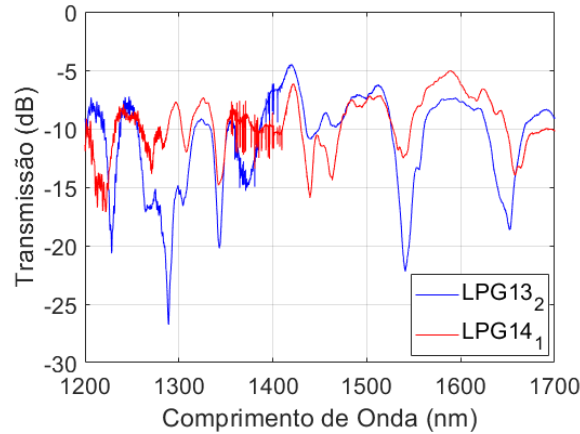


Figura 19 – Comparação entre a LPG 13₂ e a LPG 14₁. Ambas têm as mesmas condições de fabrico: *Lsweep* de 100 μm , período de 750 μm , potência média de fabrico de 360 μW e um comprimento de LPG de 21,75 mm. Os espectros foram medidos com resolução de 0,05 nm.

Na Figura 20 apresentam-se sobrepostos os espectros de transmissão das LPGs 16₃ e 16₅. Ambas as LPGs têm como condições de gravação *Lsweep* de 110 μm , período de 750 μm , potência média de fabrico de 340 μW e o comprimento total das LPGs de 24,11 mm. Estas LPGs apresentam bandas de atenuação nas mesmas gamas de comprimentos de onda que as LPGs 13₂ e 14₁.

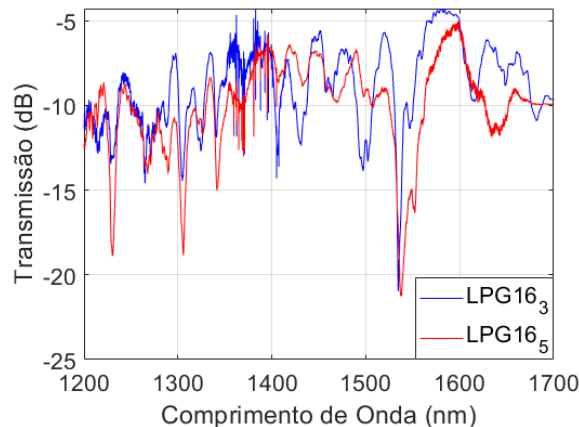


Figura 20 - Comparação entre a LPG 16₃ e a LPG 16₅. Ambas têm as mesmas condições de fabrico: *Lsweep* de 110 μm , período de 750 μm , potência média de fabrico de 340 μW e comprimento de LPG de 24,11 mm. Os espectros foram medidos com uma resolução de 0,05 nm.

Um dos aspetos que se pode observar ao longo da apresentação dos espectros de transmissão das LPGs é que todas têm valores de perdas de potência elevados fora das ressonâncias, maiores que 5 dB. Ao longo da fabricação das LPGs não se conseguiu minimizar este problema.

Na Figura 21 pode-se observar uma imagem obtida através de microscópio ótico da gama Swift da New York Microscope Company, inc, com ampliação 200x, onde se observam várias secções de fibra ótica com regiões no núcleo de tom mais escuro que deverão corresponder às franjas gravadas pelo laser femtosegundo. A amarelo encontra-se delineada a bainha da fibra ótica. Esta fotografia mostra que a zona de gravação não é uniforme segundo o eixo longitudinal da fibra ótica, sendo visíveis franjas gravadas abaixo e acima do centro do núcleo da fibra ótica, indicando que a gravação

não é simétrica, ao contrário do que é assumido na análise numérica. Esta LPG foi fabricada apenas com o propósito de demonstrar este comportamento, não tendo sido analisado o seu espectro de transmissão, para tal utilizou-se um período baixo de $200\ \mu\text{m}$ e L_{sweep} de $100\ \mu\text{m}$.

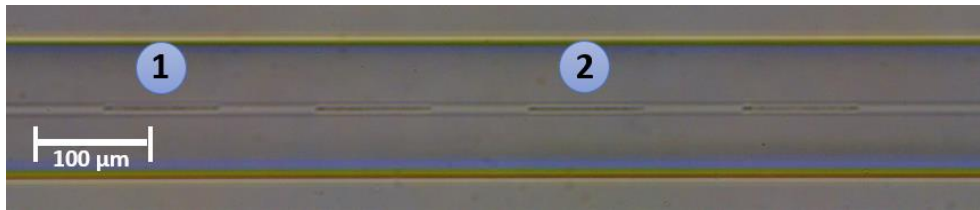


Figura 21 - Imagem obtida com microscópio ótico com uma ampliação de $200\times$, onde se observa uma secção da fibra ótica com uma LPG inscrita cujo L_{sweep} de $100\ \mu\text{m}$ e um período de $200\ \mu\text{m}$.

Na Figura 22 encontra-se uma fotografia de uma fibra com uma LPG inscrita por irradiação por laser femtosegundo, cujo período é de $750\ \mu\text{m}$ e L_{sweep} de $100\ \mu\text{m}$, quando a fonte Fianium se encontra ligada a esta. Cada ponto luminoso corresponde a uma franja cujo comprimento é L_{sweep} . Observa-se que existem perdas na gama de comprimentos de onda que comportam a luz visível.

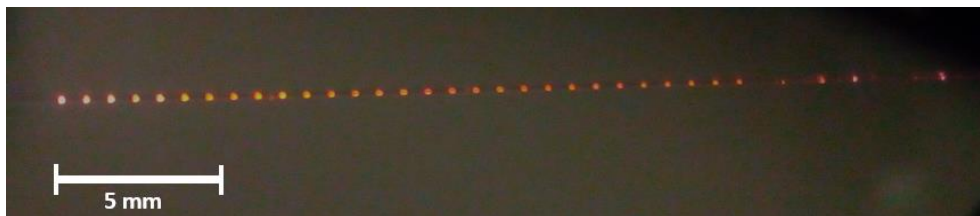


Figura 22 - Fotografia de uma fibra ótica com uma LPG inscrita por irradiação por laser femtosegundo cujo L_{sweep} é de $100\ \mu\text{m}$ e um período de $750\ \mu\text{m}$.

Ao longo da fabricação das várias LPGs, fontes de erro e instabilidade foram detetadas. A principal fonte de erro perceptível é a utilização de um obturador de controlo manual, o tempo de resposta do utilizador para abrir e fechar o obturador em sincronização com o movimentar dos posicionadores através do *software* utilizado, dificulta a gravação de franjas exatamente iguais em comprimento e uniformes. O laser femtosegundo utilizado também apresenta flutuações de potência, sendo que durante a fabricação de uma LPG pode-se estar a inscrever franjas utilizando potências diferentes, ou até a potência alterar dentro da inscrição da mesma franja. Os posicionadores que controlam a posição da fibra ótica também introduzem instabilidade na gravação, sendo necessário ajustar a posição do núcleo ao longo do fabrico da LPG, no entanto, o alinhamento da fibra ótica é complexo e moroso. De forma a minimizar todos estes problemas, no início e no fim de cada gravação, a potência do foco do laser era verificada e corrigida. Além disso, utilizou-se larguras de franja pequenas por forma a que a gravação fosse mais uniforme. Note que, por este motivo, ficou-se sempre abaixo do valor ideal previsto pelas simulações, ou seja, L_{sweep} igual a metade do período.

Tendo obtido os espectros de transmissão das LPGs fabricadas ao longo deste trabalho, assim como identificadas algumas das fontes de erro, procedeu-se à caracterização da sensibilidade de algumas das LPGs a parâmetros físicos, tais como a temperatura e deformação.

4.3 Caracterização da sensibilidade das LPGs à temperatura e à deformação.

Como é sabido, as LPGs têm sensibilidade a alterações de temperatura, índice de refração do meio envolvente, deslocamento, deformação, tensão ou curvaturas que lhe são aplicadas [1]. Sendo assim, decidiu-se explorar o potencial destas redes como sensores de temperatura ou de deformação. Para todos os espectros de transmissão das LPGs medidos durante a caracterização da sensibilidade, tanto à temperatura como à deformação, utilizou-se uma resolução de $0,01\ \text{nm}$.

Para realizar a caracterização da sensibilidade à temperatura utilizou-se a fonte de espectro largo da marca Fianium, o OSA da Advantest e um banho térmico da marca Lauda, modelo Eco Silver RE 415. A LPG é colocada numa pipeta de Pasteur vedada com silicone, isolando-a hidricamente e eliminando a interferência de resultados por variação do índice de refração do meio circundante, e introduz-se a pipeta no banho térmico utilizando um suporte. Na Figura 23 pode-se observar um esquema da montagem experimental utilizada para esta caracterização.

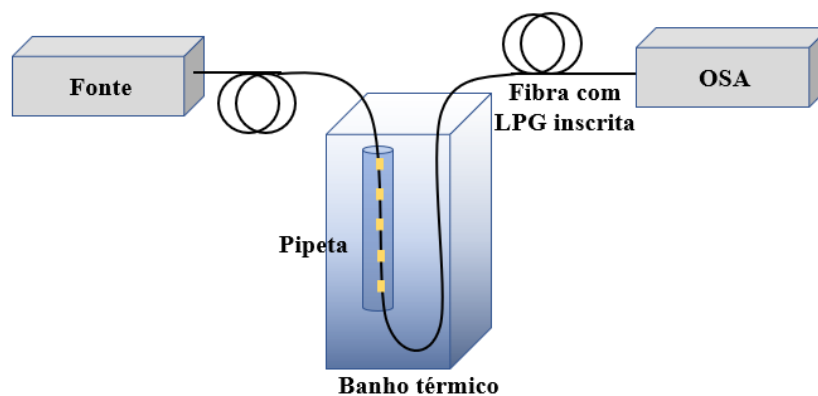


Figura 23 – Esquema da montagem experimental utilizada para a caracterização da sensibilidade das LPGs à temperatura.

Começou-se por caracterizar a LPG 05₃. A temperatura inicial da água destilada do banho térmico era de 25 °C e o espectro de transmissão da LPG foi medido para uma gama de temperaturas entre 25 e 60°C em intervalos de 5 °C, primeiramente subindo a temperatura e de seguida descendo. Os objetos de análise nesta caracterização foram a variação do comprimento de onda ressonante e alterações na intensidade da banda de atenuação em foco. De forma a retirar o ruído proveniente da fonte, todos os espectros foram filtrados usando um filtro passa baixo FFT, com frequência linear de corte de 0,24 nm⁻¹. Na Figura 24 apresenta-se a comparação do espectro de transmissão da LPG 05₃ com e sem o filtro FFT aplicado, sendo este um dos exemplos em que o espectro de transmissão apresenta mais ruído.

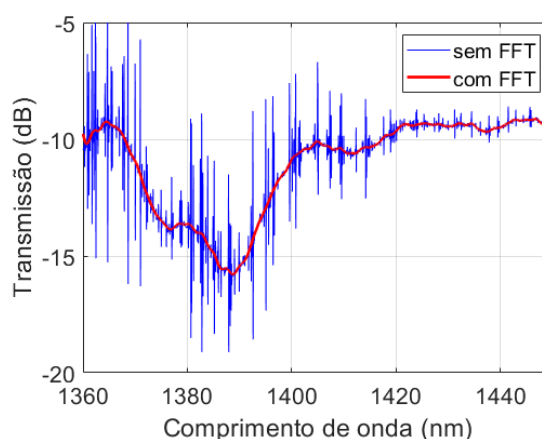


Figura 24 - Comparação de um espectro de transmissão de uma LPG com e sem filtro FFT aplicado.

Como se pode observar na Figura 25 e Figura 26 foram analisadas as duas principais bandas de atenuação da LPG 05₃, centradas nos comprimentos de onda 1388 nm e 1601 nm. Nestas duas figuras, em a) e b), encontram-se desenhadas setas com o objetivo de indicar o sentido em que o comprimento de onda ressonante se movimentou, assim como a atenuação da banda. Em c) apresentam-se as sensibilidades da LPG à temperatura, na subida e na descida, assim como a variação da atenuação da banda.

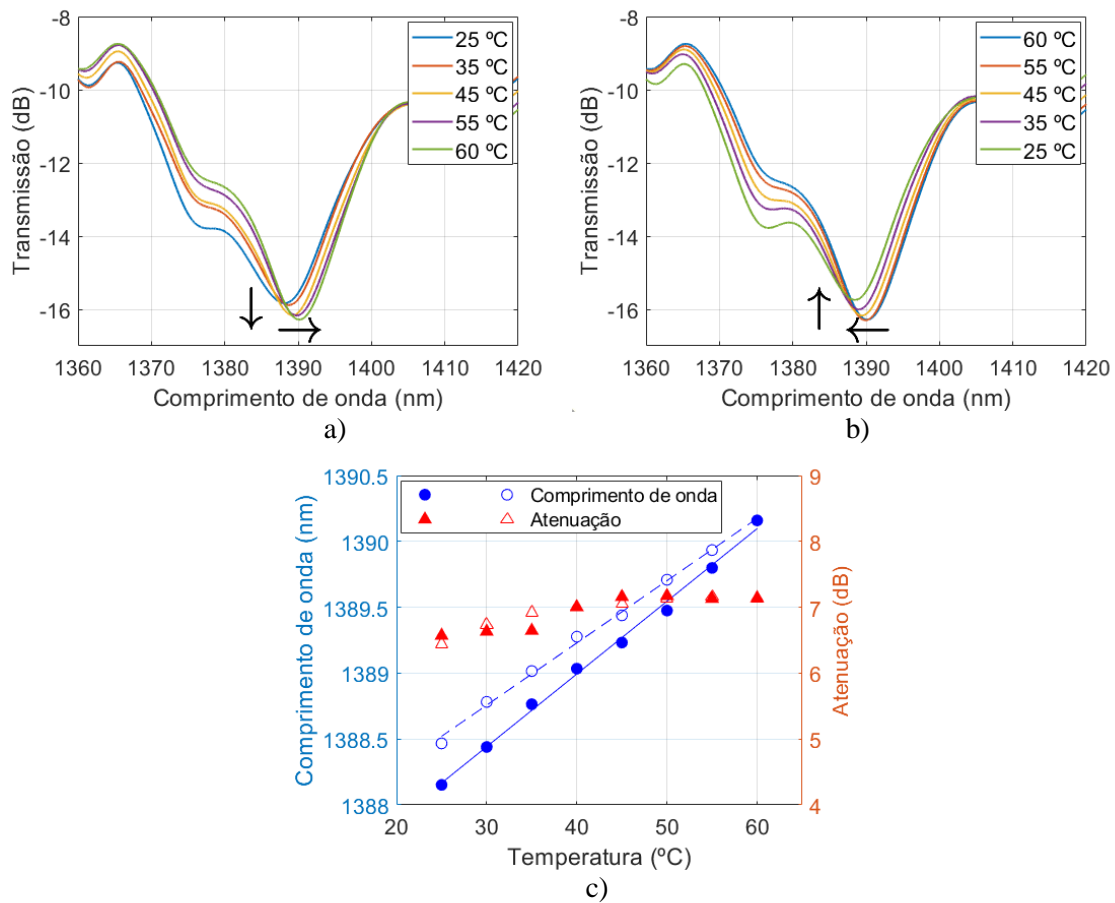


Figura 25 - Caracterização da sensibilidade da LPG 05₃ à temperatura para a banda de atenuação centrada no comprimento de onda de 1390 nm: com temperatura a subir (a) e a descer (b). Em c) apresenta-se a sensibilidade da LPG à temperatura e a variação na subida da banda de atenuação (marcador cheio) e na descida (marcador aberto).

Para a banda de atenuação centrada no comprimento de onda de 1388 nm, verifica-se que o comprimento de onda ressonante aumenta durante a subida da temperatura e diminui na descida, obtendo-se sensibilidades da LPG à temperatura de 55 ± 2 pm/°C (dados da subida) e 47 ± 1 pm/°C (dados da descida). As sensibilidades à temperatura encontram-se na mesma ordem de grandeza e apesar de apresentarem uma pequena diferença podemos considerar que são idênticas tendo em conta os erros na medição, tais como as oscilações da potência da fonte utilizada ou o erro em encontrar o mínimo da banda de atenuação agravado pela utilização de um filtro FFT, que por sua vez também introduz erros. Verifica-se também nesta banda de atenuação que a variação da sua intensidade é de cerca de 1,0 dB e não apresenta um comportamento linear, sendo idêntico para a subida e descida da temperatura. Este comportamento não linear pode estar relacionado com as oscilações da potência da fonte utilizada.

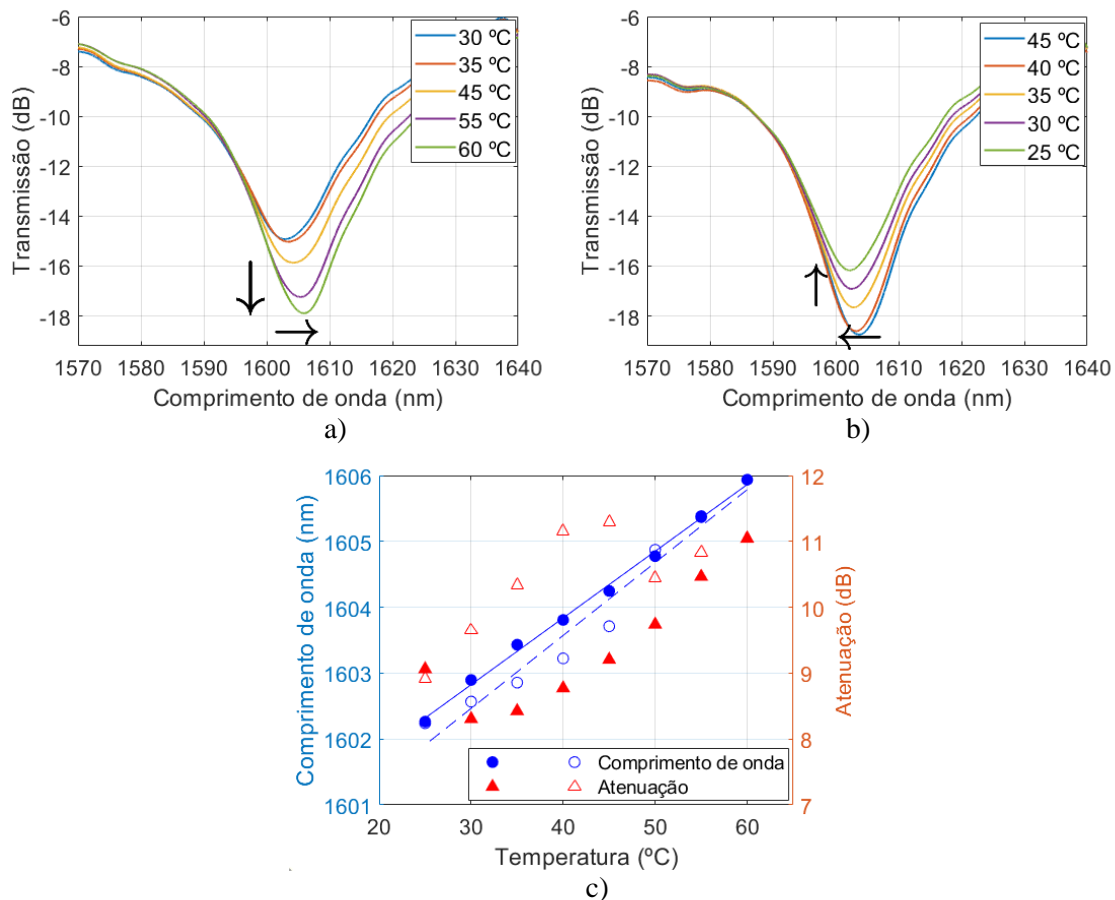


Figura 26 - Caracterização da sensibilidade da LPG 05₃ à temperatura para a banda de atenuação centrada no comprimento de onda de 1601 nm: com temperatura a subir (a) e a descer (b). Em c) apresenta-se a sensibilidade da LPG à temperatura e a variação na subida da banda de atenuação (marcador cheio) e na descida (marcador aberto).

Fazendo a mesma análise para a banda de atenuação centrada no comprimento de onda de 1601 nm, verifica-se que o comprimento de onda ressonante aumenta durante a subida da temperatura e na descida, diminui e, a variação da intensidade da banda de atenuação é de cerca de 3,0 dB, não apresentando um comportamento linear, à semelhança do que acontece para a banda de atenuação analisada na Figura 25. A sensibilidade da LPG para o aumento de temperatura é de 101 ± 2 pm/°C, enquanto para a diminuição da temperatura é de 111 ± 9 pm/°C, sendo estes valores de sensibilidade elevados. As sensibilidades à temperatura para esta banda de atenuação estão dentro da mesma ordem de grandeza e consideram-se semelhantes. Comparando a sensibilidade das duas bandas de atenuação observadas nas Figura 25 e Figura 26 verifica-se que são diferentes, acreditando-se que cada banda corresponde a acoplamento com modos diferentes, sendo a sensibilidade da banda de atenuação centrada no comprimento de onda de 1601 nm consideravelmente superior à da banda centrada no comprimento de onda de 1388 nm. Conclui-se também que tanto para a subida como para a descida da temperatura, dentro da mesma banda, as sensibilidades têm valores aproximados, ou seja, apresentam histerese baixa.

De seguida, analisou-se a sensibilidade de algumas das bandas de atenuação mais significativas das LPGs 16₃ e 16₅, cujos espectros de transmissão são idênticos como já demonstrado na Figura 20. Para a LPG 16₃ apresenta-se a caracterização das bandas de atenuação centradas nos comprimentos de onda 1305 nm e 1535 nm e para a LPG 16₅ apresenta-se a caracterização realizada para a banda de atenuação centrada no comprimento de onda 1539 nm, observáveis na Figura 27, Figura 28 e Figura 29, respetivamente.

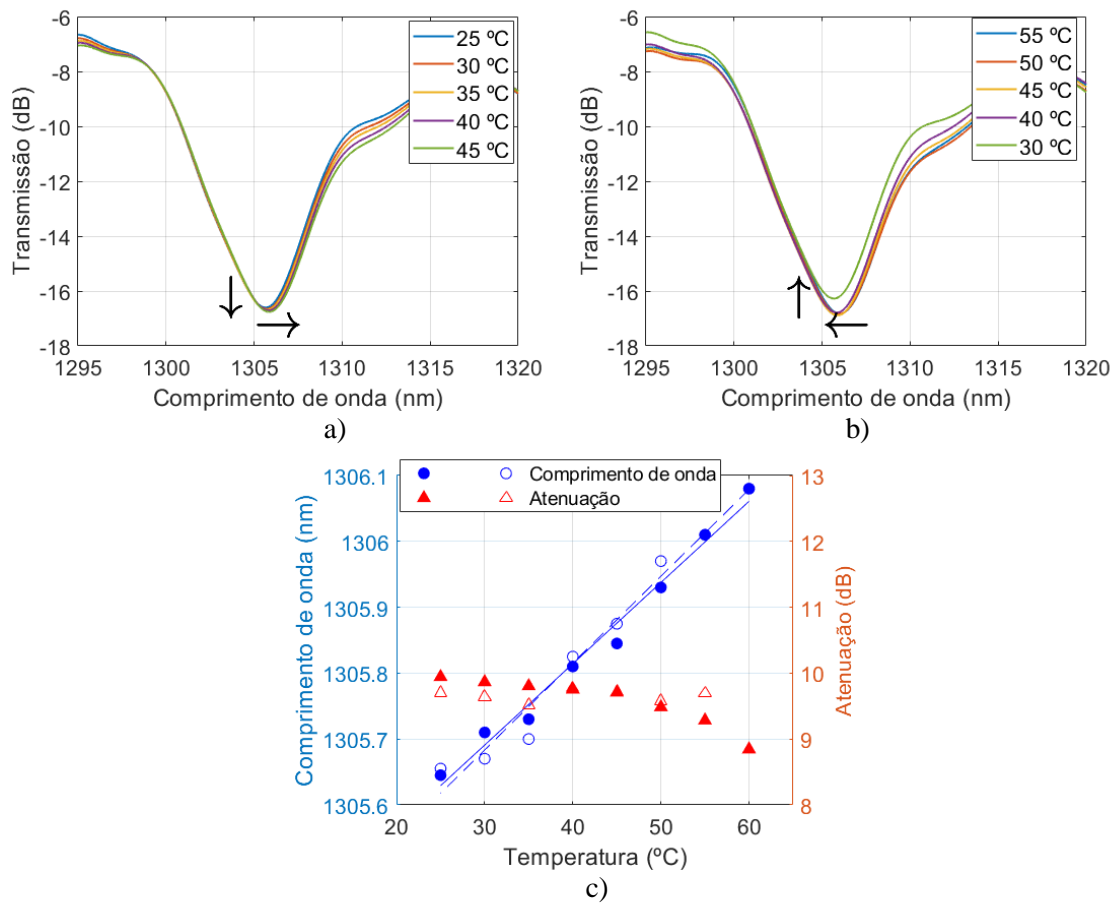


Figura 27 - Caracterização da sensibilidade da LPG 16₃ à temperatura para a banda de atenuação centrada no comprimento de onda de 1305 nm: com temperatura a subir (a) e a descer (b). Em c) apresenta-se a sensibilidade da LPG à temperatura e a variação na subida da banda de atenuação (marcador cheio) e na descida (marcador aberto).

Para a banda de atenuação da LPG 16₃ centrada no comprimento de onda de 1305 nm, verifica-se que o comprimento de onda aumenta para a subida da temperatura e para a descida, diminui. A sensibilidade da LPG para o aumento de temperatura é de 12 ± 1 pm/°C, enquanto para a diminuição da temperatura é de 13 ± 1 pm/°C, sendo as sensibilidades consideradas muito baixas. As sensibilidades à temperatura desta banda de atenuação estão dentro da mesma ordem de grandeza e consideram-se idênticas. Apura-se também nesta banda de atenuação que a variação da sua intensidade é de cerca de 1,3 dB e não apresenta um comportamento linear, sendo idêntico para a subida e descida da temperatura.

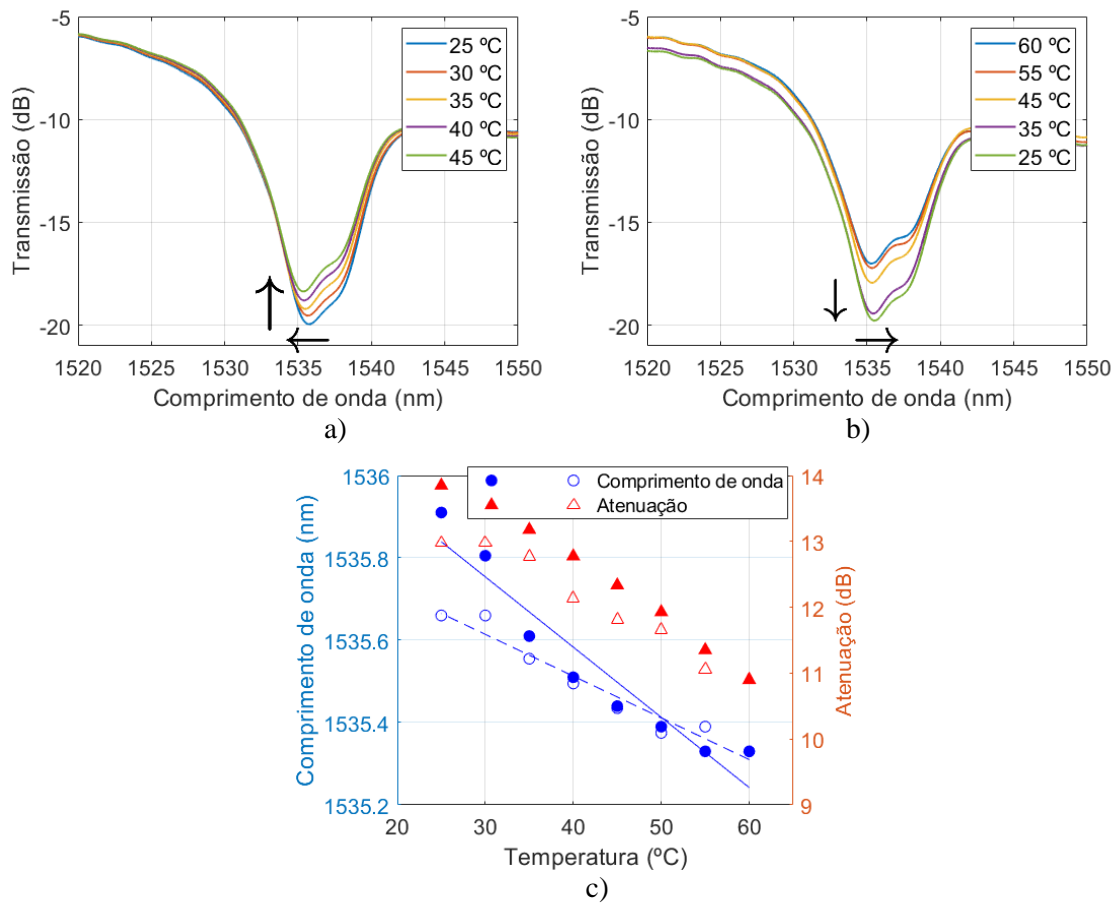


Figura 28 - Caracterização da sensibilidade da LPG 16₃ à temperatura para a banda de atenuação centrada no comprimento de onda de 1535 nm: com temperatura a subir (a) e a descer (b). Em c) apresenta-se a sensibilidade da LPG à temperatura e a variação na subida da banda de atenuação (marcador cheio) e na descida (marcador aberto).

Fazendo a mesma análise para a banda de atenuação centrada no comprimento de onda de 1535 nm, verifica-se que o comprimento de onda ressonante diminui durante a subida da temperatura e na descida aumenta, obtendo-se sensibilidades da LPG à temperatura de -17 ± 2 pm/°C (dados da subida) e -10 ± 1 pm/°C (dados da descida). Estas sensibilidades são muito baixas, apresentando um comportamento contrário daquele observado nas caracterizações da sensibilidade à temperatura demonstradas até agora, ou seja, o comprimento de onda diminui para a subida da temperatura e para a descida, aumenta. As sensibilidades à temperatura da banda de atenuação analisada estão dentro da mesma ordem de grandeza, no entanto dados os erros na medição, considera-se que estas grandezas apresentam uma diferença considerável entre elas, pelo que não são semelhantes entre si. Verifica-se também nesta banda de atenuação que a variação da sua intensidade é de cerca de 3,2 dB e não apresenta um comportamento linear, sendo idêntico para a subida e descida da temperatura.

As regressões lineares traduzem-se em regressões lineares cuja correlação entre os pontos utilizados é baixa, apresentando valores de R^2 de 0,916, no entanto, mesmo assim, a regressão linear foi realizada de forma a encontrar um valor médio para a sensibilidade.

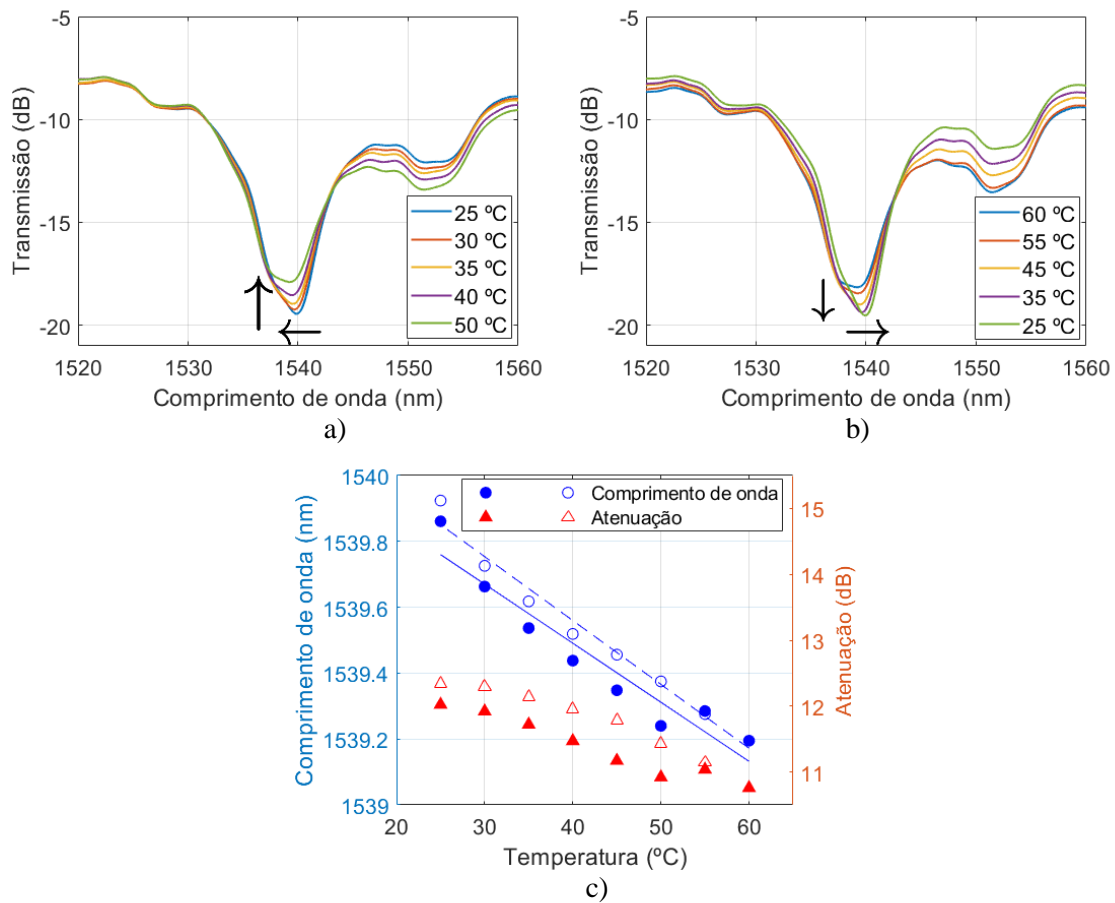


Figura 29 - Caracterização da sensibilidade da LPG 16₅ à temperatura para a banda de atenuação centrada no comprimento de onda de 1539 nm: com temperatura a subir (a) e a descer (b). Em c) apresenta-se a sensibilidade da LPG à temperatura e a variação na subida da banda de atenuação (marcador cheio) e na descida (marcador aberto).

Para a banda de atenuação centrada no comprimento de onda de 1539 nm da LPG 16₅ verifica-se que o comprimento de onda ressonante diminui durante a subida da temperatura e na descida aumenta e que a sensibilidade da LPG para o aumento de temperatura é de -18 ± 2 pm/°C, enquanto para a diminuição da temperatura é de -19 ± 1 pm/°C, as quais são idênticas mas baixas e negativas, à semelhança do que acontece para a banda de atenuação da LPG 16₃ centrada no comprimento de onda de 1535 nm. Por fim, verifica-se nesta banda de atenuação que a variação da sua intensidade é de cerca de 2 dB e não apresenta um comportamento linear, sendo idêntico para a subida e descida da temperatura.

À semelhança da banda de atenuação analisada na Figura 28, as regressões lineares realizadas para a banda de atenuação analisada na Figura 29 traduzem-se em regressões lineares cuja correlação entre os pontos utilizados é baixa, apresentando valores baixos de R^2 de 0,916 e, mesmo assim, a regressão linear foi realizada de forma a encontrar um valor médio para a sensibilidade.

Comparando a sensibilidade à temperatura de todas as LPGs analisadas, resumidas na Tabela 1, observa-se que para a LPG 05₃ as sensibilidades obtidas são diferentes entre bandas, confirmando que diferentes modos estão envolvidos no acoplamento das diferentes bandas. Para as LPGs 16₃ e 16₅, as sensibilidades obtidas são menores que para a LPG 05₃, para as quais foram obtidas sensibilidades negativas para as bandas de atenuação centradas nos comprimentos de onda de 1535 nm e 1539 nm, sendo estas idênticas entre si, comprovando que o acoplamento ocorre com o mesmo modo. Por fim, os valores positivos encontrados para a sensibilidade à temperatura

encontram-se entre os valores reportados nas referências estudadas [15], [38] que reportam valores de sensibilidade de LPGs à temperatura entre 29,92 pm/°C e 124 pm/°C, no entanto não se encontrou na literatura sensibilidades à temperatura negativas.

Tabela 1 - Sensibilidade à temperatura das LPGs analisadas, com a temperatura a subir e descer para as várias bandas de atenuação.

LPG	λ central (nm)	Sensibilidade (pm/°C)		λ central (nm)	Sensibilidade (pm/°C)	
		Subir/Descer	R ²		Subir/Descer	R ²
05 ₃	1389	55±2/47±1	0,995/0,997	1601	101±2/111±9	0,996/0,961
16 ₃	1305	12±1/13±1	0,984/0,975	1535	-17±2/-10±1	0,916/0,949
16 ₅	-	-	-	1539	-18±2/-19±1	0,916/0,975

Antes de se iniciar a caracterização da sensibilidade das LPGs à deformação, realizaram-se testes de resistência da fibra ótica sem e com LPG inscrita. Para tal, as fibras óticas sem e com LPG inscrita foram fixas no suporte da montagem experimental observada na Figura 30 e esticadas até ao ponto de rutura. Entre os dois pontos de apoio, a fibra ótica foi descarnada em todo o comprimento, sendo este de 13,2 cm depois esticada com uma plataforma linear manual manobrada com um parafuso micrométrico. Assim, aplica-se um deslocamento entre os pontos onde a fibra se encontra fixa, o que causa uma deformação longitudinal da fibra. Com este teste simples, cujos resultados se encontram na Tabela 2, conclui-se que as fibras óticas com LPG inscrita partem com valores de deformação idêntica para as fibras óticas sem LPG inscrita, concluindo que o método de gravação com uso de laser femtosegundo não afeta significativamente a resistência de uma fibra ótica.

Tabela 2 – Deformação realizada em fibra ótica sem e com LPG inscrita até ao ponto de rutura.

Deformação realizada até ao ponto de rutura (%)	
Fibra sem LPG inscrita (descarnada)	Fibra com LPG inscrita (descarnada)
0,94	1,01
0,83	1,04
0,98	1,14
0,92	0,73
1,27	1,24
1,17	0,96
1,69	0,62
Média (mm)	
1,11	0,96

Para realizar a caracterização da sensibilidade das LPGs à deformação utilizou-se a montagem experimental mencionada acima, observada na Figura 30. Fizeram-se variações de 20 em 20 µm até um máximo de 200 µm, que corresponde a valor de deformação entre 0 e 1515,15 µε.



Figura 30 - Esquema da montagem experimental utilizada para a caracterização da sensibilidade das LPGs à deformação.

Mais uma vez, os objetos em análise nesta caracterização são a variação do comprimento de onda ressonante e alterações na intensidade da banda de atenuação em análise. Na Figura 31 e Figura 32 encontra-se representada a variação do espectro de transmissão da LPG 13₂ com a deformação, para as bandas de atenuação centradas em 1342 nm e 1542 nm, respectivamente.

Nas figuras seguintes, em b) são apresentadas a variação do comprimento de onda ressonante e a variação da atenuação da banda em causa. Associada à variação do comprimento de onda ressonante da banda encontra-se a sensibilidade da banda de atenuação à deformação, representada pela regressão linear realizada.

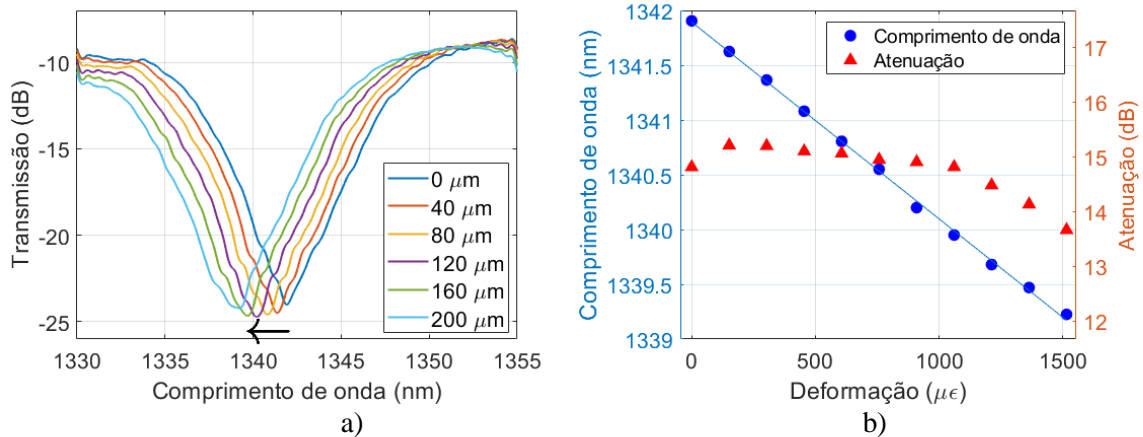


Figura 31 - Caracterização da sensibilidade à deformação para a banda de atenuação centrada no comprimento de onda de 1342 nm para a LPG 13₂: a) variação do espectro de transmissão e b) respetiva sensibilidade e variação da atenuação.

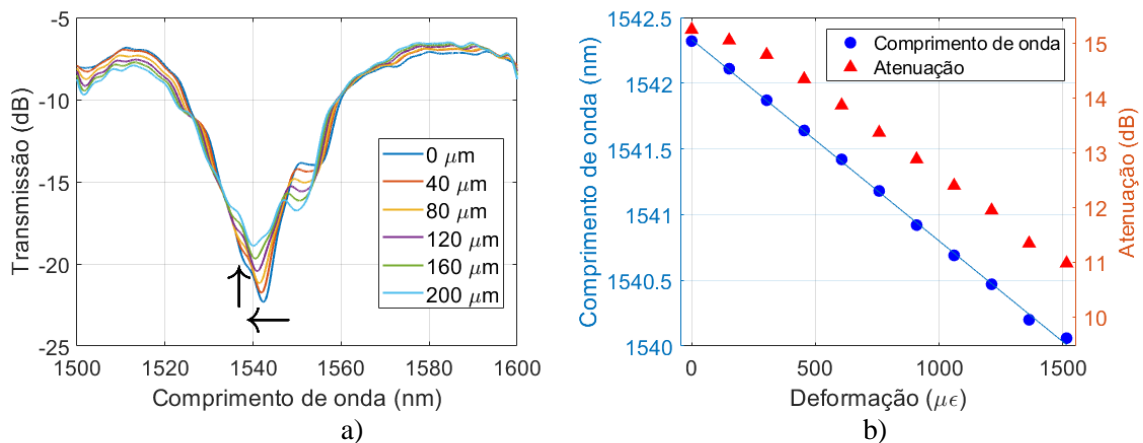


Figura 32 - Caracterização da sensibilidade à deformação para a banda de atenuação centrada no comprimento de onda de 1542 nm para a LPG 13₂: a) variação do espectro de transmissão e b) respetiva sensibilidade e variação da atenuação.

Verifica-se que, para ambas as bandas de atenuação, os comprimentos de onda ressonantes diminuem e as sensibilidades obtidas são negativas e baixas, cujos valores são $-1,80 \pm 0,02$ pm/μ ϵ e $-1,53 \pm 0,02$ pm/μ ϵ , sendo consideradas como idênticas, encontrando-se na mesma ordem de grandeza. Por fim, verifica-se nestas bandas de atenuação que a variação da sua intensidade é de cerca de 1,2 dB e 4,1 dB, respetivamente e não apresentam comportamento linear, sendo este atribuído às oscilações de potência que a fonte utilizada apresenta.

Analisou-se também a sensibilidade da LPG 14₁ à deformação aplicada, cujos resultados se apresentam na Figura 33, onde se verifica que o comprimento de onda ressonante diminui, tendo-se

obtido uma sensibilidade à deformação negativa e baixa, cujo valor é de $-2,37 \pm 0,03$ pm/ $\mu\epsilon$. Verifica-se nesta banda de atenuação que a variação da sua intensidade é de cerca de 1,0 dB e não apresenta um comportamento linear.

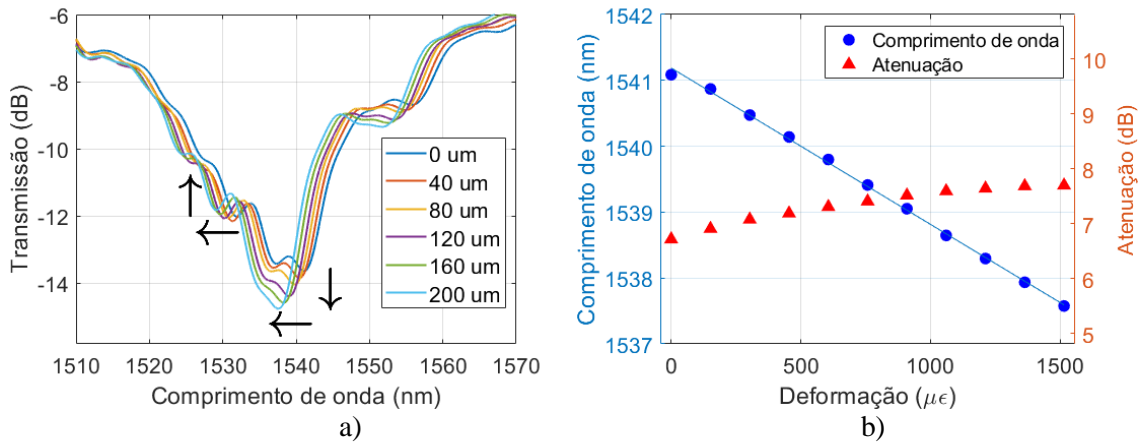


Figura 33 - Caracterização da sensibilidade à deformação para a banda de atenuação centrada no comprimento de onda de 1541 nm para a LPG 14₁: a) variação do espectro de transmissão e b) respetiva sensibilidade e variação da atenuação.

Apesar desta LPG ter sido gravada nas mesmas condições que a LPG 13₂ e a banda analisada na Figura 33 estar na mesma localização espectral que a avaliada na Figura 32, observa-se que o comportamento das bandas de atenuação é diferente. Como já mencionado, ambos os comprimentos de onda ressonantes destas LPGs diminuem, no entanto, em atenuação, o pico mais profundo da LPG 14₁ aumenta a sua atenuação, ao contrário do que acontece na Figura 32. Comparando os valores das sensibilidades dos picos mais profundos apresentadas na Figura 32b) e na Figura 33b) verifica-se que estas são semelhantes uma vez que se encontram na mesma ordem de grandeza.

Na Figura 34 e na Figura 35 apresentam-se as caracterizações da sensibilidade à deformação da LPG 16₃ para as bandas de atenuação centradas no comprimento de onda de 1304 nm e 1534 nm, respetivamente.

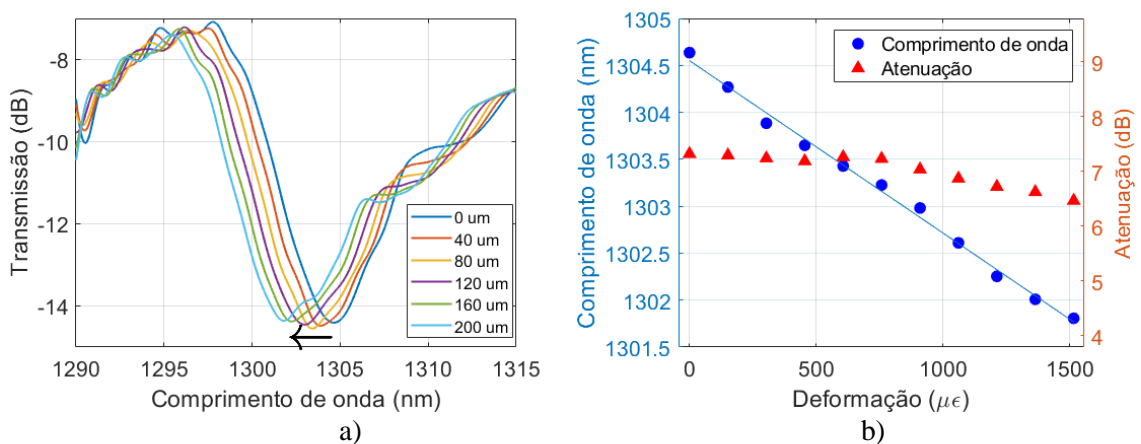


Figura 34 - Caracterização da sensibilidade à deformação para a banda de atenuação centrada no comprimento de onda de 1304 nm para a LPG16₃: a) variação do espectro de transmissão e b) respetiva sensibilidade e variação da atenuação.

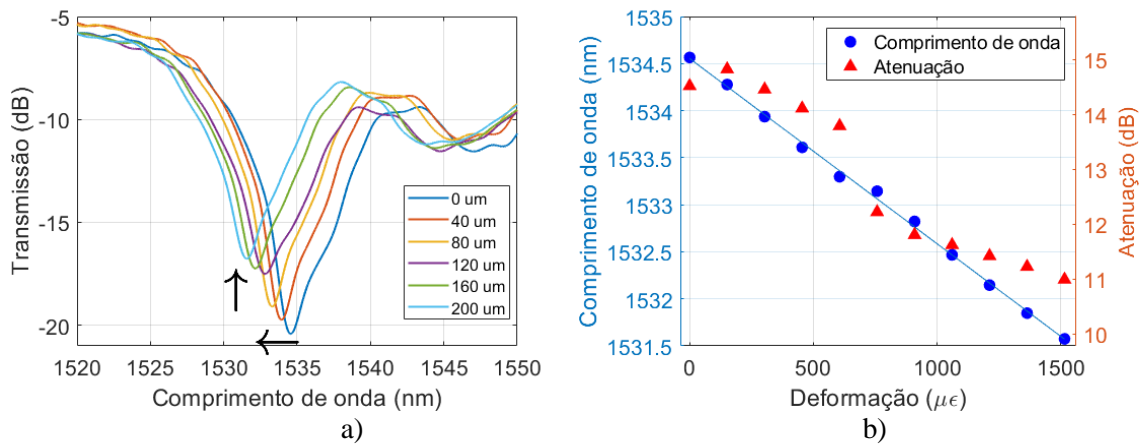


Figura 35 - Caracterização da sensibilidade à deformação para a banda de atenuação centrada no comprimento de onda de 1534 nm para a LPG 16₃: a) variação do espectro de transmissão e b) respectiva sensibilidade e variação da atenuação.

Ambos os comprimentos de onda ressonantes diminuem com a deformação provocada e as sensibilidades obtidas são negativas e baixas para as duas bandas de atenuação da LPG 16₃ iguais a $-1,84 \pm 0,05$ pm/ $\mu\epsilon$ e $-1,97 \pm 0,03$ pm/ $\mu\epsilon$. Ambos os valores de sensibilidade se encontram na mesma ordem de grandeza e consideram-se semelhantes. Verifica-se nestas bandas de atenuação que a variação da sua intensidade é de cerca de 1,0 dB e 4,0 dB, respetivamente, e não apresentam um comportamento linear.

Na Figura 36 e na Figura 37 são apresentadas as caracterizações da sensibilidade à deformação da LPG 16₅ para as bandas de atenuação centradas no comprimento de onda de 1305 nm e 1552 nm, respetivamente. Na Figura 37b) encontra-se a sensibilidade da banda de atenuação mais pequena, indicada pelas setas presentes, uma vez que a largura da banda de atenuação dificulta a localização do mínimo mais profundo da banda.

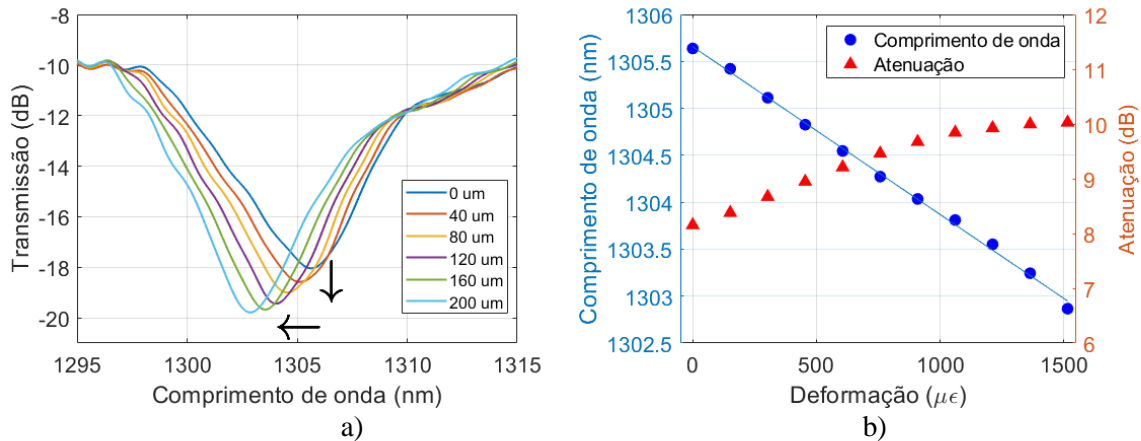


Figura 36 - Caracterização da sensibilidade à deformação para a banda de atenuação centrada no comprimento de onda de 1305 nm para a LPG 16₅: a) variação do espectro de transmissão e b) respectiva sensibilidade e variação da atenuação.

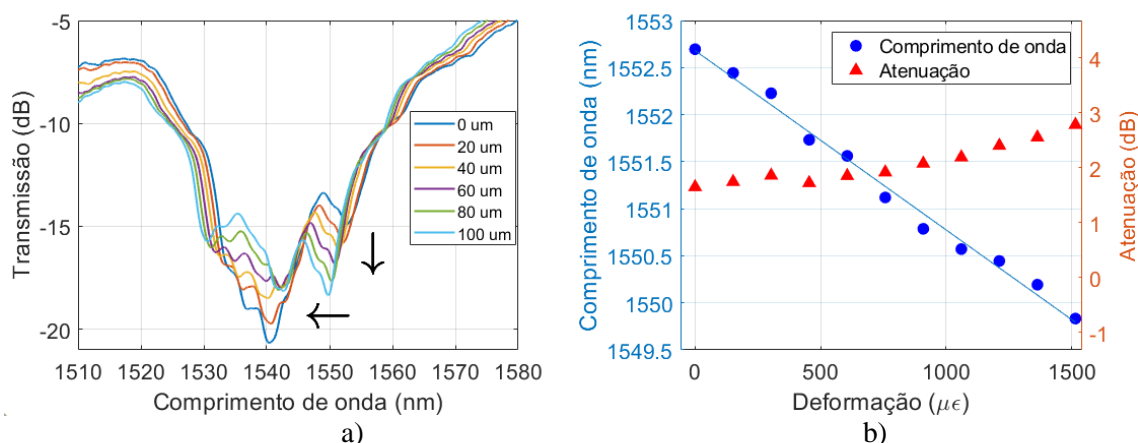


Figura 37 - Caracterização da sensibilidade à deformação para a banda de atenuação centrada no comprimento de onda de 1552 nm para a LPG 16₅: a) variação do espectro de transmissão e b) respetiva sensibilidade e variação da atenuação.

Apura-se que, para ambas as bandas de atenuação, os comprimentos de onda ressonantes das bandas diminuem e as sensibilidades à deformação obtidas são negativas e os seus valores são $-1,79 \pm 0,03 \text{ pm}/\mu\epsilon$ e $-1,91 \pm 0,06 \text{ pm}/\mu\epsilon$. Mais uma vez, consideram-se as sensibilidades idênticas e que se encontram na mesma ordem de grandeza. Verifica-se nestas bandas de atenuação que a variação da sua intensidade é de cerca de 2,0 dB e 1,5 dB, respetivamente, e não apresentam um comportamento linear.

Na Tabela 3 encontram-se, numa forma resumida, os valores de sensibilidade à deformação encontrados para as várias bandas de atenuação das LPGs analisadas.

Tabela 3 - Sensibilidade à deformação das LPGs para as várias bandas de atenuação analisadas.

LPG	λ central (nm)	Sensibilidade (pm/ $\mu\epsilon$)	R ²	λ central (nm)	Sensibilidade (pm/ $\mu\epsilon$)	R ²
13 ₂	1342	$-1,80 \pm 0,02$	0,999	1542	$-1,53 \pm 0,02$	0,999
14 ₁	-	-	-	1541	$-2,37 \pm 0,03$	0,999
16 ₃	1304	$-1,84 \pm 0,05$	0,995	1534	$-1,97 \pm 0,03$	0,998
16 ₅	1305	$-1,79 \pm 0,03$	0,998	1552	$-1,91 \pm 0,06$	0,990

Em todas as LPGs analisadas nesta caracterização, o comprimento de onda ressonante diminui com o aumento da deformação. Este comportamento encontra-se de acordo com o que é obtido pela comparação do espectro de transmissão das LPG 04₂ e 05₃, observada na Figura 16, onde se verifica que quando o período da LPG aumenta, o comprimento de onda ressonante das bandas de atenuação diminui. Este comportamento e os valores obtidos para a sensibilidade à deformação das LPGs encontram-se de acordo com os encontrados na literatura, nomeadamente em [24], [38], cujos valores são de $-1,57 \text{ pm}/\mu\epsilon$ e aproximadamente $-1 \text{ pm}/\mu\epsilon$, respetivamente.

Ao longo da caracterização da sensibilidade das LPGs, tanto à temperatura como à deformação, foram sendo detetadas várias possíveis fontes de erro que influenciam os valores das sensibilidades encontradas, como o erro do banho térmico, o erro ao localizar o mínimo da banda de atenuação agravado pelo erro que é introduzido quando se utiliza o filtro FFT para o localizar. A largura grande das bandas de atenuação estudadas dificulta a procura do valor mínimo da banda assim como as oscilações de potência que a fonte utilizada apresenta, sendo esta uma possível justificação para as diferenças entre as sensibilidades encontradas para a temperatura a subir e a descer dentro de cada banda de atenuação. Por forma a minimizar estes erros, várias medidas das sensibilidades para a

mesma banda de atenuação, em ambas as caracterizações, deveriam ter sido realizadas. Assim em trabalho futuro pretende-se realizar novamente as caracterizações de forma mais exaustiva.

4.4 Sumário

Neste capítulo começou-se por explicar a montagem experimental utilizada no fabrico das LPGs com laser femtosegundo. De seguida, os espetros de transmissão de algumas das LPGs fabricadas foram apresentados, realizando comparações entre estes. Algumas das fontes de erros encontradas ao longo deste trabalho são apontadas. Por fim a caracterização da sensibilidade de algumas LPGs à temperatura e à deformação foi apresentada. A gama de sensibilidades à temperatura das LPGs estudadas encontra-se entre os -19 ± 1 pm/°C e os 111 ± 9 pm/°C. Não foram encontrados na literatura valores de sensibilidades à temperatura de LPGs negativas, no entanto os valores positivos aqui alcançados encontram-se dentro das gamas de sensibilidades encontradas na literatura. Conclui-se que o método de fabrico por laser femtosegundo não afeta significativamente a resistência da fibra ótica. A gama de sensibilidades à deformação encontrada para algumas LPGs encontra-se entre os $-2,37 \pm 0,03$ pm/ $\mu\epsilon$ e $-1,53 \pm 0,02$ pm/ $\mu\epsilon$, estando de acordo com o reportado na literatura.

Capítulo 5

Conclusões e trabalho futuro

5.1 Conclusões

Nesta dissertação, o fabrico e funcionamento de redes de período longo (LPGs) foram estudados, teoricamente e experimentalmente. O estudo focou-se em redes gravadas por irradiação por laser femtosegundo.

Numericamente, o modelo utilizado permitiu modelar o comportamento das LPGs tendo em conta diferentes números de modos de propagação na bainha da fibra ótica e estudar a influência de vários aspetos. Verificou-se que, para um dado comprimento de onda ressonante, o período ótimo diminui com o aumento do tamanho da zona irradiada no fabrico das LPGs e que o comprimento de acoplamento apresenta um mínimo. Verificou-se também que quanto maior a alteração do índice de refração, mais rápida seria a variação do período ótimo e do comprimento de acoplamento com *Lsweep*. Ainda relativamente ao estudo de período e comprimento de acoplamento com *Lsweep*, para sinais contrários de Δn observou-se a alteração do período ótimo em sentidos opostos e de forma simétrica, enquanto que o comprimento de acoplamento é semelhante para os dois sinais. Por fim, analisando a variação do comprimento de onda com o período de inscrição da LPG verifica-se que, para modos de ordem inferior o comprimento de onda ressonante aumenta com o aumento período, enquanto que para modos de ordem superior diminui.

Sendo assim, este modelo numérico, permitiu estudar a relação entre o período de inscrição, o comprimento de onda ressonante, o comprimento de acoplamento, o comprimento de varrimento *Lsweep* e o valor de modulação de índice de refração, sendo útil para guiar o processo de fabrico. Simularam-se ainda a evolução da potência de modos e os espectros de transmissão de LPGs para algumas dos parâmetros estudados anteriormente considerando apenas um modo ou vários modos da bainha. Os resultados destas simulações mostram que para o período ótimo de um dado modo, existe acoplamento não desprezável com outros modos da bainha e ainda acoplamento entre modos da bainha, o que resulta num deslocamento da banda de atenuação para comprimentos de onda superiores ao previsto com apenas um modo da bainha. Utilizando Δn superiores torna-se mais evidente este comportamento, o que pode comprometer as previsões efetuadas com a análise de apenas um modo do núcleo e um modo da bainha, embora esta seja uma boa primeira aproximação.

Experimentalmente, fabricaram-se LPGs por exposição da fibra ótica a laser femtosegundo tendo se obtido LPGs com espectros de transmissão com várias bandas de atenuação, algumas em regiões do espectro com interesse para telecomunicações (banda C). Embora tenhamos alcançado o objetivo principal que consistia na gravação de LPGs por este método, a reprodutibilidade de resultados não foi alcançada completamente. Apesar da otimização do processo de fabrico que se fez ao longo das sucessivas gravações, em muitos casos as LPGs gravadas exatamente com as mesmas condições não apresentavam espectros de transmissão idênticos.

De seguida as LPGs foram caracterizadas quanto à sua sensibilidade a alterações do meio, nomeadamente, temperatura e deformação. Foram obtidas gamas de sensibilidade à temperatura

entre -19 ± 1 pm/°C e 111 ± 9 pm/°C, congruentes com a literatura. Desta caracterização foi ainda possível observar que para a mesma LPG se obteve sensibilidades diferentes para diferentes bandas de atenuação, possibilitando concluir que estas bandas resultam de acoplamento com modos diferentes, o que era espectável. Para LPGs diferentes, mas para bandas de atenuação na mesma gama espectral, obtiveram-se sensibilidades idênticas. Este outro comportamento leva-nos a concluir que estas bandas resultam de acoplamento com o mesmo modo o que, por sua vez, revela alguma reprodutibilidade de resultados. Na caracterização da sensibilidade à deformação, as sensibilidades obtidas encontram-se entre $-2,37 \pm 0,03$ pm/ $\mu\epsilon$ e $-1,53 \pm 0,02$ pm/ $\mu\epsilon$, resultados estes que são concordantes com a diminuição do comprimento de onda ressonante observada com o aumento do período da LPG.

5.2 Trabalho futuro

Na sequência do que foi obtido, tanto simulado como experimentado, este sistema de inscrição de LPGs utilizando o laser femtosegundo ainda necessita de mais otimização para permitir a inscrição de LPGs em fibras de vários núcleos como, por exemplo, o investimento na alteração do obturador atual por um automático e em posicionadores para controlar a posição da fibra ótica mais estáveis. A realização de um estudo exaustivo da estabilidade da potência emitida pelo laser utilizado em função do tempo também é essencial para a otimização do processo de fabrico.

Para melhor adequar as simulações às LPGs experimentais seria muito útil estimar o valor de modulação do índice de refração obtido por este método e com as condições da nossa montagem experimental. Esta estimativa poderia, por exemplo, ser realizada por comparação de espectros experimentais e simulados à semelhança do que foi feito durante um trabalho realizado anteriormente no grupo de investigação [5].

Por fim, poderemos alargar a caracterização da sensibilidade das LPGs a outras características ambientais, tais como, o índice de refração ou a curvaturas, por forma a explorar melhor a possibilidade de utilizar estes dispositivos como sensores.

Referências

- [1] W. J. Stephen and P. T. Ralph, “Optical fibre long-period grating sensors: characteristics and application,” *Meas. Sci. Technol.*, vol. 14, no. 5, pp. R49–R61, 2003.
- [2] K. O. Hill, Y. Fujii, D. C. Johnson, and B. S. Kawasaki, “Photosensitivity in optical fiber waveguides: Application to reflection filter fabrication,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 32, no. 10, pp. 647–649, 1978.
- [3] 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. Light. Technol.*, vol. 14, no. 1, pp. 58–65, 1996.
- [4] F. Ahmed, “Development of Fiber Optic Sensors using Femtosecond Laser for Refractive Index and Temperature Measurements,” University of Victoria All, 2015.
- [5] A. I. Machado, “Redes de período longo inscritas por irradiação com laser de CO2: produção e modelação,” 2017.
- [6] M. Fujimaki, Y. Ohki, J. L. Brebner, and S. Roorda, “Fabrication of long-period optical fiber gratings by use of ion implantation,” *Opt. Lett.*, vol. 25, no. 2, pp. 88–89, 2000.
- [7] S. Savin, M. J. F. Dignonnet, G. S. Kino, and H. J. Shaw, “Tunable mechanically induced long-period fiber gratings,” *Opt. Lett.*, vol. 25, no. 10, pp. 710–712, 2000.
- [8] N. Godbout, X. Daxhelet, A. Maurier, and S. Lacroix, “Long-Period Fiber Grating by Electrical Discharge,” *Opt. Commun.*, vol. 1, no. September, pp. 397–398, 1998.
- [9] 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 CO2 laser pulses,” *Electron. Lett.*, vol. 34, no. 3, pp. 302–303, 1998.
- [10] Y. Kondo, K. Nouchi, T. Mitsuyu, M. Watanabe, P. G. Kazansky, and K. Hirao, “Fabrication of long-period fiber gratings by focused irradiation of infrared femtosecond laser pulses,” *Opt. Lett.*, vol. 24, no. 10, pp. 646–648, 1999.
- [11] K. M. Davis, K. Miura, N. Sugimoto, and K. Hirao, “Writing waveguides in glass with a femtosecond laser,” *Opt. Lett.*, vol. 21, no. 21, pp. 1729–1731, 1996.
- [12] F. Hindle *et al.*, “Inscription of long-period gratings in pure silica and germano-silicate fiber cores by femtosecond laser irradiation,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 16, no. 8, pp. 1861–1863, 2004.
- [13] S. Liu, L. Jin, W. Jin, D. Wang, C. Liao, and Y. Wang, “Structural long period gratings made by drilling micro-holes in photonic crystal fibers with a femtosecond infrared laser,” *Opt. Express*, vol. 18, no. 6, pp. 5496–5503, 2010.
- [14] A. Wolf, A. Dostovalov, K. Bronnikov, and S. Babin, “Arrays of fiber Bragg gratings selectively inscribed in different cores of 7-core spun optical fiber by IR femtosecond laser pulses,” *Opt. Express*, vol. 27, no. 10, pp. 13978–13990, 2019.
- [15] F. Ahmed, H. E. Joe, B. K. Min, and M. B. G. Jun, “Characterization of refractive index change and fabrication of long period gratings in pure silica fiber by femtosecond laser radiation,” *Opt. Laser Technol.*, vol. 74, pp. 119–124, 2015.
- [16] T. Almeida, R. Oliveira, P. André, A. Rocha, M. Facão, and R. Nogueira, “Automated technique to inscribe reproducible long-period gratings using a CO2 laser splicer,” *Opt. Lett.*, vol. 42, no. 10, p. 1994, 2017.
- [17] V. Bhatia, “Applications of long-period gratings to single and multi-parameter sensing,” *Opt. Express*, vol. 4, no. 11, pp. 457–466, 1999.
- [18] C. Zhan, “Femtosecond Laser Inscribed Fiber Bragg Grating Sensors,” The Pennsylvania State University, 2007.
- [19] A. M. Vengsarkar, N. S. Bergano, C. R. Davidson, J. R. Pedrazzani, J. B. Judkins, and P. J. Lemaire, “Long-period fiber-grating-based gain equalizers,” *Opt. Lett.*, vol. 21, no. 5, pp. 336–338, 1996.

- [20] Y. Wang, "Review of long period fiber gratings written by CO₂ laser," *J. Appl. Phys.*, vol. 108, pp. 081101-1-081108-18, 2010.
- [21] T. Erdogan, "Fiber Grating Spectra," *J. Light. Technol.*, vol. 15, no. 8, pp. 1277-1294, 1997.
- [22] H. J. Patrick, C. G. Askins, R. W. McElhanon, and E. J. Friebele, "Amplitude mask patterned on an excimer laser mirror for high intensity writing of long period fibre gratings," *Electron. Lett.*, vol. 33, no. 13, pp. 1167-1168, 1997.
- [23] V. Bhatia, "Properties and Sensing Application of Long-Period Gratings," Faculty of the Virginia Polytechnic Institute and State University, 1996.
- [24] J. S. Petrovic, H. Dobb, V. K. Mezentsev, K. Kalli, D. J. Webb, and I. Bennion, "Sensitivity of LPGs in PCFs Fabricated by an Electric Arc to Temperature, Strain, and External Refractive Index," *J. Light. Technol.*, vol. 25, no. 5, pp. 1306-1312, 2007.
- [25] B. G., "High-temperature fibre Bragg grating thermometer," *Electron. Lett.*, vol. 38, no. 17, pp. 954-956, 2002.
- [26] B. H. Kim *et al.*, "Effect of CO₂ laser irradiation on the refractive-index change in optical fibers," *Appl. Opt.*, vol. 41, no. 19, pp. 3809-3815, 2002.
- [27] Y. Li *et al.*, "Measurement of CO₂-laser-irradiation-induced refractive index modulation in single-mode fiber toward long-period fiber grating design and fabrication," *Appl. Opt.*, vol. 47, no. 29, pp. 5296-5304, 2008.
- [28] Y. Wang, D. N. Wang, W. Jin, Y. Rao, G. Peng, and Y. Wang, "Asymmetric long period fiber gratings fabricated by use of CO₂ laser to carve periodic grooves on the optical fiber," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 89, no. 151105, 2006.
- [29] T. Hirose, K. Saito, and K. Takada, "Mid-infrared spectroscopic detection of refractive index in CO₂ laser-written long-period fibre grating," *Electron. Lett.*, vol. 44, no. 20, pp. 9-11, 2008.
- [30] S. C. Davis, D.D.; Gaylord, T. K.; Glytsis, E.N; Mettler, "Very-high-temperature stable CO₂-laser-induced long period fibre gratings," *Electron. Lett.*, vol. 35, no. 9, pp. 740-742, 1999.
- [31] G. Rego, P. V. S. Marques, H. M. Salgado, and J. L. Santos, "Simultaneous measurement of temperature and strain based on arc-induced long-period fibre gratings," *Electron. Lett.*, vol. 41, no. 2, pp. 1-3, 2005.
- [32] A. Martinez, M. Dubov, I. Khrushchev, and I. Bennion, "Direct writing of fibre Bragg gratings by femtosecond laser," *Electron. Lett.*, vol. 40, no. 19, pp. 19-20, 2004.
- [33] E. Fertein, C. Przygodzki, H. Delbarre, A. Hidayat, M. Douay, and P. Niay, "Refractive-Index Changes of Standard Telecommunication Fiber through Exposure to Femtosecond Laser Pulses at 810 nm," *Appl. Opt.*, vol. 40, no. 21, pp. 3506-8, 2001.
- [34] J.-M. Savolainen, L. Grüner-Nielsen, P. Kristensen, and P. Balling, "Determination of femtosecond-laser-induced refractive-index changes in an optical fiber from far-field measurements," *Opt. Lett.*, vol. 39, no. 12, p. 3398, 2014.
- [35] M. N. Ng and K. S. Chiang, "Thermal effects on the transmission spectra of long-period fiber gratings," *Opt. Commun.*, vol. 208, no. 4-6, pp. 321-327, 2002.
- [36] Y. Kokubun, *Lightwave Engineering. Optical Science and Engineering*, Taylor & Francis, 2012.
- [37] S. Xiao, M. H. Khan, H. Shen, and M. Qi, "Compact silicon microring resonators with ultra-low propagation loss in the C band," *Opt. Express*, vol. 15, no. 22, pp. 14467-14475, 2007.
- [38] Y. Zhang *et al.*, "Sensing characteristics of long period grating by writing directly in SMF-28 based on 800 nm femtosecond laser pulses," *Opt. Laser Technol.*, vol. 121, no. June 2019, p. 105839, 2020.

Anexo A

Tabela 4 - Resumo das LPGs gravadas com laser femtosegundo.

LPG	L_{sweep} (μm)	Período (μm)	Potência (μW)	Comprimento da LPG (mm/n° de shots)	Observações
01	3	900	250	22,503 / 25	Não apresenta bandas de atenuação
02	100	700	250	23,20 / 35	Não apresenta bandas de atenuação
03	100	700	350	23,20 / 35	Apresenta algumas bandas.
04 ₁	100	700	350	23,20 / 35	Não apresenta bandas de atenuação
04₂	100	700	350	23,20 / 35	Apresenta bandas de atenuação
04 ₃	100	700	350	23,20 / 35	Não apresenta bandas de atenuação
05 ₁	100	750	350	24,65 / 34	Não apresenta bandas de atenuação
05 ₂	100	750	350	24,65 / 34	Não apresenta bandas de atenuação
05₃	100	750	350	24,65 / 34	Apresenta bandas de atenuação
06	100	800	350	23,30 / 35	Nenhuma LPG do conjunto apresenta bandas de atenuação
07	100	700	270-294	24,65 / 34	Nenhuma LPG do conjunto apresenta bandas de atenuação
08	100	750	270-290	24,65 / 34	Nenhuma LPG do conjunto apresenta bandas de atenuação
09	100	800	270-280	23,30 / 35	Nenhuma LPG do conjunto apresenta bandas de atenuação
10 ₁	100	750	360	24,65 / 34	Apresenta banda de atenuação para $\lambda=1550$ nm
10 ₂	100	750	360	24,65 / 34	Apresenta banda de atenuação para $\lambda=1550$ nm
10 ₃	100	750	360	24,65 / 34	Apresenta banda de atenuação para $\lambda=1550$ nm
11 ₁	150	750	360	24,65 / 34	LPG com várias bandas de atenuação
11 ₂	150	750	360	24,65 / 34	LPG com várias bandas de atenuação
11 ₃	150	750	360	24,65 / 34	LPG com várias bandas de atenuação incluindo para $\lambda=1550$ nm
12 ₁	200	750	360	24,65 / 34	LPG com bandas de atenuação de baixa intensidade
12 ₂	200	750	360	24,65 / 34	LPG com bandas de atenuação de baixa intensidade
12 ₃	200	750	360	24,65 / 34	LPG com bandas de atenuação de baixa intensidade
13 ₁	100	750	360	24,65 / 34	LPG com várias bandas de atenuação
13₂	100	750	360	21,10 / 29	Banda de atenuação máxima para $\lambda=1550$ nm.

13 ₃	100	750	360	21,85 / 30	Banda de atenuação menos intensa que a LPG13 ₂ para $\lambda=1550$ nm
14₁	100	750	360	21,85 / 30	LPG semelhante à LPG13₂
14 ₂	100	740	360	21,56 / 31	Não apresenta banda de atenuação para $\lambda=1550$ nm
14 ₃	100	740	360	23,04 / 32	Não apresenta banda de atenuação para $\lambda=1550$ nm
14 ₄	100	760	360	23,66 / 33	Não apresenta banda de atenuação para $\lambda=1550$ nm
14 ₅	100	760	360	19,86 / 28	Não apresenta banda de atenuação para $\lambda=1550$ nm
15 ₁	100	750	360	21,10 / 29	Não apresenta banda de atenuação para $\lambda=1550$ nm
15 ₂	100	750	360	21,10 / 29	Não apresenta banda de atenuação para $\lambda=1550$ nm
15 ₃	100	750	360	24,65 / 34	Não apresenta banda de atenuação para $\lambda=1550$ nm
15 ₄	100	750	340	24,65 / 34	Apresenta banda de atenuação para $\lambda=1550$ nm
15 ₅	100	750	380	24,65 / 34	Atenuação grande. Apresenta banda de atenuação para $\lambda=1550$ nm
15 ₆	100	750	380	--/--	Erro na fabricação
15 ₇	100	750	380	23,35 / 32	Atenuação grande. Apresenta banda de atenuação para $\lambda=1550$ nm
15 ₈	100	750	340	21,10 / 29	Não apresenta bandas de atenuação
15 ₉	100	750	325	21,85 / 30	Não apresenta bandas de atenuação
16 ₁	100	750	360	21,10 / 29	Apresenta apenas uma banda de atenuação mensurável para $\lambda=1300$ nm
16 ₂	100	750	325	24,65 / 34	Erro na fabricação.
16₃	110	750	340	24,11 / 34	Apresenta banda de atenuação para $\lambda=1550$ nm
16 ₄	110	750	325	24,11 / 34	Não apresenta bandas de atenuação
16₅	110	750	340	24,11 / 34	Apresenta banda de atenuação para $\lambda=1550$ nm.
16 ₆	110	750	360	21,86 / 30	Atenuação grande. Apresenta banda de atenuação para $\lambda=1550$ nm
16 ₇	120	750	325	21,87 / 30	Apresenta banda de atenuação para $\lambda=1550$ nm
16 ₈	120	750	340	24,12 / 34	Apresenta banda de atenuação para $\lambda=1550$ nm
16 ₉	120	750	360	21,87 / 30	Não apresenta bandas de atenuação
16 ₁₀	90	750	360	24,09 / 34	Não apresenta bandas de atenuação
17 ₁	90	750	325	24,09 / 34	Não apresenta bandas de atenuação
17 ₂	90	750	340	24,09 / 34	Apresenta banda de atenuação para $\lambda=1300$ nm e 1550 nm
17 ₃	90	750	360	24,09 / 34	Atenuação grande. Apresenta banda de atenuação para $\lambda=1550$ nm
17 ₄	80	750	325	24,08 / 34	Apresenta banda de atenuação para $\lambda=1300$ nm e 1550 nm

17 ₅	80	750	360	24,08 / 34	Atenuação grande. Apresenta banda de atenuação para $\lambda=1550$ nm
17 ₆	80	750	340	24,08 / 34	Apresenta banda de atenuação para $\lambda=1550$ nm
18 ₁	100	750	360	24,65 / 34	Não apresenta bandas de atenuação em gamas de λ de interesse.
18 ₂	100	750	400	24,65 / 34	Não apresenta bandas de atenuação em gamas de λ de interesse.
19	300	750	250	23,45 / 33	Nenhuma LPG do conjunto apresenta bandas de atenuação
20	350	750	250	23,50 / 33	Nenhuma LPG do conjunto apresenta bandas de atenuação

Nota: Todas as LPGs fabricadas com o método por laser femtosegundo foram inscritas com uma velocidade de deslocamento da fibra ótica de $v=0,1$ mm/s, à exceção das LPGs 18₁ e 18₂ cuja velocidade de inscrição foi de 0,5 mm/s.