

UNIVERSIDADE FEDERAL DE JUIZ DE FORA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA ELÉTRICA
MESTRADO EM ENGENHARIA ELÉTRICA

Felipe de Souza Delgado

Redes de Período Longo em Fibras Ópticas Aplicadas ao Sensoriamento de Corrente Elétrica em Vant's

Juiz de Fora

2017

Felipe de Souza Delgado

Redes de Período Longo em Fibras Ópticas Aplicadas ao Sensoriamento de Corrente Elétrica em Vant's

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica, área de concentração: Sistemas Eletrônicos, da Faculdade de Engenharia da Universidade Federal de Juiz de Fora como requisito parcial para a obtenção do grau de Mestre.

Orientador: D. Sc. Alexandre Bessa dos Santos.

Juiz de Fora

2017

Ficha catalográfica elaborada através do programa de geração automática da Biblioteca Universitária da UFJF, com os dados fornecidos pelo(a) autor(a)

Delgado, Felipe de Souza.

Redes de Período Longo em Fibras Ópticas Aplicadas ao Sensoriamento de Corrente Elétrica em Vant's / Felipe de Souza Delgado. -- 2017.

101 f. : il.

Orientador: Alexandre Bessa dos Santos

Dissertação (mestrado acadêmico) - Universidade Federal de Juiz de Fora, Faculdade de Engenharia. Programa de Pós Graduação em Engenharia Elétrica, 2017.

1. Redes de Período Longo. 2. Fibra óptica. 3. Sensores ópticos. 4. Perda Dependente da Polarização. 5. Sensor de Corrente Elétrica. I. dos Santos, Alexandre Bessa, orient. II. Título.

Felipe de Souza Delgado

Redes de Período Longo em Fibras Ópticas Aplicadas ao Sensoriamento de Corrente Elétrica em Vant's

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica, área de concentração: Sistemas Eletrônicos, da Faculdade de Engenharia da Universidade Federal de Juiz de Fora como requisito parcial para a obtenção do grau de Mestre.

Aprovada em 24 de Agosto de 2017.

BANCA EXAMINADORA

Prof. Alexandre Bessa dos Santos, D. Sc. - Orientador
Universidade Federal de Juiz de Fora

Prof. Thiago Vieira Nogueira Coelho, D. Sc.
Universidade Federal de Juiz de Fora

Prof. Andrés Pablo López Barbero, D. Sc.
Universidade Federal Fluminense

Prof. Vinicius Nunes Henrique Silva, D. Sc.
Universidade Federal Fluminense

Dedico este trabalho aos meus avós.

AGRADECIMENTOS

Agradeço primeiramente a Deus, que de forma singular me conduziu até aqui. Agradeço aos meus pais, Sebastião e Soraya, que me incentivaram nos momentos mais difíceis com muito amor e carinho. Agradeço aos meus familiares e amigos pelo apoio incondicional recebido para que eu chegasse até aqui. Agradeço a Débora pelo amor e compreensão durante esse período. Agradeço ao meu orientador Alexandre Bessa dos Santos por sua competência, apoio e incentivo que contribuíram imensamente para o meu aprendizado e para a conclusão deste trabalho. Agradeço também aos professores Thiago Coelho e Daniel Discini pelos ensinamentos e diversas contribuições ao longo do meu percurso acadêmico. Agradeço aos amigos do LITel, em especial o Ítalo e o Marco, por todas as discussões, conhecimento adquirido e momentos de alegria e descontração. Por fim, gostaria de agradecer também a Universidade Federal de Juiz de Fora, a CAPES, a Duke Energy e a ANEEL (Agência Nacional de Energia Elétrica) pelo apoio recebido.

“A menos que modifiquemos a nossa maneira de pensar, não seremos capazes de resolver os problemas causados pela forma como nos acostumamos a ver o mundo.”

Albert Einstein

RESUMO

Esta dissertação apresenta a produção de redes de período longo em fibras ópticas por descargas de arcos elétricos e o seu uso em aplicações de sensoriamento de corrente em veículos aéreos não tripulados. Os aspectos teóricos fundamentais para o entendimento das redes de período longo são apresentados. Além disso, discutiu-se os diferentes tipos de acoplamentos de energia que podem ocorrer em uma rede de período longo e também, os mecanismos responsáveis pela formação dessas redes produzidas por descargas de arco elétrico. A fabricação de redes de período longo utilizando a técnica de arco elétrico foi descrita e o comportamento da perda dependente da polarização das redes produzidas foi investigado. Além disso, é apresentado um novo método para a produção de redes de período longo com perda dependente da polarização reduzida. Constatou-se que por meio de alterações no ângulo de incidência das descargas elétricas na fibra óptica em relação a um ponto de referência, é possível promediar os efeitos induzidos pontualmente por cada descarga de arco elétrico e assim, reduzir a perda dependente da polarização intrínseca dessas redes. Por fim, é apresentada a aplicação de uma rede produzida por arco elétrico combinada a um ímã de neodímio, compondo um novo dispositivo de sensoriamento para medir a corrente elétrica exigida pelos motores elétricos de um veículo aéreo não tripulado.

Palavras-chave: Redes de Período Longo. Fibra óptica. Sensores Ópticos. Perda Dependente da Polarização. Sensor de Corrente Elétrica. Veículo Aéreo Não Tripulado.

ABSTRACT

This dissertation presents the fabrication of long-period fiber gratings through electric arc discharges and their application in current sensing in unmanned aerial vehicles. The theoretical aspects of long-period gratings are presented. Besides, we discussed the different types of coupling that could occur in a long-period fiber grating, as well as the mechanisms responsible for the formation of the gratings produced by electric arc discharges. The manufacture process of the long-period gratings using the electric arc technique was described and the behavior of the polarization dependent loss of these gratings was investigated. In addition, a new method for the production of long period gratings with reduced polarization dependent loss is introduced. It has been found that by changing the incidence angle of the electric discharges in the optical fiber in relation to a reference point, it is possible to average the effects induced by each electric arc discharge and, therefore, reducing the intrinsic polarization dependent loss of these gratings. Finally, the application of a grating produced by electric arc combined with a neodymium permanent magnet is presented. This combination allows us to measure the electric current required by a motor of an unmanned aerial vehicle.

Keywords: Long-Period Grating. Optical Fiber. Optical Sensors. Polarization Dependent Loss. Current Sensor. Unmanned Aerial Vehicle.

LISTA DE ILUSTRAÇÕES

Figura 1 – Seção transversal de uma fibra óptica.....	17
Figura 2 – Função de Bessel (a) de Primeira espécie e (b) de Segunda espécie para as quatro primeiras ordens ($\nu = 0, 1, 2$ e 3).....	23
Figura 3 – Função de Bessel Modificada (a) de Primeira espécie e (b) de Segunda espécie para as quatro primeiras ordens ($\nu = 0, 1, 2$ e 3).....	23
Figura 4 – Padrão de intensidade do modo guiado no núcleo LP_{01}	28
Figura 5 – Padrão de intensidade do modo guiado no núcleo LP_{11}	28
Figura 6 – Padrão de intensidade do modo guiado no núcleo LP_{21}	28
Figura 7 – Diagrama da condição de casamento de fase de uma FBG [25].....	30
Figura 8 – Princípio de funcionamento de uma FBG [26].....	31
Figura 9 – Espectro de reflexão de uma FBG com período de modulação $\Lambda = 0,5 \mu\text{m}$	32
Figura 10 – Princípio de funcionamento de uma LPG [26].....	33
Figura 11 – Diagrama da condição de casamento de fase de uma LPG [25].....	33
Figura 12 – Distribuição de campo próximo (<i>near-field</i>) do modo de casca HE_{16} observada em (a) 1 cm e (b) 75 cm após a LPG [29].....	34
Figura 13 – Simulação do espectro de transmissão de uma LPG	36
Figura 14 – Simulação de duas $LPGs$ com tipos diferentes de acoplamento.....	36
Figura 15 – Relação de dispersão para o modo fundamental.....	42
Figura 16 – Relação de dispersão para os modos de casca: Modelo de duas camadas.....	44
Figura 17 – Relação de dispersão para os modos de casca: Modelo de três camadas.....	46
Figura 18 – Distribuição de intensidade do modo fundamental de núcleo LP_{01}	48
Figura 19 – Distribuição de intensidade do modo de casca LP_{02}	48
Figura 20 – Distribuição de intensidade do modo de casca LP_{03}	49
Figura 21 – Distribuição de intensidade do modo de casca LP_{11}	49
Figura 22 – Distribuição de intensidade do modo de casca LP_{23}	49
Figura 23 – Distribuição de intensidade do modo de casca LP_{34}	50
Figura 24 – Distribuição de intensidade do modo de casca LP_{45}	50
Figura 25 – Distribuição de intensidade do modo de casca LP_{56}	50
Figura 26 – Componentes radial e azimutal do campo elétrico do modo de casca HE_{12}	56
Figura 27 – Componente longitudinal do campo elétrico do modo de casca HE_{12}	56
Figura 28 – Intensidade radial dos seis primeiros modos exatos de casca com $\nu = 1$	57

Figura 29 – Distribuição de intensidade do modo de núcleo HE_{11}	57
Figura 30 – Distribuição de intensidade do modo de casca HE_{12}	58
Figura 31 – Distribuição de intensidade do modo de casca HE_{13}	58
Figura 32 – Distribuição de intensidade do modo de casca HE_{14}	58
Figura 33 – Distribuição de intensidade do modo de casca HE_{15}	59
Figura 34 – Distribuição de intensidade do modo de casca HE_{17}	59
Figura 35 – Distribuição de intensidade do modo de casca EH_{11}	59
Figura 36 – Distribuição de intensidade do modo de casca EH_{12}	60
Figura 37 – Distribuição de intensidade do modo de casca EH_{13}	60
Figura 38 – Distribuição de intensidade do modo de casca EH_{14}	60
Figura 39 – Representação do setup de fabricação de $LPGs$ por arco elétrico.....	64
Figura 40 – Aquecimento assimétrico provocado pela descarga elétrica na fibra [73].....	67
Figura 41 – Modulação geométrica periódica induzida na fibra óptica.....	68
Figura 42 – (a) Microdeformações na fibra óptica. (b) Deslocamento do núcleo [73].....	69
Figura 43 – Representação do setup de produção de $LPGs$ em laboratório.....	71
Figura 44 – LPG produzida com período de $\Lambda = 500 \mu\text{m}$	72
Figura 45 – Espectros de transmissão de algumas $LPGs$ produzidas por arco elétrico.....	73
Figura 46 – Representação do setup experimental para medidas de PDL	73
Figura 47 – Maior valor de PDL obtido entre as redes produzidas por arco elétrico.....	74
Figura 48 – Menor valor de PDL obtido entre as redes produzidas por arco elétrico.....	75
Figura 49 – Representação do setup experimental para a produção de $LPGs$ induzidas por descargas elétricas com a técnica proposta.....	76
Figura 50 – Espectros de transmissão de algumas $LPGs$ induzidas por descargas elétricas com a técnica proposta.....	77
Figura 51 – Maior valor de PDL obtido entre as redes induzidas por descargas elétricas com a técnica proposta.....	78
Figura 52 – Menor valor de PDL obtido entre as redes induzidas por descargas elétricas com a técnica proposta.....	78
Figura 53 – Espectros de transmissão dos eixos rápido e lento e PDL da rede $LPG^* \#5$	79
Figura 54 – Comparação entre os valores de PDL para redes produzidas usando técnicas diferentes.....	80
Figura 55 – Protótipo do $VANT$ montado no laboratório.....	82

Figura 56 – Corrente elétrica exigida pelo motor do <i>VANT</i> em função do <i>duty cycle</i> do sinal <i>PWM</i>	83
Figura 57 – Setup experimental para o sensoriamento de corrente elétrica no <i>VANT</i>	84
Figura 58 – Dispositivo de sensoriamento proposto para medir corrente elétrica.....	85
Figura 59 – Microfotografia da <i>LPG</i> utilizada no dispositivo de sensoriamento.....	86
Figura 60 – Identificação do vale ressonante presente no espectro de transmissão da <i>LPG</i>	87
Figura 61 – Variação do espectro de transmissão da <i>LPG</i> para diferentes valores de corrente elétrica.....	87
Figura 62 – Variação em comprimento de onda e atenuação da banda ressonante em função dos sinais de controle <i>PWM</i>	88
Figura 63 – Ajuste dos dados experimentais correspondente às variações no comprimento de onda ressonante em função da corrente elétrica.....	88
Figura 64 – Ajuste dos dados experimentais correspondente às variações na atenuação do comprimento de onda ressonante em função da corrente elétrica.....	89

LISTA DE TABELAS

Tabela 1 – Composição dos modos linearmente polarizados [23].....	29
---	----

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	13
1.1	MOTIVAÇÕES.....	13
1.2	OBJETIVOS.....	14
1.3	PUBLICAÇÕES DECORRENTES DO TRABALHO.....	14
1.3.1	Patentes	14
1.3.2	Trabalhos publicados em congressos	14
1.3.3	Trabalhos publicados em revistas	15
1.4	ESTRUTURA DA DISSERTAÇÃO.....	16
2	FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA	17
2.1	FIBRAS ÓPTICAS.....	17
2.2	PROPAGAÇÃO DE ONDAS EM FIBRAS ÓPTICAS.....	18
2.3	MODOS DE PROPAGAÇÃO.....	20
2.4	REDES EM FIBRAS ÓPTICAS.....	29
2.4.1	Redes de Período Curto	30
2.4.2	Redes de Período Longo	32
3	ANÁLISE NUMÉRICA DE UMA REDE DE PERÍODO LONGO	39
3.1	ÍNDICE DE REFRAÇÃO EFETIVO DO MODO DE NÚCLEO.....	40
3.2	MODOS DE CASCA: MODELO DE DUAS CAMADAS.....	42
3.3	MODOS DE CASCA: MODELO DE TRÊS CAMADAS.....	44
3.4	PADRÕES DE DISTRIBUIÇÃO DE INTENSIDADE.....	47
4	TÉCNICAS DE FABRICAÇÃO	62
4.1	PROCESSO DE PRODUÇÃO POR ARCO ELÉTRICO.....	63
4.1.1	Mecanismos de Formação de Redes	64
4.1.1.1	Difusão de Dopantes.....	64
4.1.1.2	Rearranjo Estrutural do Vidro.....	65
4.1.1.3	Relaxamento do Estresse Residual.....	65
4.1.1.4	Deformação Física.....	67
5	PRODUÇÃO DE REDES DE PERÍODO LONGO	70
5.1	PRODUÇÃO DE REDES POR ARCO ELÉTRICO TRADICIONAL.....	70
5.2	PRODUÇÃO DE REDES COM A TÉCNICA PROPOSTA.....	75
6	SENSORIAMENTO DE CORRENTE EM VANTS	81
6.1	VEÍCULO AÉREO NÃO TRIPULADO.....	82

6.2	MONTAGEM EXPERIMENTAL E PRINCÍPIO DE SENSORIAMENTO.....	84
6.3	RESULTADOS EXPERIMENTAIS.....	86
7	CONCLUSÕES E TRABALHOS FUTUROS.....	90
	REFERÊNCIAS.....	92

1 INTRODUÇÃO

1.1 MOTIVAÇÕES

As fibras ópticas adquiriram grande importância nas últimas décadas em função da crescente evolução do sistema de telecomunicações. Em virtude desse rápido crescimento, a área de instrumentação e medidas que se relaciona ao desenvolvimento de sensores a fibra óptica também se expandiu, de maneira que grande parte dessa expansão está relacionada com as características intrínsecas e únicas desses dispositivos quando comparados aos elementos sensores tradicionais. Por exemplo, os sensores a fibra óptica são imunes à interferência eletromagnética, possuem passividade elétrica e baixa atenuação, são leves e compactos, além de permitirem a medição remota e serem facilmente multiplexados em enlaces ópticos. Pode-se considerar ainda a aplicação desses sensores vantajosa no monitoramento de ambientes hostis e inflamáveis, como fornos industriais e até em linhas de transmissão [1].

Um dos principais motivos para o sucesso das fibras ópticas na área de instrumentação e sensoriamento está relacionado com o crescente uso das redes de Bragg como elementos sensores. Os sensores a fibra com redes de Bragg são dispositivos ópticos que, em sua forma mais simples, consistem em uma modulação periódica no índice de refração ao longo do núcleo da fibra óptica [2], podendo ser uma rede de período curto (*FBG*) ou uma rede de período longo (*LPG*).

Geralmente, as redes de Bragg encontram-se aplicadas em sistemas de telecomunicações, em específico, nos sistemas de comunicações ópticas e também, na área de instrumentação e sensoriamento.

No que diz respeito às redes de período longo produzidas pela técnica de descargas de arco elétrico, apenas alguns trabalhos relacionados ao tema de comunicações ópticas foram publicados. Esses trabalhos concentram-se no desempenho dessas redes como filtros em fontes ópticas e também, na equalização de amplificadores a fibra óptica [3-5]. Isso ocorre em virtude da dependência da polarização intrínseca das redes de período longo produzidas por arco elétrico [6], fator que impacta negativamente nos sistemas de comunicações.

Em relação ao uso das redes induzidas por arco elétrico na área de instrumentação e sensoriamento, encontram-se aplicações relacionadas à medição de parâmetros físicos, tais como temperatura e deformação [7], deslocamento [8], curvatura [9], torção [10] e pressão [11]. Porém, assim como em aplicações voltadas para comunicações ópticas, podem ocorrer limitações nos sistemas de medições oriundas da Perda Dependente da Polarização (*PDL*), visto

que a sensibilidade ao efeito da polarização nas redes de período longo varia com a temperatura e deformação aplicados nesses dispositivos [6].

Desta forma, propõe-se a produção e a caracterização quanto ao efeito da *PDL* em redes de período longo, tendo em vista a aplicação dos dispositivos produzidos no sensoriamento de corrente elétrica em *VANTs*. As redes são produzidas na fibra através de descargas elétricas produzidas por uma máquina de emendas, possibilitando a produção de dispositivos com fácil integração em um enlace óptico, além de proporcionar uma montagem experimental de baixo custo, quando comparada à técnicas como radiação ultravioleta (*UV*) ou *CO₂*, e sem a necessidade de componentes especiais, como lentes e espelhos [12].

1.2 OBJETIVOS

O objetivo geral deste trabalho é a produção de redes de período longo induzidas por descargas de arco elétrico com foco no desenvolvimento de dispositivos com perda dependente da polarização reduzida, tendo em vista a utilização desses componentes em aplicações de sensoriamento de corrente elétrica em veículos aéreos não tripulados (*VANTs*). Com relação aos objetivos específicos, pretende-se:

- Investigar a *PDL* intrínseca das redes de período longo produzidas por arco elétrico;
- Analisar e propor melhorias no sistema atual de produção de redes da Universidade Federal de Juiz de Fora;
- Realizar experimentos práticos para a demonstração das redes produzidas em sensoriamento de corrente elétrica em *VANTs*.

1.3 PUBLICAÇÕES DECORRENTES DO TRABALHO

1.3.1 Patentes

Patente: Privilégio de Inovação. Número do registro: BR1020160277264, título: "Sensor LPFG para medição de corrente elétrica", Instituição de registro: INPI - Instituto Nacional da Propriedade Industrial, Depositante (s): Alexandre Bessa dos Santos; Universidade Federal de Juiz de Fora, Depósito: 03/01/2017.

1.3.2 Trabalhos publicados em congressos

BARINO, F. O.; **DELGADO, F. S.**; SANTOS, A. B.; COELHO, THIAGO. Proposta de Sensoriamento Remoto de Temperatura e Deformação Simultaneamente via Fibra Óptica. In: Simpósio Brasileiro de Sensoriamento Remoto, 2017, Santos. XVIII SBSR, 2017.

ALVARENGA, I. F. V.; **Felipe S. Delgado**; JUCÁ, MARCO A.; SILVEIRA, DANIEL D.; COELHO, T. V.; Alexandre Bessa dos Santos. Water Salinity Measurement Using Long Period Gratings. In: 12º CBMag - Congresso Brasileiro de Eletromagnetismo, 2016, Porto Alegre. 17º SBMO - Simpósio Brasileiro de Micro-ondas e Optoeletrônica e LAWOFS 2016 - Latin American Workshop on Optical Fiber Sensors, 2016.

JUCÁ, MARCO A.; **Felipe S. Delgado**; SILVEIRA, DANIEL D.; COELHO, T. V.; Alexandre Bessa dos Santos. Investigation of Carbon Dioxide Sensitivity in Long Period Gratings. In: 12º CBMag - Congresso Brasileiro de Eletromagnetismo, 2016, Porto Alegre. 17º SBMO - Simpósio Brasileiro de Micro-ondas e Optoeletrônica e LAWOFS 2016 - Latin American Workshop on Optical Fiber Sensors, 2016.

ALVARENGA, ÍTALO; **Felipe S. Delgado**; CARVALHO, JOÃO; SILVEIRA, D. D.; COELHO, THIAGO V. N.; A. Bessa dos Santos. Development of Fiber-Optic Current Sensor based on Long-Period Fiber Grating for UAV Applications. In: 12º CBMag - Congresso Brasileiro de Eletromagnetismo, 2016, Porto Alegre. 17º SBMO - Simpósio Brasileiro de Micro-ondas e Optoeletrônica e LAWOFS 2016 - Latin American Workshop on Optical Fiber Sensors, 2016.

1.3.3 Trabalhos publicados em revistas

DELGADO, F. S.; DOS SANTOS, A. BESSA. Multi-Measurement Scheme for a Fiber-Optic Sensor Based on a Single Long-Period Grating. JOURNAL OF MODERN OPTICS, 2017.

DELGADO, FELIPE; CARVALHO, JOÃO; COELHO, THIAGO; DOS SANTOS, ALEXANDRE. An Optical Fiber Sensor and Its Application in UAVs for Current Measurements. Sensors (Basel), v. 16, p. 1800, 2016.

ALVARENGA, ÍTALO; **DELGADO, FELIPE S.**; JUCÁ, MARCO AURÉLIO; SILVEIRA, DANIEL D.; COELHO, THIAGO V. N.; BESSA, ALEXANDRE S. A novel experimental set-up for turbidity sensing based on plastic optical fibre. *Journal of Modern Optics (Print)*, v. 16, p. 1-4, 2016.

DELGADO, FELIPE S.; JUCÁ, MARCO A.; COELHO, THIAGO V. N.; DOS SANTOS, ALEXANDRE B.; BARBERO, ANDRES P. L.; SILVA, VINICIUS N. H.. Propagation Characteristics of Optical Long Period Fiber Gratings using Graphical Solution Methods. *Journal of Microwaves, Optoelectronics and Electromagnetic Applications*, v. 15, p. 135-145, 2016.

1.4 ESTRUTURA DA DISSERTAÇÃO

O Capítulo 1 introduz as motivações, objetivos e estrutura da dissertação.

O Capítulo 2 apresenta alguns conceitos gerais sobre as fibras ópticas e sensores. O conceito de modos de propagação é discutido a partir da equação característica da fibra, assim como a composição dos modos escalares linearmente polarizados. Por fim, são dados exemplos do espectro de transmissão de *LPGs* com diferentes tipos de acoplamentos.

O Capítulo 3 analisa as duas principais teorias para modelagem numérica das redes de período longo e apresenta uma análise a fim de buscar uma maior compreensão do acoplamento modal nas *LPGs*.

O Capítulo 4 discute os mecanismos responsáveis pela formação das *LPGs* produzidas por descargas de arco elétrico.

O Capítulo 5 apresenta os resultados experimentais relacionados à produção das *LPGs* na Universidade Federal de Juiz de Fora, bem como o comportamento da perda dependente da polarização nesses dispositivos.

O Capítulo 6 apresenta o resultado do uso de uma *LPG* combinada com um ímã de Neodímio compondo um novo dispositivo para o sensoriamento de corrente elétrica em um *VANT*.

O Capítulo 7 conclui a dissertação e apresenta sugestões de trabalhos futuros.

2 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

2.1 FIBRAS ÓPTICAS

As fibras ópticas são guias de onda formados por materiais dielétricos, normalmente de vidro (SiO_2 – *Dióxido de Silício*), utilizados na transmissão de sinais ópticos em diferentes comprimentos de onda entre a região espectral da luz visível até o infravermelho. As fibras confinam energia eletromagnética na forma de luz em seu interior, levando-a a se propagar na direção longitudinal através do mecanismo da reflexão interna total [13].

A estrutura de uma fibra óptica consiste em um núcleo cilíndrico de raio a_1 e índice de refração n_1 , envolvido por uma casca de raio a_2 e índice de refração n_2 , conforme ilustrado na Figura 1. Para garantir o fenômeno da reflexão interna total, o índice de refração do núcleo deve ser ligeiramente maior que o índice de refração da casca [14]. Externamente à casca, encontra-se uma camada de revestimento padrão de material polimerizado, o acrilato, cuja função é reforçar e proteger o núcleo e a casca da fibra.

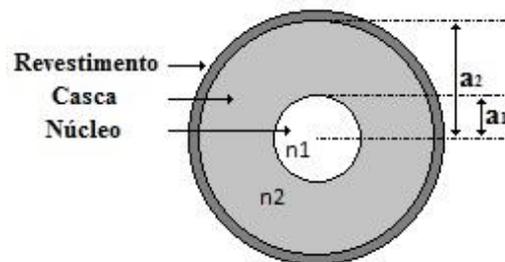


Figura 1 – Seção transversal de uma fibra óptica.

A diferença entre os índices de refração do núcleo e da casca ($n_1 > n_2$) se deve às diferentes concentrações de elementos dopantes, visto que o processo de dopagem altera determinadas propriedades do vidro, como o ponto de fusão e a viscosidade [15]. Entre os dopantes necessários para a formação do núcleo com o índice de refração desejado, o Germânio (Ge) é o mais utilizado para aumentar o índice de refração do núcleo da fibra [14]. No entanto, outros componentes podem ser utilizados com o objetivo de elevar o índice de refração do núcleo em relação ao da casca, como o Pentóxido de Fósforo (P_2O_5) [13]. Além da dopagem do núcleo da fibra, também pode ocorrer a dopagem da casca. Esse processo pode ser utilizado para reduzir o índice de refração da casca por meio da adição de elementos como o Trióxido de Boro (B_2O_3) e o Flúor (F) [16].

Existem diversas formas e tipos de fibras ópticas, as quais podem ser divididas em duas categorias principais em relação ao seu perfil de índice de refração. A distribuição transversal do índice de refração define se a fibra possui perfil de índice degrau (*step-index*) ou gradual (*graded-index*). As fibras que possuem perfil de índice degrau apresentam índice de refração constante no núcleo e sofrem uma variação brusca na interface núcleo-casca. Já as fibras de índice gradual tem como característica uma redução gradativa do índice de refração do núcleo em função da distância radial a partir do centro da fibra [16]. Desta forma, a transição do índice de refração do núcleo para a casca torna-se suave.

Ambas as fibras de índice degrau e gradual ainda podem ser classificadas de acordo com o número de modos de propagação suportados. São classificadas como monomodo (*single-mode fiber – SMF*) quando a propagação da luz é realizada por um único modo, denominado de modo fundamental, ou então como multimodo (*multimode fiber – MMF*), quando o raio do núcleo é maior e assim, permite a transmissão de vários modos [16].

2.2 PROPAGAÇÃO DE ONDAS EM FIBRAS ÓPTICAS

A análise da propagação de ondas eletromagnéticas em fibras ópticas baseia-se na teoria eletromagnética descrita pelas equações de Maxwell. Ao considerar-se uma série de suposições baseadas na estrutura física e composição de uma fibra óptica, pode-se obter uma relação que define a propagação das ondas do campo eletromagnético óptico a partir das equações de Maxwell, conhecida como equação de onda. Em um meio não condutor sem cargas livres, as equações de Maxwell podem ser escritas conforme [16]:

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (1)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (2)$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = 0 \quad (3)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (4)$$

onde \vec{E} e \vec{H} são os vetores de campo elétrico e magnético, respectivamente, e \vec{D} e \vec{B} são as respostas do meio aos campos elétrico e magnético do sinal óptico expressas pelos vetores de densidade de fluxo elétrico e magnético, respectivamente. As fibras ópticas apresentam natureza isotrópica e não magnética, o que implica em uma permeabilidade magnética relativa

$\mu_r = 1$. Desta forma, os vetores densidade de fluxo se relacionam com os vetores de campo por meio das propriedades elétricas e magnéticas do meio de acordo com [17]:

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E} \quad (5)$$

$$\vec{B} = \mu \vec{H} \quad (6)$$

onde $\varepsilon = \varepsilon_0 n^2$ é a permissividade dielétrica do meio isotrópico relacionada com a permissividade dielétrica do vácuo e $\mu = \mu_0$ é a permeabilidade magnética do meio relacionada com a permeabilidade no vácuo.

Para encontrar a equação de onda que descreve a propagação de campos eletromagnéticos em fibras ópticas toma-se o rotacional à equação (1):

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} = -\nabla \times \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (7)$$

Utilizando a relação entre a densidade de fluxo magnético e o campo magnético dada pela equação (6) e ainda, alterando a ordem das derivadas em relação ao espaço e tempo no termo direito da equação (7), encontra-se:

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} = -\mu \frac{\partial (\nabla \times \vec{H})}{\partial t} \quad (8)$$

Em seguida, aplicando a identidade vetorial $\nabla \times \nabla \times \vec{A} = \nabla(\nabla \cdot \vec{A}) - \nabla^2 \vec{A}$ na equação (8), obtém-se:

$$\nabla(\nabla \cdot \vec{E}) - \nabla^2 \vec{E} = -\mu \frac{\partial (\nabla \times \vec{H})}{\partial t} \quad (9)$$

Considerando que a fibra óptica é um meio homogêneo, a sua permissividade dielétrica ε não possui dependência espacial. Logo, aplicando a relação entre a densidade de fluxo elétrico e o campo elétrico expressa pela equação (5) na equação (3), tem-se:

$$\nabla \cdot \vec{E} = 0 \quad (10)$$

Por fim, sabendo que $\nabla \cdot \vec{E} = 0$ e aplicando as equações (2, 5) na equação (9), encontra-se a equação de onda para o campo elétrico, que é expressa por:

$$\nabla^2 \vec{E} = \mu\epsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad (11)$$

De forma análoga, é possível obter também a equação de onda para o campo magnético:

$$\nabla^2 \vec{H} = \mu\epsilon \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} \quad (12)$$

As equações de onda (11-12), também conhecidas como equações de Helmholtz [18], mostram que ao considerar-se a propagação dos campos elétrico e magnético com dependência harmônica temporal, ocorre um fenômeno de onda no meio de propagação. Além disso, nota-se que a propagação dos campos não ocorre de forma aleatória na fibra óptica, mas sim de acordo com soluções específicas das equações (11-12), conhecidas como modos ópticos de propagação.

2.3 MODOS DE PROPAGAÇÃO

Os modos de propagação são ondas com padrões distintos de distribuição de campo eletromagnético. Além disso, transportam parte da energia luminosa total e satisfazem as equações de Maxwell (1-4) [19]. A fim de investigar o comportamento de campos elétricos e magnéticos no interior das fibras ópticas, ou seja, analisar a propagação dos modos ópticos, é necessário resolver as equações de onda (11-12) levando em consideração as condições de contorno apropriadas.

Visto que as fibras ópticas possuem geometria cilíndrica, o sistema de coordenadas mais adequado para analisar a propagação modal nas fibras é o sistema de coordenadas cilíndricas polares ρ , ϕ e z . Assim, a propagação ocorre na direção z ao longo do eixo longitudinal da fibra e os campos possuem distribuição no plano transversal definida por (ρ, ϕ) . Além disso, define-se que qualquer direção radial a partir do centro da fibra óptica é denotada por ρ e o ângulo azimutal medido a partir de um eixo de referência no plano da seção transversal é indicado por ϕ .

Pode-se expressar as equações de onda (11-12) dos campos elétrico e magnético em coordenadas cilíndricas de acordo com [16]:

$$\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \vec{E}}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial z^2} = \mu \varepsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad (13)$$

$$\frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \vec{H}}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial z^2} = \mu \varepsilon \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} \quad (14)$$

As equações (13-14) são válidas para cada uma das três componentes dos campos vetoriais \vec{E} e \vec{H} , respectivamente. Assim, existe um total de seis componentes de campo que relacionam-se entre si através das equações de Maxwell (1-4). Entretanto, não há necessidade de resolver as seis equações, pois duas delas podem ser consideradas independentes. Desta forma, pode-se expressar as quatro componentes de campo restantes em termos das componentes independentes [16]. Considerando a propagação ao longo do eixo da fibra na direção z , toma-se E_z e H_z , chamadas de componentes longitudinais, como as componentes independentes e encontra-se as componentes transversais E_ρ , E_ϕ , H_ρ e H_ϕ .

A equação de onda (13) para a componente longitudinal E_z é expressa por:

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial E_z}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2 E_z}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial z^2} = \mu \varepsilon \frac{\partial^2 E_z}{\partial t^2} \quad (15)$$

Através do método de separação de variáveis, a solução E_z é escrita como:

$$E_z = R(\rho)\Phi(\phi)Z(z)T(t) \quad (16)$$

Ao considerar que a dependência harmônica temporal dos campos elétrico e magnético é proporcional à $e^{i\omega t}$ no qual ω é a frequência angular, encontra-se:

$$E_z \sim e^{i\omega t} \Rightarrow T(t) = e^{i\omega t} \Rightarrow \frac{\partial}{\partial t} \equiv i\omega \Rightarrow \frac{\partial^2}{\partial t^2} \equiv -\omega^2 \quad (17)$$

Em seguida, assumindo a propagação de energia ao longo do eixo da fibra na direção z com constante de propagação β , a solução deve apresentar dependência espacial proporcional ao fator $e^{-i\beta z}$, assim:

$$E_z \sim e^{-i\beta z} \Rightarrow Z(z) = e^{-i\beta z} \Rightarrow \frac{\partial}{\partial z} \equiv -i\beta \Rightarrow \frac{\partial^2}{\partial z^2} \equiv -\beta^2 \quad (18)$$

Dada a simetria circular da fibra óptica, nota-se que a solução é uma função periódica de ϕ em 2π , o que permite escolher uma função harmônica circular na direção ϕ para a componente angular do campo, logo:

$$E_z \sim e^{i\eta\phi} \Rightarrow \Phi(\phi) = e^{i\eta\phi} \Rightarrow \frac{\partial}{\partial\phi} \equiv i\eta \Rightarrow \frac{\partial^2}{\partial\phi^2} \equiv -\eta^2 \quad (19)$$

onde η é um número inteiro positivo ou negativo.

Por fim, a substituição das expressões (17-19) nas equações (15-16) mostra que a única função desconhecida a ser avaliada é $R(\rho)$, levando à seguinte equação:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 R(\rho)}{\partial\rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial R(\rho)}{\partial\rho} - \frac{1}{\rho^2} \eta^2 R(\rho) - \beta^2 R(\rho) &= -\mu\varepsilon\omega^2 R(\rho) \\ \frac{\partial^2 R(\rho)}{\partial\rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial R(\rho)}{\partial\rho} + \left(-\frac{\eta^2}{\rho^2} - \beta^2 + \mu\varepsilon\omega^2\right) R(\rho) &= 0 \end{aligned} \quad (20)$$

A equação diferencial (20) corresponde à conhecida equação de Bessel, que apresenta soluções conhecidas como funções de Bessel [20]. A sua solução geral nas regiões do núcleo e da casca da fibra óptica pode ser escrita como [16]:

$$R(\rho) = \begin{cases} AJ_\nu(u\rho) + A'Y_\nu(u\rho), & \rho \leq a_1 \\ CK_\nu(w\rho) + C'I_\nu(w\rho), & \rho > a_1 \end{cases} \quad (21)$$

onde A , A' , C e C' são constantes arbitrárias. J_ν , Y_ν , K_ν e I_ν são diferentes espécies de funções de Bessel, ilustradas nas Figuras 2 e 3. E os parâmetros u e w são definidos por:

$$u^2 = k_1^2 - \beta^2 \quad (22)$$

$$w^2 = \beta^2 - k_2^2 \quad (23)$$

onde $k_1 = 2\pi n_1/\lambda = \omega\sqrt{\mu\varepsilon_1}$ e $k_2 = 2\pi n_2/\lambda = \omega\sqrt{\mu\varepsilon_2}$.

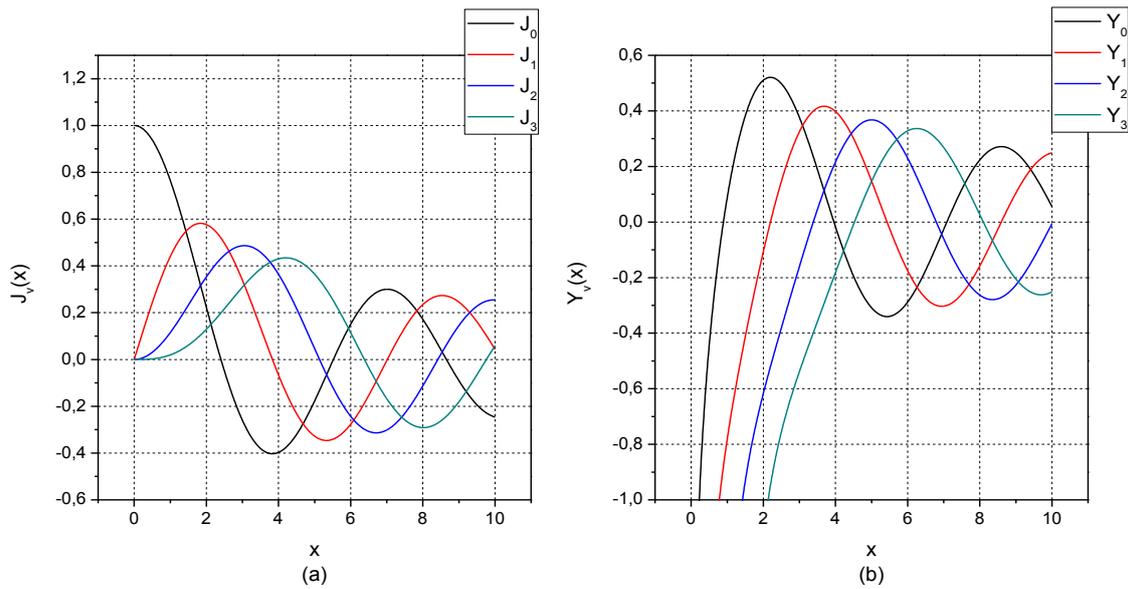


Figura 2 – Função de Bessel (a) de Primeira espécie e (b) de Segunda espécie para as quatro primeiras ordens ($\nu = 0, 1, 2$ e 3).

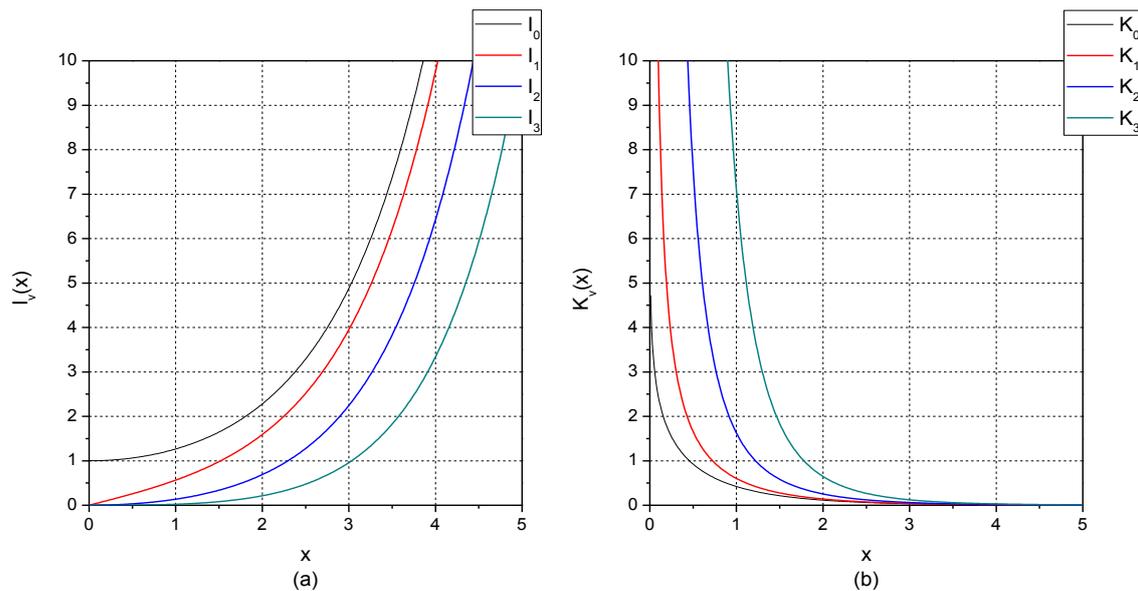


Figura 3 – Função de Bessel Modificada (a) de Primeira espécie e (b) de Segunda espécie para as quatro primeiras ordens ($\nu = 0, 1, 2$ e 3).

Nas Figuras 2 e 3, ν é a ordem da função de Bessel e x é o argumento da função. Além disso, observa-se na Figura 2 que as funções de Bessel de Primeira espécie possuem valores finitos para todos os argumentos das funções e tendem à zero quando o argumento tende à zero também, com exceção da função J_0 , que aproxima-se do valor unitário enquanto seu argumento tende à zero. Enquanto as funções de Bessel de Segunda espécie, também chamadas de funções

de Neumann, tendem à menos infinito quando o argumento tende à zero. Nota-se também que tanto a função de Bessel de Primeira quanto a de Segunda espécie possuem comportamento oscilatório e suas amplitudes diminuem lentamente à medida que o seu argumento aumenta. Em relação às funções de Bessel Modificadas de Primeira e Segunda espécie, ilustradas na Figura 3, observa-se que as funções Modificadas de Primeira espécie são monotonicamente crescentes em relação ao seu argumento. Já as Modificadas de Segunda espécie são monotonicamente decrescentes em relação ao seu argumento.

Dado o comportamento de cada função de Bessel, é necessário entender a distribuição modal levando em consideração as condições de contorno das regiões do núcleo e da casca. Para isso, assume-se uma fibra com perfil de índice degrau e núcleo homogêneo de índice de refração n_1 e raio a_1 , o qual é rodeado por uma casca de dimensão infinita e índice de refração n_2 . Assim, o modo guiado deve apresentar caráter oscilatório e ser finito na região do núcleo, especialmente quando ρ tende à zero, ou seja, na região central da fibra. Enquanto na região da casca, o modo deve decair exponencialmente à medida que ρ tende ao infinito. Na prática, as fibras ópticas são desenvolvidas com cascas suficientemente espessas para que o campo seja desprezível nessa região [13].

Assim, ocorre uma simplificação considerável da solução geral (21) ao aplicar-se as condições de contorno. Visto que a função de Bessel de Segunda espécie $Y_\nu(u\rho)$ possui uma singularidade em $\rho = 0$, a solução geral (21) permanecerá finita somente se $A' = 0$. Logo, conclui-se que somente a função de Bessel de Primeira espécie $J_\nu(u\rho)$ é a solução apropriada na região do núcleo da fibra óptica. Para a região da casca, a solução $R(\rho)$ é nula no infinito somente se $C' = 0$. Desta forma, a solução correta para a região da casca é dada pela equação de Bessel Modificada de Segunda espécie $K_\nu(w\rho)$.

Por fim, a solução da equação de onda para a componente de campo longitudinal na região do núcleo e da casca de uma fibra óptica pode ser escrita como:

$$E_z = \begin{cases} AJ_\nu(u\rho)e^{i\nu\phi}e^{i(wt-\beta z)}, & \rho \leq a_1 \\ CK_\nu(w\rho)e^{i\nu\phi}e^{i(wt-\beta z)}, & \rho > a_1 \end{cases} \quad (24)$$

O mesmo método pode ser aplicado para obter a componente H_z . Logo, a solução é a mesma porém, com diferentes constantes B e D :

$$H_z = \begin{cases} BJ_\nu(u\rho)e^{i\nu\phi}e^{i(wt-\beta z)}, & \rho \leq a_1 \\ DK_\nu(w\rho)e^{i\nu\phi}e^{i(wt-\beta z)}, & \rho > a_1 \end{cases} \quad (25)$$

Ainda, ao considerar-se que $K_\nu(w\rho)$ tende à zero enquanto ρ tende ao infinito, tem-se que $w > 0$. Assim, através da expressão (23) encontra-se a condição de corte $\beta \geq k_2$. Uma segunda condição pode ser estabelecida através do comportamento de $J_\nu(u\rho)$. Para que $R(\rho)$ seja real na região do núcleo, u também deve ser real. Logo, por meio da expressão (22) obtém-se a condição de corte $k_1 \geq \beta$. Desta maneira, a constante de propagação β de um modo guiado no núcleo de uma fibra óptica está limitada de acordo com o intervalo exposto por [13]:

$$n_2 k = k_2 \leq \beta \leq k_1 = n_1 k \quad (26)$$

onde $k = 2\pi/\lambda$ é a constante de propagação do vácuo. Dividindo a inequação (26) pela constante de propagação do vácuo k , encontra-se:

$$n_2 \leq \frac{\beta}{k} \leq n_1 \quad (27)$$

na qual a razão β/k é chamada de índice de refração efetivo do modo de propagação n_{ef} e indica a velocidade efetiva da onda na fibra óptica.

Uma vez que foram obtidas as componentes longitudinais, pode-se encontrar as componentes transversais na região do núcleo de acordo com [16]:

$$E_\rho = \frac{i}{u^2} \left(\beta \frac{\partial E_z}{\partial \rho} + \frac{\mu\omega}{\rho} \frac{\partial H_z}{\partial \phi} \right) \quad (28)$$

$$E_\phi = \frac{i}{u^2} \left(\frac{\beta}{\rho} \frac{\partial E_z}{\partial \phi} - \mu\omega \frac{\partial H_z}{\partial \rho} \right) \quad (29)$$

$$H_\rho = \frac{i}{u^2} \left(\beta \frac{\partial H_z}{\partial \rho} - \frac{\omega\varepsilon}{\rho} \frac{\partial E_z}{\partial \phi} \right) \quad (30)$$

$$H_\phi = \frac{i}{u^2} \left(\frac{\beta}{\rho} \frac{\partial H_z}{\partial \phi} + \omega\varepsilon \frac{\partial E_z}{\partial \rho} \right) \quad (31)$$

substituindo u^2 por $-w^2$, essas equações podem ser usadas na região da casca.

As equações (24-25, 28-31) descrevem o campo eletromagnético nas regiões do núcleo e da casca da fibra em termos das constantes A , B , C e D , as quais devem ser obtidas com a aplicação da condição de contorno que requer a continuidade das componentes de \vec{E} e \vec{H} tangenciais à interface núcleo-casca. Logo, ao considerar-se a continuidade em $\rho = a_1$ para cada uma das componentes E_z , E_ϕ , H_z e H_ϕ , obtém-se a seguinte equação de autovalor [16]:

$$\left[\frac{J'_v(ua_1)}{uJ_v(ua_1)} + \frac{K'_v(wa_1)}{wK_v(wa_1)} \right] \left[\frac{J'_v(ua_1)}{uJ_v(ua_1)} + \frac{n_2^2}{n_1^2} \frac{K'_v(wa_1)}{wK_v(wa_1)} \right] = \frac{v^2}{a_1^2} \left(\frac{1}{u^2} + \frac{1}{w^2} \right) \left(\frac{1}{u^2} + \frac{n_2^2}{n_1^2} \frac{1}{w^2} \right) \quad (32)$$

Para valores de k , a_1 , n_1 e n_2 , a equação de autovalor (32), também chamada de equação característica, pode ser resolvida numericamente e assim, obter a constante de propagação β para um determinado modo de propagação. Desta forma, cada valor de β corresponde a um modo de propagação do campo óptico, cuja distribuição de campo é dada pelas equações (24-25, 28-31) [12].

Em uma fibra óptica monomodo padrão (*SMF*) ocorre a propagação de um único modo em seu núcleo, chamado de modo fundamental. A maior parte da energia desse modo é guiada no núcleo, no entanto, existe uma certa quantidade de energia que penetra na região da casca. Assim, pode-se dizer que o modo se propaga por um meio híbrido, composto em parte pelo núcleo e em parte pela casca, e pressinta um índice de refração efetivo, cujo valor encontra-se dentro de uma faixa limitada pelos índice de refração do núcleo e da casca [21], conforme representado pela inequação (27).

Além dos modos guiados que se propagam no núcleo da fibra óptica, existem também os modos de casca, de radiação e vazantes. Os modos de casca ocorrem quando o índice de refração do meio externo n_{ext} é menor que o da casca, de maneira que os modos se propagam por meio da reflexão interna total na interface casca-meio externo. Já os modos de radiação surgem quando o índice de refração do meio externo é igual ao da casca ($n_2 = n_{ext}$), o que representa uma casca infinita e impossibilita a ocorrência da reflexão interna total. Esses modos tem sua energia perdida por radiação. Por fim, os modos vazantes ocorrem quando o índice de refração do meio externo é maior que o da casca. Embora não ocorra a propagação através da reflexão interna total, alguma energia ainda se propaga por uma certa distância, devido à reflexões de Fresnel na interface interna da fibra [19].

Existem diferentes tipos de modos dependendo do padrão de campo eletromagnético observado num plano perpendicular à direção de propagação da onda. Em geral, H_z e E_z são diferentes de zero, exceto para $v = 0$. Assim, os modos são classificados como modos híbridos e denotados por HE_{vm} ou EH_{vm} , dependendo se H_z ou E_z é a componente dominante. Ainda, no caso especial $v = 0$, os modos HE_{0m} e EH_{0m} são também, chamados de TE_{0m} e TM_{0m} , respectivamente, pois correspondem aos modos de propagação transversal elétrico, $E_z = 0$, e transversal magnético, $H_z = 0$ [16].

Ao tratar-se de modos guiados, utilizam-se duas notações diferentes: os chamados modos linearmente polarizados (*LP*) e híbridos (*HE* e *EH*) e transversos (*TE* e *TM*). Os modos linearmente polarizados baseiam-se na aproximação de modos fracamente guiados, introduzida por Gloge [22]. Essa aproximação é válida para as fibras monomodo padrão (*SMF*) desde que a diferença de índice de refração normalizada $\Delta = 1 - n_2/n_1$, seja da ordem de 0,3 % a 1 % [17]. Para uma diferença de índice de refração pequena, as componentes longitudinais H_z e E_z podem ser consideradas aproximadamente nulas quando comparadas às componentes transversais, de maneira que obtém-se modos cujo campo transversal é essencialmente polarizado em uma direção. Assim, os modos *LP* não são os modos exatos da fibra, na verdade são a aproximação das soluções exatas *HE*, *EH*, *TE* e *TM*.

Cada modo LP_{0m} deriva-se de um modo HE_{1m} . Já os modos LP_{1m} estão relacionados com a combinação dos modos TE_{0m} , TM_{0m} e HE_{2m} , enquanto os modos LP_{lm} com $l \geq 2$ são compostos pelos modos $HE_{l+1,m}$ e $EH_{l-1,m}$ [13]. A relação entre alguns dos modos *LP* e os modos convencionais é apresentada na Tabela 1. A notação utilizada é LP_{lm} , na qual l é um parâmetro modal representado em termos da ordem azimutal ν , em que $2l$ representa o número de máximos da intensidade do campo em volta do eixo da fibra, e m a ordem radial, que relaciona o número de máximos da intensidade do campo na direção radial entre zero e infinito, conforme podem ser observados nas simulações de distribuição de intensidade normalizada I/I_{max} nas Figuras 4, 5 e 6. Para os modos híbridos *HE*, tem-se $l = \nu - 1$, já para os modos *EH*, $l = \nu + 1$ [13].

As simulações dos modos de ordem mais baixas foram feitas a caráter ilustrativo de acordo com Buck [23] para uma fibra óptica com $a_1 = 4,1 \mu m$, $n_1 = 1,4592$, $n_2 = 1,4542$ e que opera em monomodo para comprimentos de onda acima de 1300 nm. Assim, realizou-se a simulação em 750 nm onde a fibra suporta mais de um modo de propagação.

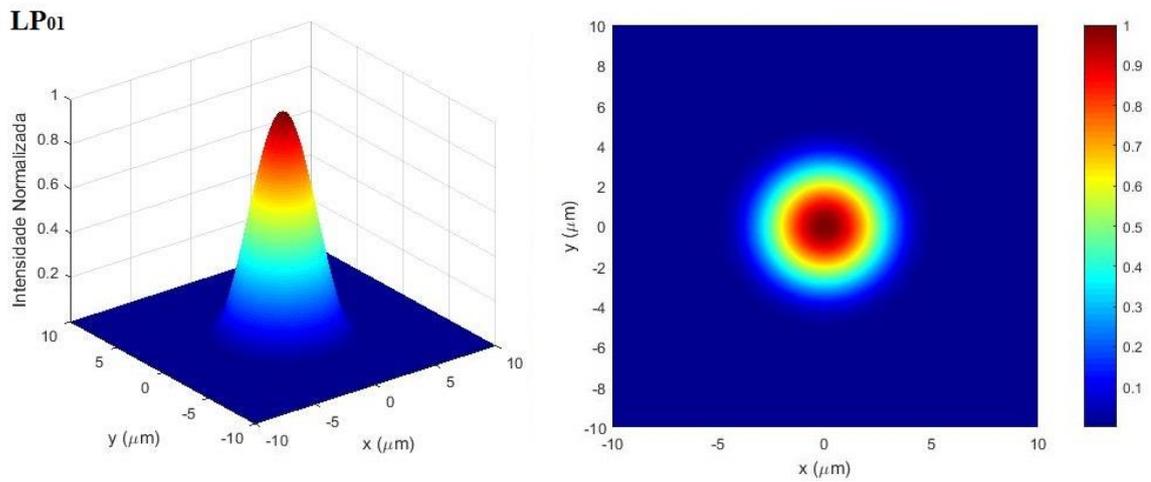


Figura 4 – Padrão de intensidade do modo guiado no núcleo LP_{01} .

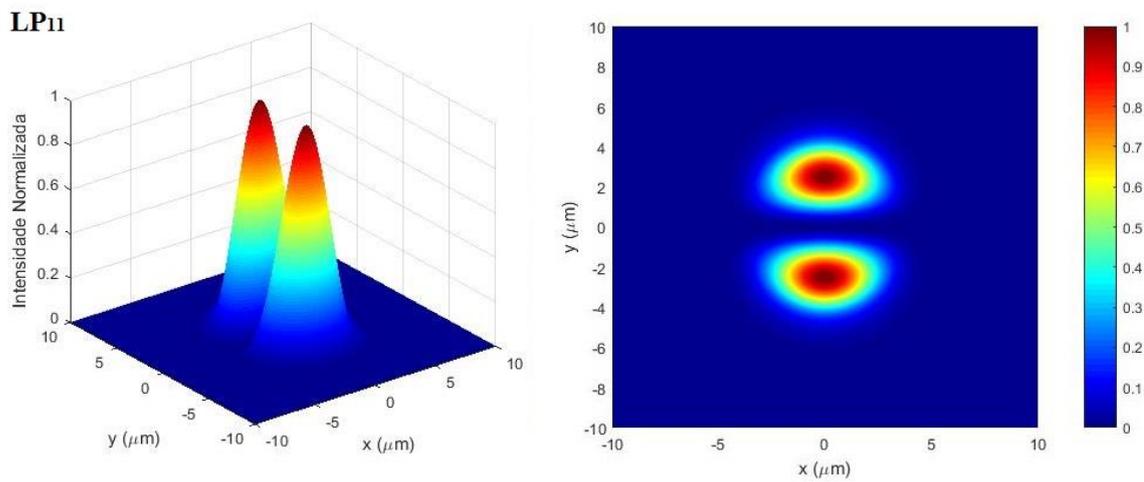


Figura 5 – Padrão de intensidade do modo guiado no núcleo LP_{11} .

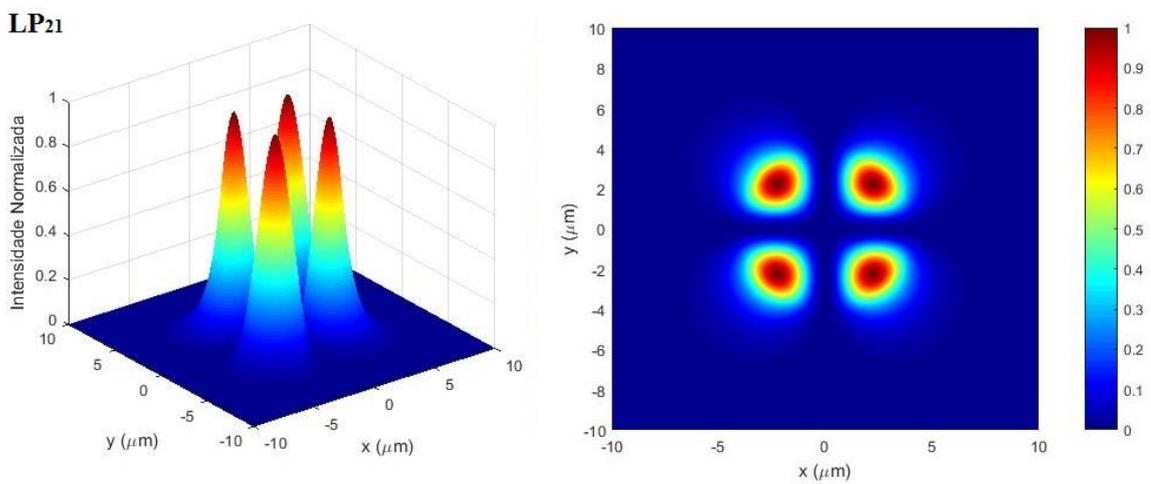


Figura 6 – Padrão de intensidade do modo guiado no núcleo LP_{21} .

Designação de modos LP_{lm}	Componentes degenerados $TE_{vm}, TM_{vm}, EH_{vm}$ e HE_{vm}
LP_{01}	HE_{11}
LP_{11}	TE_{01}, TM_{01} e HE_{21}
LP_{21}	EH_{11} e HE_{31}
LP_{02}	HE_{12}
LP_{31}	EH_{21} e HE_{41}
LP_{12}	TE_{02}, TM_{02} e HE_{22}
LP_{41}	EH_{31} e HE_{51}
LP_{22}	EH_{12} e HE_{32}
LP_{03}	HE_{13}
LP_{51}	EH_{41} e HE_{61}
LP_{32}	EH_{22} e HE_{42}
LP_{13}	TE_{03}, TM_{03} e HE_{23}

Tabela 1 – Composição dos modos linearmente polarizados [23].

2.4 REDES EM FIBRAS ÓPTICAS

As redes em fibras ópticas são dispositivos ópticos intrínsecos que possibilitam o controle sobre as propriedades de propagação da luz dentro da fibra e são obtidas através de uma modulação periódica ao longo do eixo longitudinal de uma fibra óptica. Essa modulação pode ser induzida por uma deformação física do material da fibra ou por modulação do índice de refração do núcleo [2] e satisfaz uma condição de casamento de fase entre um modo guiado e os outros modos, sejam eles de núcleo, de casca ou de radiação [12]. Essa condição de casamento de fase é dependente do comprimento de onda e é dada por [24]:

$$\beta_1 - \beta_2 = \Delta\beta = \frac{2\pi}{\Lambda} \quad (33)$$

Na equação de casamento de fase (33), Λ é a periodicidade da rede, β_1 e β_2 são as constantes de propagação dos modos envolvidos no acoplamento e $\Delta\beta$ é a constante de propagação diferencial.

As redes de Bragg podem ser classificadas de acordo com o seu período de modulação, em redes de período curto (*FBGs – Fiber Bragg Gratings*) e redes de período longo (*LPGs – Long Period Gratings*).

2.4.1 Redes de Período Curto

As redes de Bragg de Período Curto consistem em uma modulação local e periódica do índice de refração do núcleo, geralmente criada pela exposição da fibra a um padrão óptico de interferência ultravioleta (*UV*). A rede gravada na fibra opera como um filtro que reflete parte do espectro da luz guiada no núcleo da fibra a partir de cada plano de perturbação do índice de refração no núcleo da rede. Tal modulação ocasiona no acoplamento de energia entre os modos LP_{01} co-propagante ($\beta_1 = \beta_{01}$) e contra-propagante ($\beta_2 = -\beta_{01}$) do núcleo [15]. O mecanismo de acoplamento entre esses modos é ilustrado na Figura 7. O eixo horizontal refere-se à constante de propagação β , no qual os modos co-propagantes possuem $\beta > 0$ e os modos contra-propagantes, que viajam na direção $-z$, possuem constante de propagação $\beta < 0$. Além disso, observa-se que para uma *FBG* a constante de propagação diferencial $\Delta\beta$ é grande, o que implica em uma periodicidade de rede pequena, normalmente de ordem sub-micrométrica.

O resultado desse acoplamento é a reflexão de um comprimento de onda específico do sinal luminoso incidente na fibra, chamado de comprimento de onda de Bragg λ_B , enquanto o restante do sinal é transmitido através da rede, conforme ilustrado na Figura 8.

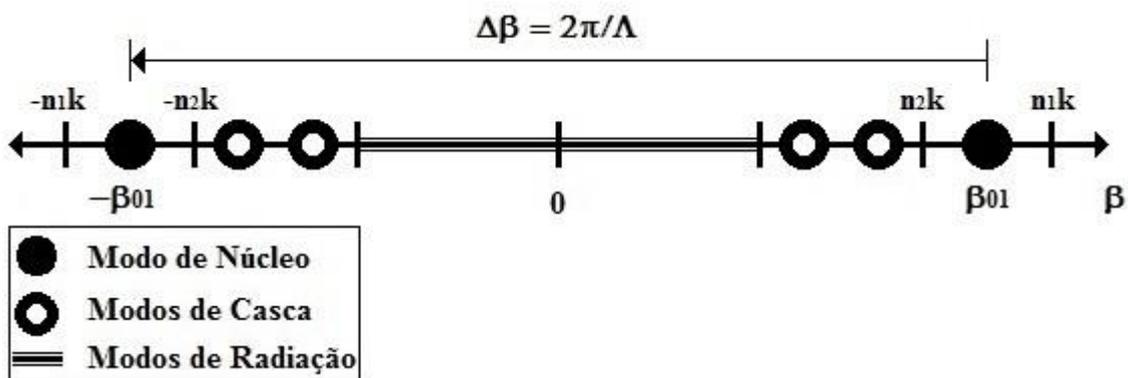


Figura 7 – Diagrama da condição de casamento de fase de uma *FBG* [25].

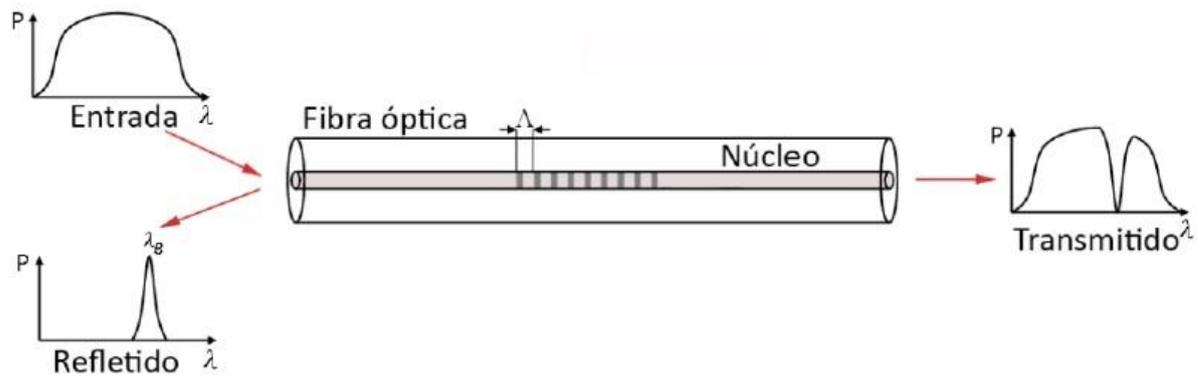


Figura 8 – Princípio de funcionamento de uma *FBG* [26].

O comprimento de onda de Bragg é governado pelo período da *FBG* e pelo índice de refração efetivo do modo fundamental de acordo com a condição de Bragg da rede [26]:

$$\lambda_B = 2n_{ef}\Lambda \quad (34)$$

onde Λ é o período de modulação da rede. A Figura 9 mostra o espectro de reflexão característico de uma *FBG* simulada com o *software OptiGrating v. 4.2.2*. Nesta simulação o comprimento de onda de Bragg encontra-se em $\lambda_B = 1550 \text{ nm}$ em condições de temperatura ambiente. No entanto, ocorre a variação do comprimento de onda de Bragg quando a rede é submetida a variações de temperatura, conforme observado na Figura 9. A exposição da rede a estímulos, como variações de temperatura ou deformação, resulta na variação tanto do seu período quanto do índice de refração efetivo do modo fundamental e assim, altera o comprimento de onda de Bragg. Essa característica possibilita o uso das redes de Bragg como elemento sensor de qualquer estímulo que altere a condição de Bragg da rede [2].

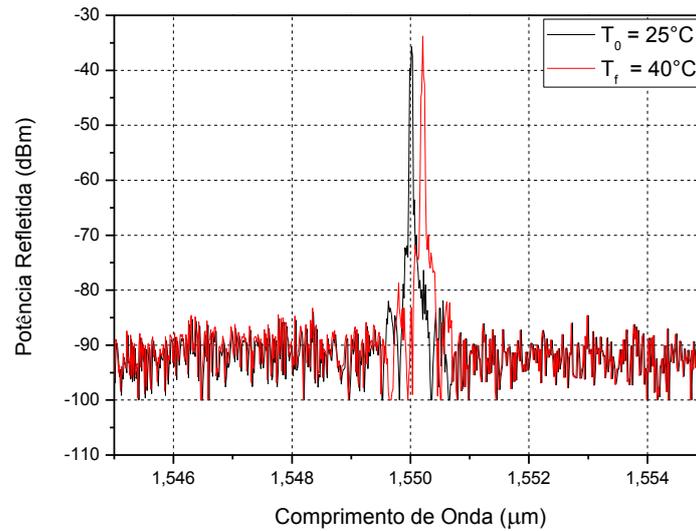


Figura 9 – Espectro de reflexão de uma *FBG* com período de modulação $\lambda = 0,5 \mu\text{m}$.

2.4.2 Redes de Período Longo

Uma rede de período longo é um dispositivo óptico obtido através de uma modulação periódica no índice de refração da fibra ao longo do seu eixo longitudinal e também por alterações periódicas na geometria da fibra, por exemplo em seu diâmetro [27]. Existem diversas técnicas de fabricação de *LPGs*, de maneira que cada método pode induzir alterações no núcleo, ou no núcleo e casca da fibra óptica de acordo com as suas características. Dentre as técnicas utilizadas para a fabricação das *LPGs* pode-se citar, por exemplo, a exposição da fibra óptica à lasers *UV* ou de *CO₂*, irradiação com pulsos de femtosegundos no infravermelho (*IR*), implantação de íons, difusão de dopantes no núcleo, relaxação de tensões mecânicas, indução mecânica e também, a aplicação de arcos elétricos de uma máquina de emendas [2].

Distinguindo-se das *FBGs*, as *LPGs* possuem geralmente um período de modulação λ que varia de $100 \mu\text{m}$ até 1 mm , conforme ilustrado na Figura 10. Além disso, promovem o acoplamento de energia entre o modo fundamental LP_{01} de núcleo e os modos de casca co-propagantes ($\beta_2 = \beta^{(n)}$). A Figura 11 mostra um exemplo de mecanismo de acoplamento de uma *LPG*, na qual observa-se a condição de casamento de fase (33) entre o modo fundamental do núcleo ($\beta_1 = \beta_{01}$) com o modo de casca de maior ordem ($\beta_2 = \beta^{(2)}$). O tipo de modo co-propagante de casca depende da simetria da perturbação induzida na fibra durante sua gravação. O modo guiado no núcleo interage com os modos azimutalmente simétricos de casca LP_{0m} (HE_{1m}), $m > 1$ quando a perturbação é simétrica. Caso a perturbação induzida seja

assimétrica, ocorre o acoplamento para os modos de casca LP_{1m} ($HE_{2m} + TE_{0m} + TM_{0m}$), $m > 0$ [21]. Neste trabalho, define-se as notações LP_{01} (HE_{11}) e LP_{02} (HE_{12}) para representar o modo guiado no núcleo e o primeiro modo de casca, respectivamente.

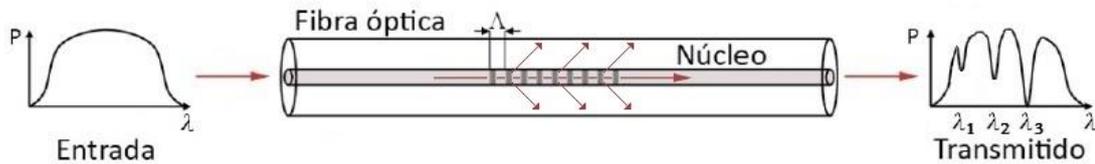


Figura 10 – Princípio de funcionamento de uma *LPG* [26].

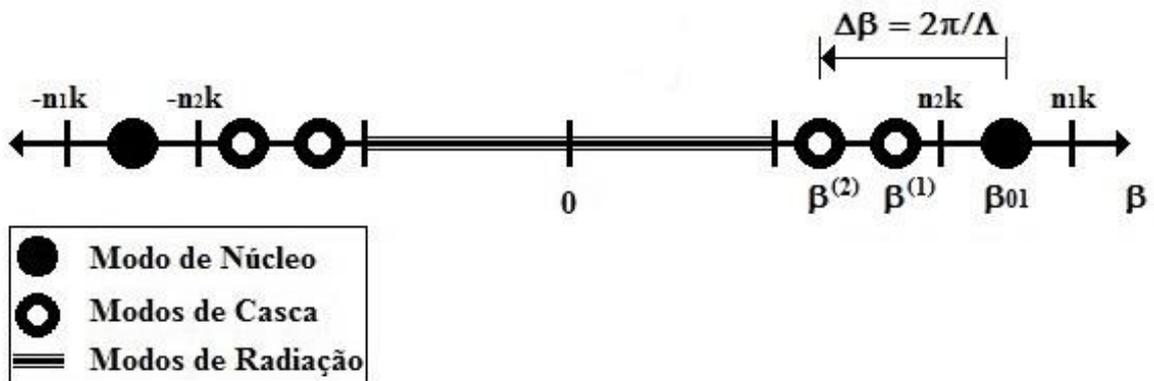


Figura 11 – Diagrama da condição de casamento de fase para uma *LPG* [25].

Normalmente, existem centenas de modos de casca em comprimentos de onda na região do infravermelho em fibras ópticas com diâmetro de $125 \mu\text{m}$, de maneira que mais de um modo de casca pode satisfazer a condição de casamento de fase (33) [28]. No entanto, os modos de casca atenuam rapidamente à medida que eles se propagam ao longo da fibra devido às perdas por espalhamento na interface casca-meio externo, curvaturas na fibra e absorção [29]. A Figura 12 ilustra a atenuação do modo de casca HE_{16} através da sua distribuição de campo próximo em diferentes distâncias de propagação após a *LPG*.

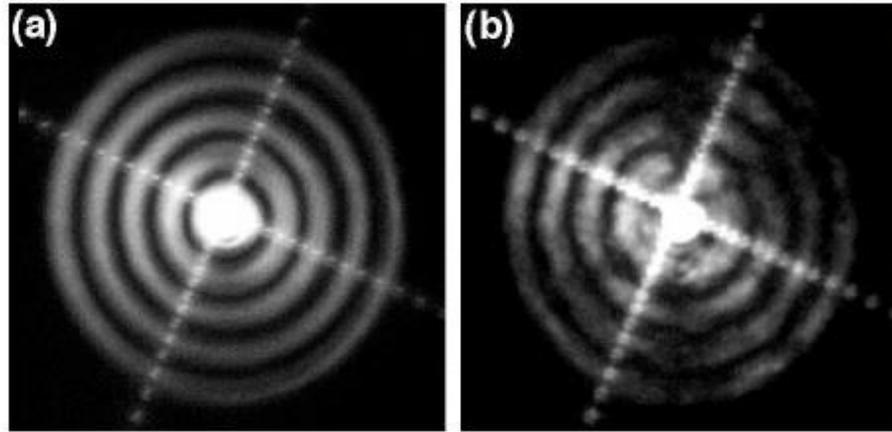


Figura 12 – Distribuição de campo próximo (*near-field*) do modo de casca HE_{16} observada em (a) 1 cm e (b) 75 cm após a *LPG* [29].

A alta atenuação dos modos de casca resulta em um espectro de transmissão que contém uma série de picos de atenuação, também chamados de vales, localizados em comprimentos de onda ressonantes $\lambda_{res}^{(n)}$, conforme pode ser observado nas Figuras 13 e 14. A equação que relaciona um comprimento de onda ressonante discreto, referente ao acoplamento de energia entre o modo fundamental e um determinado modo de casca, com o período de marcação da rede é expressa por [30]:

$$\lambda_{res}^{(n)} = (n_{ef,nu} - n_{ef,ca}^{(n)})\Lambda \quad (35)$$

onde $n_{ef,nu}$ é o índice de refração efetivo do modo de núcleo e $n_{ef,ca}^{(n)}$ é o índice efetivo do n -ésimo modo de casca. A transmissão de cada um desses vales de atenuação é dada por [21]:

$$T = 10 \log \left\{ 1 - \frac{\text{sen}^2 \left[k_g L \sqrt{1 + \left(\frac{\delta}{k_g} \right)^2} \right]}{1 + \left(\frac{\delta}{k_g} \right)^2} \right\} \quad (36)$$

onde δ é chamado de *detuning parameter* e representa o desvio em relação à condição de casamento de fase (33, 35), expresso por [21]:

$$\delta = \pi \left\{ \frac{n_{ef,nu} - n_{ef,ca}^{(n)}}{\lambda_{res}^{(n)}} - \frac{1}{\Lambda} \right\} \quad (37)$$

e k_g e L representam a constante de acoplamento e o comprimento da rede, respectivamente. É importante mencionar que a constante de acoplamento é proporcional à integral de sobreposição dos campos modais de núcleo e casca na região alterada pelo método de fabricação da rede. E pode ser obtida por meio do acoplamento transversal entre o modo fundamental de núcleo e um determinado modo de casca de acordo com [21]:

$$k_t(z) = \frac{\omega}{4} \int_0^{2\pi} \int_0^{a_2} \Delta\varepsilon(\rho, \phi, z) \overrightarrow{E}_{nu}(\rho, \phi) \overrightarrow{E}_{cas}^*(\rho, \phi) \rho d\rho d\phi \quad (38)$$

onde o subscrito t denota somente as componentes vetoriais transversas azimutal e radial. $\overrightarrow{E}_{nu}(\rho, \phi)$ e $\overrightarrow{E}_{cas}^*(\rho, \phi)$ são as componentes transversas dos modos de núcleo e casca e $\Delta\varepsilon$ é a variação de permissividade.

A Figura 13 mostra a simulação do espectro de transmissão de uma *LPG* utilizando o *software OptiGrating v. 4.2.2*, na qual observa-se o acoplamento do modo fundamental do núcleo para o modo de casca LP_{06} em um comprimento de onda ressonante $\lambda_{res}^{(06)} = 1533,35 \text{ nm}$. A perda de inserção introduzida pela rede é de aproximadamente 0,85 dB, fator que está relacionado com a qualidade da *LPG* produzida, idealmente este deveria apresentar valor igual a zero. Além disso, pode-se observar outros parâmetros da rede que estão relacionados com o modo de casca para o qual ocorre o acoplamento de energia do modo fundamental, como a eficiência e a largura de banda. Nesse caso, o vale de atenuação tem aproximadamente -5,5 dB de eficiência, que é o quanto de luz que foi acoplada e depende da modificação do índice de refração em cada ponto da gravação [31]. A largura de banda total à meia altura ($\Delta\lambda_{FWHM}$ – *full width at half maximum*) está associada com a largura em comprimento de onda quando o vale atenua 3 dB, ou seja, quando a atenuação do vale é metade do seu valor máximo. Para o vale ressonante ilustrado na Figura 13, nota-se que a largura de banda $\Delta\lambda_{FWHM}$ é de aproximadamente 7,81 nm. A Figura 14 mostra os espectros de transmissão de duas *LPGs* simuladas com tipos de acoplamento distintos. A primeira *LPG* simulada representa uma rede uniforme, na qual considera-se uma perturbação simétrica confinada no núcleo da fibra, que é o caso de redes induzidas por radiação *UV*. O período de modulação foi de $A = 500 \text{ }\mu\text{m}$ e comprimento de rede $L = 50 \text{ mm}$. Esta *LPG* apresentou cinco vales de atenuação que correspondem ao acoplamento entre o modo fundamental de núcleo LP_{01} e os modos de casca simétricos LP_{02} , LP_{03} , LP_{04} , LP_{05} e LP_{06} dentro da faixa espectral variando de 1,2 μm até 1,8 μm . Já a segunda *LPG* representa uma rede induzida por arco elétrico simulada

com o mesmo período e comprimento de rede e faixa espectral. Pode-se observar que esta rede também possui vales, no entanto, que correspondem ao acoplamento para os modos de casca assimétricos LP_{11} , LP_{12} , LP_{13} , LP_{14} e LP_{15} .

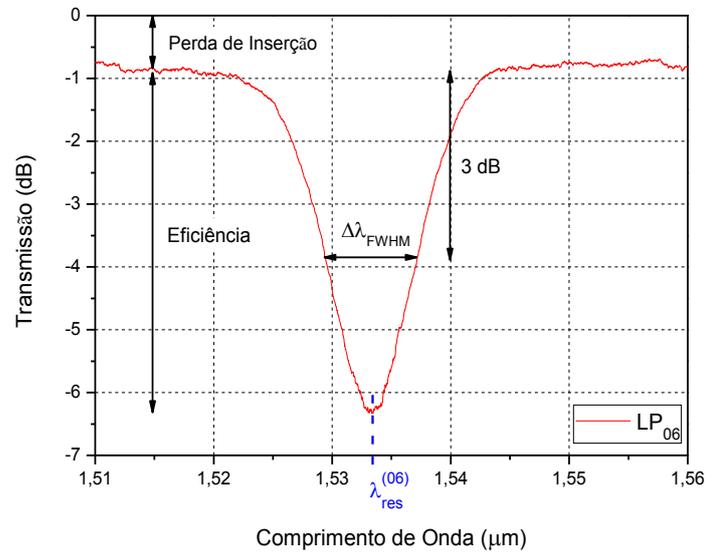


Figura 13 – Simulação do espectro de transmissão de uma LPG .

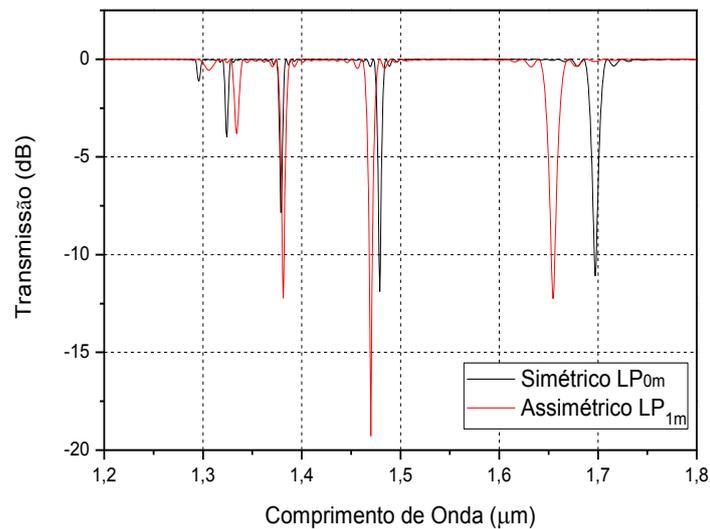


Figura 14 – Simulação de duas $LPGs$ com tipos diferentes de acoplamento.

Assim como nas $FBGs$, a resposta espectral de uma LPG pode sofrer variações devido à qualquer modificação nas propriedades de guiamento do núcleo e da casca. A equação (35) mostra a dependência entre o comprimento de onda ressonante e os índices de refração efetivos

e o período da rede, de maneira que quaisquer mudanças desses parâmetros causam deslocamentos no comprimento de onda ressonante e assim, possibilitam o uso das *LPGs* em aplicações de sensoriamento de determinados parâmetros, como variações de temperatura, deformações mecânicas e índice de refração do meio externo [24].

O deslocamento do comprimento de onda ressonante em função da variação de temperatura é obtido diferenciando-se a equação (35) com respeito à temperatura T [12]:

$$\frac{d\lambda_{res}^{(n)}}{dT} = \Lambda \left[\frac{d(n_{ef,nu} - n_{ef,ca}^{(n)})}{dT} \right] + (n_{ef,nu} - n_{ef,ca}^{(n)}) \left(\frac{d\Lambda}{dT} \right) \quad (39)$$

O lado direito da equação (39) contém os termos que contribuem para a sensibilidade térmica da *LPG*. O primeiro termo representa a contribuição do material proveniente do efeito termo-óptico. Tal efeito está relacionado com a mudança do índice de refração do núcleo e da casca da fibra em função da temperatura. Ainda, esta contribuição depende da composição da fibra óptica e também da ordem do modo de casca. O segundo termo está associado com a contribuição do guia de onda. Nesse caso, podem ocorrer mudanças no período da *LPG* devido ao coeficiente de expansão térmica da sílica [2]. Os coeficientes termo-óptico α_{TO} e de expansão térmica α_{Term} são dados por [32]:

$$\alpha_{TO} = \frac{1}{(n_{ef,nu} - n_{ef,ca}^{(n)})} \frac{d(n_{ef,nu} - n_{ef,ca}^{(n)})}{dT} \quad (40)$$

$$\alpha_{Term} = \frac{1}{\Lambda} \frac{d\Lambda}{dT} \quad (41)$$

O coeficiente termo-óptico possui valores normalmente da ordem de $10^{-5} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ para redes escritas em fibras monomodo padrão. Já o coeficiente de expansão térmica da sílica é da ordem de $10^{-7} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ [33]. Visto que o coeficiente de expansão térmica é muito pequeno em relação ao coeficiente termo-óptico, a sensibilidade térmica da rede será determinada principalmente pelo efeito termo-óptico, ou seja, através da variação do índice de refração do núcleo e da casca em função da temperatura.

A deformação mecânica também pode contribuir para deslocamentos espectrais. Diferenciando-se a equação (35) com respeito à deformação axial na fibra obtém-se a variação no comprimento de onda ressonante em função da deformação, l [12]:

$$\frac{d\lambda_{res}^{(n)}}{dl} = \Lambda \left[\frac{d(n_{ef,nu} - n_{ef,ca}^{(n)})}{dl} \right] + (n_{ef,nu} - n_{ef,ca}^{(n)}) \left(\frac{d\Lambda}{dl} \right) \quad (42)$$

A equação (42) mostra que a deformação mecânica age na rede induzindo uma mudança nos índices de refração efetivos do núcleo e da casca. Tal fenômeno está relacionado com a contribuição do material através do efeito fotoelástico. Observa-se também, a mudança da periodicidade da *LPG* devido à deformação elástica da fibra proveniente da contribuição do guia de onda.

Outro fator que pode ser responsável por alterações no espectro de transmissão de uma *LPG* é a perda dependente da polarização. Basicamente, qualquer fibra óptica com uma alteração no perfil de índice de refração azimutal do núcleo, da casca ou ambos, irá apresentar birrefringência.

Assim, com a presença da birrefringência, também ocorrerá a *PDL*. A birrefringência manifesta-se nas *LPGs* como mudanças no comprimento de onda ressonante da rede e também na atenuação do espectro de transmissão com diferentes polarizações de entrada na rede. Desta forma, essas alterações levam à dependência em comprimento de onda da *PDL* [100].

As fontes de birrefringência na fibra que geram a *PDL* podem ser intrínsecas às fibras ópticas nas quais as redes são produzidas ou então, ser induzidas pelo mecanismo que produz as variações de índice de refração durante a produção da rede. A birrefringência intrínseca da fibra pode ser baixa ou alta, como em fibras ópticas padrão em telecomunicações e fibras mantenedoras de polarização, respectivamente. Já a localização e o tipo de birrefringência induzida em uma *LPG* durante a sua produção dependem da técnica utilizada em seu processo de fabricação [100].

3 ANÁLISE NUMÉRICA DE UMA REDE DE PERÍODO LONGO

No Capítulo 2, introduziu-se a teoria das redes em fibras ópticas, de forma a apresentar alguns conceitos, como o acoplamento entre o modo fundamental do núcleo e modos de casca simétricos e assimétricos e também, a constante de acoplamento, que é um fator crucial ao determinar a intensidade do acoplamento modal. O Capítulo 3 irá focar em uma análise numérica utilizando o *software MATLAB R2015a* para a simulação da distribuição de intensidade do modo fundamental e também dos modos de casca. A análise baseia-se nos dois modelos teóricos mais discutidos na literatura: o de duas camadas e o de três camadas. Desta forma, é possível compreender os diferentes tipos de acoplamento através de uma análise visual dos resultados, sem a necessidade de realizar o cálculo das constantes de acoplamento envolvidas na transferência de energia do modo fundamental para cada modo de casca.

O processo de simulação computacional necessário para obter a distribuição de intensidade dos modos envolvidos no acoplamento de energia de uma rede de período longo pode ser dividido em duas etapas. Durante a primeira etapa, é necessário obter as constantes de propagação dos modos de núcleo e casca e assim, calcular os índices de refração efetivos desses modos. Enquanto na segunda, deve-se calcular as distribuições de intensidade do modo desejado de acordo com os modelos teóricos de duas e três camadas.

Em 1974, Marcuse apresentou um dos primeiros modelos teóricos para calcular de forma aproximada os modos de núcleo e de casca de uma fibra óptica [34]. Em 1996, Vengsarkar *et al* [25] descreveram a transmissão espectral de uma *LPG*. O modelo proposto, chamado de modelo de duas camadas, simplificou a análise dos modos de casca ao considerar que o efeito do núcleo na interface casca-meio externo é negligenciável.

Um segundo método, conhecido por modelo de três camadas, foi proposto por Erdogan em 1997 [28]. O método desenvolvido distinguiu-se do modelo de duas camadas ao considerar as interfaces núcleo-casca e casca-meio externo para o cálculo dos índices de refração efetivos e campos modais dos modos de núcleo e casca. Assim, o modelo mostrou-se mais completo ao aproximar-se mais do espectro de transmissão real de uma *LPG* e serviu como referência para o surgimento de modelos teóricos mais complexos [39]. É importante mencionar que em 2000, Erdogan publicou uma errata [35], na qual identificou alguns erros tipográficos no manuscrito [28] e os corrigiu.

Alguns autores ainda reportaram comparações entre os modelos de duas e três camadas [36-38]. Singh *et al* [37] mostraram que é necessária uma análise através do método de três camadas para projetar *LPGs* em aplicações de sensores e equalizadores de ganho de

amplificadores, visto que a análise simplificada proveniente do método de duas camadas pode introduzir erros no projeto das *LPGs*. As diferenças entre os dois métodos também foram discutidas por Delgado *et al* [38]. Esse trabalho mostrou detalhadamente a diferença entre o cálculo dos índices efetivos de casca para os métodos de duas e três camadas. Ainda, permitiu comparar e também quantificar a diferença espectral de ambos os métodos em relação ao espectro de transmissão real de uma *LPG*.

A análise numérica descrita pelo modelo de três camadas proposta por Erdogan baseou-se na teoria de modos acoplados (*CMT*) de modos exatos HE_{1m} híbridos, sem variação de campo azimutal, em fibras ópticas de índice degrau [39]. Desta forma, os únicos coeficientes de acoplamento não nulos envolvem os modos de casca com ordem azimutal $\nu = 1$. Assim, o método limitou-se às redes com perturbação circularmente simétrica do índice de refração na seção transversal da fibra [28].

3.1 ÍNDICE DE REFRAÇÃO EFETIVO DO MODO DE NÚCLEO

A fim de calcular o índice de refração efetivo do modo guiado no núcleo da fibra, assume-se que a geometria da fibra consiste em um núcleo uniforme envolvido por uma casca homogênea e infinita [23, 38]. Desta forma, o núcleo não é afetado pelo meio externo à fibra que envolve a casca. Além disso, considera-se a que a fibra possui uma diferença de índice de refração normalizada pequena, assim o modo fundamental HE_{11} pode ser descrito em termos da sua aproximação linearmente polarizada LP_{01} , conforme discutido na Seção 2.3. Logo, utiliza-se a equação característica (32) para obter a relação de dispersão para o modo LP_{01} , expressa por [13, 23]:

$$u_{nu} \left(\frac{J_1(u_{nu})}{J_0(u_{nu})} \right) = w_{nu} \left(\frac{K_1(w_{nu})}{K_0(w_{nu})} \right) \quad (43)$$

onde J_0 e J_1 são as funções de Bessel de Primeira espécie de ordem zero e um, respectivamente. K_0 e K_1 são as funções de Bessel Modificadas de Segunda espécie de ordem zero e um, respectivamente. E u_{nu} e w_{nu} são os números de onda transversos normalizados, parâmetros que dependem das características físicas da fibra óptica, e podem ser expressos em termos da frequência normalizada da fibra (V), de acordo com:

$$V = \left(\frac{2\pi a_1}{\lambda} \right) \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (44)$$

$$u_{nu} = \sqrt{V^2 - w_{nu}^2} \quad (45)$$

Em seguida, define-se os parâmetros iniciais da fibra óptica, como o raio do núcleo a_1 , os índices de refração do núcleo n_1 e da casca n_2 , a fim de obter a frequência normalizada da fibra em um comprimento de onda λ . As expressões (44-45) podem ser utilizadas em conjunto para solucionar a equação (43). E assim, obter os valores de u_{nu} e w_{nu} e posteriormente, calcular a constante de propagação do modo fundamental [28].

A relação de dispersão (43) deve ser resolvida através de algum método numérico ou gráfico, visto que não existe solução analítica. Neste trabalho, adota-se o método de solução gráfica. Desta forma, plotam-se os lados esquerdo e direito da equação (43) em função de u_{nu} e assim, sob o mesmo eixo, obtém-se graficamente os pontos de interseção, ou seja, os autovalores que representam as raízes desta equação característica. Em uma fibra monomodo padrão, ocorrerá somente um ponto de interseção correspondente ao modo fundamental guiado no núcleo.

Uma vez que se tenha encontrado o autovalor u_{01} para o modo fundamental, a constante de propagação do modo fundamental β_{01} pode ser obtida de acordo com [38]:

$$\beta_{01} = \sqrt{(kn_1)^2 - \left(\frac{u_{01}}{a_1}\right)^2} = \sqrt{\left(\frac{2\pi}{\lambda}n_1\right)^2 - \left(\frac{u_{01}}{a_1}\right)^2} \quad (46)$$

onde k é a constante de propagação no vácuo. Através da equação (46), encontra-se o índice de refração efetivo do núcleo, de acordo com:

$$n_{ef,nu} = \frac{\beta_{01}}{k} = \frac{\beta_{01}\lambda}{2\pi} \quad (47)$$

O resultado da análise numérica apresentada acima é ilustrado na Figura 15. Utilizando os seguintes parâmetros de uma *SMF-28* [40]: $a_1 = 4,1 \mu\text{m}$, $n_1 = 1,44922$, $n_2 = 1,44402$ e comprimento de onda $\lambda = 1550 \text{ nm}$, encontrou-se o índice de refração efetivo do núcleo $n_{ef,nu} = 1,4462506$. Nota-se que o valor encontrado está dentro do intervalo $n_2 \leq n_{ef,nu} \leq n_1$ de acordo com a expressão (27).

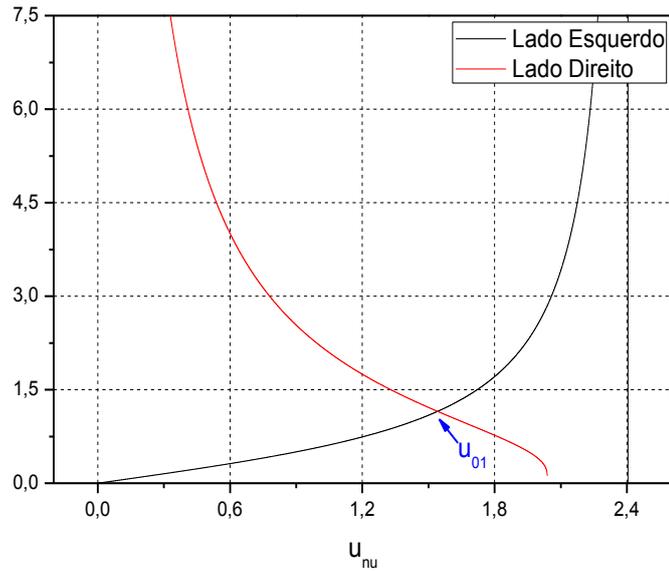


Figura 15 – Relação de dispersão para o modo fundamental.

3.2 MODOS DE CASCA: MODELO DE DUAS CAMADAS

A abordagem do modelo de duas camadas permite o cálculo dos índices de refração efetivos dos modos de casca. Neste caso, a representação da geometria da fibra baseia-se somente em duas camadas. Porém, considera-se somente a casca e o meio externo, ignorando a presença do núcleo [41], o que possibilita a aproximação linearmente polarizada dos modos de casca. Além disso, o método considera uma estrutura multimodo de índice degrau, cujo núcleo e casca atuam como uma fibra multimodo e o meio externo como a nova casca da *LPG* [25]. Essas novas considerações levam às seguintes alterações na frequência normalizada e nos números de onda transversos normalizados:

$$V = \left(\frac{2\pi a_2}{\lambda} \right) \sqrt{n_2^2 - n_3^2} \quad (48)$$

$$u_{ca} = \sqrt{V^2 - w_{ca}^2} \quad (49)$$

A relação de dispersão para os modos LP_{lm} que se propagam na casca, também derivada da equação (32), é expressa na forma da equação de autovalor [22, 25]:

$$\frac{1}{u_{ca}} \left(\frac{J_l(u_{ca})}{J_{l-1}(u_{ca})} \right) = - \frac{1}{w_{ca}} \left(\frac{K_l(w_{ca})}{K_{l-1}(w_{ca})} \right) \quad (50)$$

E para os modos de casca LP_{0m} , a equação (50) toma a seguinte forma [22, 25]:

$$u_{ca} \left(\frac{J_1(u_{ca})}{J_0(u_{ca})} \right) = w_{ca} \left(\frac{K_1(w_{ca})}{K_0(w_{ca})} \right) \quad (51)$$

Assim como no processo realizado para calcular o índice de refração efetivo do modo guiado no núcleo, deve-se plotar os lados esquerdo e direito das equações (50-51) sob o mesmo eixo e, neste caso, em função de u_{ca} . Para em seguida, calcular os valores dos índices efetivos de refração dos modos de casca.

A Figura 16 ilustra o método de solução gráfica para os modos de casca LP_{0m} utilizando a equação de autovalor (51). Utilizou-se os mesmos parâmetros mencionados na análise numérica da Seção 3.1. Em seguida, emprega-se o método de soluções gráficas para encontrar o conjunto de autovalores que satisfazem a relação de dispersão (51).

Em virtude do largo diâmetro da casca, vários modos podem se propagar. A Figura 16 ilustra somente alguns dos pontos de interseção dentro da faixa u_{ca} simulada, os quais correspondem à diferentes modos de casca. Visto que nesse método não se considera a presença do núcleo, a primeira interseção a ser considerada é representada por $u^{(0,2)}$ e corresponde ao primeiro modo de casca LP_{02} [37]. Observa-se também o autovalor $u^{(0,3)}$ relacionado com o modo de casca LP_{03} .

Além disso, é importante notar que as assíntotas na Figura 16 não fazem parte da relação de dispersão (51). Logo, os pontos de interseção com essas retas devem ser desconsiderados. As assíntotas verticais indicam somente que a distância entre a função da relação de dispersão e a reta aproximam-se de zero enquanto elas tendem ao infinito.

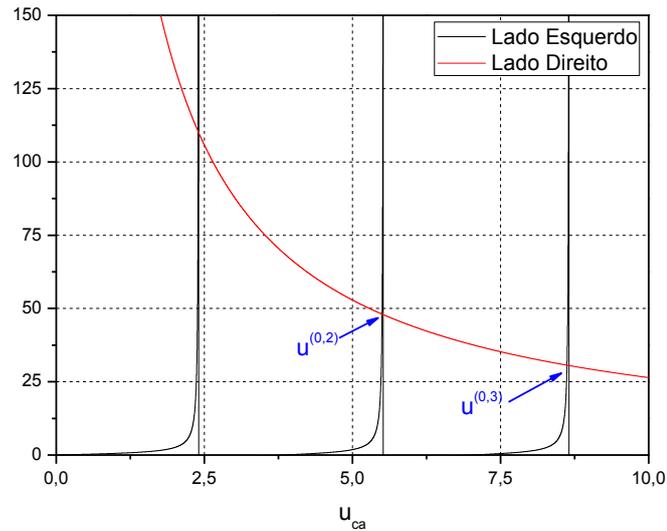


Figura 16 – Relação de dispersão para os modos de casca: Modelo de duas camadas.

A constante de propagação $\beta^{(m)}$ que corresponde ao modo de casca LP_{lm} pode ser obtida de acordo com:

$$\beta^{(m)} = \sqrt{(kn_2)^2 - \left(\frac{u^{(l,m)}}{a_2}\right)^2} = \sqrt{\left(\frac{2\pi}{\lambda} n_2\right)^2 - \left(\frac{u^{(l,m)}}{a_2}\right)^2} \quad (52)$$

Uma vez calculada a constante de propagação, pode-se determinar o índice de refração efetivo do modo de casca de acordo com:

$$n_{ef,ca}^{(m)} = \frac{\beta^{(l,m)}}{k} = \frac{\beta^{(l,m)}\lambda}{2\pi} \quad (53)$$

3.3 MODOS DE CASCA: MODELO DE TRÊS CAMADAS

Este método propõe uma descrição mais precisa dos modos de propagação de casca, na qual os modos de casca não são tratados como linearmente polarizados. Além disso, a interface núcleo-casca não é ignorada. Desta forma, supõe-se que o núcleo e a casca são finitos e o meio externo constitui uma camada infinita. Assim, pode-se obter de forma exata os modos de casca HE/EH de acordo com a relação de dispersão [28, 35]:

$$\xi_0 = \xi'_0 \quad (54)$$

a qual é definida pelas expressões [28, 35]:

$$\xi_0 = \frac{1}{\sigma_2} \frac{u_2 \left(JK + \frac{\sigma_1 \sigma_2 u_{21} u_{32}}{n_2^2 a_1 a_2} \right) p_v(a_2) - K q_v(a_2) + J r_v(a_2) - \frac{1}{u_2} s_v(a_2)}{-u_2 \left(\frac{u_{32}}{n_2^2 a_2} J - \frac{u_{21}}{n_1^2 a_1} K \right) p_v(a_2) + \frac{u_{32}}{n_1^2 a_2} q_v(a_2) + \frac{u_{21}}{n_1^2 a_1} r_v(a_2)} \quad (55)$$

$$\xi'_0 = \sigma_1 \frac{u_2 \left(\frac{u_{32}}{a_2} J - \frac{n_3^2 u_{21} K}{n_2^2 a_1} \right) p_v(a_2) - \frac{u_{32}}{a_2} q_v(a_2) - \frac{u_{21}}{a_1} r_v(a_2)}{u_2 \left(\frac{n_3^2}{n_2^2} JK + \frac{\sigma_1 \sigma_2 u_{21} u_{32}}{n_1^2 a_1 a_2} \right) p_v(a_2) - \frac{n_3^2}{n_1^2} K q_v(a_2) + J r_v(a_2) - \frac{n_2^2}{n_1^2 u_2} s_v(a_2)} \quad (56)$$

em que [28]:

$$\sigma_1 = \frac{ivn_{ef}}{Z_0} \quad (57)$$

$$\sigma_2 = ivn_{ef} Z_0 \quad (58)$$

$$u_1 = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{n_1^2 - n_{ef}^2} \quad (59)$$

$$u_2 = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{n_2^2 - n_{ef}^2} \quad (60)$$

$$w_3 = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{n_{ef}^2 - n_3^2} \quad (61)$$

$$u_{21} = \frac{1}{u_2^2} - \frac{1}{u_1^2} \quad (62)$$

$$u_{32} = \frac{1}{w_3^2} + \frac{1}{u_2^2} \quad (63)$$

$$J = \frac{1}{2} \left(\frac{J_{v-1}(u_1 a_1) - J_{v+1}(u_1 a_1)}{u_1 J_v(u_1 a_1)} \right) \quad (64)$$

$$K = -\frac{1}{2} \left(\frac{K_{v-1}(w_3 a_2) + K_{v+1}(w_3 a_2)}{w_3 K_v(w_3 a_2)} \right) \quad (65)$$

$$p_v(r) = J_v(u_2 r) Y_v(u_2 a_1) - J_v(u_2 a_1) Y_v(u_2 r) \quad (66)$$

$$q_v(r) = \frac{1}{2} \{ J_v(u_2 r) [Y_{v-1}(u_2 a_1) - Y_{v+1}(u_2 a_1)] - Y_v(u_2 r) [J_{v-1}(u_2 a_1) - J_{v+1}(u_2 a_1)] \} \quad (67)$$

$$r_v(r) = \frac{1}{2} \{ Y_v(u_2 a_1) [J_{v-1}(u_2 r) - J_{v+1}(u_2 r)] - J_v(u_2 a_1) [Y_{v-1}(u_2 r) - Y_{v+1}(u_2 r)] \} \quad (68)$$

$$s_v(r) = \frac{1}{4} \{ [J_{v-1}(u_2 r) - J_{v+1}(u_2 r)] [Y_{v-1}(u_2 a_1) - Y_{v+1}(u_2 a_1)] - [J_{v-1}(u_2 a_1) - J_{v+1}(u_2 a_1)] [Y_{v-1}(u_2 r) - Y_{v+1}(u_2 r)] \} \quad (69)$$

Nas equações (57-69), $Z_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0} = 377 \Omega$ é a impedância eletromagnética no vácuo.

A relação de dispersão (54) é utilizada para obter o índice de refração efetivo dos modos de casca exatos com dependência azimutal $e^{\pm iv\phi}$ limitados de acordo com $n_3 < n_{ef,ca}^{(vm)} < n_2$.

No caso de uma *LPG* induzida por radiação *UV*, a perturbação do índice de refração responsável pelo coeficiente de acoplamento dos modos existe somente no núcleo da fibra. Ou seja, o índice de refração da *LPG* é modulado uniformemente, consistindo em uma perturbação circularmente simétrica na distribuição de índice de refração em um plano transversal da fibra, excluindo assim, redes com não uniformidades no núcleo [28].

Desta forma, ao limitar-se a análise para modos híbridos com ordem azimutal $\nu = 1$, obtém-se a relação de dispersão ilustrada na Figura 17, obtida utilizando os parâmetros de uma *SMF-28* mencionados anteriormente na Seção 3.1. Além disso, observa-se alguns dos inúmeros autovalores referentes aos modos de casca HE_{1m} e EH_{1m} , esses são referidos como modos de casca ímpares e pares, respectivamente, em termos do modelo proposto por Erdogan [43,44]. Para este caso, encontra-se o autovalor u_{ca}^{11} correspondente ao primeiro modo de casca HE_{12} (LP_{02}). Em seguida, tem-se o autovalor u_{ca}^{12} que corresponde ao modo EH_{11} . E também, os autovalores u_{ca}^{13} e u_{ca}^{14} que estão relacionados com os modos HE_{13} (LP_{03}) e EH_{12} , respectivamente.

Após determinar os autovalores u_{ca}^{vm} , é possível determinar os índices efetivos de cada modo através das equações (52-53).

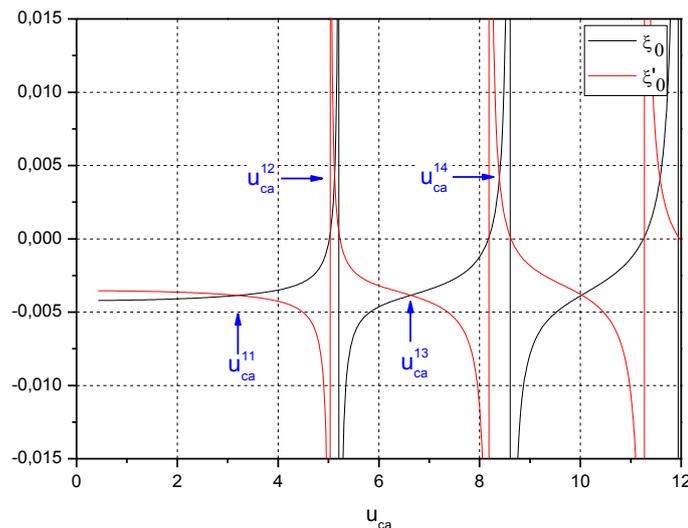


Figura 17 – Relação de dispersão para os modos de casca: Modelo de três camadas.

3.4 PADRÕES DE DISTRIBUIÇÃO DE INTENSIDADE

Uma vez que foram encontrados graficamente os autovalores das relações de dispersão para os modos de núcleo e de casca e também, seus respectivos índices de refração efetivos, pode-se obter o padrão distribuição de intensidade de cada modo.

De acordo com Buck [23], os padrões de distribuição de intensidade dos modos de propagação linearmente polarizados podem ser observados experimentalmente no plano transversal à direção de propagação da fibra óptica. Embora as distribuições de intensidade obtidas através da representação *LP* não sejam completamente precisas, esses perfis de intensidade são úteis para visualizar a distribuição de luz na fibra. Visto que o método descrito por Buck considera a aproximação de modos fracamente guiados, deve-se encontrar os autovalores referentes aos modos de núcleo e de casca envolvidos no acoplamento de energia de uma *LPG* através do modelo de duas camadas descrito na Seção 3.2. A representação da distribuição de intensidade do modo de núcleo LP_{01} , na qual somente o modo exato HE_{11} está presente, é expressa por:

$$I_{LP}(0,1) = \begin{cases} I_0 \left[J_0 \left(\frac{u_{01}r}{a_1} \right) \right]^2 & 0 \leq r \leq a_1 \\ I_0 \left[\left(\frac{J_0(u_{01})}{K_0(w_{01})} \right) \right]^2 \left[K_0 \left(\frac{w_{01}r}{a_1} \right) \right]^2 & r > a_1 \end{cases} \quad (70)$$

Pode-se representar também o perfil de distribuição de intensidade para os modos linearmente polarizados de casca de acordo com [23]:

$$I_{LP}(l,m) = \begin{cases} I_0 \left[J_l \left(\frac{u^{(l,m)}r}{a_2} \right) \right]^2 \cos^2(l\phi) & 0 \leq r \leq a_2 \\ I_0 \left[\left(\frac{J_l(u^{(l,m)})}{K_l(w^{(l,m)})} \right) \right]^2 \left[K_0 \left(\frac{w^{(l,m)}r}{a_2} \right) \right]^2 \cos^2(l\phi) & r > a_2 \end{cases} \quad (71)$$

Nas expressões (70-71), r é a distância radial em relação ao centro da fibra em $r = 0$ e I_0 é o pico de intensidade. As Figuras 18 até 25 ilustram a representação da distribuição de intensidade de luz no plano transversal ao eixo de propagação da fibra para o modo fundamental de núcleo e alguns modos de casca de acordo com as expressões (70-71). Os autovalores referentes aos modos linearmente polarizados de núcleo e de casca necessários para determinar os perfis de intensidade foram encontrados utilizando os parâmetros de uma *SMF-28* mencionados anteriormente na Seção 3.1.

Além disso, pode-se notar na Figura 18 a presença de um pico de intensidade central no modo fundamental LP_{01} . Dentre as outras distribuições de intensidades apresentadas nas Figuras 19 até 25, somente os modos de casca LP_{02} e LP_{03} possuem pico de intensidade na região central. Essa característica dos modos de propagação sugere que, normalmente, o acoplamento de energia de uma *LPG* envolve o modo fundamental de núcleo LP_{01} e os modos de casca circularmente simétricos com picos de atenuação na região central da fibra, ou seja, os modos de casca LP_{0m} , $m > 1$ [2], já que a constante de acoplamento envolve a sobreposição de energia relacionada aos campos transversos na fibra, conforme discutido na Seção 2.4.2.

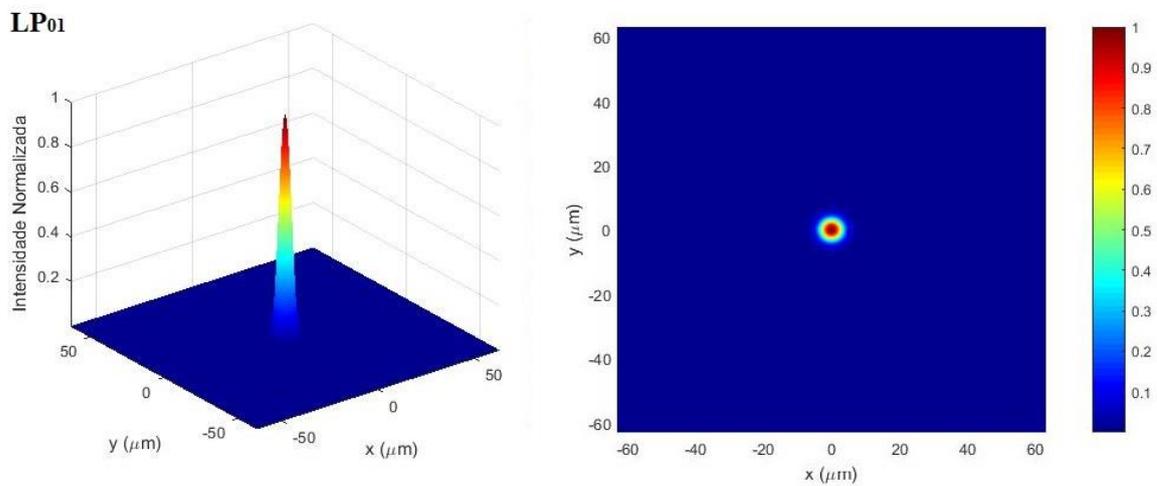


Figura 18 – Distribuição de intensidade do modo fundamental de núcleo LP_{01} .

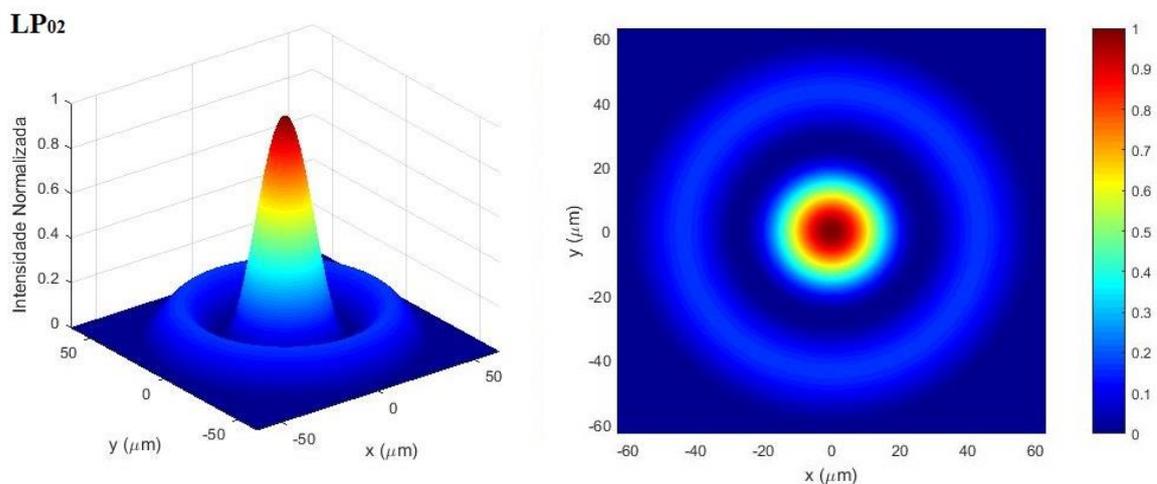


Figura 19 – Distribuição de intensidade do modo de casca LP_{02} .

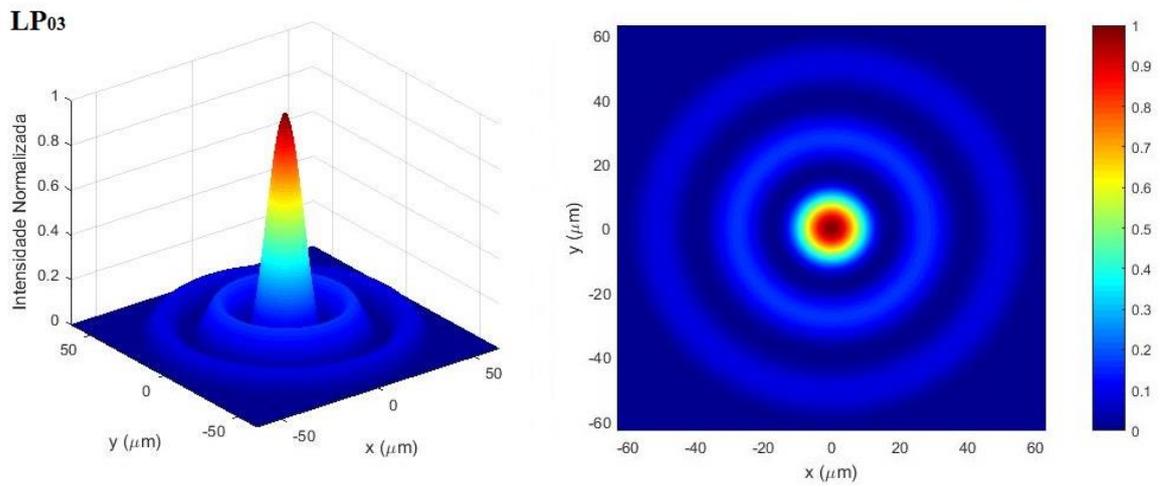


Figura 20 – Distribuição de intensidade do modo de casca LP_{03} .

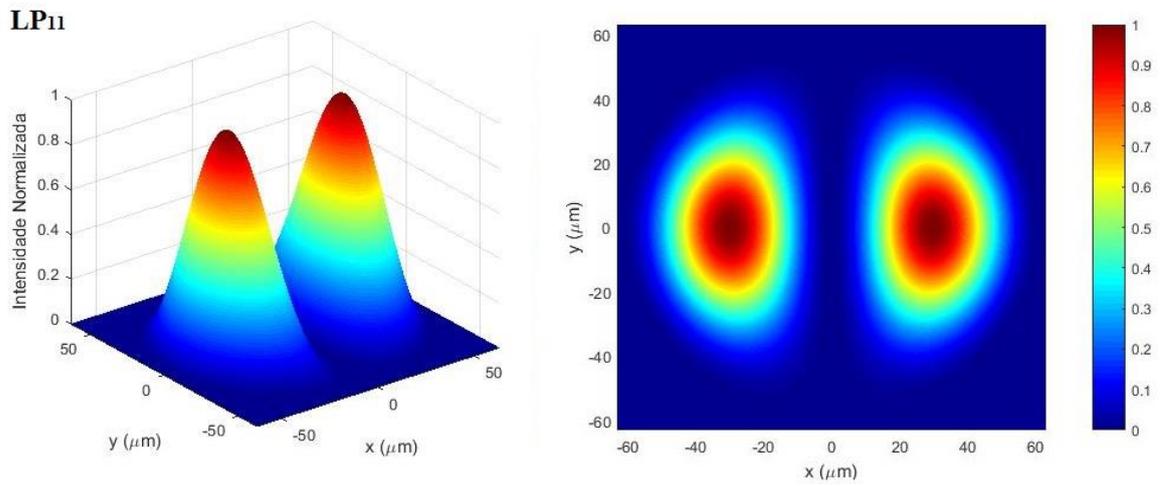


Figura 21 – Distribuição de intensidade do modo de casca LP_{11} .

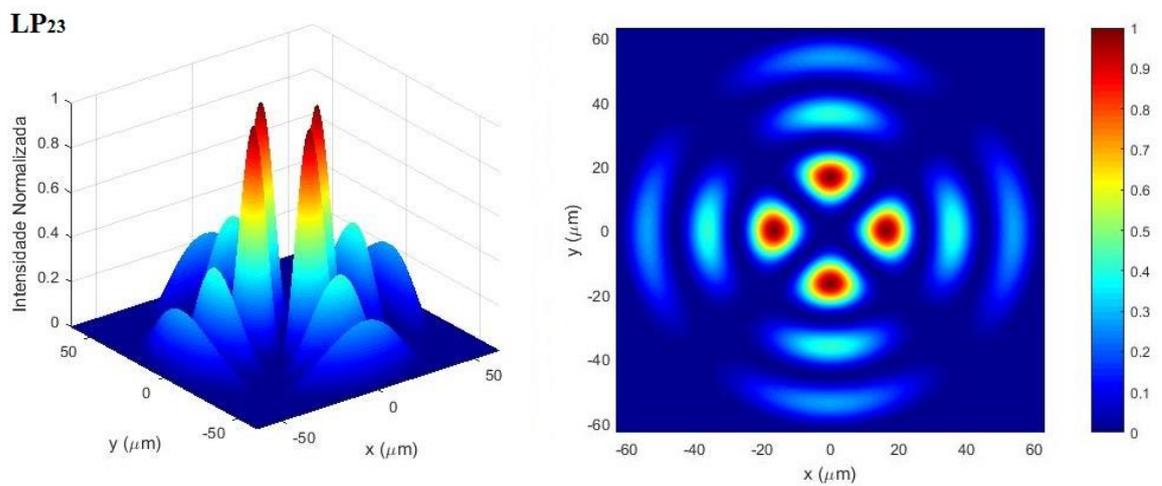


Figura 22 – Distribuição de intensidade do modo de casca LP_{23} .

LP₃₄

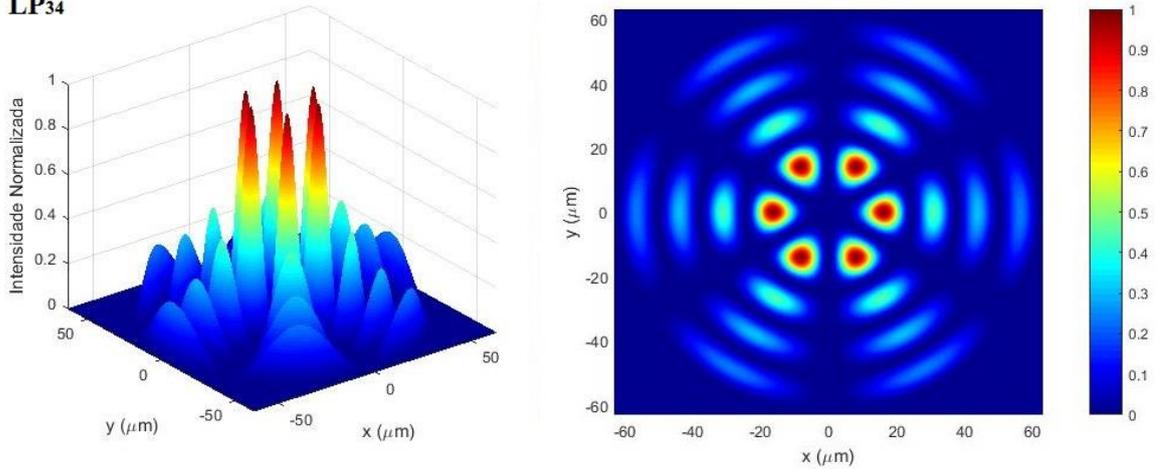


Figura 23 – Distribuição de intensidade do modo de casca LP_{34} .

LP₄₂

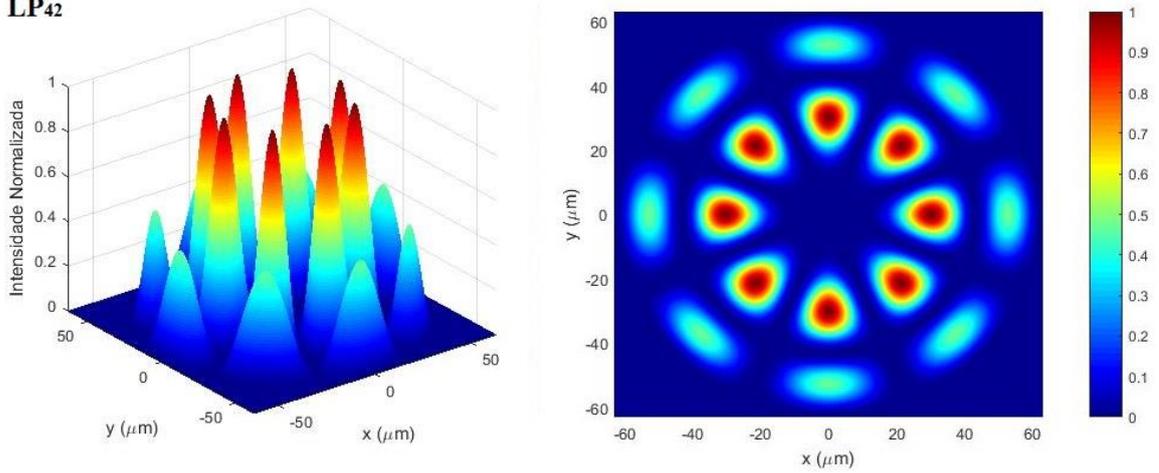


Figura 24 – Distribuição de intensidade do modo de casca LP_{42} .

LP₅₆

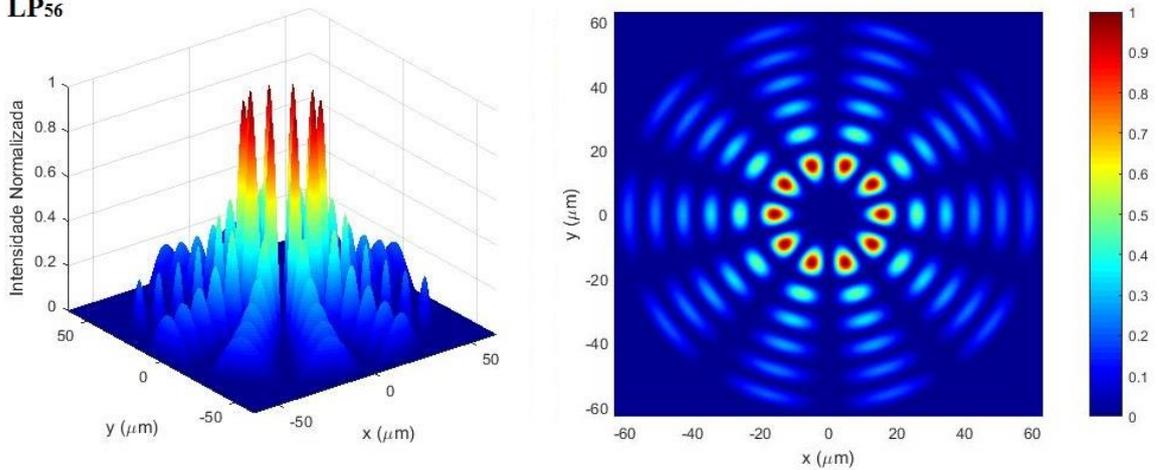


Figura 25 – Distribuição de intensidade do modo de casca LP_{56} .

Outra forma de obter a distribuição de intensidade dos modos de núcleo e de casca é através das expressões exatas correspondentes aos perfis de campo dos modos híbridos descritas por Erdogan [28, 35]. No entanto, o modelo proposto limita-se à análise de redes cuja perturbação induzida no índice do núcleo é circularmente simétrica. Assim, considera-se somente os modos de casca com ordem azimutal $\nu = 1$. Desta maneira, as expressões exatas apresentadas por Erdogan descrevem somente as componentes dos modos de casca ímpares HE_{1m} e pares EH_{1m} .

Para as expressões de campo que descrevem o modo fundamental de núcleo, pode-se aproximar as componentes vetoriais radial e azimutal exatas dos campos do modo HE_{11} na região do núcleo da fibra como:

$$E_r^{nu} \cong iE_{01}^{nu} J_0 \left(\frac{u_{01}r}{a_1} \right) e^{i\phi} e^{i(\beta_{01}z - \omega t)}, \quad r \leq a_1 \quad (72)$$

$$E_\phi^{nu} \cong -E_{01}^{nu} J_0 \left(\frac{u_{01}r}{a_1} \right) e^{i\phi} e^{i(\beta_{01}z - \omega t)}, \quad r \leq a_1 \quad (73)$$

onde E_{01}^{nu} é a constante de normalização, com base em uma potência total de 1 W transmitida pelo modo, expressa por [28, 35]:

$$E_{01}^{nu} = \left(\frac{1}{a_1 J_1(u_{01})} \right) \sqrt{\frac{Z_0 b}{\pi n_2 \sqrt{1+2b\Delta}}} \quad (74)$$

onde b é o índice efetivo normalizado dado por [28, 42]:

$$b = \frac{n_{ef}^2 - n_2^2}{n_1^2 - n_2^2} \quad (75)$$

As expressões de campo que representam os modos de casca exatos são mais complexas do que as do núcleo. Nesse caso, deve-se considerar a geometria da fibra de três camadas, uma vez que não se pode ignorar uma das interfaces da fibra. As componentes vetoriais do campo dos modos de casca na região do núcleo ($r \leq a_1$), são dadas por [28, 35]:

$$E_r^{ca} = iE_{1m}^{ca} \frac{u_1}{2} \left\{ J_2(u_1 r) + J_0(u_1 r) - \frac{\sigma_2 \xi_0}{n_1^2} [J_2(u_1 r) - J_0(u_1 r)] \right\} e^{i\phi} e^{i(\beta z - \omega t)} \quad (76)$$

$$E_\phi^{ca} = E_{1m}^{ca} \frac{u_1}{2} \left\{ J_2(u_1 r) - J_0(u_1 r) - \frac{\sigma_2 \xi_0}{n_1^2} [J_2(u_1 r) + J_0(u_1 r)] \right\} e^{i\phi} e^{i(\beta z - \omega t)} \quad (77)$$

$$E_z^{ca} = E_{1m}^{ca} \frac{u_1^2 \sigma_2 \xi_0}{n_1^2 \beta} J_1(u_1 r) e^{i\phi} e^{i(\beta z - \omega t)} \quad (78)$$

$$H_r^{ca} = E_{1m}^{ca} \frac{u_1}{2} \{i\sigma_1 [J_2(u_1 r) - J_0(u_1 r)] - i\xi_0 [J_2(u_1 r) + J_0(u_1 r)]\} e^{i\phi} e^{i(\beta z - \omega t)} \quad (79)$$

$$H_\phi^{ca} = -iE_{1m}^{ca} \frac{u_1}{2} \{i\sigma_1 [J_2(u_1 r) + J_0(u_1 r)] + i\xi_0 [J_2(u_1 r) - J_0(u_1 r)]\} e^{i\phi} e^{i(\beta z - \omega t)} \quad (80)$$

$$H_z^{ca} = -iE_{1m}^{ca} \frac{u_1^2 i\sigma_1}{\beta} J_1(u_1 r) e^{i\phi} e^{i(\beta z - \omega t)} \quad (81)$$

Na região da casca ($a_1 < r \leq a_2$) as expressões exatas de campo são representadas por [28, 35]:

$$E_r^{ca} = iE_{1m}^{ca} \frac{\pi a_1 u_1^2 J_1(u_1 a_1)}{2} \left\{ -\frac{F_2}{r} p_1(r) + \frac{1}{u_2 r} q_1(r) - \frac{\sigma_2}{n_2^2} \left[u_2 G_2 r_1(r) - \frac{n_2^2 \xi_0}{n_1^2} s_1(r) \right] \right\} e^{i\phi} e^{i(\beta z - \omega t)} \quad (82)$$

$$E_\phi^{ca} = E_{1m}^{ca} \frac{\pi a_1 u_1^2 J_1(u_1 a_1)}{2} \left\{ \frac{\sigma_2}{n_2^2} \left[\frac{G_2}{r} p_1(r) - \frac{n_2^2 \xi_0}{n_1^2 u_2 r} q_1(r) \right] + u_2 F_2 r_1(r) - s_1(r) \right\} e^{i\phi} e^{i(\beta z - \omega t)} \quad (83)$$

$$E_z^{ca} = -E_{1m}^{ca} \frac{\pi a_1 u_1^2 u_2^2 \sigma_2 J_1(u_1 a_1)}{2n_2^2 \beta} \left[G_2 p_1(r) - \frac{n_2^2 \xi_0}{n_1^2 u_2} q_1(r) \right] e^{i\phi} e^{i(\beta z - \omega t)} \quad (84)$$

$$H_r^{ca} = E_{1m}^{ca} \frac{\pi a_1 u_1^2 J_1(u_1 a_1)}{2} \left\{ -i \frac{G_2}{r} p_1(r) + i \frac{n_2^2 \xi_0}{n_1^2 u_2 r} q_1(r) + i\sigma_1 [u_2 F_2 r_1(r) - s_1(r)] \right\} e^{i\phi} e^{i(\beta z - \omega t)} \quad (85)$$

$$H_\phi^{ca} = iE_{1m}^{ca} \frac{\pi a_1 u_1^2 J_1(u_1 a_1)}{2} \left\{ i\sigma_1 \left[\frac{F_2}{r} p_1(r) - \frac{1}{u_2 r} q_1(r) \right] - iu_2 G_2 r_1(r) + i \frac{n_2^2 \xi_0}{n_1^2} s_1(r) \right\} e^{i\phi} e^{i(\beta z - \omega t)} \quad (86)$$

$$H_z^{ca} = -iE_{1m}^{ca} \frac{\pi a_1 u_1^2 u_2^2 i\sigma_1 J_1(u_1 a_1)}{2\beta} \left[F_2 p_1(r) - \frac{1}{u_2} q_1(r) \right] e^{i\phi} e^{i(\beta z - \omega t)} \quad (87)$$

E por último, no meio externo ($r > a_2$) as expressões são dadas por [28, 35]:

$$E_r^{ca} = iE_{1m}^{ca} \frac{\pi a_1 u_1^2 u_2^2 J_1(u_1 a_1)}{4w_3 K_1(w_3 a_2)} \left\{ -F_3 [K_2(w_3 r) - K_0(w_3 r)] + \frac{\sigma_2 G_3}{n_3^2} [K_2(w_3 r) + K_0(w_3 r)] \right\} e^{i\phi} e^{i(\beta z - \omega t)} \quad (88)$$

$$E_\phi^{ca} = E_{1m}^{ca} \frac{\pi a_1 u_1^2 u_2^2 J_1(u_1 a_1)}{4w_3 K_1(w_3 a_2)} \left\{ -F_3 [K_2(w_3 r) + K_0(w_3 r)] + \frac{\sigma_2 G_3}{n_3^2} [K_2(w_3 r) - K_0(w_3 r)] \right\} e^{i\phi} e^{i(\beta z - \omega t)} \quad (89)$$

$$E_z^{ca} = E_{1m}^{ca} \frac{\pi a_1 u_1^2 u_2^2 \sigma_2 J_1(u_1 a_1)}{2n_3^2 \beta K_1(w_3 a_2)} G_3 K_1(w_3 r) e^{i\phi} e^{i(\beta z - \omega t)} \quad (90)$$

$$H_r^{ca} = E_{1m}^{ca} \frac{\pi a_1 u_1^2 u_2^2 J_1(u_1 a_1)}{4 w_3 K_1(w_3 a_2)} \{-i \sigma_1 [K_2(w_3 r) + K_0(w_3 r)] - i G_3 [K_2(w_3 r) - K_0(w_3 r)]\} e^{i\phi} e^{i(\beta z - \omega t)} \quad (91)$$

$$H_\phi^{ca} = i E_{1m}^{ca} \frac{\pi a_1 u_1^2 u_2^2 J_1(u_1 a_1)}{4 w_3 K_1(w_3 a_2)} \{i \sigma_1 [K_2(w_3 r) - K_0(w_3 r)] - G_3 [K_2(w_3 r) + K_0(w_3 r)]\} e^{i\phi} e^{i(\beta z - \omega t)} \quad (92)$$

$$E_z^{ca} = i E_{1m}^{ca} \frac{\pi a_1 u_1^2 u_2^2 i \sigma_1 J_1(u_1 a_1)}{2 \beta K_1(w_3 a_2)} F_3 K_1(w_3 r) e^{i\phi} e^{i(\beta z - \omega t)} \quad (93)$$

As equações das componentes de campo (76-84) são definidas pelas expressões [28, 35]:

$$F_2 \equiv J - \frac{u_{21} \sigma_2 \xi_0}{n_1^2 a_1} \quad (94)$$

$$G_2 \equiv \xi_0 J + \frac{u_{21} \sigma_1}{a_1} \quad (95)$$

$$F_3 \equiv -F_2 p_1(a_2) + \frac{1}{u_2} q_1(a_2) \quad (96)$$

$$G_3 \equiv -\frac{n_2^2}{n_1^2} \left[G_2 p_1(a_2) + \frac{n_2^2 \xi_0}{n_1^2 u_2} q_1(a_2) \right] \quad (97)$$

Além disso, E_{1m}^{ca} é constante de normalização para os modos de casca, obtida para uma potência arbitrária normalizada por exemplo, $P = 1$ W. A potência total de um modo de casca é a soma das potências transmitidas no núcleo, na casca e no meio externo [28]:

$$P = P_1 + P_2 + P_3 \quad (98)$$

onde P_j é a potência carregada na j -ésima região da fibra, determina ao longo da direção radial na região de interesse. A potência na primeira região, no núcleo da fibra ($r \leq a_1$) é dada por [28, 35]:

$$P_1 = (E_{1m}^{ca})^2 \frac{\pi a_1^2 u_1^2}{4} \left\{ \left[\frac{n_{ef}}{z_0} - \frac{n_{ef} z_0 \xi_0^2}{n_1^2} + \left(1 + \frac{n_{ef}^2}{n_1^2} \right) \text{Im}(\xi_0) \right] [J_2^2(u_1 a_1) - J_1(u_1 a_1) J_3(u_1 a_1)] + \left[\frac{n_{ef}}{z_0} - \frac{n_{ef} z_0 \xi_0^2}{n_1^2} - \left(1 + \frac{n_{ef}^2}{n_1^2} \right) \text{Im}(\xi_0) \right] [J_0^2(u_1 a_1) + J_1^2(u_1 a_1)] \right\} \quad (99)$$

Em seguida, considera-se a região da casca ($a_1 < r \leq a_2$). A potência é dada por:

$$\begin{aligned}
P_2 = & (E_{1m}^{ca})^2 \frac{\pi^3 a_1^2 u_1^4 u_2^2 J_1^2(u_1 a_1)}{16} \left\{ \left(\frac{n_{ef}}{z_0} F_2^2 - \frac{n_{ef} z_0}{n_2^2} G_2^2 \right) (Q + \tilde{Q}) + \frac{1}{u_2^2} \left(\frac{n_{ef}}{z_0} - \frac{n_{ef} z_0 n_2^2 \xi_0^2}{n_1^4} \right) (R + \tilde{R}) + \right. \\
& \left(1 + \frac{n_{ef}^2}{n_2^2} \right) F_2 \text{Im}(G_2) (Q - \tilde{Q}) + \left(1 + \frac{n_{ef}^2}{n_2^2} \right) \frac{n_2^2}{n_1^2 u_2^2} \text{Im}(\xi_0) (R - \tilde{R}) - \left(1 + \frac{n_{ef}^2}{n_2^2} \right) \left[\frac{n_2^2 \text{Im}(\xi_0)}{n_1^2 u_2} F_2 + \right. \\
& \left. \left. \frac{1}{u_2} \text{Im}(G_2) \right] (S - \tilde{S}) + \frac{2n_{ef}}{u_2} \left(\frac{z_0 \xi_0}{n_1^2} G_2 - \frac{1}{z_0} F_2 \right) (S + \tilde{S}) \right\} \quad (100)
\end{aligned}$$

Por fim, a potência carregada pelo modo na região do meio exterior ($r > a_2$) é expressa por:

$$\begin{aligned}
P_3 = & (E_{1m}^{ca})^2 \frac{\pi^3 a_1^2 a_2^2 u_1^4 u_2^2 J_1^2(u_1 a_1)}{16 w_3^2 K_1^2(w_3 a_2)} \left\{ \left[\frac{n_{ef} z_0}{n_3^2} G_3^2 - \frac{n_{ef}}{z_0} F_3^2 - \left(1 + \frac{n_{ef}^2}{n_3^2} \right) F_3 \text{Im}(G_3) \right] [K_2^2(w_3 a_2) - \right. \\
& \left. K_1(w_3 a_2) K_3(w_3 a_2)] + \left[\frac{n_{ef} z_0}{n_3^2} G_3^2 - \frac{n_{ef}}{z_0} F_3^2 + \left(1 + \frac{n_{ef}^2}{n_3^2} \right) F_3 \text{Im}(G_3) \right] [K_0^2(w_3 a_2) - K_1^2(w_3 a_2)] \right\} \quad (101)
\end{aligned}$$

onde:

$$Q \equiv \theta_J Y_1^2(u_2 a_1) + \theta_Y J_1^2(u_2 a_1) - 2\theta_{JY} J_1(u_2 a_1) Y_1(u_2 a_1) Y_1 \quad (102)$$

$$\tilde{Q} \equiv \tilde{\theta}_J Y_1^2(u_2 a_1) + \tilde{\theta}_Y J_1^2(u_2 a_1) - 2\tilde{\theta}_{JY} J_1(u_2 a_1) Y_1(u_2 a_1) Y_1 \quad (103)$$

$$\begin{aligned}
R \equiv & \frac{1}{4} \theta_J [Y_2(u_2 a_1) - Y_0(u_2 a_1)]^2 + \frac{1}{4} \theta_Y [J_2(u_2 a_1) - J_0(u_2 a_1)]^2 - \frac{1}{2} \theta_{JY} [Y_2(u_2 a_1) - \\
& Y_0(u_2 a_1)] [J_2(u_2 a_1) - J_0(u_2 a_1)] \quad (104)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\tilde{R} \equiv & \frac{1}{4} \tilde{\theta}_J [Y_2(u_2 a_1) - Y_0(u_2 a_1)]^2 + \frac{1}{4} \tilde{\theta}_Y [J_2(u_2 a_1) - J_0(u_2 a_1)]^2 - \frac{1}{2} \tilde{\theta}_{JY} [Y_2(u_2 a_1) - \\
& Y_0(u_2 a_1)] [J_2(u_2 a_1) - J_0(u_2 a_1)] \quad (105)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
S \equiv & \frac{1}{2} \theta_J Y_1(u_2 a_1) [Y_0(u_2 a_1) - Y_2(u_2 a_1)] + \frac{1}{2} \theta_Y J_1(u_2 a_1) [J_0(u_2 a_1) - J_2(u_2 a_1)] - \\
& \frac{1}{2} \theta_{JY} \{ Y_1(u_2 a_1) [J_0(u_2 a_1) - J_2(u_2 a_1)] + J_1(u_2 a_1) [Y_0(u_2 a_1) - Y_2(u_2 a_1)] \} \quad (106)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\tilde{S} \equiv & \frac{1}{2} \tilde{\theta}_J Y_1(u_2 a_1) [Y_0(u_2 a_1) - Y_2(u_2 a_1)] + \frac{1}{2} \tilde{\theta}_Y J_1(u_2 a_1) [J_0(u_2 a_1) - J_2(u_2 a_1)] - \\
& \frac{1}{2} \tilde{\theta}_{JY} \{ Y_1(u_2 a_1) [J_0(u_2 a_1) - J_2(u_2 a_1)] + J_1(u_2 a_1) [Y_0(u_2 a_1) - Y_2(u_2 a_1)] \} \quad (107)
\end{aligned}$$

As expressões (93-98) utilizam as seguintes definições:

$$\theta_J \equiv a_2^2 [J_2^2(u_2 a_2) - J_1(u_2 a_2) J_3(u_2 a_2)] - a_1^2 [J_2^2(u_2 a_1) - J_1(u_2 a_1) J_3(u_2 a_1)] \quad (108)$$

$$\theta_Y \equiv a_2^2 [Y_2^2(u_2 a_2) - Y_1(u_2 a_2) Y_3(u_2 a_2)] - a_1^2 [Y_2^2(u_2 a_1) - Y_1(u_2 a_1) Y_3(u_2 a_1)] \quad (109)$$

$$\theta_{JY} \equiv a_2^2 \left\{ J_2(u_2 a_2) Y_2(u_2 a_2) - \frac{1}{2} [J_1(u_2 a_2) Y_3(u_2 a_2) + J_3(u_2 a_2) Y_1(u_2 a_2)] \right\} - a_1^2 \left\{ J_2(u_2 a_1) Y_2(u_2 a_1) - \frac{1}{2} [J_1(u_2 a_1) Y_3(u_2 a_1) + J_3(u_2 a_1) Y_1(u_2 a_1)] \right\} \quad (110)$$

$$\tilde{\theta}_J \equiv a_2^2 [J_2^2(u_2 a_2) + J_1^2(u_2 a_2)] - a_1^2 [J_2^2(u_2 a_1) + J_1^2(u_2 a_1)] \quad (111)$$

$$\tilde{\theta}_Y \equiv a_2^2 [Y_2^2(u_2 a_2) + Y_1^2(u_2 a_2)] - a_1^2 [Y_2^2(u_2 a_1) + Y_1^2(u_2 a_1)] \quad (112)$$

$$\tilde{\theta}_{JY} \equiv a_2^2 [J_0(u_2 a_2) Y_0(u_2 a_2) + J_1(u_2 a_2) Y_1(u_2 a_2)] - a_1^2 [J_0(u_2 a_1) Y_0(u_2 a_1) + J_1(u_2 a_1) Y_1(u_2 a_1)] \quad (113)$$

As Figuras 26 e 27 ilustram as componentes vetoriais de campo elétrico para o modo de casca HE_{12} em função da distância radial. A *LPG* utilizada na simulação é descrita pelos seguintes parâmetros: $n_1 = 1,458$, $n_2 = 1,45$, $a_1 = 2,625 \mu m$ e $a_2 = 62,5 \mu m$. Observa-se que a componente longitudinal é quase duas ordens de grandeza menor que as componentes transversas.

Através das componentes de campo pode-se obter a distribuição transversa de luz na fibra através da intensidade de luz que se propaga ao longo do eixo z . Para os modos de casca com $\nu = 1$ a intensidade é função da coordenada radial e pode ser expressa através do vetor de Poynting, de acordo com [28]:

$$I_z(r) = \frac{1}{2} \text{Real}(\vec{E} \times \vec{H}^*). \hat{z} = \frac{1}{2} \text{Real}(E_r^{ca} H_\phi^{ca*} - H_r^{ca*} E_\phi^{ca}) \quad (114)$$

A Figura 28 mostra a distribuição dos perfis de intensidade em função da distância radial para os seis primeiros modos de casca com $\nu = 1$. Pode-se notar que os modos de casca pares possuem como característica pouca energia na região do núcleo da fibra, enquanto os modos ímpares possuem um pico localizado no núcleo. Desta forma, espera-se que o acoplamento entre o modo fundamental de núcleo e os modos de casca pares seja muito menor quando comparado aos modos ímpares. É importante mencionar que ao considerar-se a aproximação escalar, os modos de casca LP_{0m} , $m > 1$ correspondem aos modos ímpares dos modos vetoriais de casca.

Essas características dos modos de núcleo e de casca podem ser melhor visualizadas nas Figuras 29 até 38, que representam a distribuição de energia dos modos considerando a geometria da fibra óptica em uma rede espacial.

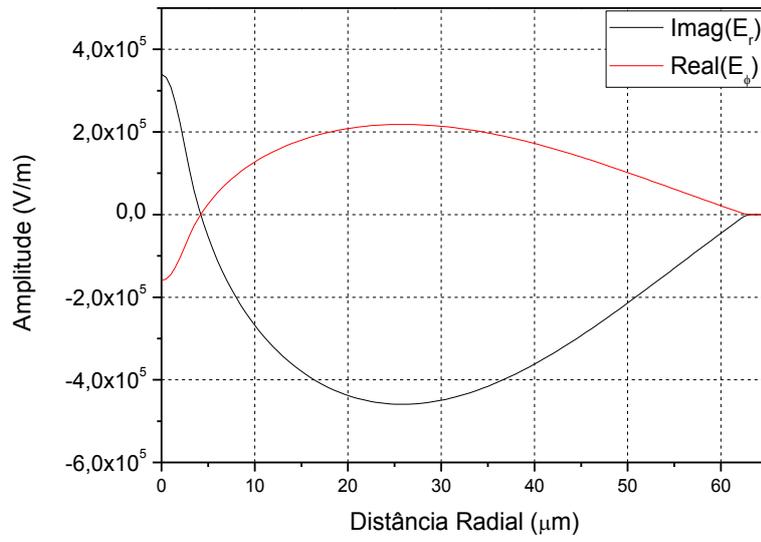


Figura 26 – Componentes radial e azimutal do campo elétrico do modo de casca HE_{12} .

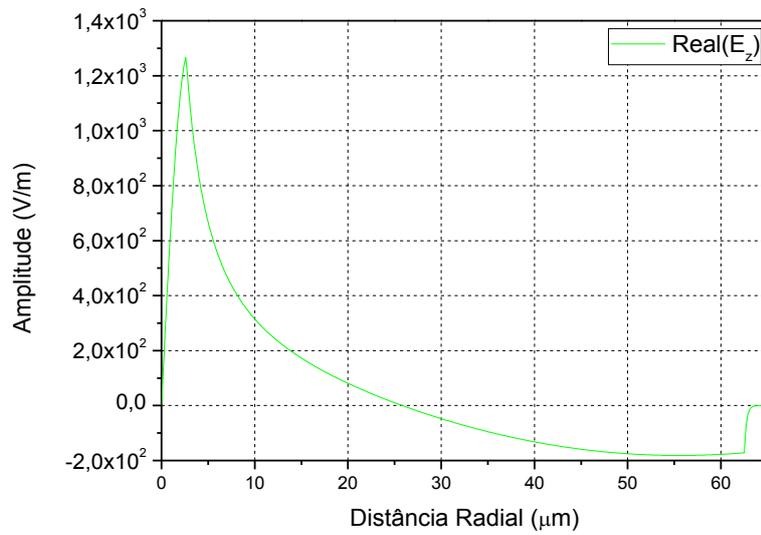


Figura 27 – Componente longitudinal do campo elétrico do modo de casca HE_{12} .

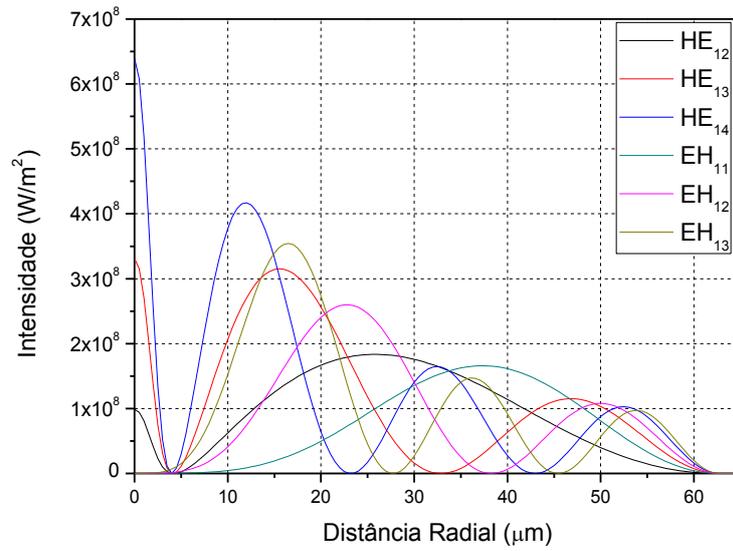


Figura 28 – Intensidade radial dos seis primeiros modos de casca exatos com $\nu = 1$.

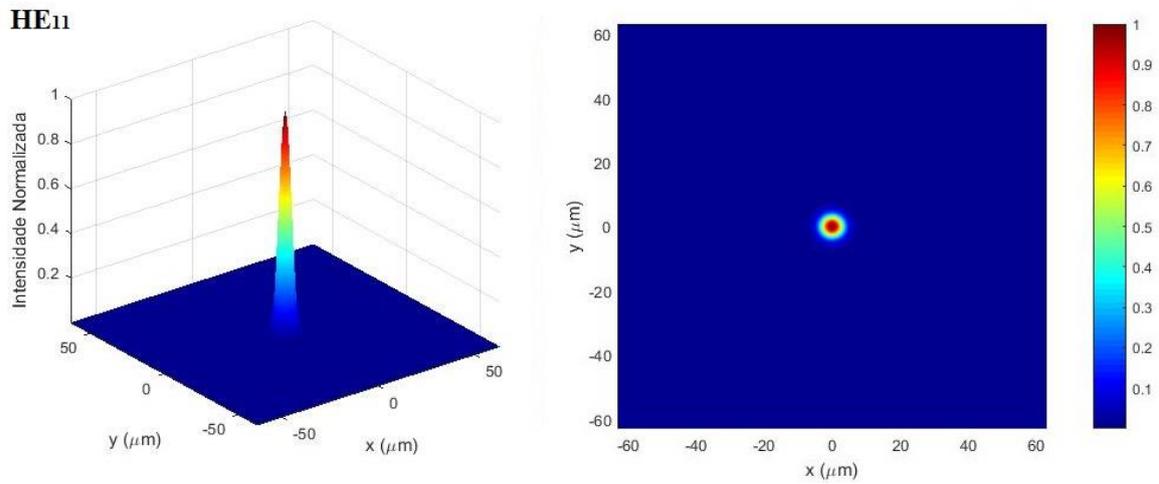


Figura 29 – Distribuição de intensidade do modo de núcleo HE_{11} .

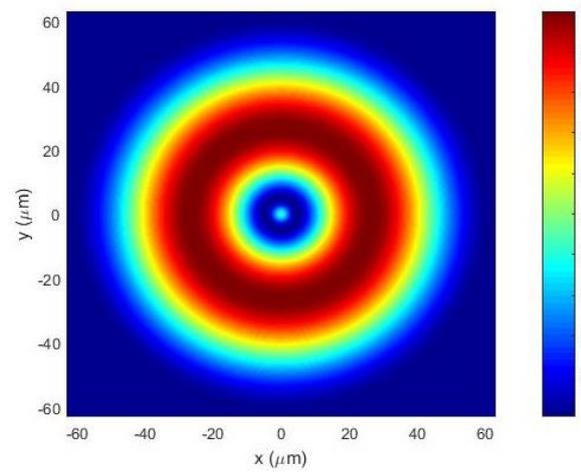
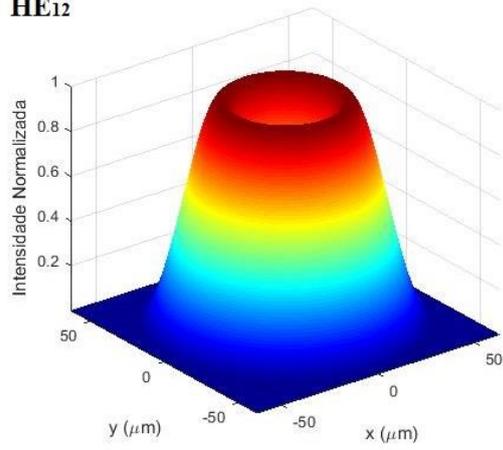
HE₁₂

Figura 30 – Distribuição de intensidade do modo de casca HE_{12} .

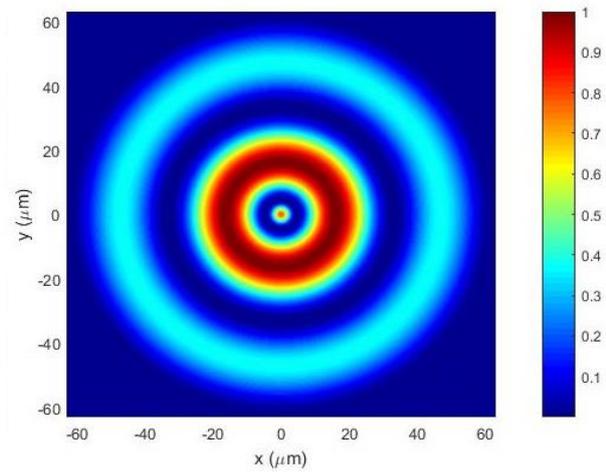
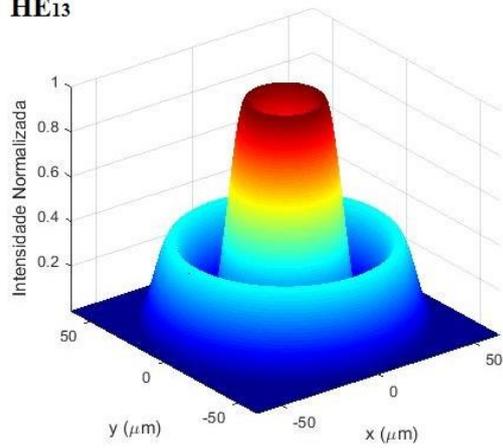
HE₁₃

Figura 31 – Distribuição de intensidade do modo de casca HE_{13} .

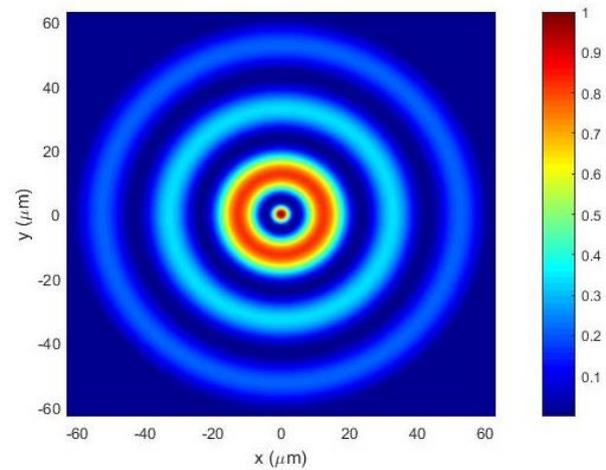
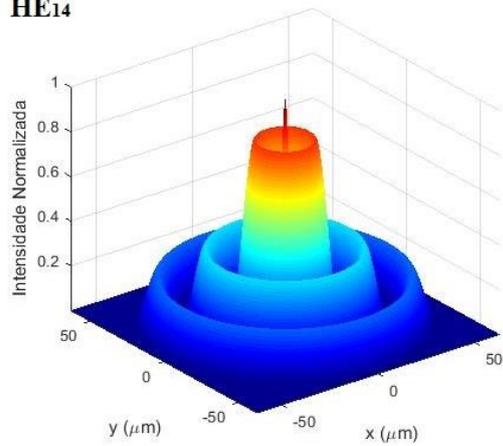
HE₁₄

Figura 32 – Distribuição de intensidade do modo de casca HE_{14} .

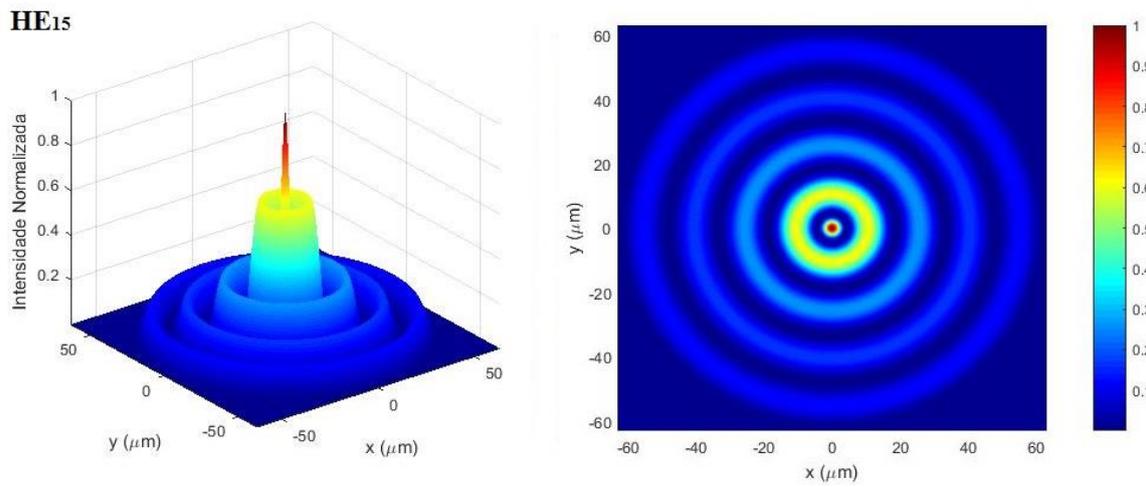


Figura 33 – Distribuição de intensidade do modo de casca HE_{15} .

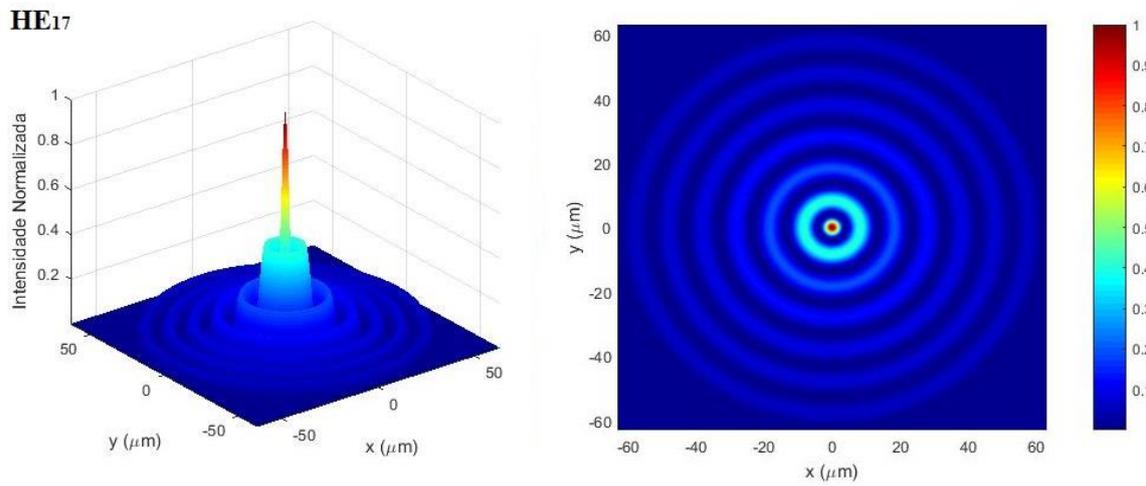


Figura 34 – Distribuição de intensidade do modo de casca HE_{17} .

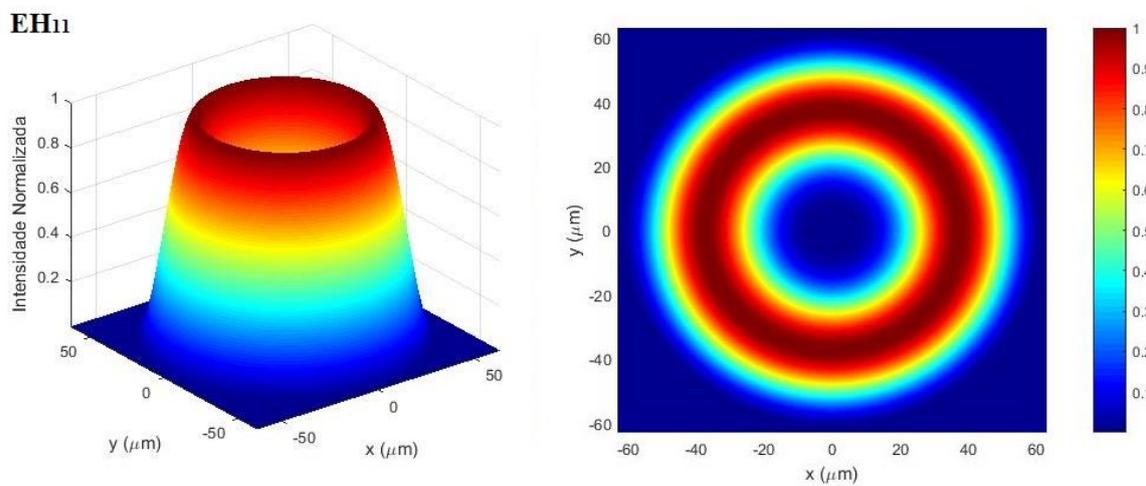


Figura 35 – Distribuição de intensidade do modo de casca EH_{11} .

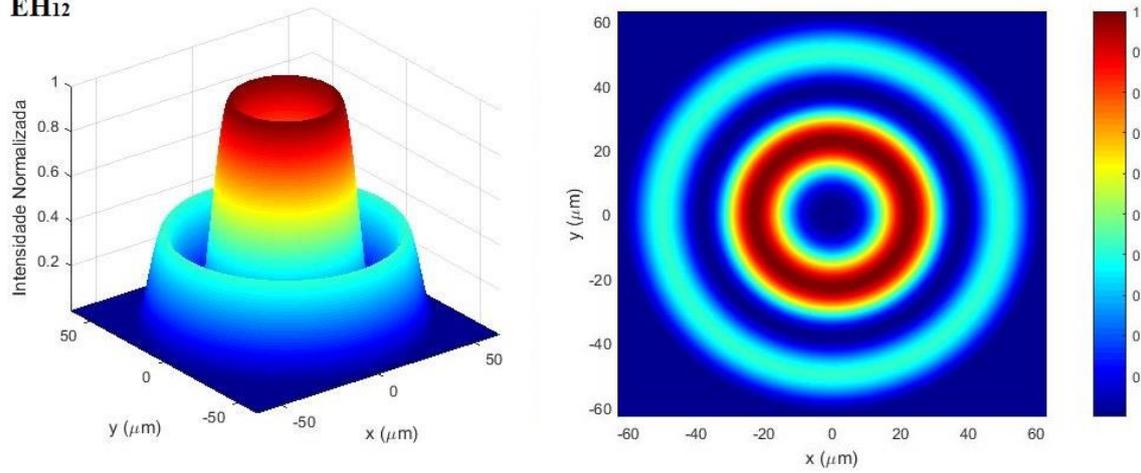
EH₁₂

Figura 36 – Distribuição de intensidade do modo de casca EH_{12} .

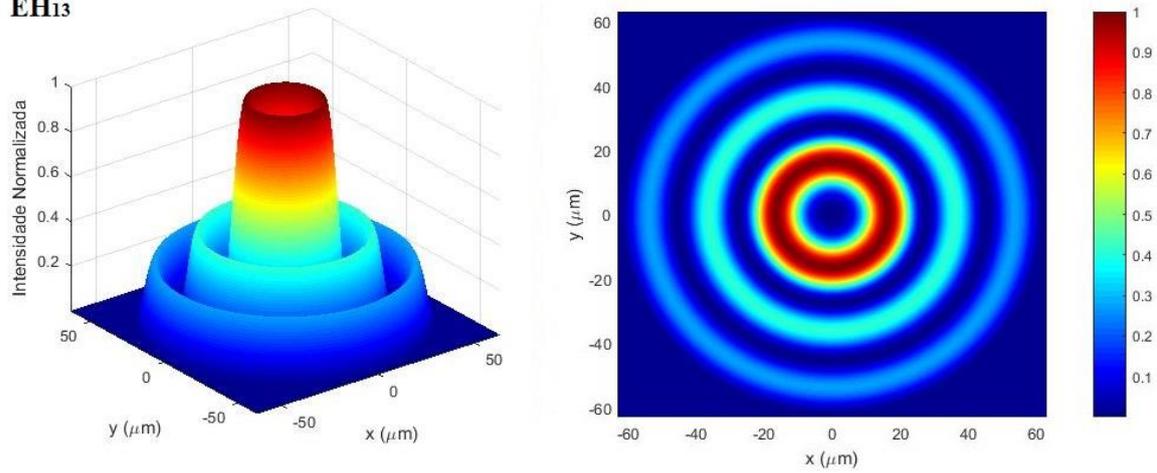
EH₁₃

Figura 37 – Distribuição de intensidade do modo de casca EH_{13} .

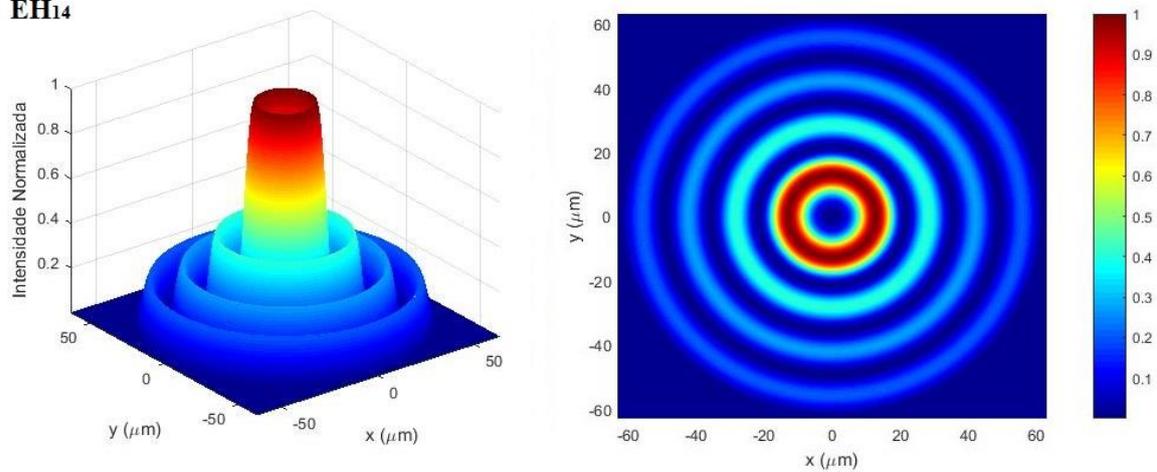
EH₁₄

Figura 38 – Distribuição de intensidade do modo de casca EH_{14} .

Com a visualização espacial das distribuições de intensidade dos modos exatos de casca, observa-se que somente os modos ímpares possuem energia na região central da fibra suficiente para gerar um coeficiente de acoplamento significativo. Desta forma, confirma-se o que se discutiu anteriormente ao visualizar as distribuições de intensidade utilizando o modelo de duas camadas. Além disso, nota-se que tanto para o modelo de duas camadas, quanto para o modelo de três camadas, normalmente não ocorre o acoplamento de energia para modos assimétricos em uma rede induzida por radiação *UV*. Isso ocorre em virtude da baixa sobreposição de energia entre o modo fundamental de núcleo e esses modos de casca. A baixa sobreposição de energia causa uma baixíssima constante de acoplamento, sendo o comportamento da constante de acoplamento analisado por Dengpeng *et al* [43] e também por Huang *et al* [98].

Em *LPGs* induzidas por descargas de arco elétrico, nas quais ocorre uma modulação totalmente assimétrica das propriedades da fibra óptica, pode ocorrer o acoplamento para modos de casca assimétricos, conforme será discutido no próximo capítulo.

4 TÉCNICAS DE FABRICAÇÃO

A produção de redes de longo período em fibras ópticas consiste basicamente em gerar uma modulação periódica do índice de refração do núcleo, da casca ou ambos ao longo da fibra óptica [25]. Desta forma, diferentes propriedades físicas do vidro da fibra óptica ou variações da estrutura da fibra podem ser utilizadas para produzir essa modulação periódica no índice de refração.

Existem diversas técnicas para a produção das *LPGs*. Cada método impacta de uma maneira diferente nas características espectrais das redes produzidas. O perfil de índice de refração transversal por exemplo, determina o acoplamento entre o modo fundamental e os modos de casca [39]. Enquanto o perfil de índice longitudinal determina a localização e a forma das bandas de atenuação [47]. Entre as mais conhecidas pode-se citar a fabricação por exposição à radiação *UV*, laser de CO_2 e por descargas de arco elétrico.

A primeira demonstração de acoplamento eficiente entre o modo fundamental e os modos de casca em uma fibra monomodo padrão foi feita por Vengsarkar *et al* [25] utilizando o método de exposição à radiação *UV*. Nesse trabalho, as redes foram produzidas em fibras dopadas com Germânio e sensibilizadas com Hidrogênio com um laser de *KrF* com comprimento de onda de 248 nm e uma máscara de amplitude.

Normalmente, a produção de *LPGs* por bombardeamento *UV* pode ser realizada ponto-a-ponto ou com o uso de uma máscara de amplitude [12]. Ambos os métodos requerem que as fibras sejam fotossensíveis ou hidrogenadas para ocorrer a formação das redes e possuem alto custo para a produção das redes [21]. Assim, a exposição da fibra óptica à radiação *UV* causa o efeito foto-refrativo nos elementos dopantes fotossensíveis no núcleo da fibra e assim, alteram periodicamente o índice de refração do núcleo da fibra.

Em relação ao processo de gravação ponto-a-ponto, a marcação é feita uma de cada vez e o processo se repete ponto-a-ponto. Ainda, o período de modulação da rede é definido pelo deslocamento controlado da plataforma de translação em que a fibra óptica está fixa [19]. Já no processo de inscrição com o uso de uma máscara de amplitude, todas as marcações são produzidas simultaneamente [45]. Nesse caso, o feixe de *UV* atravessa a máscara que está posicionada em frente à fibra e produz uma alteração uniforme no índice de refração da fibra, de maneira que o período de modulação da *LPG* seja o mesmo da máscara [12].

A fabricação por laser CO_2 é um método ponto-a-ponto, no qual a marcação é feita lateralmente à rede [45]. Além disso, a energia do laser é absorvida na região incidente na fibra. Desta maneira, a absorção não uniforme de energia resulta em uma perturbação azimutal

assimétrica do perfil de índice de refração da *LPG*. Assim, uma mudança maior do índice de refração é induzida no lado da seção transversal que o feixe atinge em comparação com o lado oposto que, por sua vez, provoca o acoplamento para modos assimétricos [46].

Outra técnica é a aplicação periódica de arcos elétricos ao longo da fibra. Essa técnica proporciona um rápido processo de aquecimento e resfriamento local da fibra a fim de formar a rede. De acordo com Rego *et al* [48], a taxa de resfriamento da fibra no local do aquecimento é maior que 1000 °C/s. Taxas de resfriamento superiores a esse limite alteram as características do vidro, como mudança de densidade, viscosidade, índice de refração e espalhamento Rayleigh [49]. Visto que o método de fabricação de *LPGs* adotado nesse trabalho é o por descargas de arco elétrico, o seu processo de fabricação e os mecanismos responsáveis pela formação das redes serão detalhados a seguir.

4.1 PROCESSO DE PRODUÇÃO POR ARCO ELÉTRICO

O processo de produção de *LPGs* induzidas por arco elétrico [21, 40] consiste em colocar um determinado comprimento de fibra óptica sem o seu revestimento entre os eletrodos de uma máquina de emendas. Além disso, uma das extremidades da fibra é presa em um suporte de fibra conectado a um estágio de translação. Enquanto a sua outra extremidade passa por uma polia e é presa a uma massa, normalmente de 1-40 g, conforme ilustrado na Figura 39. Desta maneira, a fibra é mantida sob tensão axial constante durante todo o processo de gravação. Para criar a perturbação na fibra, uma descarga com uma corrente elétrica de ordem de mA durante alguns milissegundos é então aplicada pontualmente a uma pequena região da fibra não revestida. Em seguida, a fibra é deslocada, através do estágio de translação, em uma distância correspondente ao período de rede. A sequência de descarga de arco elétrico e deslocamento de fibra é repetida inúmeras vezes até se obter um espectro que transmissão com as características espectrais desejadas, por exemplo, um vale ressonante com uma determinada eficiência e largura de banda. Durante o processo de fabricação, pode-se monitorar em tempo real o espectro de transmissão da rede usando um analisador de espectro óptico, sendo a fonte óptica do circuito garantida, por exemplo, por uma fonte de banda larga.



Figura 39 – Representação do setup de fabricação de *LPGs* por arco elétrico.

A fim de aumentar a reprodutibilidade do processo, várias modificações na configuração do setup de fabricação foram propostas [21, 73]. Ainda, outros trabalhos mostraram avanços na produção de redes através da modificação de máquinas de fusão comerciais [40, 75-67] ou então, desenvolvendo o seu próprio sistema de alimentação de alta tensão [78-80].

4.1.1 Mecanismos de Formação de Redes

A compreensão dos mecanismos responsáveis pela formação das *LPGs* induzidas por arco elétrico é um tema de pesquisa aberto, no qual vários mecanismos foram propostos, por exemplo difusão de dopantes no núcleo, rearranjo estrutural do vidro como resultado da densificação ou mudanças na temperatura fictícia, relaxamento do estresse residual e deformação física que inclui tanto o *microbending* quanto o *tapering* em fibras, que serão discutidos nas seções a seguir.

4.1.1.1 Difusão de Dopantes

Um dos primeiros mecanismos propostos para a formação de *LPGs* induzidas por arco elétrico foi a difusão de dopantes do núcleo [50-52]. Este é um fenômeno em que o dopante do núcleo difunde-se à casca devido ao aquecimento. Dianov *et al* [50] reportaram a produção de *LPGs* através da difusão térmica de dopantes em fibras dopadas com Nitrogênio. Nesse caso, o aquecimento da fibra óptica provocado pelo arco elétrico resulta na difusão do Nitrogênio, devido ao seu pequeno peso atômico, para a casca e, portanto, ocorre a redução do índice de refração do núcleo. Pode-se obter também a difusão de Flúor com descargas que atingem temperaturas de 1350 °C e com arcos de 0,5 s, no entanto a contribuição para a mudança do índice de refração é de somente 5×10^{-6} [27]. Já para o caso de fibras dopadas com Germânio, as modificações desejadas causadas por difusões de dopantes ocorreram ao manter-se a fibra à

temperaturas acima de 1200 °C por algumas horas [21]. No entanto, durante a fabricação de uma *LPG*, a duração da descarga do arco é de apenas alguns segundos e, portanto, os coeficientes de difusão dos dopantes devem ser elevados para ter uma influência significativa da difusão na formação da rede. Desta forma, verifica-se que esse processo não contribui de forma significativa para a formação de redes induzidas por arco elétrico, embora não possa ser totalmente excluído [21, 48].

4.1.1.2 Rearranjo Estrutural do Vidro

Durante o processo de fabricação de *LPGs* por arco elétrico pode ocorrer o rearranjo estrutural do vidro. Essas alterações na estrutura do vidro são decorrentes de mudanças de densidade ou do rápido aquecimento e resfriamento local da fibra, e relacionam-se com mudanças na temperatura fictícia da fibra devido às altas taxas de resfriamento envolvidas no processo, superiores à 1000 °C/s segundo Rego *et al* [48].

A temperatura fictícia do vidro é a temperatura de formação de um vidro após a fusão, em que a estrutura atômica de um vidro estaria em equilíbrio [21], ou seja, define a transição do estado vítreo para o estado de relaxação estrutural viscoelástico [54]. Além disso, a temperatura fictícia aumenta com o aumento da taxa de resfriamento. Portanto, diferentes taxas de resfriamento levam à formação de fibras com temperaturas fictícias distintas que, por sua vez, resultam em fibras com propriedades intrínsecas diferentes, por exemplo viscosidade, coeficiente de expansão térmica e índice de refração [54-55].

No caso da produção de *LPGs* por descargas de arco elétrico, a fibra sofre um rápido aquecimento local e em seguida, resfria-se rapidamente. Assim, a temperatura fictícia do vidro na região exposta ao arco torna-se maior, de maneira que a viscosidade e a densidade do vidro diminuem, contribuindo para alterações nas propriedades do vidro e principalmente no índice de refração [56-57]. Desta maneira, espera-se que o rearranjo estrutural do vidro causado pelo rápido resfriamento da fibra envolvido durante a duração da descarga elétrica é um mecanismo que induz alguma mudança no índice de refração da fibra [48, 58].

4.1.1.3 Relaxamento do Estresse Residual

Geralmente, uma fibra monomodo padrão consiste em um núcleo de sílica dopado com Germânio, revestido pela casca de sílica pura, conforme mencionado na Seção 2. Devido à presença de elementos dopantes no núcleo, o seu coeficiente de expansão térmica é maior,

enquanto a sua viscosidade é menor em relação às mesmas propriedades da casca. Rego *et al* [21] relatam que o estresse elástico associado à diferença entre os coeficientes de expansão térmica é conhecido como estresse térmico e está presente desde a pré-forma da fibra. Outro tipo de tensão existente é o estresse induzido pelo processo de puxamento da fibra, que ocorre durante o puxamento da fibra e está associado às diferentes viscosidades do núcleo e casca. Durante o processo de puxamento de fibras, a casca esfria mais rapidamente do que o núcleo, visto que tem maior viscosidade e assim, suporta a tensão de puxamento. O núcleo fundido, por sua vez, é cercado pela casca sólida e não pode expandir-se sob tensão de compressão durante o resfriamento. Além disso, o núcleo também exerce pressão hidrostática na casca devido ao seu maior coeficiente de expansão térmica.

Assim, o estresse residual é formado nas fibras ópticas durante o seu processo de puxamento. E resulta principalmente da contribuição de dois tipos diferentes de estresse elástico: o estresse térmico, causado pela diferença entre os coeficientes de expansão térmica do núcleo e da casca, e também o estresse mecânico, oriundo das distintas propriedades viscoelásticas dessas duas regiões [59-60]. O relaxamento da tensão residual provocado por descargas de arcos elétricos foi proposto como um importante mecanismo responsável pela formação das *LPGs* [61-62]. No entanto, Rego *et al* [48] produziram *LPGs* em fibras livres de estresse, onde enfatizou-se que o relaxamento do estresse não era o principal mecanismo responsável pela formação de redes induzidas por arco elétrico.

Em seguida, vários trabalhos sobre tensões residuais na fibra óptica e medições do perfil do índice de refração devido às descargas elétricas foram publicados [63-66, 71-72]. O estresse medido dentro das redes produzidas com arco elétrico mostraram uma leve modulação do estresse no núcleo da fibra, correspondente à uma variações no índice de refração do núcleo da fibra menores do que $4,2 \times 10^{-5}$, tal variação é uma ordem de magnitude menor do que a variação necessária para uma contribuição significativa na formação da rede [72]. Além disso, o comprimento da região recozida pela aplicação pontual do arco elétrico é maior do que o período de modulação. Ou seja, ocorre um aumento do índice de refração da casca e redução da diferença núcleo-casca porém, em regiões maiores que o período de modulação da rede. Portanto, a modulação do índice de refração não é o bastante para explicar a formação da rede [21, 67].

4.1.1.4 Deformação Física

Em relação ao processo de descarga elétrica aplicada na fibra, Ivanov e Rego [73] mostraram que a corrente do arco é direta (*dc*) e também, que o centro entre os eletrodos não é o centro de simetria do aquecimento provocado pelo arco. A Figura 40 ilustra o momento exato de uma descarga elétrica sendo aplicada na fibra. Observa-se que o eletrodo na parte inferior, chamado de catodo, brilha apenas em sua ponta. Enquanto o eletrodo superior, chamado de anodo, brilha em uma área muito maior. Ao considerar-se que os elétrons saem do anodo e entram no catodo, tem-se um efeito de gradiente de temperatura ao longo do diâmetro da fibra óptica.

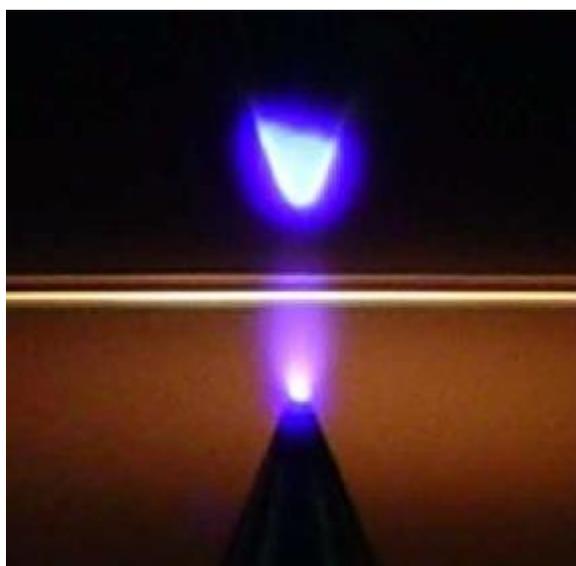


Figura 40 – Aquecimento assimétrico provocado pela descarga elétrica na fibra [73].

Durante o processo de fabricação de uma *LPG* por descargas elétricas, observa-se a redução do diâmetro da fibra, de maneira que o aumento da tensão de tração aplicada durante o processo de inscrição da rede ocasiona uma maior redução do diâmetro [21].

Normalmente, descargas elétricas com corrente de 9 mA e duração de arco de 1 s, podem causar a redução de diâmetro da fibra variando aproximadamente de 5 % até 10 % [73]. Enquanto a produção de *LPGs* sob forças de tração produzidas por pesos de 5,1 g resultam em reduções de diâmetro abaixo de 1 %. Além disso, é importante mencionar que a deformação física, causada pela redução do diâmetro, induz o acoplamento para modos de casca simétricos. No entanto, Rego *et al* [74] mostraram que a redução do diâmetro da fibra não explica o

surgimento da rede, visto que a constante de acoplamento correspondente à essa redução é pequena.

A Figura 41 ilustra uma microfotografia, que possui dimensão de micrometros, na qual observa-se a modulação geométrica do diâmetro de aproximadamente 5 % obtida durante a produção de uma *LPG* com período de 500 μm em uma *SMF-28* no Laboratório de Instrumentação e Telemetria da Universidade Federal de Juiz de Fora. Pode-se notar também uma leve redução do diâmetro, destacada pelas linhas brancas nas regiões inferior e superior da fibra óptica, na região onde aplicou-se uma das descargas elétricas a fim de obter-se a rede na fibra.



Figura 41 – Modulação geométrica induzida na fibra óptica.

Podem ocorrer dois tipos de deformação geométrica durante uma descarga de arco elétrico na fibra: o *microbending* [68] e o *tapering* [48, 69]. O *tapering* é uma redução simétrica do diâmetro e alongamento da fibra. Esse tipo de deformação depende da tensão de tração e também, da potência e duração da corrente aplicada durante o arco. Já o *microbending* ocorre quando a fibra é exposta à uma assimetria intrínseca durante o processo de descarga elétrica. Normalmente, ocorre quando a fibra é deslocada localmente no plano lateral ao eixo do seu eixo devido a alguma assimetria ou desalinhamento no setup de fabricação. Desta forma, a fibra não está centralizada com a descarga de arco elétrica enquanto submetida ao processo de marcação.

A Figura 42 ilustra a diferença entre os dois lados de uma fibra óptica após a produção de uma *LPG*. Nota-se que a deformação física induzida na fibra causa um deslocamento do

núcleo ou *microbending* geométrico. Essa microdeformação faz com que o núcleo acompanhe a linha medial entre os dois lados da fibra. Assim, devido à diferença de modulação entre os lados esquerdo e direito, a linha medial não é reta, ocorrendo uma mudança no índice de refração. De acordo com Ivanov e Rego [73], essa diferença entre os lados opostos da fibra ocorre em virtude de uma diferença de viscosidade na fibra causada pelo gradiente de temperatura gerado durante o arco elétrico. O efeito de microdeformação causado pelo deslocamento do núcleo é forte o bastante para explicar o surgimento das redes. Além disso, essa perturbação assimétrica no índice de refração da fibra é responsável pelo acoplamento entre o modo fundamental do núcleo e os modos de casca assimétricos LP_{1m} .

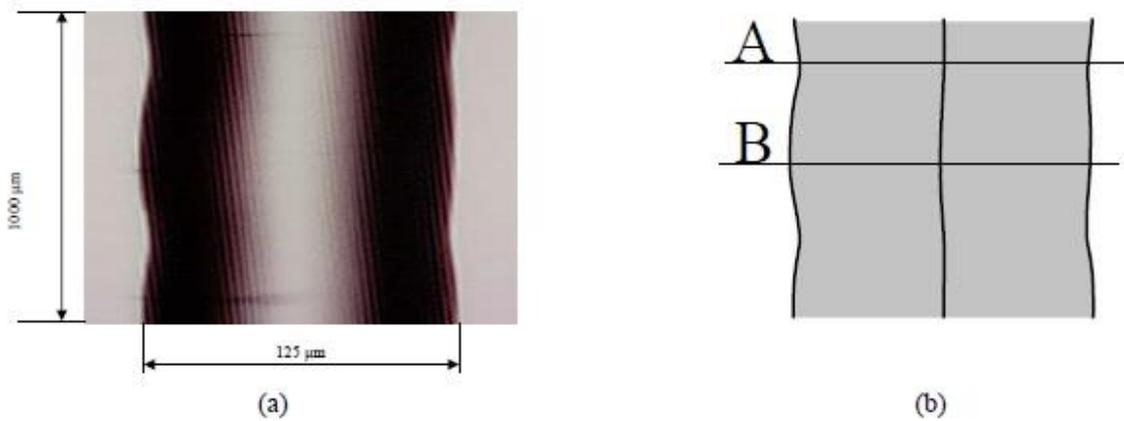


Figura 42 – (a) Microdeformações na fibra óptica. (b) Deslocamento do núcleo [73].

5 PRODUÇÃO DE REDES DE PERÍODO LONGO

As redes de período longo encontram-se aplicadas nas áreas de telecomunicações, especialmente em comunicações ópticas, e em sensoriamento. A perda dependente da polarização intrínseca das *LPGs* produzidas por descargas de arco elétrico pode ser um efeito indesejável ao introduzir limitações em certas aplicações práticas, já que a *PDL* pode variar com mudanças de temperatura ou deformação [99].

Uma maneira de contornar esse problema poderia ser a produção de redes induzidas por arco elétrico em espiral, já que, como demonstrado para redes produzidas por radiação de laser CO_2 , possuem baixíssima perda dependente da polarização (*PDL*) [101]. Outra maneira seria realizar a otimização do setup experimental para a produção de redes induzidas por arco elétrico, como demonstrou recentemente Yin *et al* [75]. Aspectos do sistema de gravação por arco elétrico, como a influência da tensão causada pela massa presa na extremidade da fibra, número de arcos elétricos aplicados em cada marcação, reprodutibilidade do processo de fabricação para diferentes tipos de fibra e parâmetros distintos foram amplamente discutidos por Kamikawachi [31], Rego [21] e recentemente por Ranjan *et al* [27]. No entanto, medidas da perda dependente da polarização em *LPGs* induzidas por arco elétrico foram estudadas somente em poucos trabalhos [6, 69].

Desta forma, neste capítulo, relata-se a fabricação de redes de período longo induzidas por arco elétrico para em seguida, avaliar as características da perda de polarização das redes produzidas. Além disso, propõe-se uma nova técnica de produção de *LPGs* induzidas por arco elétrico, tendo em vista a redução da *PDL*. Por fim, avalia-se a nova técnica comparando os resultados obtidos com esse novo método e os resultados provenientes das *LPGs* produzidas normalmente por arco elétrico.

5.1 PRODUÇÃO DE REDES POR ARCO ELÉTRICO TRADICIONAL

O sistema de fabricação de *LPGs* utilizado neste trabalho encontra-se instalado no Laboratório de Instrumentação e Telemetria (*LITel*) da Universidade Federal de Juiz de Fora (*UFJF*). Esse sistema é composto basicamente por uma máquina de emendas de fibras ópticas (*KL-300T Jilong*), um analisador de espectro óptico (*OSA, Anritsu, MS9740A*), um estágio de translação de precisão, uma polia e uma massa de 8 g. Nesse setup, o *OSA* é utilizado para acompanhar o espectro de transmissão da rede durante o processo de marcação e também como fonte de luz, através de sua fonte interna de banda larga e que possui comprimento de onda

central em 1550 nm. Além disso, o analisador de espectro opera com resoluções entre 1 nm e 0,03 nm com uma precisão em comprimento de onda de ± 20 pm. A representação da montagem experimental pode ser observada na Figura 43. O estágio de translação possui resolução linear de 1 μm e a massa fixada na extremidade da fibra a mantém sob uma tensão longitudinal constante de aproximadamente 0,08 N.

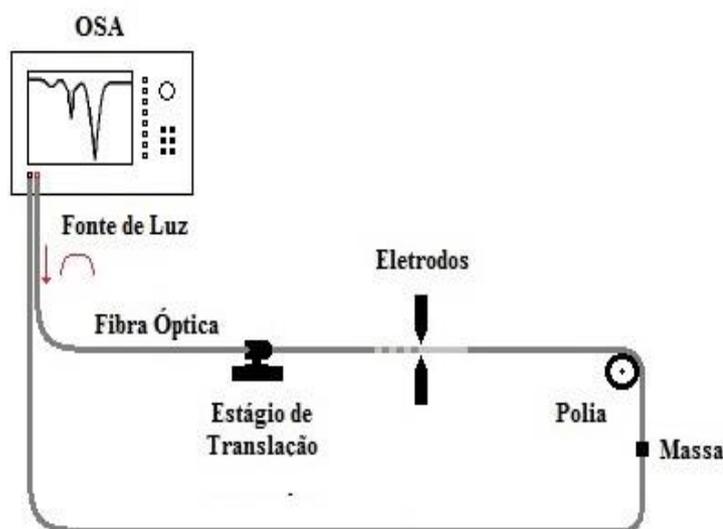


Figura 43 – Representação do setup de produção de *LPGs* em laboratório.

Para produzir as *LPGs*, foi utilizada a mesma técnica descrita na Seção 4.1. Assim, o processo consiste em posicionar uma fibra monomodo padrão (*SMF-28*) sem o seu revestimento entre os eletrodos da máquina de fusão, conforme ilustrado na Figura 43, aplicar a descarga elétrica em um ponto da fibra, deslocar a fibra através do estágio de translação e observar o espectro de transmissão resultante após cada marcação no *OSA*. Esse processo se repete até que o espectro de transmissão desejado seja alcançado.

É importante mencionar que o tempo de resfriamento entre as marcações é um parâmetro que deve ser levado em consideração. Desta forma, assegura-se que a fibra óptica esteja em condições de temperatura iguais em cada marcação realizada. Caso esse parâmetro não seja respeitado, a fibra pode se aquecer de formas diferentes em cada marcação, resultando em uma rede não uniforme [35]. Além disso, podem ocorrer outros efeitos indesejáveis na fibra, por exemplo o rompimento ou deformação da fibra.

A corrente e duração do arco elétrico são parâmetros configuráveis na máquina de fusão, enquanto o período de modulação da rede é definido pelo deslocamento do estágio de translação. Desta forma, foram produzidas dez *LPGs* com potência de arco de 90 bits e duração

de 0,5 s. Bit é uma unidade de potência nominal relacionada à corrente elétrica analógica digitalizada arbitrada pelo fabricante da máquina de fusão. Além disso, as redes foram produzidas com período de modulação de $500 \mu\text{m}$ e números de marcações distintos, influenciando no comprimento L da rede. A Figura 44 representa a microfotografia obtida da *LPG* produzida através da máquina de fusão, na qual pode-se observar o período de modulação da rede, dado pela distância entre duas marcações.

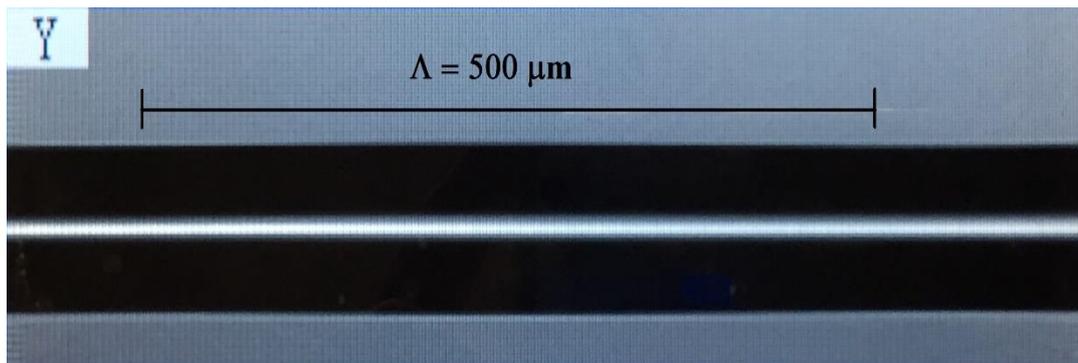


Figura 44 – *LPG* produzida com período de $\Lambda = 500 \mu\text{m}$.

Os parâmetros de fabricação foram escolhidos a fim de realizar uma comparação da *PDL* entre as redes produzidas normalmente por arco elétrico e as redes produzidas pela nova técnica descrita mais à frente. Os espectros de transmissão de algumas das *LPGs* produzidas são mostrados na Figura 45. Observa-se que ao empregar os parâmetros de fabricação mencionados acima, foram originadas redes com vales de atenuação variando em comprimento de onda na faixa de aproximadamente 1450 nm até 1650 nm , com atenuação no comprimento de onda ressonante, na maioria dos casos, superior a 15 dB .

É importante ressaltar que, embora as redes fossem fabricadas utilizando quase todos os mesmos parâmetros, o número de marcações e o comprimento da rede são diferentes para cada rede produzida. Logo, espera-se que as *LPGs* produzidas apresentem características espectrais distintas, já que conforme discutido no Capítulo 4, o perfil de índice de refração longitudinal, nesse contexto está relacionado diretamente com o número de marcações e o comprimento da rede, determina a localização e a forma das bandas de atenuação [47]. Tal comportamento ainda pode ser confirmado observando a equação de transmissão dos vales (36).

Em seguida, investigou-se o comportamento da *PDL* das redes produzidas utilizando o setup experimental descrito na Figura 46. A luz proveniente da fonte interna do analisador de espectro foi polarizada linearmente utilizando um polarizador. Utilizou-se um controlador de polarização (*PC*) localizado antes do controlador de polarização para ajustar a máxima potência

transmitida após o polarizador. Em sequência, varia-se o estado de polarização da luz através de um segundo controlador de polarização antes de passar pela *LPG* e ser detectada pelo *OSA*.

Os valores de *PDL* são obtidos ao procurar em comprimentos de onda próximos ao comprimento de onda ressonante pela máxima e mínima potência transmitida, que são encontradas ao varrer todos os estados de polarização da luz de entrada na rede.

Conforme discutido na Seção 4.2.2, em virtude da birrefringência induzida nas *LPGs*, cada orientação de polarização da luz está associada a um índice de refração distinto na rede, que gera a *PDL*. Assim, pode-se relacionar as potências máxima e mínima transmitidas com duas orientações de polarização distintas e também, com diferentes índices de refração, que são responsáveis pela visualização de dois espectros de transmissão referentes aos eixos rápido e lento. É interessante ressaltar que a dependência do índice de refração com a orientação de polarização de entrada na rede é responsável pelas alterações no comprimento de onda ressonante, já que alterações do índice de refração modificam a condição de casamento de fase (35).

Durante os ensaios experimentais, os espectros da rede referentes aos eixos rápido e lento são registrados e assim, determina-se a *PDL* pela diferença absoluta entre esses espectros. É importante mencionar que o processo de medição dos valores de *PDL* foi repetido várias vezes e, embora a dependência em comprimento de onda da *PDL* possa conter algum erro espúrio, o valor máximo da *PDL* é bastante preciso.

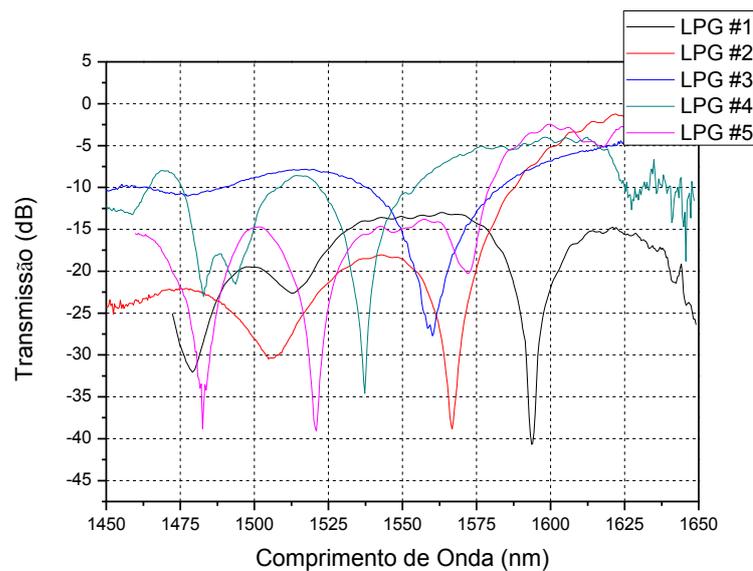


Figura 45 – Espectros de transmissão de algumas *LPGs* produzidas por arco elétrico.

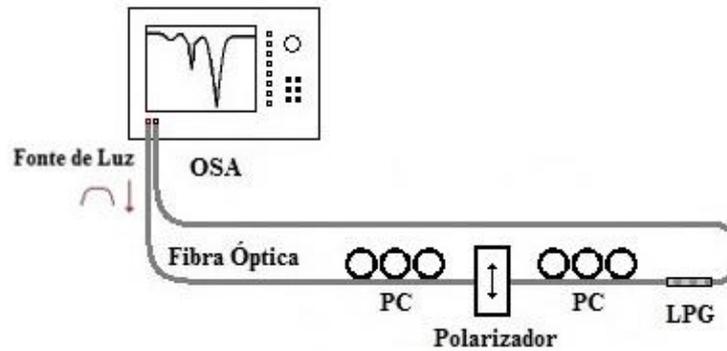


Figura 46 – Representação do setup experimental para medidas da *PDL*.

As Figuras 47 e 48 mostram os espectros de transmissão das redes *LPG #1* e *LPG #2*, respectivamente. Em cada ilustração, pode-se observar os eixos lento e rápido e também o comportamento da perda dependente da polarização da rede produzida. Ainda, dentre as redes produzidas tradicionalmente por arco elétrico, a rede *LPG #1* foi a que apresentou maior *PDL*, enquanto a rede *LPG #2* apresentou o menor valor de *PDL*. Os valores máximo de *PDL* e atenuação no comprimento de onda central do vale obtidos foram de aproximadamente 11,22 dB e 40,63 dB, respectivamente, para a rede *LPG #1*, conforme ilustrado na Figura 47, enquanto na Figura 48, observa-se o menor valor de *PDL* encontrado de aproximadamente 7,25 dB com uma atenuação do vale ressonante próxima a 38,81 dB.

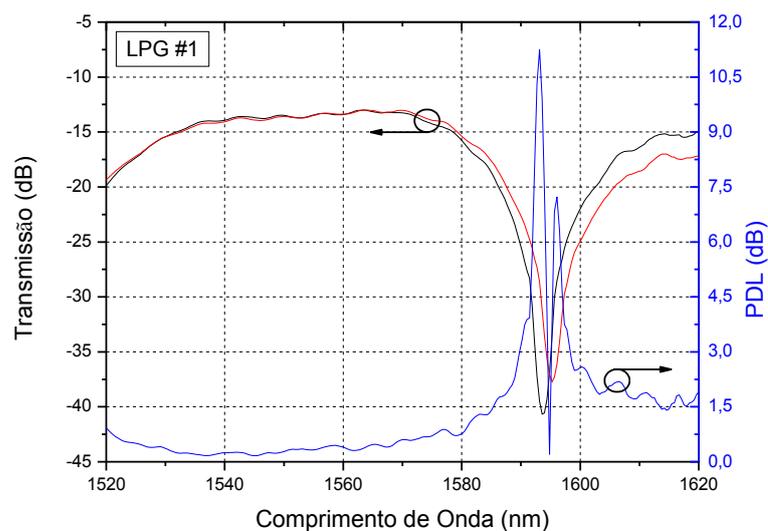


Figura 47 – Maior valor de *PDL* obtido entre as redes produzidas por arco elétrico.

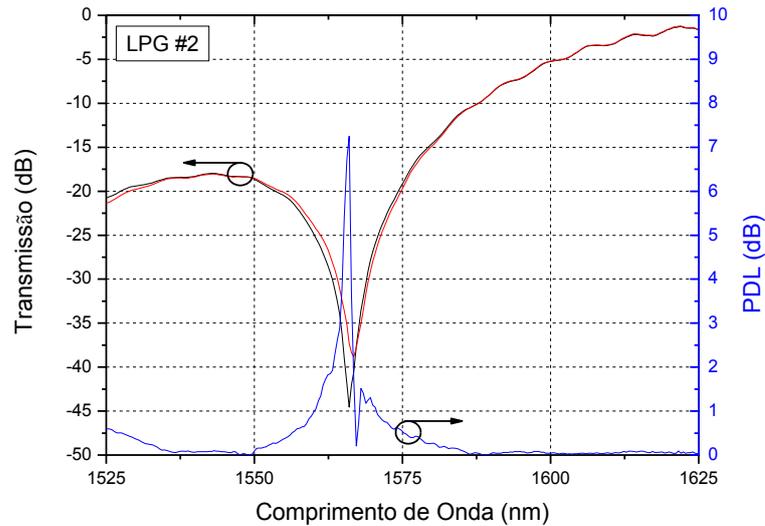


Figura 48 – Menor valor de *PDL* obtido entre as redes produzidas por arco elétrico.

5.2 PRODUÇÃO DE REDES COM A TÉCNICA PROPOSTA

A fim de reduzir a *PDL* intrínseca nas *LPGs* induzidas por arco elétrico, buscou-se uma nova técnica de produção de *LPGs*. Conforme discutido no Capítulo 4, as descargas elétricas produzem uma modulação local do índice de refração da fibra, bem como microdeformações na região do núcleo. Desta forma, propõe-se aplicar descargas elétricas ao longo da fibra óptica, no entanto, realizando um deslocamento angular de sua estrutura com respeito ao seu próprio eixo longitudinal. Logo, a fibra é rotacionada após cada marcação, tendo em vista alterar a região da fibra afetada pela descarga elétrica e assim, promediar os efeitos induzidos ao longo de sua estrutura.

O setup experimental para realizar essa técnica é bastante similar ao setup utilizado normalmente para produzir essas redes, conforme pode ser observado na Figura 43, porém deve-se alterar o ângulo de rotação do eixo da fibra a partir de um ponto de referência, conforme ilustrado na Figura 49. Neste caso, adotou-se a marcação pontual das fibras alterando as descargas em 180° e também, utilizou-se como ponto de referência a primeira descarga elétrica aplicada na fibra.

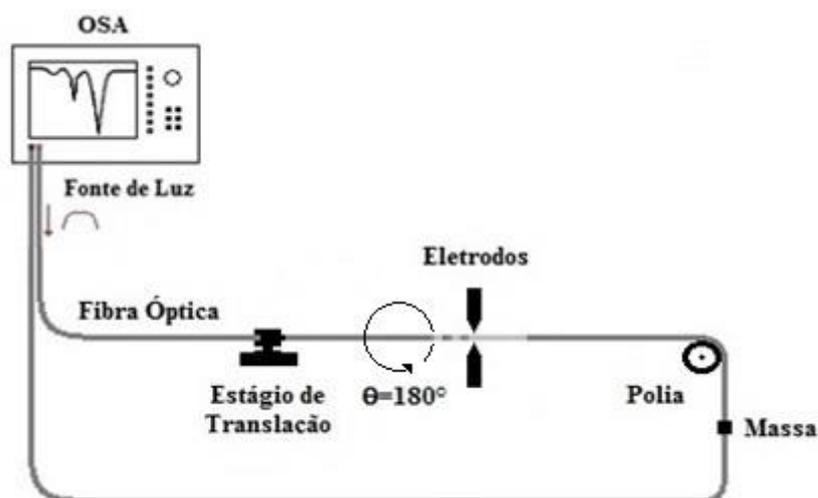


Figura 49 – Representação do setup experimental para a produção de *LPGs* com a técnica proposta.

Foram produzidas 10 redes com descargas elétricas rotacionadas utilizando os mesmos parâmetros das redes produzidas na seção 5.1. Assim como nas redes produzidas anteriormente, as *LPGs* rotacionadas produzidas apresentam comprimento de onda dos vales ressonantes variando de aproximadamente 1450 nm até 1650 nm. No entanto, observou-se que a formação das redes ocorreu com um número menor de marcações em relação às redes produzidas normalmente na seção anterior. Os espectros de transmissão de algumas das *LPGs* produzidas são mostrados na Figura 50. Conforme pode-se notar também na Figura 50, as *LPGs* rotacionadas são identificadas como *LPG**. Além disso, as redes produzidas apresentaram atenuação menor do que as produzidas normalmente, o que era de se esperar, já que o número de marcações para a formação dessas redes foi menor.

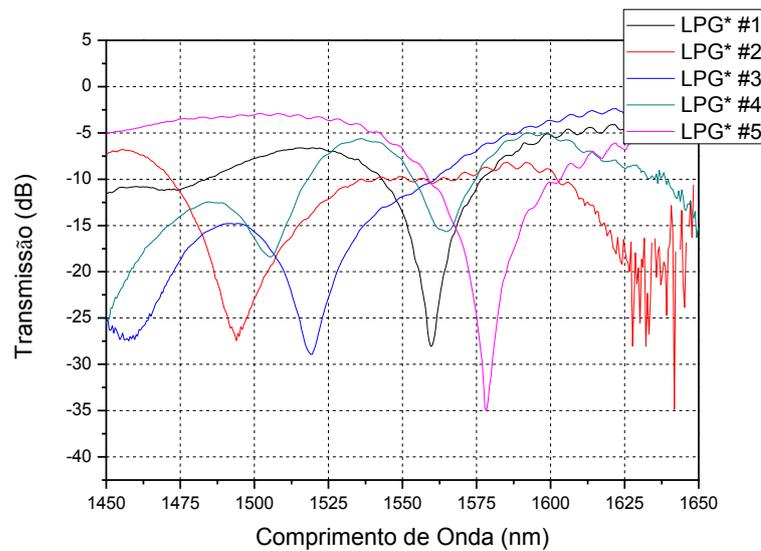


Figura 50 – Espectros de transmissão de algumas *LPGs* induzidas por descargas elétricas com a técnica proposta.

A fim de obter o comportamento da *PDL* intrínseca nas redes produzidas por arco elétrico com a nova técnica proposta, utilizou-se o mesmo setup experimental empregado nos testes anteriores, que pode ser observado na Figura 46. As Figuras 51 e 52 mostram os espectros de transmissão das redes *LPG* #2* e *LPG* #4*, respectivamente. Dentre as redes produzidas, a rede *LPG* #2* apresentou o maior valor de *PDL* com aproximadamente 2,45 dB, assim como atenuação do vale ressonante de aproximadamente 27,51 dB, conforme observado na Figura 51. Já a *PDL* mínima, foi observada na rede *LPG* #4*, com valor menor que 1 dB e atenuação do vale de aproximadamente 16 dB, conforme pode ser notado na Figura 52.

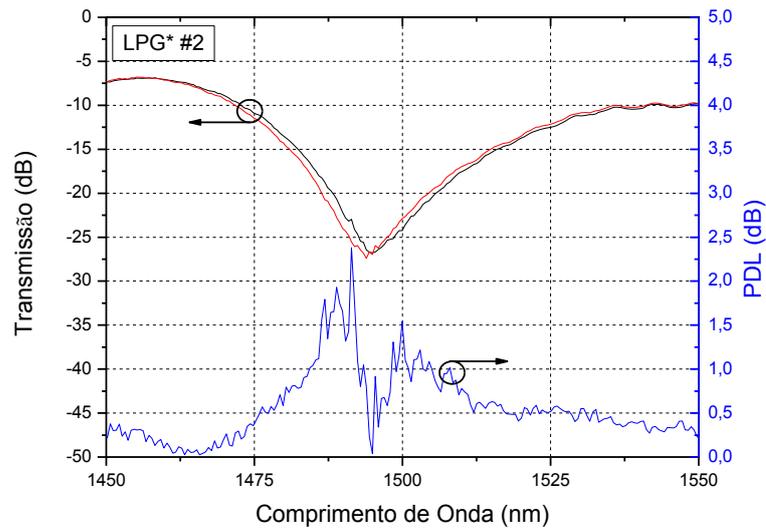


Figura 51 – Maior valor de *PDL* obtido entre as redes induzidas por descargas elétricas com a técnica proposta.

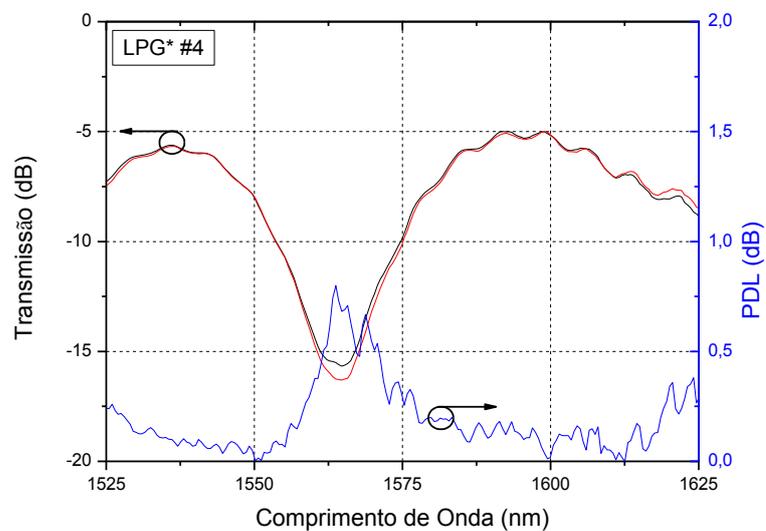


Figura 52 – Menor valor de *PDL* obtido entre as redes induzidas por descargas elétricas com a técnica proposta.

Outro aspecto importante em relação ao potencial das redes produzidas com a técnica proposta é que, embora a eficiência dos vales de atenuação seja menor que as produzidas normalmente por arco elétrico, conseguiu-se produzir a rede *LPG* #5* com atenuação de aproximadamente 35 dB, conforme visto na Figura 53.

Observa-se também que a *PDL* dessa rede é de aproximadamente 2 dB, um valor de *PDL* reduzido em comparação aos valores resultantes da técnica utilizada convencionalmente, apresentados na seção 5.1. Essa característica mostra que é possível obter redes cujos vales ressonantes possuem rejeição igual ou até superiores às redes produzidas tradicionalmente por arco elétrico, enfatizando assim, o grande potencial do método proposto.

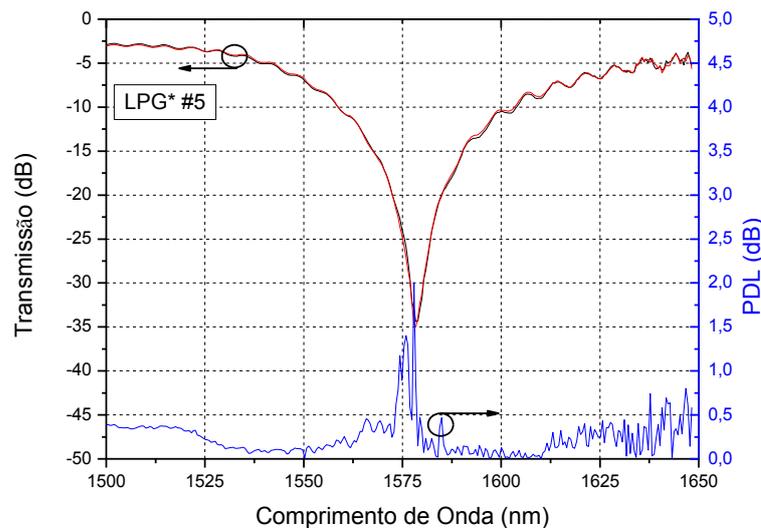


Figura 53 – Espectros de transmissão dos eixos rápido e lento e *PDL* da rede *LPG* #5*.

Após a produção das redes de período longo e identificação do comportamento da *PDL* através do método de descargas de arco elétrico e também com a variação proposta nessa seção, realizou-se uma comparação entre os valores da perda dependente da polarização obtidos experimentalmente nesse trabalho com alguns resultados obtidos por outros pesquisadores, ilustradas na Figura 54.

Nesse contexto, utilizou-se a fins de comparação o comportamento da *PDL* intrínseco em redes produzidas utilizando a técnica de radiação *UV*, disponíveis na literatura [100, 102-103], tendo em vista enfatizar ainda mais o potencial do método proposto nesse trabalho. Embora as redes induzidas por *UV* apresentem *PDL* reduzida [102], certas desvantagens, mencionadas no Capítulo 4, impactam negativamente e limitam o seu uso.

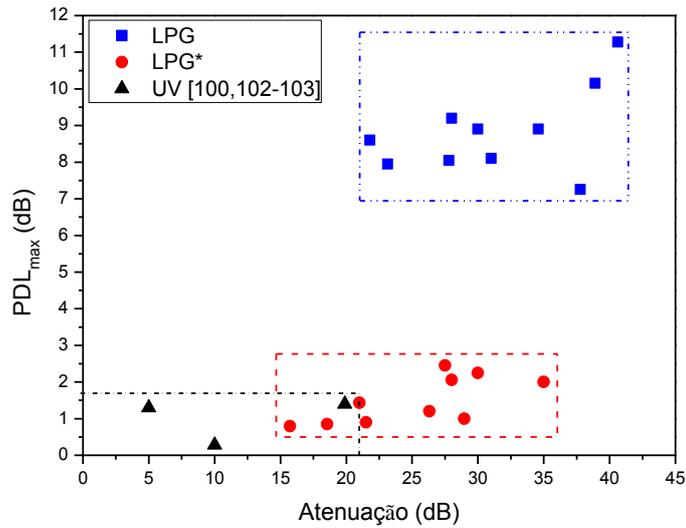


Figura 54 – Comparação entre os valores de PDL para redes produzidas usando técnicas diferentes.

A Figura 54 ilustra a comparação dos resultados em termos da PDL_{max} e da atenuação do vale ressonante. A PDL_{max} é definida pelo maior valor de PDL na região espectral de uma das bandas de atenuação de cada rede produzida. Nota-se que as $LPGs$ produzidas com a técnica proposta apresentam redução da sensibilidade ao efeito da polarização em relação às redes produzidas por arco elétrico convencional. Além disso, é importante salientar que essas redes, representadas como LPG^* na Figura 54, apresentaram valores de PDL semelhantes, em alguns casos, às $LPGs$ induzidas por radiação UV . Outra característica relevante é que foram alcançados vales com atenuação maiores que os obtidos com a técnica de radiação UV , ou seja, vales ressonantes com maior eficiência, e com valores de PDL muito próximos, demonstrando o potencial da técnica proposta.

6 SENSORIAMENTO DE CORRENTE EM VANTS

Sensores baseados em fibras ópticas vêm se destacando cada vez mais na área tecnológica de sensoriamento [81-83]. Em comparação com os dispositivos sensores convencionais, os sensores a fibra óptica apresentam algumas vantagens [84]. Esses dispositivos são compactos, leves, imunes à interferência eletromagnética e podem ser multiplexados, possibilitando o uso de vários sensores em uma mesma fibra óptica [85], que são características essenciais em aplicações de sensoriamento. Assim, os sensores a fibra óptica são extremamente versáteis na medição de variações de temperatura [7, 86], deformação longitudinal [87], índice de refração externo [88], pressão [89] e umidade [90].

Dentre os sensores ópticos, os sensores de corrente elétrica a fibra óptica (*OFCS*) começaram a ser estudados a partir de 1960 [91-92]. Desde então, vários pesquisadores demonstraram algumas aplicações práticas com esses sensores [93-95].

Um dos métodos mais conhecidos para realizar medidas de corrente elétrica baseia-se no efeito óptico-magnético, também conhecido como efeito de rotação de Faraday. Trata-se de um efeito no qual o plano de polarização de uma onda eletromagnética sofre uma rotação, definida por um deslocamento em radianos, em função da influência de um campo magnético paralelo à sua direção de propagação [96]. Por exemplo, Aerssens *et al* [93] relataram um *OFCS* baseado no efeito Faraday para a medição da corrente plasmática, com valores superiores a 1 MA, em tokamaks. Ainda, o método proposto envolve o uso uma fonte de luz polarizada e também de outros componentes ópticos como controladores e analisadores de polarização. Outro exemplo também baseado no efeito Faraday foi proposto por Lee *et al* [94]. Nesse caso, foram medidos em um condutor valores de corrente eficaz de até 600 A. Além disso, o método proposto utilizou uma *LPG* gravada em uma fibra mantenedora de polarização que atua como polarizador, ou seja, possui características de um analisador de polarização. No entanto, métodos baseados no efeito Faraday possuem fatores limitantes como o pequeno valor da constante de Verdet da sílica, além da necessidade de introduzir componentes ópticos como polarizadores e controladores do polarização no circuito, que podem elevar a complexidade e custo do sistema.

Considerando esses aspectos, neste capítulo, é apresentado os resultados experimentais da combinação de uma *LPG* com um ímã permanente de Neodímio ($Nd_2Fe_{14}B$). Tal combinação apresenta uma configuração leve, compacta e de fácil instalação. Além disso, o setup experimental proposto dispensa o uso de componentes ópticos como polarizadores e controladores de polarização, tornando-o atraente para o uso embarcado em Veículos Aéreos

Não Tripulados (*VANTs*), também conhecidos como drones. Nessas aeronaves, a bateria fornece corrente para cada um dos motores da aeronave de acordo com as condições de voo impostas, por exemplo velocidade e direção, pelo controlador. Desta forma, a corrente elétrica fluindo pelo fio condutor gera uma força magnética que desloca o ímã natural e atua na *LPG*. Assim, é possível detectar a corrente demandada pelos motores do drone, de acordo com os diferentes deslocamentos espectrais no comprimento de onda ressonante da *LPG*. As características do *VANT*, assim como a descrição do princípio de operação do sensor utilizado e os resultados experimentais serão apresentados nas seções a seguir.

6.1 VEÍCULO AÉREO NÃO TRIPULADO

O *VANT* utilizado nesse trabalho foi montado no Laboratório de Instrumentação e Telemetria da *UFJF*, o protótipo produzido no laboratório é mostrado na Figura 55. Essa aeronave é impulsionada por quatro motores elétricos e utiliza um sistema eletrônico de controle e sensores para estabilizar a aeronave. O controle de movimento da aeronave pode ser realizado variando-se a velocidade relativa de cada motor elétrico para alterar o empuxo e o torque produzido por cada um.



Figura 55 – Protótipo do *VANT* montado no laboratório.

A fim de operar remotamente o drone, o piloto deve enviar os sinais de controle desejados para a aeronave e assim, regular a velocidade de rotação dos quatro motores do drone.

Ou seja, o operador da aeronave utiliza um controle de rádio *wireless* na frequência de 2,4 GHz para controlar a modulação de largura de pulso (*PWM*) transmitida ao *VANT*, indicando assim, os comandos de voo desejados à aeronave.

Os sinais *PWM* não atuam diretamente nos motores do *VANT*. Na verdade, esses sinais são recebidos na unidade de controle de voo (*FCU*) do drone e, em seguida, são transmitidos para um módulo de controle eletrônico de velocidade (*ESC*). O *ESC* é alimentado pela bateria do *VANT* e controla a velocidade de rotação dos motores de acordo com os sinais *PWM* recebidos.

A Figura 56 mostra a relação entre o *duty cycle* do sinal *PWM* e a corrente elétrica demandada por um dos motores do *VANT*, medidos com um amperímetro convencional. Observa-se que o motor exige mais corrente elétrica em sinais com *duty cycles* maiores. Desta forma, a resposta do motor em relação ao sinal *PWM* não é linear durante toda a faixa de operação. Nota-se também que a velocidade de rotação máxima é atingida com 73 % de *duty cycle*, correspondendo à 10 A. Além disso, a variação das medições da corrente elétrica foi baixíssima durante os ensaios, de forma que as barras de erro não são visíveis na Figura 56.

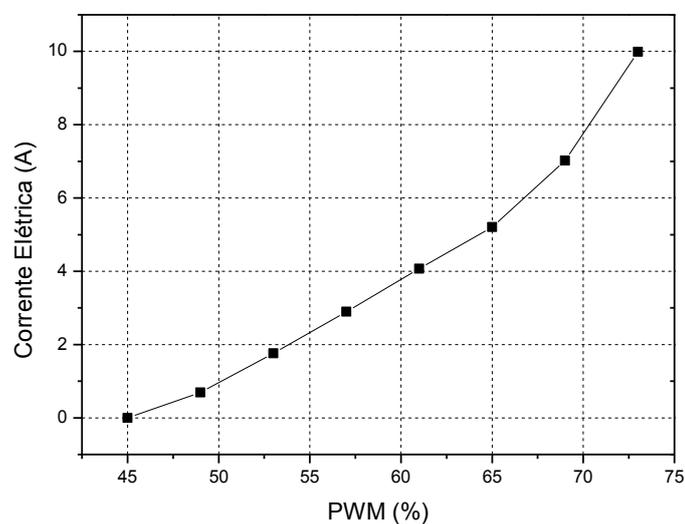


Figura 56 – Corrente elétrica exigida pelo motor do *VANT* em função do *duty cycle* do sinal *PWM*.

Além de receber os sinais *PWM* de controle na frequência de 2,4 GHz, encontram-se embarcados na aeronave o *Global Positioning System (GPS)*, sinais *WiFi* de transferência de vídeo e telemetria. Existe também, ruído gerado pelos motores e *ESCs* do *VANT*, que podem

causar interferência eletromagnética. Desta forma, o uso de um sensor de corrente a fibra óptica proporciona medidas de corrente elétrica livres de possíveis interferências causadas pelos próprios componentes do drone e também insensibilidade às frequências emaranhadas na mesma banda, os quais sensores convencionais não proporcionam.

Outro aspecto relevante é que em um *VANT*, geralmente, mede-se o nível de tensão da bateria. Essa informação proporciona uma análise geral do consumo de corrente elétrica da aeronave. Dessa forma, sabe-se quando é o momento de retornar com a aeronave e recarregar a sua bateria, evitando quedas durante uma missão de voo. Levando esse aspecto em consideração, ao realizar-se a medida de corrente elétrica de maneira isolada em cada motor, discrimina-se de fato o seu consumo de energia, além de possibilitar extrair outras informações, por exemplo, integridade do motor, sendo vantajoso ao informar se um motor está consumindo mais ou menos corrente do que deveria, possibilitando previamente certas manutenções e até a substituição do motor antes de possíveis danos à aeronave.

6.2 MONTAGEM EXPERIMENTAL E PRINCÍPIO DE SENSORIAMENTO

O setup experimental é composto por uma fonte de luz de banda larga, um analisador de espectro óptico (*OSA*), o sensor de corrente proposto, que é a combinação de uma *LPG* com um ímã de Neodímio e, por último, o motor do *VANT*, conforme ilustrado na Figura 57.

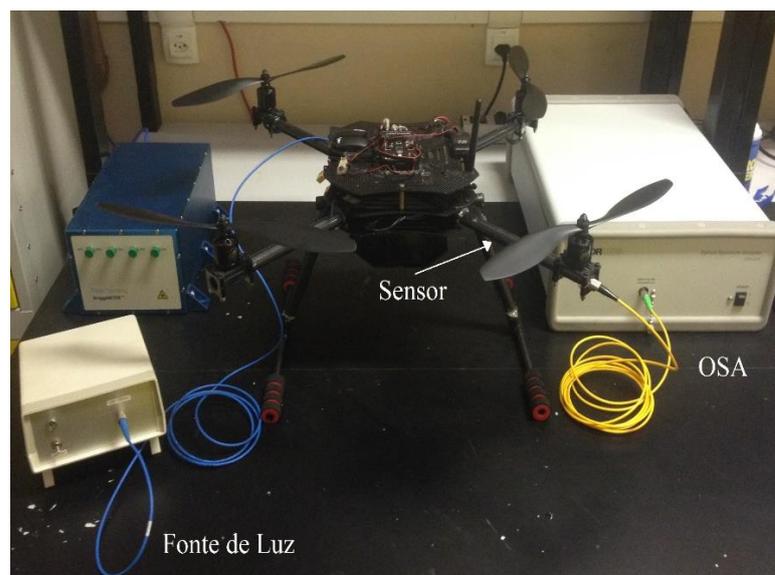


Figura 57 – Setup experimental para o sensoriamento de corrente elétrica no *VANT*.

O dispositivo de sensoriamento proposto é obtido fixando o ímã de Neodímio ($Nd_2Fe_{14}B$) na *LPG* e em uma estrutura de uma haste flexível com resina epóxi. Essa configuração, ilustrada na Figura 58, proporciona somente deslocamentos unidirecionais do ímã, que atua deformando a *LPG*. Desta forma, obtém-se um dispositivo de sensoriamento pequeno e compacto, que pode ser instalado próximo ao fio condutor do drone com facilidade. É importante mencionar que a estrutura de haste utilizada também proporciona proteção e rigidez à fibra. Assim, evita-se que a trepidação do drone cause deformações e curvaturas indesejáveis na fibra. Além disso, a fim de evitar os efeitos do aquecimento do condutor, posicionou-se o dispositivo sensor a uma distância de aproximadamente 0,5 cm do condutor. No entanto, o drone utilizado opera com correntes de 0 A até 10 A e para esses valores de corrente, a variação máxima de temperatura medida com um termopar foi de aproximadamente 0,2 °C. Desta forma, desconsidera-se que o aquecimento do condutor possa influenciar na resposta do sensor.

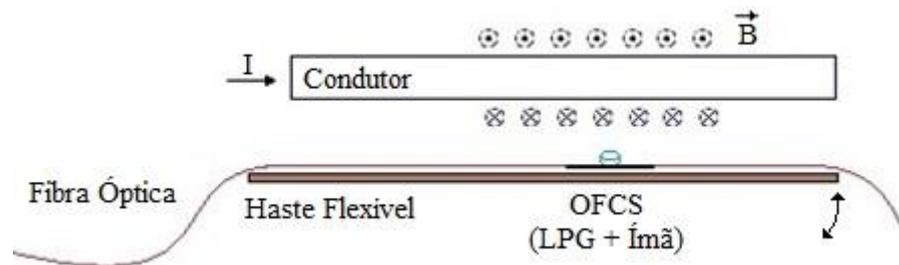


Figura 58 – Dispositivo de sensoriamento proposto para medir corrente elétrica.

Dependendo da posição dos polos magnéticos do ímã de Neodímio fixado na *LPG*, o mesmo pode ser atraído ou repelido pelo condutor. Nesse experimento, posicionou-se o ímã na *LPG* de maneira que ocorresse uma força eletromagnética repulsiva devido às variações na intensidade de corrente fluindo no condutor para o motor da aeronave. Logo, a força magnética repele o ímã, que por sua vez deforma o sensor *LPG* e assim, possibilita a detecção de corrente elétrica exigida pelos motores do *VANT* de acordo com os diferentes deslocamentos espectrais nas bandas de atenuação do sensor no espectro de transmissão da *LPG*.

Em relação à *LPG* utilizada no dispositivo de sensoriamento, utilizou-se uma das *LPGs* produzidas no Laboratório de Instrumentação e Telemetria da Universidade Federal de Juiz de Fora. A rede foi produzida com período de modulação de $\lambda = 500 \mu\text{m}$, descargas de arco elétrico de 20 bits e 470 ms e com comprimento de onda ressonante próximo à 1550 nm. A

microfotografia da *LPG* pode ser observada na Figura 59. Ainda, observa-se que existe um alongamento e redução no diâmetro da fibra, destacados entre as linhas vermelhas na Figura 59, que são na verdade, induzidos pela deformação geométrica do *tapering*, conforme discutido no Capítulo 4.



Figura 59 – Microfotografia da *LPG* utilizada no dispositivo de sensoriamento.

6.3 RESULTADOS EXPERIMENTAIS

Os testes foram realizados em temperatura ambiente e com o motor do *VANT* fixo na bancada do laboratório. Ainda, as variações de corrente elétrica foram medidas para um único motor, enquanto os outros motores estavam ativos e funcionando também. Desta forma, investigou-se a resposta do sensor de corrente aplicando sinais de controle *PWM* com *duty cycle* variando de 45 % até 73 %, que corresponde à uma variação de corrente elétrica de 0 A até 10 A. Além disso, utilizou-se o *software OptiGrating v. 4.2.2.* para identificar que o modo de ressonância presente no espectro de transmissão da *LPG*, na verdade corresponde ao modo assimétrico LP_{13} , conforme ilustrado na Figura 60. O acoplamento de energia do modo fundamental do núcleo para um modo de casca assimétrico já era esperado, conforme discutido no Capítulo 4.

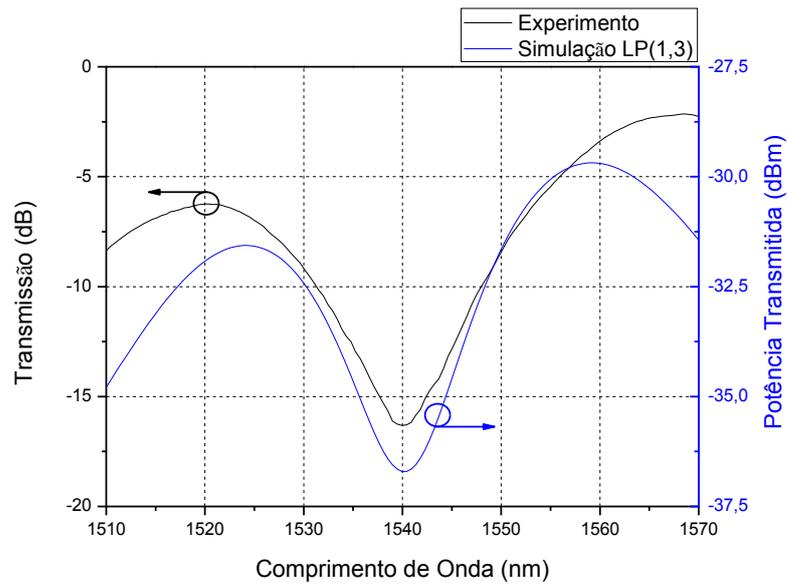


Figura 60 – Identificação do vale ressonante presente no espectro de transmissão da *LPG*.

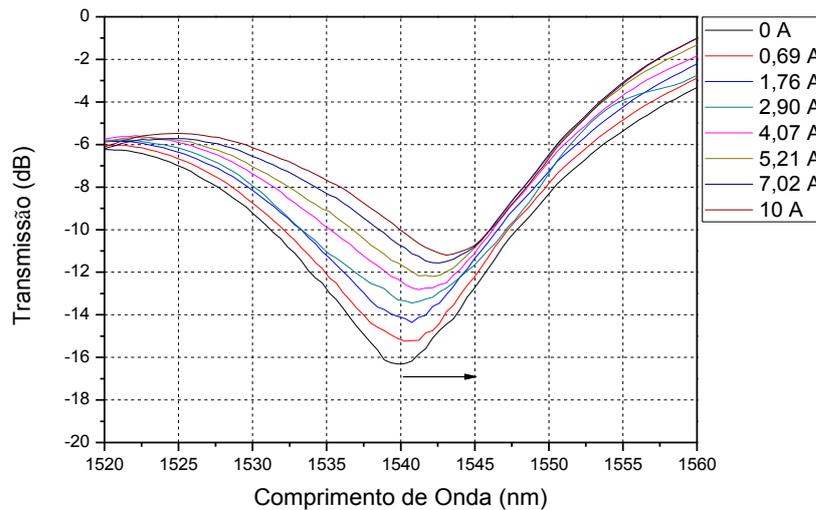


Figura 61 – Variação do espectro de transmissão da *LPG* para diferentes valores de corrente elétrica.

A Figura 61 ilustra a variação no espectro de transmissão da rede decorrente do aumento de corrente elétrica exigida pelo motor do *VANT*. A banda de atenuação que inicialmente encontrava-se localizada em 1539,36 nm, deslocou-se para 1544,02 nm, totalizando um deslocamento espectral de aproximadamente 4,66 nm. Além disso, nota-se uma variação de aproximadamente 5,29 dB na atenuação da banda ressonante.

Pode-se observar a resposta da *LPG* em termos do comprimento de onda e intensidade em função dos sinais *PWM* na Figura 62.

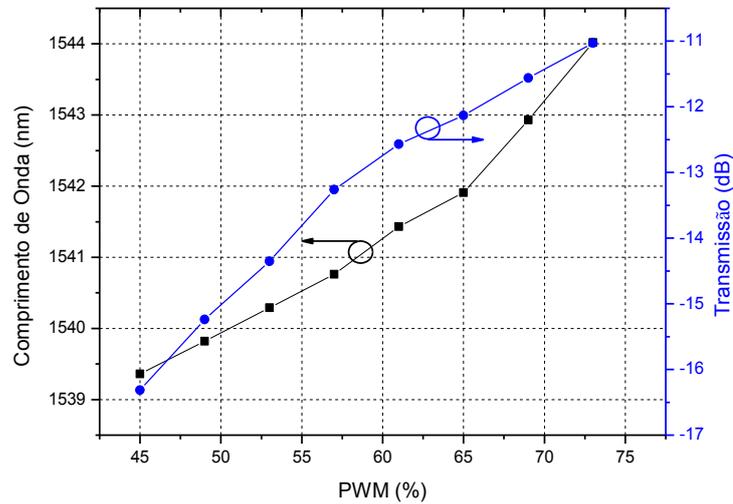


Figura 62 – Variação em comprimento de onda e atenuação da banda ressonante em função dos sinais de controle *PWM*.

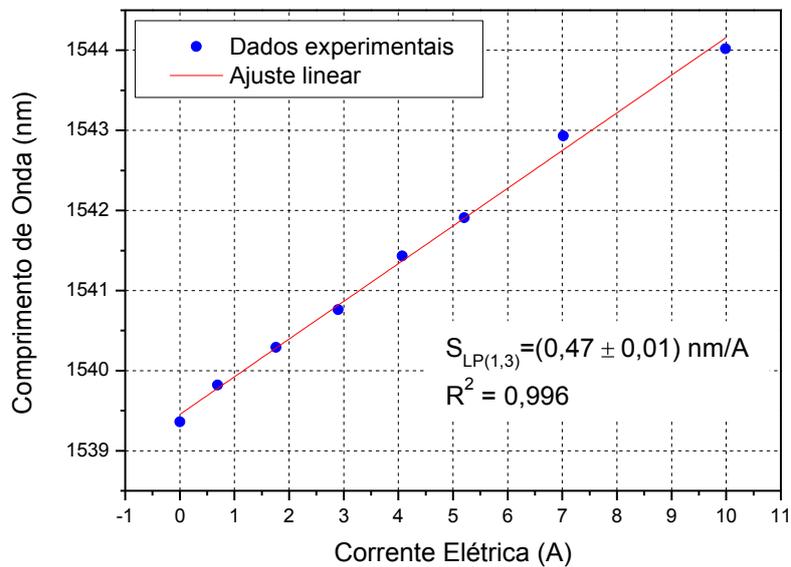


Figura 63 – Ajuste dos dados experimentais correspondente às variações em comprimento de onda ressonante em função da corrente elétrica.

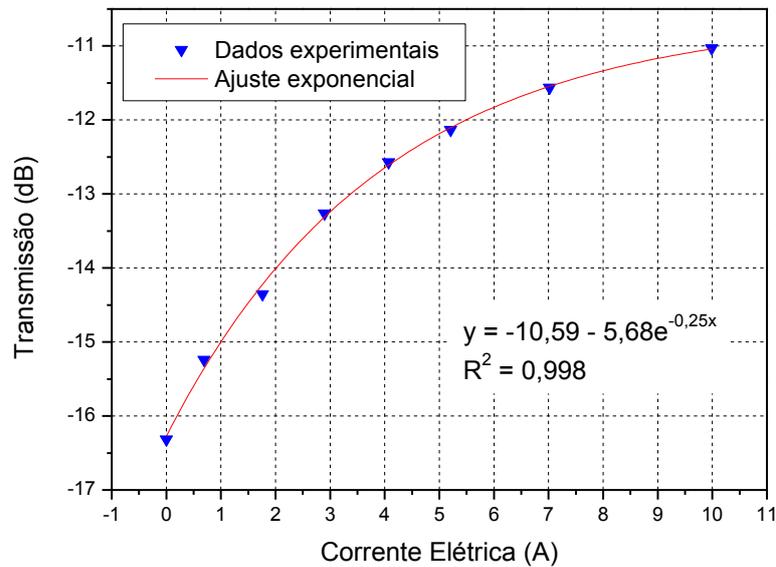


Figura 64 – Ajuste dos dados experimentais correspondente às variações na atenuação do comprimento de onda ressonante em função da corrente elétrica.

Na Figura 62, nota-se que a resposta da rede para os sinais de *PWM* comporta-se de forma similar à resposta da *LPG* em função de variações de corrente, já que estão correlacionadas, conforme ilustrado na Figura 56. A medida que o motor do drone exige mais corrente da bateria, o vale ressonante desloca-se na direção de comprimentos de onda maiores. Através do ajuste dos dados experimentais, encontrou-se uma sensibilidade de 0,47 nm/A com alto grau de linearidade, confirmado pelo valor do coeficiente R^2 obtido por meio do processo de ajuste, conforme pode ser visto na Figura 63. Enquanto isso, pode-se observar na Figura 64 que a perda de transmissão do vale ressonante diminui à medida que os valores de corrente elétrica aumenta. Esse comportamento pode ser ajustado muito bem por uma função exponencial com um valor de coeficiente R^2 de 0,998. A curva exponencial na Figura 64 pode ser utilizada para calibrar a não linearidade entre a perda de transmissão e as variações de corrente do sensor proposto. O comportamento do vale ressonante está de acordo com o esperado [97], já que ocorre uma modulação periódica do índice de refração causada pelo ímã de Neodímio fixado na *LPG*. Quando a *LPG* é submetida à deformações, ocorre a indução de um campo de tensão devido à área da seção transversa estendida. Desta forma, a distribuição periódica do índice de refração da fibra é afetada, produzindo assim, um vale ressonante com espectro de transmissão com menor atenuação, conforme ilustrado na Figura 61.

7 CONCLUSÕES E TRABALHOS FUTUROS

Neste trabalho foram apresentados a produção de redes de período longo induzidas por descargas de arco elétrico e a sua aplicação no sensoriamento de corrente elétrica em *VANTs*. O conhecimento teórico necessário para a compreensão dessas redes foi discutido. Os mecanismos responsáveis pela formação dessas redes propostos na literatura também foram discutidos. Onde observou-se que a principal contribuição para o surgimento dessas redes é o deslocamento no núcleo causado pelas microdeformações induzidas na fibra.

Além disso, foi apresentado o setup experimental para a produção de *LPGs* por arco elétrico e o efeito da perda dependente da polarização foi investigado nos dispositivos produzidos. Os resultados mostraram que os valores de *PDL* das redes produzidas se assemelham aos valores obtidos por outros pesquisadores. Observou-se também que ao alterar os parâmetros de fabricação, como o período e número de marcações, altera-se também o espectro das redes, em específico os comprimentos de onda ressonantes e a transmissão.

Apresentou-se uma nova técnica para produzir *LPGs* por arco elétrico, tendo em vista a redução da perda dependente da polarização intrínseca dos sensores produzidos. Constatou-se que por meio de alterações no ângulo de incidência das descargas elétricas na fibra óptica em relação a um ponto de referência, é possível promediar os efeitos induzidos pontualmente por cada descarga de arco elétrico e assim, reduzir a perda dependente da polarização intrínseca das redes, conforme observado na Figura 54.

Por fim, é apresentada a aplicação de uma rede produzida por arco elétrico combinada com um ímã de neodímio, compondo um novo dispositivo de sensoriamento para medir a corrente elétrica exigida por um motor de um veículo aéreo não tripulado. O sensor foi utilizado para medir variações de corrente de 0 até 10 A, correspondente à corrente mínima e máxima de operação do motor do *VANT*.

Os resultados mostraram uma boa sensibilidade linear em comprimento de onda de 0,47 nm/A, observado na Figura 63. Pode-se também, monitorar a corrente elétrica no motor do drone com base em mudanças na intensidade do espectro transmitido, conforme visto na Figura 64. O sistema de sensoriamento proposto pode ser estendido para um setup de sensoriamento portátil e assim, monitorar corrente elétrica durante os voos do *VANT*, já que os possíveis efeitos de interferência dos próprios componentes da aeronave não influenciam nas medições de corrente.

Como trabalho futuro, propõe-se a produção de novas *LPGs*, tanto com a técnica utilizada tradicionalmente quanto com a nova técnica proposta, com diferentes parâmetros de

fabricação. Desta forma, seria possível ampliar o estudo que se iniciou nesse trabalho relacionado às técnicas para redução da *PDL* e assim, mitigar essa limitação nos sistemas de sensoriamento. Sugere-se também, a caracterização das redes produzidas às variações de temperatura, deformação, torção e índice de refração. O que poderia tornar viável a proposta desses sensores em aplicações de construção civil e meio ambiente.

Outra sugestão de trabalho futuro, seria embarcar o sistema de sensoriamento de corrente elétrica, proposto no Capítulo 6, no drone e realizar os testes durante uma missão de voo. Desta forma, esses novos testes experimentais de sensoriamento de corrente elétrica possibilitariam uma análise e aplicação do sistema proposto em um cenário real.

REFERÊNCIAS

- [1] ASCORBE, J.; CORRES, J. M.; ARREGUI, F. J.; MATÍAS, I. R. Optical Fiber Current Transducer Using Lossy Mode Resonances for High Voltage Networks. *Journal of Lightwave Technology*, vol. 33, no. 12, pp. 2504-2510, 2015.
- [2] JAMES, S. W.; TATAM, R. P. Optical fibre long-period Grating sensors: characteristics and applications. *Measurement Science and Technology*, 14(5):R49-R61, 2003.
- [3] CACCIARI, I.; BRENCI, M.; FALCIAI, R.; NUNZI, C. G.; PELLI, S.; RIGHINI, G. C. Reproducibility of splicer-based long-period fiber gratings for gain equalization. *Optoelectronics Letters*, vol. 3, no. 3, pp. 203–206, 2007.
- [4] ANZUETO-SÁNCHEZ, G.; MARTÍNEZ-RIOS, A.; CASTRELLON-URIBE, J. Tuning and wavelength switching erbium-doped fiber ring lasers by controlled bending in arc-induced long-period fiber gratings. *Optical Fiber Technology*, vol. 18, no. 6, pp. 513-517, 2012.
- [5] ABRISHAMIAN, F.; MIRISHITA, K. Cascade connection of two long-period fiber gratings with a π -phase shift to expand the rejection bandwidths. *IEICE Transactions on Electronics*, vol. 98, no. 6, pp. 512-517, 2015.
- [6] REGO, G.; SANTOS, J. L.; SALGADO, H. M. Polarization dependent loss of arc-induced long-period fibre gratings. *Optics Communications*, 262, 152-156, 2006.
- [7] DELGADO, F. S.; SILVEIRA, D. D.; COELHO, T. V. N.; SANTOS, A. B. Mathematical modelling for correlation between temperature and mechanical strain in long period gratings. *IEEE Sensors 2014 Proceedings, Valencia*, pp. 1900-1903, 2014.
- [8] ESPOSITO, F.; RANJAN, R.; CAMPOPIANO, S.; IADICICCO, A. Experimental Study of the Refractive Index Sensitivity in Arc-induced Long Period Gratings. *IEEE Photonics Journal*, vol. 9, no. 1, pp. 1-10, 2017.
- [9] FALATE, R.; FRAZÃO, O.; REGO, G. et al Bending sensitivity dependent on the phase shift imprinted in long-period fibre gratings. *Measurement Science and Technology*, vol. 18, no. 10, pp. 3123-3130, 2007.
- [10] CALDAS, P.; REGO, G.; IVANOV, O. V.; SANTOS, J. L. Characterization of the response of a dual resonance of an arc-induced long-period grating to various physical parameters. *Applied Optics*, vol. 49, no. 16, pp. 2994-2999, 2010.
- [11] SMIETANA, M.; BOCK, W. J.; MIKULIC, P.; CHEN, J. H. Pressure sensing in high-refractive-index liquids using long-period gratings nanocoated with silicon nitride. *Sensors*, vol. 10, no. 12, pp. 11301-11310, 2010.
- [12] FALATE, R. Produção e caracterização de redes de período longo para aplicações em sensoriamento. *Dissertação Mestrado – Centro Federal de Educação Tecnológica do Paraná, Brasil*, 2002.

- [13] KEISER, G. Optical fiber communications. 3a. ed. McGraw-Hill, New York, 2000.
- [14] RIBEIRO, J. A. J. Comunicações Ópticas. Editora Érica, São Paulo, 2003.
- [15] KASHYAP, R. Fiber Bragg gratings. BT Laboratories, Martlesham Heath Academic Press, 1999.
- [16] AGRAWAL, G. P. Fiber-optic communications systems. Third edition. John Wiley & Sons, inc, 2002.
- [17] CZAPLA, A. Spectral properties of long-period fiber gratings with nematic liquid crystals. Tese Doutorado - Université du Québec en Outaouais, Canadá, 2015.
- [18] SALEH, B. E. A.; TEICH, M. C. Fundamentals of photonics. New York: John Wiley & Sons, 1991.
- [19] BAPTISTA, F. D. V. Simulação do Comportamento Espectral de Redes de Período Longo em Fibra Óptica. Dissertação Mestrado – Universidade da Madeira, Portugal, 2009.
- [20] ABRAMOWITZ, M.; STEGUN, I. A. (Eds.). Handbook of Mathematical Functions. New York: Dover, 1970. Capítulo 9.
- [21] REGO, G. M. Arc-Induced Long-Period Fibre Gratings. Fabrication and Their Applications in Optical Communications and Sensing. Tese Doutorado – Faculdade de Engenharia, Universidade do Porto, Portugal, 2006.
- [22] GLOGE, D. Weakly guiding fibers. Applied Optics, Vol. 10, 10, pp. 2252-2258, 1971.
- [23] BUCK, J. A. Fundamentals of Optical Fibers. Second Edition. Wiley, 2004.
- [24] BHATIA, V.; VENGSARKAR, A. M. Optical fiber long-period grating sensors. Optics Letters, vol. 21, no. 9, 692-694, May 1996.
- [25] VENGSARKAR, A. M.; LEMAIRE, P. J.; JUDKINS, J. B.; BATHIA, V.; ERDOGAN, T.; SIPE, J. E. Long-period fiber gratings as band-rejection filters. Journal of Lightwave Technology, vol. 14, 58-65, 1996.
- [26] ALBERTO, N. J. Sensores de Bragg para bioaplicações. Tese Doutorado – Universidade da Aveiro, Portugal, 2011.
- [27] RANJAN, R.; ESPOSITO, F.; IADICICCO, A.; STANCALIE, A.; SPOREA, D.; CAMPOPIANO, S. Comparative Study of Long-Period Gratings Written in Standard and Fluorine-Doped Fibers by Electric Arc Discharge. IEEE Sensors Journal, Vol. 16, No. 11, June 1, 2016.
- [28] ERDOGAN, T. Cladding-mode resonances in short- and long-period fiber grating filters. J. Opt. Soc. Am. A, Vol. 14, No. 8, 1997.
- [29] VASILIEV, S. A.; DIANOV, E. M.; MEDVEDKOV, O. I.; PROTOPOPOV, V. N.; COSTANTINI, D. M.; IOCCO, A.; LIMBERGER, H. G.; SALATHÉ, R. P. Properties of the

cladding modes of an optical fibre excited by refractive-index gratings. *Russian journal of Quantum Electronics*, 29, pp. 65-68, 1999.

[30] ERDOGAN, T. Fiber Grating Spectra. *Journal of Lightwave Technology*, vol. 15, no. 8, August 1997.

[31] KAMIKAWACHI, R. C. Estudo de redes de período longo como elemento sensor de hidrocarbonetos. Dissertação Mestrado – Centro Federal de Educação Tecnológica do Paraná, Brasil, 2003.

[32] QIN, L.; WEI, Z. X.; WANG, Q. Y.; LI, H. P.; ZHENG, W.; ZHANG, Y. S.; GAO, D. S. Compact temperature-compensating package for long-period fiber gratings. *Optical Materials*, vol. 14, 239-242, 2000.

[33] YIN, S.; CHUNG, K. W.; ZHU, X. A highly sensitive long period grating based tunable filter using a unique double-cladding layer structure. *Optics Communications*, vol. 188, 301-305, Fevereiro 2001.

[34] MARCUSE, D. *Theory of Dielectric Optical Waveguide*. Holmdel, New Jersey: Academic Press, Inc, 1974.

[35] ERDOGAN, T. Cladding-mode resonances in short- and long-period fiber grating filters: errata. *J. Opt. Soc. Am. A*, 17, 2113-2113, 2000.

[36] YUAN, Y. Cladding-mode resonances in short- and long-period fiber grating filters: comment. *J. Opt. Soc. Am. A*, Vol. 26, No. 10 , 2199-2201, 2009.

[37] SINGH, R.; KUMAR, H.; SHARMA, E. K. Design of long-period gratings: necessity of a three-layer fiber geometry for cladding mode characteristics. *Microwave and Optical Technology Letters*, Vol. 37, No. 1, 2003.

[38] DELGADO, F. S.; JUCÁ, M. A.; COELHO, T. V. N; BESSA, A. B.; BARBERO A. P. L.; SILVA, V. N. H. Propagation Characteristics of Optical Long Period Fiber Gratings using Graphical Solution Methods. *Journal of Microwaves, Optoelectronics and Electromagnetic Applications*, Vol. 15, No. 2, 2016.

[39] ANEMOGIANNIS, E.; GLYTSIS, E. N.; GAYLORD, T. K. Transmission Characteristics of Long-Period Fiber Gratings Having Arbitrary Azimuthal/Radial Refractive Index Variations. *Journal of Lightwave Technology*, vol. 21, no. 1, January 2003.

[40] SMIETANA, M.; BOCK, W. J.; MIKULIC, P.; CHEN, J. Increasing sensitivity of arc-induced long-period gratings – pushing the fabrication technique toward its limits. *Meas. Sci. Technol.*, 22 015201, 2010.

[41] PATRICK, H.; KERSEY, A.; BUCHOLTZ, F. Analysis of the Response of Long Period Fiber Gratings to External Index of Refraction. *Journal of Lightwave Technology*, vol. 16, 1606, 2003.

[42] CHUNG, K.; YIN, S. Analysis of a widely tunable long-period grating by use of an ultrathin cladding layer and higher-order cladding mode coupling. *Optics Letters*, vol. 28, no. 8, 812-814, 2004.

[43] DENG PENG, C.; JINGREN, Q. Calculation of coupling coefficient between core mode and cladding modes of fiber grating. Fifth Asia-Pacific Conference on ... and Fourth Optoelectronics and Communications Conference on Communications, Beijing, China, 1999, pp. 1471-1473 vol.2.

[44] VASILIEV, S. A.; MEDVEDKOV, O. I. Long-period refractive index fiber gratings: properties, applications, and fabrication techniques. *Proc. SPIE 4083, Advances in Fiber Optics*, 212 (May 17, 2000).

[45] SEBEM, R. Customização de sensibilidade de sensores a redes de período longo em fibras ópticas monomodo padrão e aplicações. Dissertação Mestrado – Universidade do Estado de Santa Catarina, Joinville, Brasil, 2015.

[46] SLAVÍK, R. Coupling to circularly asymmetric modes via long-period gratings made in a standard straight fiber. *Optics Communications*, vol. 275, 90-93, 2007.

[47] DELISA, M. P.; ZHANG, Z.; SHILOACH, M.; PILEVAR, S.; DAVIS, C. C.; SIRKIS, J. S.; BENTLEY, W. E. Evanescent Wave Long-Period Fiber Bragg Grating as an Immobilized Antibody Biosensor. *Analytical Chemistry*, vol. 72, no. 13, 2895-2900, Junho, 2000.

[48] REGO, G.; OKHOTNIKOV, O.; DIANOV, E.; SULIMOV, V. High Temperature Stability of Long-Period Fiber Gratings Produced Using an Electric Arc. *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 19, p. 1574-1579, 2001.

[49] KAMIKAWACHI, R. C. Dispositivos sensores em fibra para uso em refratometria. Tese Doutorado – Universidade Tecnológica Federal do Paraná, Curitiba, Brasil, 2007.

[50] DIANOV, E. M.; KARPOV, V. I.; GREKOV, M. V.; GOLANT, K. M.; VASILIEV, S. A.; MEDVEDKOV, O. I.; KHRAPKO, R. R. Thermo-induced long-period fibre gratings. IOCC-ECOC 97 – 11th International Conference on Integrated Optics and Optical Fibre Communications / 23rd European Conference on Optical Communications, vol. 2: 53-56, 1997.

[51] KOSINSKI, S. G.; VENGSARKAR, A. M. Splice-based long-period fiber gratings. *Proceedings of 1998 Optical Fiber Communications Conference*: 278-279, 1998.

[52] HARPER, J. S.; BOTHAM, C. P.; HORNUNG, S. Tapers in Single-Mode Optical Fiber by Controlled Core Diffusion. *Electronics Letters*, 24(4): 245-246, 1988.

[53] SHIRAIISHI, K.; AIZAWA, Y.; KAWAKAMI, S. Beam Expanding Fiber Using Thermal-Diffusion of the Dopant. *Journal of Lightwave Technology*, 8(8): 1151-1161, 1990.

[54] BRUCKNER, R. Properties and Structures of Vitreous Silica. I. *Journal of Non-Crystalline Solids*, 5: 123-175, 1970.

- [55] BRUCKNER, R. Properties and Structures of Vitreous Silica. II. *Journal of Non-Crystalline Solids*, 5: 177-216, 1971.
- [56] SAKAGUCHI, S. Evaluation of the critical cooling rate in glass-forming materials based on viscosity. *Journal of Non-Crystalline Solids*, vol. 185, 268-273, 1995.
- [57] SAKAGUCHI, S.; TODOROKI, S. Viscosity of silica core optical fiber. *Journal of Non-Crystalline Solids*, vol. 244, 232-237, 1999.
- [58] MORISHITA, K.; MIYAKE, Y. Fabrication and resonance wavelengths of long-period gratings written in a pure-silica photonic crystal fiber by glass structure change. *Journal of Lightwave Technology*, 22(2): 625-630, 2004.
- [59] KIM, B. H.; AHN, T. J.; KIM, D. Y.; LEE, B. H.; CHUNG, Y.; PAEK, U. C.; HAN, W. T. Effect of CO₂ Laser Irradiation on the Refractive-Index Change in Optical Fibers. *Applied Optics*, 41, 3809-3815, 2002.
- [60] LI, Y.; WEI, T.; MONTOYA, J. A.; SAINI, S. V.; LAN, X.; TANG, X.; DONG, J.; XIAO, H. Measurement of CO₂-laser-irradiation-induced refractive index modulation in single-mode fiber toward long-period fiber grating design and fabrication. *Applied Optics*, 47, 5296-5304, 2008.
- [61] ENOMOTO, T.; SHIGEHARA, M.; ISHIKAWA, S.; DANZUKA, T.; KANAMORI, H. Long-period fiber grating in a pure-silica core fiber written by residual stress relaxation. *Proceedings of 1998 Optical Fiber Communications Conference*. 277-278, 1998.
- [62] YABLON, A. D. Optical and mechanical effects of frozen-in stresses and strains in optical fibers. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 10(2), 300-311, 2004.
- [63] DÜRR, F.; REGO, G.; MARQUES, P. V. S. Tomographic stress profiling of arc-induced long-period fiber gratings. *Journal of Lightwave technology*, vol. 23, no. 11, pp. 3947-3953, 2005.
- [64] REGO, G.; DÜRR, F.; MARQUES, P. V. S.; LIMBERGER, H. G. Strong asymmetric stresses arc-induced in pre-annealed nitrogen-doped fibers. *Electronics Letters*, vol. 42, no. 6, pp. 334-335, 2006.
- [65] SÉVIGNY, B.; LEDUC, M.; FAUCHER, M.; GODBOUT, N.; LACROIX, S. Characterization of the large index modification caused by electrical discharge in optical fibers. *Proceedings of the Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO 07)*, pp. 1-2, IEEE, Baltimore, Md, USA, 2007.
- [66] ABRISHAMIAN, F.; DRAGOMIR, N. MORISHITA, K. Refractive index profile changes caused by arc discharge in long-period fiber gratings fabricated by a point-by-point method. *Applied Optics*, vol. 51, no. 34, pp. 8271-8276, 2012.
- [67] REGO, G. Arc-Induced Long Period Fiber Gratings. *Journal of Sensors*, vol. 2016, 2016.
- [68] HWANG, I. K.; YUN, S. U.; KIM, B. Y. Long-period fiber gratings based on periodic microbends. *Optics Letters*, 24, 1263-1265, 1999.

- [69] KIM, M.; LEE, D.; HONG, B.; CHUNG, H. Performance characteristics of long-period fiber gratings made from periodic tapers induced by electric-arc discharge. *J. Korean Phys. Soc.* 40, 369-373, 2002.
- [70] SHAO, L.; ZHAO, J.; DONG, X.; TAM, H. Y.; LU, C.; HE, S. Long-period grating fabricated by periodically tapering standard single-mode fiber. *Applied Optics*, vol. 47, no. 10, 1549-1552, 2008.
- [71] REGO, G.; IVANOV, O. Investigation of the mechanisms of formation of long-period gratings arc-induced in pure-silica-core fibres. *Optics Communications*, 284, 8, 2011.
- [72] REGO, G.; CARVALHO, J. C. C.; MARQUES, P. V. S.; FERNANDEZ, A. F.; DURR, F. Stress profiling of arc-induced long-period gratings written in pure-silica-core fibers. *Proc. SPIE 5855, 17th International Conference on Optical Fibre Sensors*, 884, 2005.
- [73] IVANOV, O. V.; REGO, G. Origin of coupling to antisymmetric modes in arc-induced long-period fiber gratings. *Optics Express*, vol. 15, no. 21, 2007.
- [74] REGO, G.; IVANOV, O.; MARQUES, P. V. S.; SANTOS, J. L. Investigation of formation mechanisms of arc-induced long-period fiber gratings. *Proc. of OFS-18*, paper TuE4, 200.
- [75] YIN, G.; WANG, Y.; LIAO, C. Improved arc discharge technique for inscribing compact long period fiber gratings. *23rd International Conference on Optical Fiber Sensors, 91577X1*, vol. 9157 of Proceedings of SPIE, 2014.
- [76] YIN, G.; TANG, J.; LIAO, C.; WANG, Y. Automatic arc discharge technology for inscribing long period fiber gratings. *Applied Optics*, vol. 55, no. 14, 2016.
- [77] GARCÍA-DE-LA-ROSA, L. A.; TORRES-GÓMEZ, I.; MARTÍNEZ-RÍOS, A.; MONZÓN-HERNÁNDEZ, D. Background loss minimization in arc-induced long-period fiber gratings. *Optical Engineering*, vol. 49, no. 6, 2010.
- [78] CHO, M. P.; LIN, H. S.; YONG, Y. T.; PHUA, Y. N.; YONG, T. K.; RAHMAN, F. A. Characterisation of continuous arc discharge system as a fusion heat source for fused fiber components. *Proceedings of the 4th Annual IEEE International Conference on Cyber Technology in Automation, Control, and Intelligent Systems (IEEE-CYBER 14)*, pp. 270-273, Hong-Kong, 2014.
- [79] LEE, S. C.; YONG, Y. T.; YEAP, K. H.; RAHMAN, F. A. An asymmetric tapered long period fiber grating: fabrication and characterization. *Proceedings of the IEEE 4th International Conference on Photonics (ICP 13)*, pp. 21-24, Melaka, Malaysia, 2013.
- [80] IN, S.; CHUNG, S.; LEE, H. The resonance wavelength-tuning characteristics of the arc-induced LPFGs by diameter modulation. *Proceedings of the 15th International Conference on Optical Fiber Sensors*, vol. 1, pp. 131-134, 2002.

- [81] SANTOS, J. L.; FRAZAO, O.; BAPTISTA, J. M.; JORGE, P. A. S. Optical fibre sensing networks. In Proceedings of the 2009 SBMO/IEEE MTT-S International Microwave and Optoelectronics Conference (IMOC), Belém, Brazil, 3-6 Novembro 2009, pp. 290-298.
- [82] ANMAMDAS, V. G. M.; Review on developments in fiber optical sensors and applications. *Int. J. Mater. Eng.*, 1, 1-16, 2011.
- [83] LIN, W.; ZHANG, L. L.; LIANG, S. Review on development and applications of fiber-optic sensors. In Proceedings of the 2012 Symposium on Photonics and Optoelectronics (SOPO), pp1-4, Shanghai, China, 21-23 Maio, 2012.
- [84] DING, Z.; DU, Y.; LIU, T.; LIU, K. FENG, B.; JIANG, J. Distributed optical fiber current sensor based on magnetostriction in OFDR, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 2015, 27, 2055-2058.
- [85] LOPEZ-HIGUERA, J. M. *Handbook of Optical Fibre Sensing Technology*, Wiley: New York, NY, USA, 2002.
- [86] ZOU, F.; LIU, Y.; ZHU, S.; DENG, C.; DONG, Y.; WANG, T. Temperature sensitivity enhancement of the nano-film coated long-period fiber gratings. *IEEE Sensors Journal*, vol. 16, 2460-2465, 2016.
- [87] SAEED, M. A.; AHMED, R.; ASHIQ, M. Long period grating as strain sensor. *J. Ovon. Res.*, 2012, 8, 113-120.
- [88] PATRICK, H. J.; KERSEY, A. D.; BUSCHOLTZ, F. Analysis of the response of long period gratings to external index of refraction. *J. Lightwa. Technol.*, 1998, 16, 1601-1611.
- [89] SMIETANA, M.; BOCK, W. J.; MIKULIC, P.; CHEN, J. Tuned pressure sensitivity of dual resonant long-period gratings written in boron co-doped optical fiber. *J. Lightwa. Technol.*, 2012, 30, 1080-1084.
- [90] LIU, H.; LIANG, H.; SUN, M.; Ni, K.; JIN, Y. Simultaneous measurement of humidity and temperature based on a long-period fiber grating inscribed in fiber loop mirror. *IEEE Sens. J.*, 2014, 14, 893-896.
- [91] CASEY, E. J.; TITUS, C. H. Magneto-Optical Electric Current Sensing Arrangement. U.S. Patent 3, 324, 393, 6 de Junho 1967.
- [92] SMITH, A.M. Polarization and magneto optic properties of single-mode optical fiber. *Appl. Opt.* 1978, 17, 52-56.
- [93] AERSSSENS, M.; GUSAROV, A.; BRICHARD, B.; MASSAUT, V.; MÉGRET, P.; WUILPART, M. Faraday effect based optical fiber current sensor for tokamaks. In Proceedings of the 2011 2nd International Conference on Advancements in Nuclear Instrumentation Measurement Methods and their Applications (ANIMMA), Ghent, Belgium, 6-9 Junho 2011; pp. 1-6.

- [94] LEE, Y. W.; YOON, I.; LEE, B. A simple fiber-optic current sensor using a long-period fiber grating inscribed on a polarization-maintaining fiber as a sensor demodulator. *Sens. Actuators A Phys.*, 2004, 112, 308–312.
- [95] KUROSAWA, K.; SHIRAKAWA, K.; KIKUCHI, T. Development of Optical Fiber Current Sensors and Their Applications, 2005 IEEE/PES Transmission & Distribution Conference & Exposition, Asia and Pacific, Dalian, 2005, pp. 1-6.
- [96] UDD, E.; SPILLMAN, W. B. Jr. *Fiber Optic Sensors: An Introduction for Engineers and Scientists*, 2nd Edition, Wiley, 2011.
- [97] AHMED, F.; JOE, H. E.; MIN, B. K.; JUN, M. B. G. Characterization of refractive index change and fabrication of long period gratings in pure silica fiber by femtosecond laser radiation. *Opt. Laser Technol.* 2015, 74, 119–124.
- [98] HUANG, J.; HE, Y.; LO, Y. Spectrum analysis for high-order cladding modes based on long-period fiber gratings. *Optical Engineering*, 45(9), 2006.
- [99] FRAZAO, O.; REGO, G. M.; ARAUJO, F. M.; FERREIRA, L. A.; SALGADO, H. M.; SANTOS, J. L. Simultaneous measurement of strain and temperature based on polarization loss properties of arc-induced long-period gratings. *Proc. SPIE 5502, Second European Workshop on Optical Fibre Sensors*, 168, 2004.
- [100] BACHIM, B. L.; GAYLORD, T. K. Polarization-dependent loss and birefringence in long-period fiber gratings. *Applied Optics*, vol. 42, no. 34, 2003.
- [101] OH, S.; LEE, K. R.; PAEK, U. C. Fabrication of helical long-period fiber gratings by use of a Co₂ laser. *Optics Letters*, vol. 29, no. 13, pp. 1464-1466, 2004.
- [102] OH, S.; HAN, W. T.; PAEK, U. C.; CHUNG, Y. Reduction of birefringence and polarization-dependent loss of long-period fiber gratings fabricated by KrF excimer laser. *Optics Express*, vol. 11, no. 23, pp. 3087-3092, 2003.
- [103] LEE, B. H.; CHEONG, J.; PAEK, U. C. Spectral polarization-dependent loss of cascaded long-period fiber gratings. *Optics Letters*, vol. 27, no. 13, pp. 1096-1098, 2002.