

**UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS  
INSTITUTO DE FÍSICA “GLEB WATAGHIN”**

**YOVANNY ALEXANDER VALENZUELA ESPINEL**

**ESTUDO DAS CARACTERÍSTICAS ÓPTICAS DE FIBRAS DE  
CRISTAL FOTÔNICO (PCF) SOB PRESSÃO HIDROSTÁTICA  
APLICADA**

Dissertação de mestrado apresentada ao  
Instituto de Física “Gleb Wataghin” da  
UNICAMP para obtenção do título de mestre  
em física.

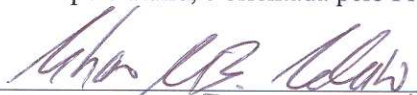
Orientador:

**Prof. Dr. CRISTIANO MONTEIRO DE BARROS CORDEIRO**

Co-orientador:

**Prof. Dr. MARCOS ANTONIO RUGGIERI FRANCO**

Este exemplar corresponde à versão final da tese  
defendida pelo aluno, e orientada pelo Prof. Dr.

  
Cristiano Monteiro de Barros Cordeiro

**CAMPINAS, 2012**

FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA POR  
VALKÍRIA SUCCI VICENTE – CRB8/5398 - BIBLIOTECA DO IFGW  
UNICAMP

V235e

Valenzuela Espinel, Yovanny Alexander, 1981-  
Estudo das características ópticas de fibras de cristal  
fotônico (PCF) sob pressão hidrostática aplicada / Yovanny  
Alexander Valenzuela Espinel.-- Campinas, SP : [s.n.], 2011.

Orientadores: Cristiano Monteiro de Barros Cordeiro,  
Marcos Antonio Ruggieri Franco.

Dissertação (mestrado) – Universidade Estadual de  
Campinas, Instituto de Física “Gleb Wataghin”.

1. Fibra de cristal fotônico. 2. Pressão hidrostática.  
3. Polarizador. 4. Sensores. I. Cordeiro, Cristiano  
Monteiro de Barros, 1973- II. Franco, Marcos Antonio  
Ruggieri. III. Universidade Estadual de Campinas. Instituto de  
Física “Gleb Wataghin”. IV. Título.

Informações para Biblioteca Digital

**Título em inglês:** Study of the optical properties of photonic crystal fibers (PCFs)  
under hydrostatic pressure

**Palavras-chave em inglês:**

Photonic crystal fiber

Hydrostatic pressure

Polarizer

Sensors

**Titulação:** Mestre em Física

**Banca Examinadora:**

Cristiano Monteiro de Barros Cordeiro [Orientador]

Gustavo Silva Wiederhecker

Christiano José Santiago de Matos

**Data da Defesa:** 15-12-2011

**Programa de Pós-Graduação em:** Física



MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA TESE DE MESTRADO DE YOVANNY ALEXANDER VALENZUELA ESPINEL – R.A. 087209 APRESENTADA E APROVADA AO INSTITUTO DE FÍSICA “GLEB WATAGHIN”, DA UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS, EM 14 / 12 / 2011.

COMISSÃO JULGADORA:

Prof. Dr. Cristiano Monteiro de Barros Cordeiro - Orientador do Candidato  
DEQ/IFGW/UNICAMP

Prof. Dr. Christiano José Santiago de Matos – LF/Mackenzie

Prof. Dr. Gustavo Silva Wiederhecker – DFA/IFGW/UNICAMP

## **Agradecimentos**

Eu quero agradecer primeiro o Prof. Dr. Cristiano M. B. Cordeiro pela ótima orientação, pela ajuda e paciência, por todo o aprendizado no mestrado. Também, quero agradecer ao Prof. Dr. Marcos A. R. Franco pela ótima co-orientação, pela ajuda na parte teórica e de simulação com o software COMSOL. Também quero agradecer ao Prof. Dr. Gustavo Wiederhecker pelos importantes aportes ao trabalho.

Às agências financiadoras CAPES e CNPq, e ao Instituto Nacional de Ciência e Tecnologia Fotônica para Comunicações Ópticas (FOTONICOM).

A minha família pelo ânimo dado para encarar todas as dificuldades que se apresentaram ao longo do trabalho.

Ao pessoal do grupo de pesquisa do Laboratório de Fibras Especiais & Materiais Fotônicos (LaFe) do instituto de física na UNICAMP, em especial ao Juliano pela ajuda relacionada com a parte experimental, e ao pessoal do grupo de pesquisa no Instituto de Estudos Avançados (IEAv), em especial ao Valdir pelas ajuda relacionada com as simulações. Ao Prof. Dr. M. Andrés da Universidade de Valência pela sua colaboração com os cálculos teóricos relacionados com a parte de sensoriamento.

Aos meus amigos: William, Miguelito, Miguel B., Alex, Andrés T., Duber, Luis T., Teresa, Elkin, Julito, A. Tutestar, Jhojana, Monica, Edileide, Karina, Juliana, Anália, Onallys, Angid, Bruninho, David, Liz, Mono, Diana, pela colaboração no desenvolvimento da tese e pelos bons momentos nos quais precisava de uma folga.

## Resumo

Foram realizados estudos sobre o controle de propriedades ópticas, por meio de pressão, e sensibilidade à pressão com fibras de cristal fotônico (PCF). No primeiro caso foi demonstrado por meio de simulações, uma nova forma para obter e sintonizar com pressão hidrostática externa o estado monomodo e única polarização em fibras PCF de polimetilmetacrilato (PMMA). Em relação à sensibilidade à pressão hidrostática, o comportamento espectral do coeficiente de sensibilidade de varias fibras PCF em sílica,  $C_s \equiv \frac{\Delta\lambda}{\Delta P}$  (onde  $\Delta\lambda$  é a variação num mínimo do espectro de transmissão de uma fibra PCF que acontece quando a pressão hidrostática externa muda em  $\Delta P$ ), é calculado teoricamente e corroborado experimentalmente. Com a finalidade de estudar teoricamente o coeficiente  $C_s$ , a birrefringência de grupo e a sensibilidade da birrefringência modal de fase à pressão são simuladas para as fibras.

Expressões analíticas do coeficiente  $C_s$  na aproximação de primeira e segunda ordem são calculadas. Nas duas aproximações é confirmado um aumento do  $C_s$  para comprimentos de onda no visível devido à birrefringência de grupo. Para baixas pressões, tal comportamento é corroborado experimentalmente. Segundo a literatura apresentada até agora a possibilidade de otimizar o coeficiente  $C_s$ , fazendo uso da birrefringência de grupo no visível e ao mesmo tempo incorporando geometrias com uma alta anisotropia geométrica para aumentar a sensibilidade da birrefringência modal de fase à pressão, não tem sido explorada. Na aproximação de segunda ordem do coeficiente  $C_s$  são incorporadas as mudanças do comprimento de onda e da pressão e são comparadas com a aproximação de primeira ordem.

Cálculos analíticos foram feitos e apresentados nos Apêndices B e C. As equações do efeito fotoelástico, determinantes para realizar as simulações com o software (COMSOL 3.5a), são apresentadas no Apêndice B, relações que descrevem o coeficiente  $C_s$  de fibras PCF são apresentadas no Apêndice C.

## Abstract

Studies about both the active control of optical properties by means of external hydrostatic pressure and pressure sensitivity in photonic crystal fibers (PCFs) were made. In the first case, a new form to obtain and tune, by using pressure, the single-mode single-polarization state in microstructured polymer optical fibers (mPOFs) is demonstrated by simulations. In relation to pressure sensitivity, the spectral behavior of the sensitivity coefficient of some PCFs in silica,  $C_s \equiv \frac{\Delta\lambda}{\Delta P}$  (where  $\Delta\lambda$  is the change in a minimum of the transmission spectrum for a PCF as a consequence of the change in the external hydrostatic pressure  $\Delta P$  that is applied on the fiber), is calculated and corroborated experimentally. In order to investigate the coefficient  $C_s$ , the group birefringence and the sensitivity of phase modal birefringence to pressure are calculated in the fibers.

Analytical expressions for the coefficient  $C_s$  in the first and second order approximation are calculated. In these two approximations an increase of the coefficient  $C_s$  is confirmed to wavelengths in the visible. To low pressures this behavior is corroborated experimentally. At the best of our knowledge, the possibility to optimize the coefficient ( $C_s$ ) by using the group birefringence and geometries with high geometric anisotropy to enhancing the sensitivity of phase modal birefringence to pressure has not been investigated. In the coefficient  $C_s$  with the second order approximation are incorporated the changes of the wavelength and pressure and are compared with the first approximation.

On the other hand, analytic calculates are realized in the Appendixes B and C. The equations related to the photoelastic effect were calculates (Appendix B). Finally, the relations that describing the behavior of pressure sensitivity also were calculates (Appendix C).



# Sumário

<b>Resumo</b> .....	v
<b>Abstract</b> .....	vii
<b>Lista de Símbolos e Acrônimos</b> .....	xi
<b>Publicações Geradas</b> .....	xv
<b>1. Introdução</b> .....	1
1.1. Generalidades das Fibras de Cristal Fotônico .....	6
1.1.1. Mecanismos de Guiamento nas Fibras PCF .....	8
1.1.1.1. Reflexão Total Interna Modificada .....	8
1.1.1.2. Bandgap Fotônico .....	10
1.1.2. Equação de Propagação e Soluções Modais .....	12
1.1.3. Características de Propagação Estudadas .....	16
1.1.3.1. Birrefringência de Forma .....	16
1.1.3.2. Birrefringência Induzida Pelo Estresse: Efeito Fotoelástico .....	19
1.1.3.3. Perda por Confinamento .....	23
1.1.4. Estresse, Deformação e Birrefringência Sob Pressão hidrostática .....	24
1.1.4.1. Estresse e Deformação .....	25
1.1.4.2. Efeito da Deformação na Birrefringência .....	27
1.1.4.3. Pressão Externa e Interna em Fibras de PMMA e Sílica .....	30
<b>2. Estado de Única Polarização numa Fibra PCF em PMMA</b>	
<b>Sob Pressão Externa</b> .....	35
2.1. Características da Fibra PCF Estudada .....	38
2.2. Comportamento do Índice Efetivo .....	41

2.3. Campos Elétricos nos Modos de núcleo e Casca .....	46
2.4. Indução do Estado de Única Polarização: Perda por Confinamento .....	49
2.5. Sintonização do Estado de Única Polarização .....	54
2.6. Influência da Geometria da Fibra .....	56
<b>3. Sensibilidade à Pressão de Fibras PCF em Sílica .....</b>	<b>60</b>
3.1. Características Geométricas das Fibras .....	69
3.2. Efeito da Pressão Hidrostática na Birrefringência .....	72
3.3. Birrefringência de Grupo e Sensibilidade da Birrefringência de fase .....	75
3.4. Comparação Entre Medidas Experimentais e de Simulação .....	79
3.5. Coeficiente de Sensibilidade $C_s$ na Aproximação de Primeira Ordem .....	85
3.6. Coeficiente $C_s$ na Aproximação de Segunda Ordem .....	88
<b>4. Conclusões e Perspectivas .....</b>	<b>94</b>
<b>Apêndice A: Teoria Básica da Elasticidade .....</b>	<b>97</b>
<b>Apêndice B: Dedução das Equações do Efeito Fotoelástico na Aproximação de</b>	
Deformação Plana (Plane - Strain) .....	103
<b>Apêndice C: Dedução das Equações Básicas do Sensor .....</b>	<b>108</b>
<b>Apêndice D: Modelagem do Problema e Software Empregado (COMSOL 3.5a) .....</b>	<b>118</b>
<b>Referências .....</b>	<b>124</b>

## Lista de Símbolos e Acrônimos

$\Lambda$ .....	espaçamento entre buracos numa PCF, pg. 3
$n_n$ .....	índice de refração material do núcleo da fibra, pg. 8
$n_0$ .....	índice de refração do material, pg. 105
$n_{FSM}$ .....	índice efetivo do modo fundamental do cristal fotônico, pg. 9
$k$ .....	módulo do vetor de onda no espaço livre, pg. 8
$\beta$ .....	constante de propagação do modo de núcleo, pg. 8
$\beta_{FSM}$ .....	constante de propagação do modo fundamental do cristal fotônico, pg. 8
$\Delta\beta$ .....	desajuste de fase, pg. 10
$n_{eff}$ .....	índice efetivo do modo fundamental, pg. 8
$P_c$ .....	perda de confinamento, pg. 24
$\lambda$ .....	comprimento de onda, pg. 9
$\epsilon_r$ .....	permissividade elétrica relativa, pg. 12
$\mu_r$ .....	permeabilidade magnética relativa, pg. 12
$E$ .....	campo elétrico, pg. 12
$H$ .....	campo magnético, pg. 12
$\omega$ .....	frequência, pg. 13
$\rho_{PML}$ .....	diâmetro interno da PML, pg. 14
$d_{PML}$ .....	espessura da PML, pg. 14
$\alpha_{PML}$ .....	atenuação da PML, pg. 14
$B$ .....	birrefringência modal de fase, pg. 16
$G$ .....	birrefringência modal de grupo, pg. 16
$n_g$ .....	índice de grupo, pg. 16
$n_s$ .....	índice efetivo do modo lento, pg. 17
$n_f$ .....	índice efetivo do modo rápido, pg. 17
$\Delta\varphi$ .....	diferença de fase entre dois modos, pg. 65
$T_f$ .....	potência óptica transmitida no modo rápido, pg. 53
$T_s$ .....	potência óptica transmitida no modo lento, pg. 53

$n_x$ .....	componente $x$ do índice de refração material, pg. 19
$n_y$ .....	componente $y$ do índice de refração material, pg. 19
$n_z$ .....	componente $z$ do índice de refração material, pg. 19
$n_{xy}$ .....	componente $xy$ do índice de refração material, pg. 19
$B_m$ .....	birrefringência induzida pelo estresse, pg. 22
$\partial B/\partial P$ .....	sensibilidade da birrefringência modal de fase à pressão, pg. 32
$\partial B_m/\partial P$ .....	sensibilidade da birrefringência material à pressão, pg. 33
$\partial B/\partial T$ .....	sensibilidade birrefringência modal de fase à temperatura, pg. 60
$K_P$ .....	sensibilidade polarimétrica à pressão, pg. 66
$K_T$ .....	sensibilidade polarimétrica à temperatura, pg. 66
$C_s$ .....	coeficiente de sensibilidade, pg. 68
$E$ .....	módulo de Young, pg. 19
$\nu$ .....	coeficiente de Poisson, pg. 19
$\sigma$ .....	tensor de estresse, pg. 97
$\sigma_x$ .....	componente normal $x$ do tensor de estresse, pg. 19
$\sigma_y$ .....	componente normal $y$ do tensor de estresse, pg. 19
$\sigma_z$ .....	componente normal $z$ do tensor de estresse, pg. 19
$\tau_{xy}$ .....	componentes de cisalha do tensor de estresse, pg. 19
$C_1, C_2$ .....	coeficientes fotoelásticos, pg. 19
$\Delta C$ .....	diferença entre os coeficientes fotoelásticos, pg. 21
$p$ .....	tensor elasto-óptico, pg. 104
$p_{11}, p_{12}$ .....	coeficientes elasto-ópticos pg. 19
$\Delta B$ .....	tensor de impermeabilidade, pg. 105
$D$ .....	matriz de elasticidade, pg. 104

- $\omega$  ..... função de peso, pg. 119
- $L$  ..... operador linear diferencial, pg. 118
- $[K], [M]$  ..... matrizes de elemento finito, pg. 121
- $\{E\}, \{H\}$  ..... vetores de campo elétrico e magnético, pg. 121
- $1^\circ - x$  ..... primeiro modo de casca polarizado no eixo  $x$ , pg. 42
- $1^\circ - y$  ..... primeiro modo de casca polarizado no eixo  $y$ , pg. 42
- $2^\circ - x$  ..... segundo modo de casca polarizado no eixo  $x$ , pg. 42
- $2^\circ - y$  ..... segundo modo de casca polarizado no eixo  $y$ , pg. 42
- $\alpha$  ..... coeficiente de expansão térmica linear, pg. 60
- $L$  ..... comprimento de fibra óptica, pg. 65
- $L_B$  ..... comprimento de batimento, pg. 80
- $S$  ..... separação entre franjas de interferência, pg. 81
- $\gamma$  ..... parâmetro de ajuste, pg. 81
- $T$  ..... pressão para mudar a polarização em  $180^\circ$ , pg. 82
- 
- PCF ..... Photonic Crystal Fiber, pg. 2
- TIR ..... Total Internal Reflection, pg. 1
- mTIR ..... Modified Total Internal Reflection, pg. 8
- PBG ..... Photonic Band Gap, pg. 10
- FSM ..... Fundamental Space-filling Mode, pg. 8
- PMC ..... Phase - Matched Condition, pg. 11
- PMMA ..... Polymethylmethacrylate, pg. 2
- LAN ..... Local Area Network, pg. 35
- FTTH ..... Fiber To The Home, pg. 35
- PML..... Perfectly Matched Layer, pg. 13

PER ..... Polarization Extinction Ratio, pg. 53

OSA ..... Optical Spectrum Analyzer, pg. 80

## Publicações Geradas

- [1] Y. A. V. Espinel, M. A. R. Franco, and C. M. B. Cordeiro, “Pressure induced single-polarization single-mode microstructured polymer optical fiber,” in *Latin America Optics and Photonics Conference (LAOP)*(Optical Society of America, Washington, DC, 2010), no. WE27.
- [2] Y. A. V. Espinel, M. A. R. Franco, C. M. B. Cordeiro, “Tunable Single-Polarization Single-Mode Microstructured Polymer Optical Fiber,” *IEEE J. Lightwave Technol.*, vol. 29, no. 16, 2372-2378, 2011.

# 1.Introdução

Os guias de onda ópticos são dispositivos de transmissão da luz, que por suas características, são aplicados em diversas áreas, tais como circuitos ópticos integrados, lasers semicondutores e sistemas de comunicação óptica de longa distância [1]-[3]. Os guias mais simples, como os guias de onda planares (Fig. 1.1a) e retangulares (Fig. 1.1b), são construídos utilizando-se materiais diferentes, que definem um núcleo com índice de refração mais elevado envolto pelas regiões de casca e substrato com menor índice de refração, que fazem com que a luz seja guiada no núcleo pelo mecanismo de reflexão total interna (TIR). Geometricamente, no guia tipo planar, o núcleo é uma camada de espessura fina e extensa que fica entre a casca e o substrato proporcionando confinamento em uma das direções transversais. E já os guias retangulares apresentam um núcleo com dimensões transversais limitadas pela casca e substrato, permitindo confinamento em ambas as direções transversais.

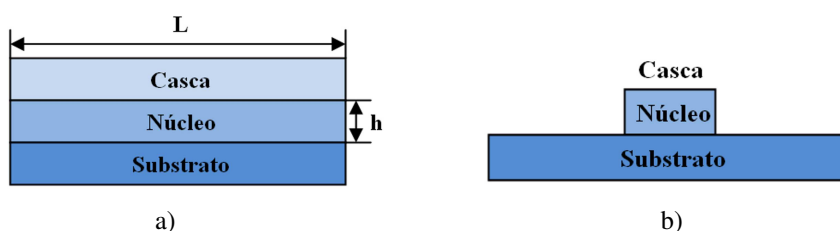


Fig. 1.1. Seção transversal de alguns guias de onda ópticos do tipo a) planar e b) retangular. No caso do guia planar tem-se que  $h/L \ll 1$ .



Além destes tipos de guias, tem-se as fibras ópticas convencionais, as quais têm como elementos básicos de projeto o núcleo circular ou elíptico e uma casca de menor índice de refração a seu redor. Geralmente as fibras ópticas são feitas com materiais transparentes, por exemplo, sílica ( $\text{SiO}_2$ ) ou polimetilmetacrilato (PMMA). A perda material em função do comprimento de onda, para o caso do PMMA e sílica, é representado na Fig. 1.2 (imagem tomada de [4]). O núcleo apresenta um índice de refração material maior que da casca. O contraste de índice é gerado por uma dopagem na região central da fibra que altera o material e dá origem ao núcleo.

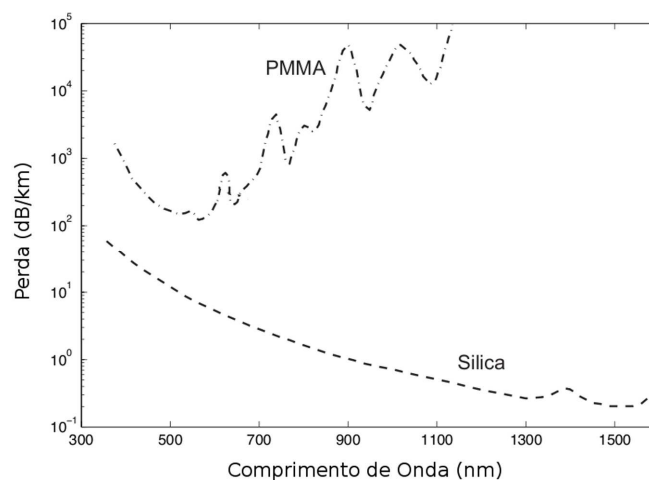


Fig. 1.2. Perda material em função do comprimento de onda para os dois materiais usados nos estudos deste trabalho. Um dos materiais é um polímero, polimetilmetacrilato (PMMA) e o outro um vidro, sílica ( $\text{SiO}_2$ ). Mostra-se que no caso do PMMA a perda material mínima esta entre 500 e 600 nm, enquanto que para a sílica esta em torno de 1500 nm. Imagem tomada de [4].

Diferentemente dos clássicos guias ópticos citados, as fibras ópticas de cristal fotônico (PCF – “Photonic Crystal Fibers”), ou fibras ópticas micro-estruturadas, podem ser fabricadas em um único material de base, sem dopagens. Os mais simples projetos de

fibras PCF constituem-se de uma matriz de furos preenchidos com ar em um material de base, tal como a sílica pura. Neste caso, a ausência de um ou mais furos no centro da fibra definem o núcleo sólido com elevado índice de refração e a região micro-estruturada ao redor faz o papel de casca com índice de refração médio mais baixo que do núcleo. O arranjo micro-estruturado de furos possui vários graus de liberdade, tais como os diâmetros dos furos e a distância entre furos, o número de anéis de furos e o tipo de arranjo, usualmente triangular ou retangular. Esses vários parâmetros de projeto, associados aos altos contrastes de índice de refração permitem obter fibras ópticas com características inovadoras, em alguns casos impossíveis de se obter com fibras ópticas convencionais [2]. A Fig. 1.3 mostra a seção transversal de uma fibra PCF típica com um arranjo de buracos triangular.

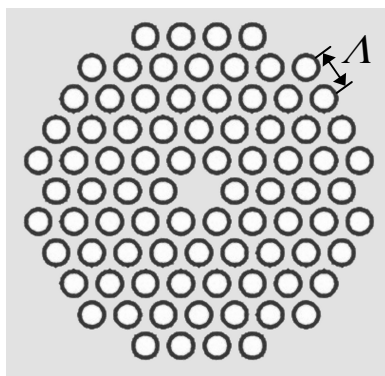


Fig. 1.3. Fibra de cristal fotônico (PCF – “Photonic Crystal Fibers”). A fibra apresenta uma separação entre buracos de  $\Lambda = 2,2 \mu\text{m}$  e cada buraco tem um diâmetro  $d = 1,5 \mu\text{m}$ .

Aproveitando as destacadas características das fibras PCF, neste trabalho será estudada a influência desses novos graus de liberdade geométricos, em combinação com o grau de liberdade mecânico (pressão hidrostática interna e externa), nas características

de propagação da fibra, tais como índice efetivo, perda por confinamento e birrefringência.

Neste primeiro capítulo serão introduzidos os conceitos de índice de refração efetivo, birrefringência e perda por confinamento utilizados ao longo do trabalho. Será apresentada a influência da deformação da fibra PCF no índice efetivo e na birrefringência modal quando é aplicada pressão hidrostática externa. Também será estudado o efeito da pressão hidrostática interna (aplicada em dois canais de ar colocados ao lado da microestrutura da fibra PCF) no índice efetivo, na birrefringência modal e na sensibilidade da birrefringência modal de fase à pressão para fibras em PMMA e sílica. No final do capítulo se apresenta uma introdução ao método de cálculo das características de propagação. No capítulo II e III serão apresentados os resultados principais do trabalho. No capítulo II, é proposta uma geometria específica de fibra PCF em PMMA com buracos laterais. Nessa geometria são realizados estudos das características de propagação quando é aplicada uma pressão hidrostática externa. Os estudos mostram que quando são satisfeitas algumas condições é possível induzir e sintonizar um estado de única polarização utilizando como parâmetro de controle a pressão externa aplicada. Os estudos são realizados para os comprimentos de onda do visível onde as perdas são mínimas (Fig. 1.1).

No capítulo III, são apresentados estudos da sensibilidade da birrefringência modal à pressão e do coeficiente de sensibilidade na aproximação de primeira e segunda

ordem para varias fibras PCF, com buracos laterais em sílica. Os resultados são comparados com alguns estudos que já foram feitos com respeito a fibra comercial.

No capítulo IV são apresentadas as conclusões e perspectivas do trabalho. Finalmente, é apresentada a teoria básica da elasticidade (Apêndice A) usada no trabalho. São deduzidas as equações do efeito fotoelástico na aproximação de deformação plana (Plane - Strain) (Apêndice B) e as equações para o coeficiente de sensibilidade (Apêndice C). No Apêndice D é apresentada a modelagem do problema: O método de elementos finitos (FEM-“Finite Element Method”), e também se descrevem os módulos empregados no software utilizado (COMSOL 3.5a) que usa o FEM para o cálculo das propriedades ópticas e mecânicas.

### 1.1. Generalidades das Fibras de Cristal Fotônico

Dentre os diferentes tipos de guias de onda tem-se destacado, sem dúvida, a fibra de cristal fotônico (PCF) pelos novos graus de liberdade introduzidos em seu projeto, que permitem controlar as características de propagação, tais como: birrefringência modal, potência, não-linearidade, dispersão, etc., em uma extensão maior que em fibras convencionais [2]-[4]. Este tipo de fibra foi proposto em 1991 pelo físico irlandês P. St. J. Russel e é composta por uma distribuição regular de buracos (cristal fotônico) separados na ordem de micrão ao longo da seção transversal da fibra que funciona como a casca e o núcleo é introduzido como um defeito no cristal que não precisa de uma dopagem para guiar a luz. Alguns exemplos de fibras PCF, feitas pelo método de empilhamento [4], [5], são mostrados na Fig. 1.4. Na Fig. 1.4(a) se mostra a primeira fibra PCF de núcleo sólido que guia a luz por reflexão total interna modificada (mTIR) [6], a separação entre buracos é  $\Lambda = 2,3 \mu\text{m}$  e o diâmetro dos buracos ( $d$ ) varia de 0,2 a 1,2  $\mu\text{m}$ . Na Fig. 1.4(b) se mostra a primeira fibra PCF de núcleo oco, que guia a luz por bandgap fotônico (PBG) e que pode ser aplicada no transporte de altas potências ópticas [7], sua estrutura tem  $\Lambda = 4,9 \mu\text{m}$  e diâmetro do núcleo de aproximadamente 14,8  $\mu\text{m}$ . Na Fig. 1.4(c) se mostra uma fibra PCF comercial preservadora de polarização e altamente birrefringente, PM-1550-01 manufaturada por NKT Photonics, onde o diâmetro dos buracos pequenos é  $d_1 = 2,2 \mu\text{m}$ , dos maiores é  $d_2 = 4,5 \mu\text{m}$ , a separação entre os buracos é  $\Lambda = 4,4 \mu\text{m}$  e diâmetro externo de 125  $\mu\text{m}$ . Finalmente, as Figs. 1.4(d) e 1.4(e) mostram uma fibra PCF em sílica com dois canais de ar (Fibra D) e uma imagem ampliada da microestrutura,

respectivamente. A fibra D é manufacturada e estudada na UNICAMP e tem parâmetros estruturais:  $\Lambda \cong 2,8 \mu\text{m}$ ,  $d \cong 1,7 \mu\text{m}$  e diâmetro de  $170 \mu\text{m}$ .

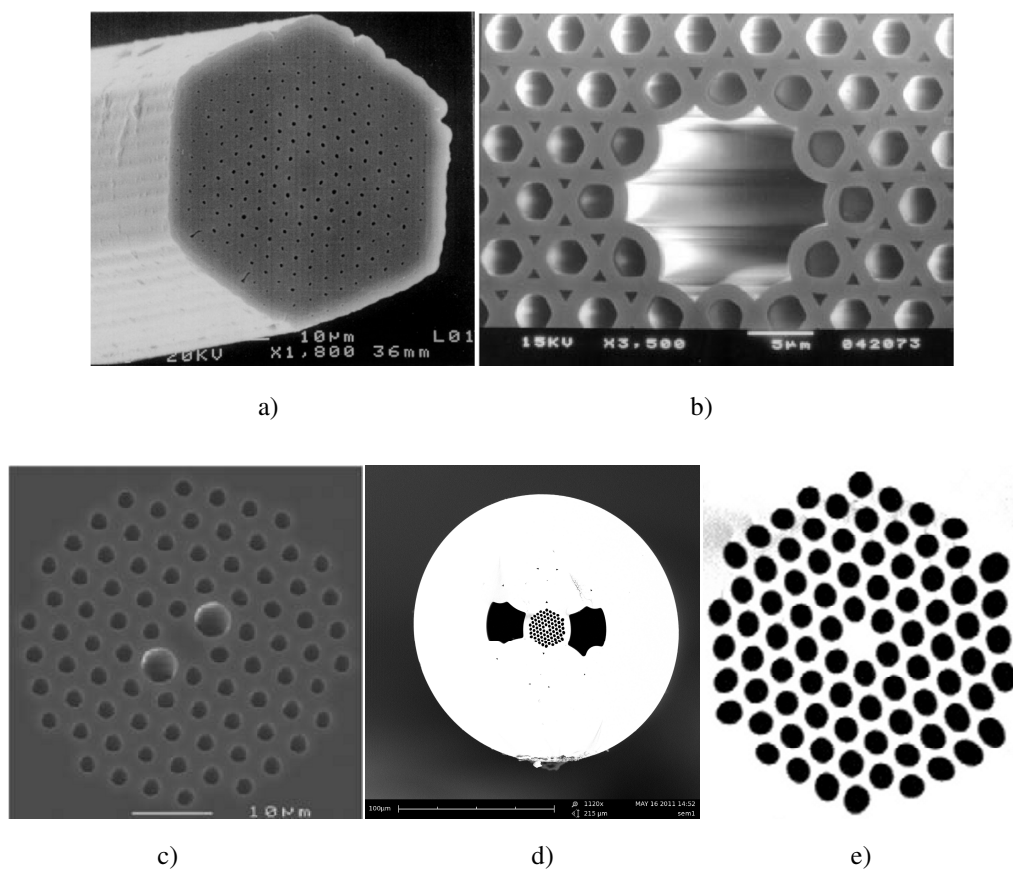


Fig. 1.4 Fibras de cristal fotônico feitas em sílica pelo método de empilhamento. a) Primeira fibra PCF de núcleo sólido, onde a separação dos buracos é  $\Lambda = 2,3 \mu\text{m}$  e o tamanho dos buracos ( $d$ ) varia de  $0,2 - 1,2 \mu\text{m}$ , imagem tomada de [6]. b) Primeira fibra PCF de núcleo oco com  $\Lambda = 4,9 \mu\text{m}$  e diâmetro do núcleo igual a  $14,8 \mu\text{m}$ , imagem tomada de [7]. c) Fibra PCF comercial PM-1550-01 preservadora de polarização manufacturada por NKT Photonics, onde o diâmetros de buracos pequenos é  $d_1 = 2,2 \mu\text{m}$ , e dos maiores é  $d_2 = 4,5 \mu\text{m}$ , e  $\Lambda = 4,4 \mu\text{m}$  e diâmetro externo de  $125 \mu\text{m}$ . d) Fibra PCF com dois canais de ar (Fibra D) manufacturada e estudada na UNICAMP com  $\Lambda \cong 2,8 \mu\text{m}$ ,  $d \cong 1,7 \mu\text{m}$  e diâmetro de  $170 \mu\text{m}$ . e) Imagem ampliada que mostra a geometria da microestrutura na fibra D.

### 1.1.1. Mecanismos de Guiamento nas Fibras PCF

#### 1.1.1.1. Reflexão Total Interna Modificada (mTIR)

No mecanismo de guiamento, pela reflexão total interna modificada, o índice de refração material do núcleo da fibra PCF é maior que o índice associado à casca (Figs. 1.4(a), 1.4(c) e 1.4(d)), portanto o mecanismo de guiamento é similar ao das fibras ópticas convencionais [1], mas é modificado no sentido que o índice de refração da casca, feita de cristal fotônico, é representado pelo índice de refração efetivo do modo fundamental do cristal fotônico (FSM – “Fundamental Space-filling Mode”) [8], [9].

Para ver isso, temos que os modos de núcleo na fibra PCF, da mesma forma como acontece na TIR para fibras convencionais, satisfazem a relação [9]:

$$\beta_{FSM} < \beta < n_n k, \quad (1.1)$$

onde  $k$  representa a magnitude do vetor de onda no espaço livre,  $n_n$  representa o índice de refração do material no núcleo,  $\beta$ , conhecida como constante de propagação, é definida como a componente longitudinal do vetor de onda do modo de núcleo, que é em geral uma quantidade complexa mas na Eq. 1.1 usa-se apenas a parte real, e  $\beta_{FSM}$  é a constante de propagação do modo fundamental do cristal fotônico, e representa o máximo valor da constante de propagação na casca da fibra PCF [9].

Agora, dividindo a Eq. 1.1 por  $k$  é possível definir o índice de refração efetivo de um modo de núcleo como:

$$n_{eff} \equiv \beta/k, \quad (1.2)$$

e o índice de refração da casca (índice efetivo do FSM) como:

$$n_{FSM} \equiv \beta_{FSM}/k, \quad (1.3)$$

onde  $n_{eff}$  representa o índice de refração visto por cada modo de núcleo e determina a velocidade de fase do modo, e o  $n_{FSM}$  representa o índice de refração visto pelo FSM e determina a sua velocidade de fase.

Para ilustrar a semelhança do mecanismo de guiamento nas fibras PCF com o mecanismo TIR, na Fig. 1.5 se mostra a simulação do fluxo de potência do modo fundamental e do modo fundamental do cristal fotônico para uma fibra PCF com parâmetros estruturais  $\Lambda = 4,4 \mu\text{m}$  e  $d = 2,2 \mu\text{m}$ , e com  $\lambda = 1550 \text{ nm}$ .

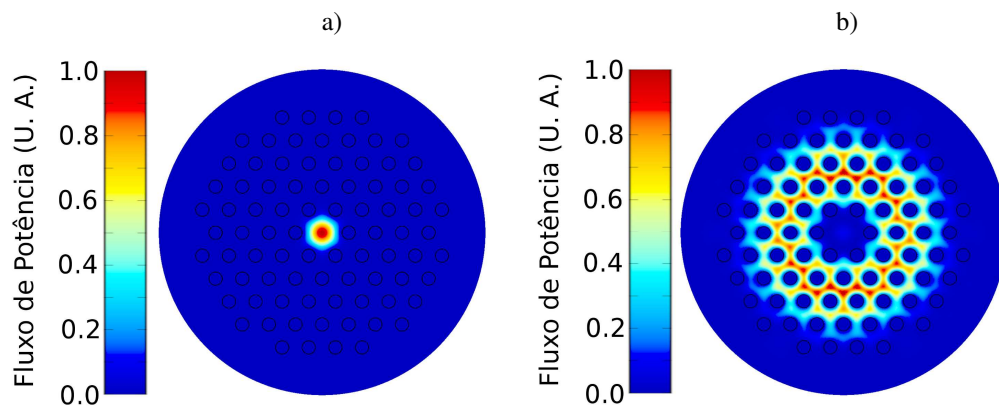


Fig. 1.5. Simulação do fluxo de potência em uma fibra PCF para a) o modo fundamental ( $n_{eff} = 1,436098$ ) e b) para o FSM cujo índice de refração efetivo ( $n_{eff} = 1,425399$ ) representa o índice de refração da casca . Se mostra que o modo fundamental fica confinado no núcleo da mesma forma que acontece em uma fibra convencional que guia a luz por reflexão total interna (TIR). A fibra simulada tem os seguintes parâmetros estruturais:  $\Lambda = 4,4 \mu\text{m}$  e  $d = 2,2 \mu\text{m}$ , e o comprimento de onda usado foi de  $1550 \text{ nm}$ .



A Fig. 1.5(a) apresenta que o modo fundamental ( $n_{eff} = 1,436098$ ) fica confinado no núcleo da mesma forma que acontece em uma fibra convencional que guia a luz pela TIR. Na Fig. 1.5(b) representa-se o modo FSM cujo índice de refração efetivo ( $n_{eff} = 1,425399$ ) representa o índice de refração da casca.

### 1.1.1.2. Bandgap Fotônico

A principal diferença entre as fibras PCF que usam a TIR como mecanismo de guiamento e as fibras que guiam por bandgap fotônico (PBG) reside no fato do índice de refração do núcleo ser menor que o índice da casca, como mostrado na Fig. 1.4(b), onde o núcleo está composto de ar ( $n_n = 1$ ) enquanto que a casca está composta de ar e sílica fazendo com que o índice seja maior que 1 e, portanto com que seja impossível o guiamento por TIR. Neste novo mecanismo o guiamento da luz somente acontece em algumas bandas de comprimento de onda que são determinadas pelos PBGs associados ao cristal [7], onde os PBGs são os espaçamentos entre as bandas de dispersão do cristal fotônico aproveitados para guiar os modos de núcleo da PCF sem que tenham uma troca de potência (acoplamento) com os modos do cristal fotônico [4].

O acoplamento ou a troca de potência, segundo a teoria de modos acoplados, é definido para dois modos num mesmo guia de onda ou em guias paralelos [1], [10], [11] e, a eficiência do acople depende fortemente do desajuste fase (Phase - Mismatch) entre os modos. O desajuste de fase é definido em termos da diferença entre as constantes de propagação dos dois modos:  $\Delta\beta = \beta_2 - \beta_1$ , onde  $\beta_1$  representa a constante de propagação do modo 1 e  $\beta_2$  representa a constante de propagação do modo 2. No caso que o  $\Delta\beta$  seja

alto a troca de potência entre os modos é muito baixa (acoplamento é fraco). No caso que  $\Delta\beta = 0$  temos que o sistema está numa condição de fase casada (PMC – “Phase - Matched Condition”) e portanto a troca de potência entre os modos será máxima (acoplamento forte).

Na Fig. 1.6 se mostra uma forma de visualizar este mecanismo de guiamento fazendo uso de um guia de onda planar onde o guiamento dos modos no material de menor índice ( $n_2$ ), localizado no centro de maior espessura, é possível porque, para alguns comprimentos de onda, a interferência entre a luz refletida pelas interfaces, é destrutiva na casca gerando assim bandgaps fotônicos análogos aos que se apresentam as fibras PCF permitindo que a luz seja guiada no núcleo [4], [7].

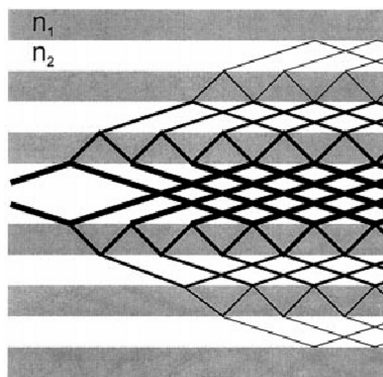


Fig. 1.6. Guia de onda planar 1D ( $n_1 > n_2$ ) onde o guiamento da luz pode ser visto de forma análoga a aquele que apresentam as fibras PCF de guiamento por bandgap fotônico (PBG). As linhas pretas representam a forma como a luz se propaga no guia e interfere com a luz refletida nas interfaces. Imagem tomada de [7].

Finalmente, na Fig. 1.7 se mostra a simulação (para  $\lambda = 650$  nm), da média temporal do fluxo de potência ao longo do eixo longitudinal, do modo com maior índice

efetivo (modo fundamental,  $n_{eff} \cong 0,9983$ ) numa fibra PCF em sílica de núcleo oco com parâmetros estruturais:  $\Lambda = 4 \mu\text{m}$  e  $d = 3,5 \mu\text{m}$ . Como esperado, o índice do modo é menor que o índice do núcleo.

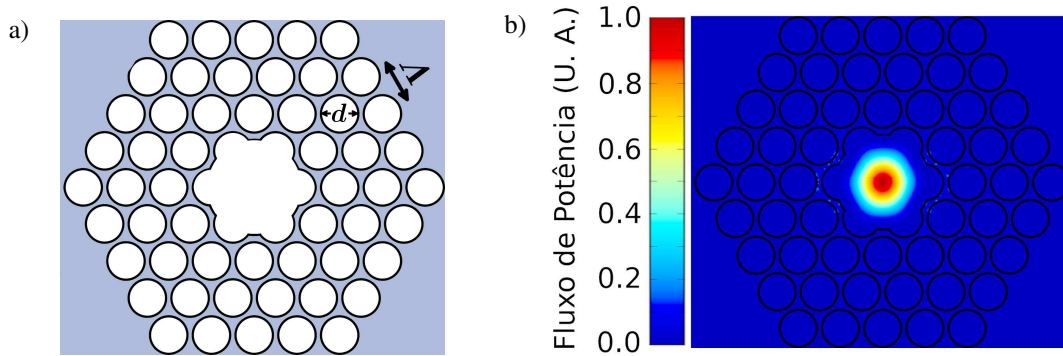


Fig. 1.7. a) fibra PCF em sílica de núcleo oco (cor branca) simulada com parâmetros estruturais:  $\Lambda = 4 \mu\text{m}$  e  $d = 3,5 \mu\text{m}$ , em b) se mostra o comportamento do fluxo de potência para o modo fundamental que se propaga no núcleo onde o índice material é menor que o índice da casca. As simulações foram feitas para  $\lambda = 650 \text{ nm}$ .

### 1.1.2. Equação de Propagação e Soluções Modais

Em geral, para as fibras PCF simuladas não temos correntes ou distribuições de carga elétrica. A permissividade relativa  $\epsilon_r$  tem natureza não homogênea porque varia periodicamente de acordo com o cristal fotônico e a permeabilidade relativa  $\mu_r$  é 1. Segundo as equações de Maxwell, é possível representar a propagação óptica através da equação de onda ou de Helmholtz, para campos de variação harmônica e componentes ( $\mathbf{E}$ ) e ( $\mathbf{H}$ ) que representam o campo elétrico e magnético da onda [12]:

$$\nabla \times (\mu_r^{-1} \nabla \times \mathbf{E}) - k^2 \epsilon_r \mathbf{E} = 0, \quad (1.4)$$

$$\nabla \times (\epsilon_r^{-1} \nabla \times \mathbf{H}) - k^2 \mu_r \mathbf{H} = 0, \quad (1.5)$$

onde  $k$  é a magnitude do vetor de onda no espaço livre e os campos tem a forma:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0(x, y)e^{i(\omega t - \beta z)}, \quad \mathbf{H} = \mathbf{H}_0(x, y)e^{i(\omega t - \beta z)}, \quad (1.6)$$

Neste trabalho utilizou-se um método numérico para encontrar as soluções modais para a propagação óptica nas fibras de cristal fotônico. O método adotado é de elementos finitos (Apêndice D) em abordagem vetorial, implementado num software comercial (COMSOL). Para as modelagens com o método dos elementos finitos vetorial, utilizou-se malha de elementos finitos triangulares de primeira e segunda ordem. Para o truncamento do domínio foi empregada a técnica da camada perfeitamente casada (PML – “Perfectly Matched Layer) cilíndrica [13]. A PML delimita um subdomínio onde as propriedades do material, em especial a permissividade e a permeabilidade, são anisotrópicas e não homogêneas e têm componente real e imaginária. O efeito da inclusão deste material fictício é a atenuação do sinal óptico no interior da PML, mantendo a impedância da onda na interface entre a PML e a região de estudo, resultando em baixas ou desprezíveis reflexões para o interior do domínio computacional em análise.

Na Fig. 1.8 se mostra uma das fibras simuladas com a região de interesse encerrada pela PML cilíndrica usada neste trabalho [14]. Na figura se mostra que no caso da PML cilíndrica os parâmetros de interesse são o diâmetro interno ( $\rho_{PML}$ ), a espessura da PML ( $d_{PML}$ ) e a máxima atenuação da PML ( $\alpha_{PML}$ ). Também é importante considerar que no método de elementos finitos o número de elementos usados na discretização da PML também influencia no cálculo dos campos e, portanto, entra como um parâmetro que deve ser usado na otimização da PML.

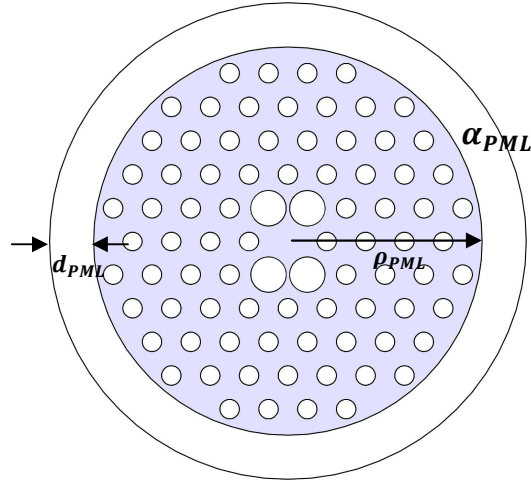


Fig. 1.8. Geometria de uma fibra PCF junto com os parâmetros que fazem parte da condição de contorno absorvedora (PML). O  $d_{PML}$  representa a espessura da PML, o  $\rho_{PML}$  é diâmetro interno e o  $\alpha_{PML}$  representa a atenuação da PML que controla o decréscimo dos campos.

A PML cilíndrica é um material anisotrópico que apresenta permissividade ( $\epsilon_{PML}$ ) e permeabilidade ( $\mu_{PML}$ ) relacionadas com a permissividade ( $\epsilon_r$ ) e permeabilidade ( $\mu_r$ ) relativas do material real na fronteira entre a PML e o domínio em estudo, da seguinte forma [14]:

$$\epsilon_{PML} = \epsilon_0 \epsilon_r T, \quad (1.7)$$

$$\mu_{PML} = \mu_0 \mu_r T, \quad (1.8)$$

onde

$$T = \begin{bmatrix} S_z \left( \frac{s_\varphi}{s_\rho} \cos^2(\varphi) + \frac{s_\rho}{s_\varphi} \sin^2(\varphi) \right) & S_z \cos(\varphi) \sin(\varphi) \left( \frac{s_\varphi}{s_\rho} - \frac{s_\rho}{s_\varphi} \right) & 0 \\ S_z \cos(\varphi) \sin(\varphi) \left( \frac{s_\varphi}{s_\rho} - \frac{s_\rho}{s_\varphi} \right) & S_z \left( \frac{s_\varphi}{s_\rho} \sin^2(\varphi) + \frac{s_\rho}{s_\varphi} \cos^2(\varphi) \right) & 0 \\ 0 & 0 & \frac{s_\rho s_\varphi}{S_z} \end{bmatrix}, \quad (1.9)$$

e  $S_\rho$ ,  $S_\varphi$  e  $S_z$  são variáveis complexas relacionadas ao mapeamento entre o espaço real e o espaço complexo dentro da PML definidos por [14]:

$$S_\rho = \begin{cases} 1, & \rho \leq \rho_{PML} \\ 1 - i\alpha_{PML} \left( \frac{\rho - \rho_{PML}}{d_{PML}} \right), & \rho > \rho_{PML} \end{cases}, \quad (1.10)$$

com  $S_\varphi = 1$  e  $S_z = 1$ .

Uma vez a PML tem tido otimizada geometricamente, ou seja, os parâmetros  $\rho_{PML}$  e  $d_{PML}$  tem tido ajustados até a parte imaginaria da constante de propagação dos modos estudados fique estável, os cálculos para estabelecer o tipo de modo podem ser feitos [15]. A parte imaginaria do modo define em geral os dois tipos de modos presentes neste trabalho: modos ligados (bound modes) e radiantes (leaky modes) [4], os modos ligados se caracterizam por ter a parte imaginaria zero, como por exemplo, o modo fundamental de núcleo, o que quer dizer que eles sempre vão ser guiados segundo as equações em Eq. 1.6, já para os modos radiantes temos que a parte imaginaria é diferente de zero, como por exemplo para o modo fundamental da casca da PCF, e começa ser importante no conjunto de equações Eq. 1.6, pode-se demonstrar que se é considera uma constante de propagação complexa no conjunto de equações Eq. 1.6 resulta, além do comportamento harmônico, uma atenuação exponencial do modo ao longo da fibra.

### 1.1.3. Características de Propagação Estudadas

#### 1.1.3.1. Birrefringência de Forma

A birrefringência é um importante parâmetro de fibras ópticas e está relacionada à diferença dos índices efetivos modais para os diferentes estados de polarização dos modos [16]. Nas fibras ópticas, como resultado da relação entre a birrefringência e a diferença de fase entre os modos ortogonais envolvidos é comum falar de birrefringência modal de fase [17].

A birrefringência de fase que tem sua origem quando há uma anisotropia geométrica na distribuição dos materiais do núcleo ou em seu redor é conhecida como birrefringência de forma. Um exemplo de fibra PCF com elevada birrefringência de forma é apresentada na Fig. 1.4(c). A birrefringência de grupo ( $G$ ) está relacionada com a velocidade de grupo, e se apresenta quando a fibra é submetida a uma banda de comprimentos de onda. As birrefringências de fase e de grupo são definidas como:

$$B \equiv n_{eff}^x - n_{eff}^y, \quad (1.11)$$

$$G \equiv n_g^x - n_g^y, \quad (1.12)$$

onde  $n_{eff}^x$  e  $n_{eff}^y$  representam os índices de refração efetivos do modo fundamental com polarização nas direções  $x$  e  $y$ , respectivamente e que estão associados com a velocidade de fase de cada modo. Os índices  $n_g^x$  e  $n_g^y$  representam os índices de grupo e estão associados com a velocidade de grupo.

A birrefringência de grupo,  $G$ , pode ser calculada a partir da birrefringência de fase [18]:

$$G = B - \lambda \frac{dB}{d\lambda}. \quad (1.13)$$

Na Fig. 1.9 se mostra a simulação do comportamento típico do  $B$  e do  $G$  em uma fibra PCF para o caso específico da PM-1550-01. Na Fig. 1.9(a) se mostra a forma como são definidas as direções  $x$  e  $y$  relacionadas com as polarizações do modo fundamental.

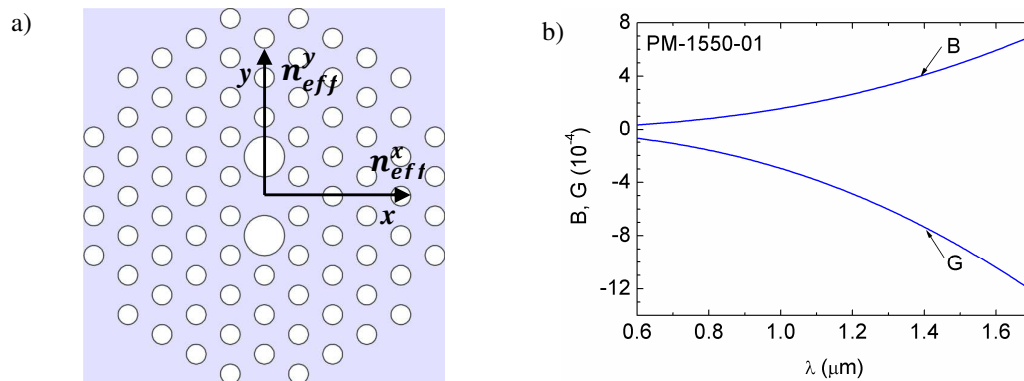


Fig. 1.9. a) Zoom na microestrutura da fibra comercial PM-1550-01 junto com os eixos relacionados com as duas polarizações do modo fundamental. b) Simulação do comportamento espectral da birrefringência de forma ( $B$ ) e de grupo ( $G$ ) para a PM-1550-01.

De acordo com o sistema de eixos definido na Fig. 1.9(a) o eixo  $x$  é chamado de eixo lento e o eixo  $y$  é chamado eixo rápido porque o índice  $n_{eff}^x$  ( $n_s$ ) é maior que o  $n_{eff}^y$  ( $n_f$ ). Os eixos rápido e lento decorrem da anisotropia geométrica introduzida no núcleo, com a presença dos furos alargados na Fig. 1.9(a), que gera um núcleo elíptico. O modo com polarização alinhada ao menor eixo do núcleo elíptico será o eixo rápido,



enquanto o modo com polarização alinhada no maior eixo do núcleo elíptico será o eixo lento [16].

Segundo o apresentado na Fig. 1.9(b),  $B$  e  $G$  aumentam em valor absoluto com o aumento do comprimento de onda. Para curtos comprimentos de onda os modos estão muito confinados no núcleo e não observam tão fortemente a anisotropia geométrica do núcleo quanto para o caso de longos comprimentos de onda, onde a estrutura elíptica do núcleo influencia mais fortemente na distribuição dos campos modais acarretando diferentes índices efetivos para cada eixo de polarização.

Por outro lado, o sinal oposto entre a birrefringência de fase e de grupo, onde a birrefringência de fase é positiva (por definição) e a birrefringência de grupo é negativa, como mostrado na Fig. 1.9(b), é uma característica única das fibras PCF [19], [20]. O sinal negativo do  $G$  surge porque o termo  $\lambda \frac{dB}{d\lambda}$  (positivo) é maior que o  $B$  na Eq. 1.13. Esta propriedade está relacionada com o contraste de índice diferente visto pelo modo fundamental ao longo dos eixos lento (eixo  $x$  na Fig. 1.9(a)) e rápido (eixo  $y$  na Fig. 1.9(a)). Como o modo rápido vê um contraste de índice maior que o modo lento a variação no comprimento de onda gera uma mudança na birrefringência de fase maior que no caso de contraste de índice igual ao longo das duas direções, como nas fibras convencionais de núcleo elíptico, fazendo com que o termo  $\lambda \frac{dB}{d\lambda}$  seja maior que o  $B$ .

### 1.1.3.3. Birrefringência Induzida pelo Estresse: Efeito Fotoelástico

Outra forma de gerar mudanças nas características ópticas de um material é através do efeito fotoelástico. Quando é aplicada uma pressão externa, ao longo de uma fibra, é gerado um estresse que pode induzir uma anisotropia no índice de refração. **Se a fibra é muito longa em comparação a seu diâmetro, estaremos no regime da aproximação de deformação plana (Apêndice A)** e então teremos que o índice de refração do material isotrópico mudaria segundo o modelo (Apêndice B):

$$n_x = n + C_1\sigma_x + C_2(\sigma_y + \sigma_z), \quad (1.14)$$

$$n_y = n + C_1\sigma_y + C_2(\sigma_x + \sigma_z), \quad (1.15)$$

$$n_z = n + C_1\sigma_z + C_2(\sigma_x + \sigma_y), \quad (1.16)$$

$$n_{xy} = (C_1 - C_2)\tau_{xy}, \quad (1.17)$$

onde  $n$  representa o índice de refração do material isotrópico antes de ser aplicada a perturbação (pressão),  $\sigma_x$ ,  $\sigma_y$  e  $\sigma_z$  são os estresses normais gerados pela pressão,  $\tau_{xy}$  é o estresse de cisalhamento e as quantidades  $C_1$  e  $C_2$  são os coeficientes fotoelásticos característicos do material e podem ser definidos da seguinte forma:

$$C_1 = -\frac{n^3}{2E} * [p_{11} - 2\nu p_{12}], \quad C_2 = -\frac{n^3}{2E} * [-\nu p_{11} + (1 - \nu)p_{12}], \quad (1.18)$$

onde  $E$  é o módulo de elasticidade do material ou módulo de Young,  $\nu$  é o coeficiente de Poisson e  $p_{11}$  e  $p_{12}$  são os coeficientes elasto-ópticos do material [21]. O módulo de elasticidade representa o quão elástico é um material e tem unidades de força por unidade

de área. Para materiais com baixo módulo de elasticidade, a deformação é maior que em materiais com alto módulo de elasticidade. No Apêndice B, Eq. B.5, pode-se ver este comportamento, supondo um material unidimensional resulta que a deformação ao longo do comprimento do material ( $\varepsilon_x$ ) e o estresse nessa mesma direção ficam relacionadas como:  $\varepsilon_x = \sigma_x/E$ , onde se mostra que se o  $E$  diminui, mantendo o estresse ( $\sigma_x$ ) fixo, a deformação ( $\varepsilon_x$ ) aumenta. Por outro lado, no caso de um material 2D ou 3D, o coeficiente de Poisson ( $\nu$ ) é definido como a razão, com sinal negativo, entre a deformação transversal e a deformação longitudinal induzidas quando é aplicada uma força longitudinal. Segundo as relações Eq. B.5 e B.6 o coeficiente de Poisson e o módulo de elasticidade afetam simultaneamente a deformação num material. Portanto, tem-se que levar em conta não somente o módulo de elasticidade, mas também o coeficiente de Poisson do material na hora de fazer cálculos de deformação.

**Especificamente, neste trabalho foram estudadas fibras com dois tipos de materiais, um polímero, o polimetilmetacrilato (PMMA), e um vidro, a sílica.** Para esses dois materiais os coeficientes fotoelásticos foram calculados (Tabela 1.1) das equações Eq. 1.18. Para o caso da sílica  $E \cong 72$  GPa [4],  $\nu = 0,165$  [22],  $p_{11} = 0,121$ ,  $p_{12} = 0,271$  [21], e foi usado  $n(\lambda = 1550 \text{ nm}) = 1,444$ , e no caso do PMMA foram usados os valores de  $E \cong 3,2$  GPa [4], [23],  $\nu = 0,34$  [24],  $p_{11} = 0,3$ ,  $p_{12} = 0,297$  [25] e foi usado  $n(\lambda = 588 \text{ nm}) = 1,491$  de acordo com a relação de Sellmeier.

Tabela 1.1. Coeficientes fotoelásticos calculados para os materiais simulados

Material	$C_1 \times 10^{-5}$ (MPa <sup>-1</sup> )	$C_2 \times 10^{-5}$ (MPa <sup>-1</sup> )	$[\Delta C = C_1 - C_2] \times 10^{-6}$ (MPa <sup>-1</sup> )
PMMA	-5,1	-4,9	-2,0
Sílica	-0,066	-0,43	3,5

Da literatura são bem conhecidos os coeficientes fotoelásticos da sílica com valores muito próximos dos apresentados na Tabela 1.1, mas para o PMMA se tem pouca literatura relacionada e somente se tem um artigo que reporta valores experimentais de  $\Delta C$  ( $C_1 - C_2$ ) entre  $-1,5 \times 10^{-6}$  MPa<sup>-1</sup> e  $-4,5 \times 10^{-6}$  MPa<sup>-1</sup> [26], mostrando que o  $\Delta C$  calculado na Tabela 1.1 esta dentro desse intervalo.

Cada um dos componentes do índice de refração anisotrópico apresentados no conjunto de equações (Eq. 1.14 - 1.17) tem um significado que vale a pena explorar. Os componentes  $n_x$ ,  $n_y$  e  $n_z$  representam os índices de refração que seriam percebidos pela luz polarizada ao longo de cada um dos eixos cartesianos  $x$ ,  $y$  e  $z$ , respectivamente. O componente  $n_{xy}$  está relacionado com o ângulo ( $\theta$ ) entre os eixos principais (Apêndice A) e os eixos cartesianos na seção transversal da fibra (Fig. 1.10).

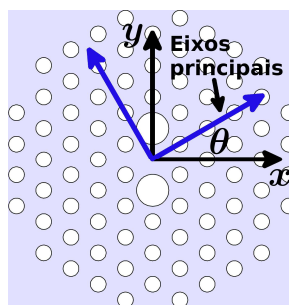


Fig. 1.10 Seção transversal da fibra PM-1550-01 que mostra de forma exagerada o ângulo ( $\theta$ ), entre os eixos principais no núcleo da fibra (azul) e os eixos cartesianos (preto), que se induz pelo estresse de cisalha ( $\tau_{xy}$ ) quando se faz pressão hidrostática externa. Nas PCFs com este tipo de geometria o  $\tau_{xy}$  no núcleo gera um valor de índice de refração  $n_{xy}$  que é muito baixo ( $10^{-8}$ ) comparado com a diferença  $n_x - n_x$  e portanto o ângulo  $\theta$  é próximo de zero.

Pegando as equações Eq. 1.14, 1.15 e 1.17 temos que:

$$\frac{n_{xy}}{n_x - n_y} = \frac{\tau_{xy}}{\sigma_x - \sigma_y} = \frac{1}{2} \tan(2\theta), \quad (1.19)$$

onde a última igualdade é obtida fazendo uso da equação Eq. A.9, e se demonstra que na equação Eq. 1.19 o  $n_{xy}$  está relacionado com o ângulo  $\theta$ , que é o ângulo entre os eixos principais e os eixos cartesianos na seção transversal da fibra. A razão  $n_{xy}/(n_x - n_y)$  define o ângulo  $\theta$  dos novos eixos de birrefringência da fibra respeito dos eixos lento e rápido. No caso que a pressão seja diferente de zero o estresse de cisalha gerado (que também gera o termo  $n_{xy}$ ) induz uma rotação dos eixos principais respeito dos cartesianos, como mostrado na Eq. 1.19. No núcleo deste tipo de fibra PCF o  $\tau_{xy}$  no núcleo gera um valor de índice de refração  $n_{xy}$  que é muito baixo ( $10^{-8}$ ) comparado com a diferença  $n_x - n_y$  e portanto o ângulo  $\theta$  é próximo de zero.

De acordo com as equações Eq. 1.14 e 1.15 temos que quando se faz pressão na fibra PCF ocorre a indução de uma birrefringência material ( $B_m$ ), na seção transversal da fibra, que pode ser calculada fazendo a diferença entre os índices de refração dos eixos transversais:

$$B_m = \Delta C(\sigma_x - \sigma_y). \quad (1.20)$$

A expressão mostra que a birrefringência material induzida pelo estresse é diretamente proporcional à diferença de estresse gerado nos eixos transversais. A variação na birrefringência material, com aplicação de pressão na fibra, pode ser utilizada para estimar a variação na birrefringência de fase dos modos ópticos no núcleo já que as deformações devido à aplicação da pressão podem geralmente ser desprezadas [19], [27].

### 1.1.3.3. Perda por Confinamento

Como aqui se considera que os materiais ópticos (PMMA e sílica) trabalham nas janelas de transmissão [4], e que as fibras não são tão longas para uso como elemento sensor, a perda material será considerada desprezível. Portanto, o único mecanismo de perda das fibras PCF que serão simuladas estará relacionado com o confinamento dos modos. Nas fibras PCF a perda por confinamento se dá pelo efeito de tunelamento (Neste efeito a luz atravessa o buraco devido ao campo evanescente nos buracos) e por causa dos espaços entre os buracos, fazendo com que modos de alta ordem (Fig. 1.11) vazem do núcleo de uma forma mais fácil [4]. Foi demonstrado que as perda por confinamento são sensíveis às flutuações nos tamanhos dos buracos ( $d$ ) ou nos espaçamentos entre os buracos ( $\Lambda$ ) da microestrutura da fibra [28]. No caso de termos o comprimento de onda fixo, a perda diminui com o aumento do número de anéis de buracos, e para um número de anéis fixo a perda também diminui com o aumento do  $d/\Lambda$ .

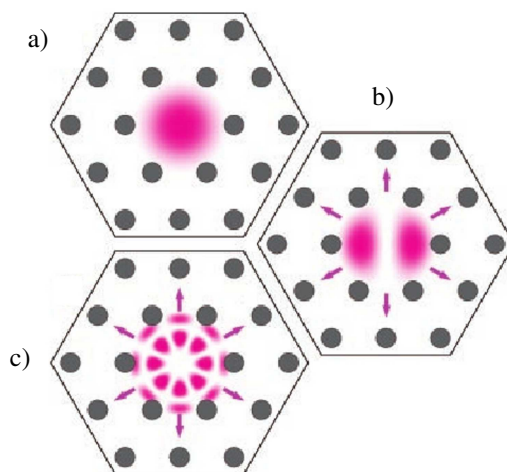


Fig. 1.11. a) Modo fundamental e em b) e c) modos de alta ordem numa fibra PCF. As setas indicam a direção do vazamento de cada modo. Imagem tomada de [2].

Numericamente, a perda por confinamento é calculada pela expressão [29]:

$$P_c = -\frac{20}{\ln 10} \text{Im } \beta \text{ [dB/m]}. \quad (1.21)$$

#### 1.1.4. Estresse, Deformação e Birrefringência em Sob Pressão Hidrostática

De acordo com o efeito fotoelástico, quando se quer controlar o comportamento das características ópticas de fibras PCF, tais como índice de refração efetivo, birrefringência e perda por confinamento, fazendo uso de forças externas aplicadas, temos que conhecer primeiro como se distribui o estresse (forças internas por unidade de área) gerado e como essas perturbações externas afetam a deformação da fibra. São vários os trabalhos que exploram esta idéia por meio de torções, forças laterais e pressão hidrostática externa na fronteira de diferentes tipos de fibras PCF de simetria hexagonal, [19], [27], [29]-[31]. Especificamente, o caso do estresse e deformação induzido pela pressão hidrostática externa dentro de uma fibra PCF que tem uma anisotropia geométrica (birrefringência de forma), e que é de interesse nesta parte do trabalho, tem sido pouco explorado até agora.

Nas análises a seguir vai se estudar o estresse e a deformação, no regime elástico na aproximação de deformação plana [32], gerados como consequência de pressão hidrostática externa aplicada na fronteira de várias fibras PCF com birrefringência de forma. Também será investigado o caso com materiais diferentes, especificamente, serão estudadas as fibras feitas com PMMA e sílica.

### 1.1.4.1. Estresse e Deformação

O efeito da pressão hidrostática externa nas fibras PCF traz como consequência a geração de estresse e deformação. Em geral, esse estresse e deformação podem ter uma forma muito complexa dentro da fibra, mas uma simplificação pode ser feita assumindo que ela é muito longa em comparação com o seu diâmetro (aproximação de deformação plana) como usualmente acontece nas fibras (Apêndice A). Essa aproximação, será adotada nos estudos deste trabalho e leva em conta que a fibra somente vai ser deformada transversalmente, ignorando a deformação longitudinal.

Para ter uma idéia dos efeitos globais da pressão em fibras birrefringentes, a Fig. 1.12 apresenta o efeito da aplicação da pressão hidrostática na fibra PM-1550-01. A Fig. 1.12(a) mostra que, como consequência da pressão (1 MPa), são geradas as distribuições de estresse normais,  $\sigma_x$  e  $\sigma_y$ , responsáveis pela birrefringência material (Eq. 1.20), e de cisalhamento,  $\tau_{xy}$ , responsável pelo termo  $n_{xy}$  no índice de refração como se mostra na Eq. 1.17, ao longo da seção transversal da fibra. Além disso, observa-se que os buracos maiores, com diâmetro  $d' = 4,5 \mu\text{m}$ , no primeiro anel de buracos geram uma blindagem no núcleo ao longo do eixo  $y$ , fazendo com que a componente de estresse  $\sigma_y$  seja mais baixa (0,67 MPa, cor azul escura no núcleo na Fig. 1.12(a)), enquanto que a componente de estresse  $\sigma_x$  se faz maior (1,33 MPa, cor azul bem mais clara na Fig. 1.12(a)) que a pressão aplicada (1 MPa). Em geral o aumento da blindagem é favorecido pelo aumento da anisotropia geométrica na fibra. No caso do estresse de cisalhamento temos que o valor no núcleo é ao redor de  $4,6 \times 10^{-8}$  MPa, que é um valor



muito pequeno (cor azul bem mais escuro na Fig. 1.9(a)) em comparação dos estresses normais, o que leva a um valor do índice de refração cruzado  $n_{xy}$  ( $4,7 \times 10^{-13}$ ) que é bem inferior que para os componentes  $n_x$ ,  $n_y$  e  $n_z$ . Este efeito sempre está presente nas fibras PCF e é por isso que o efeito fotoelástico sempre é apresentado sem considerar o termo  $n_{xy}$ .

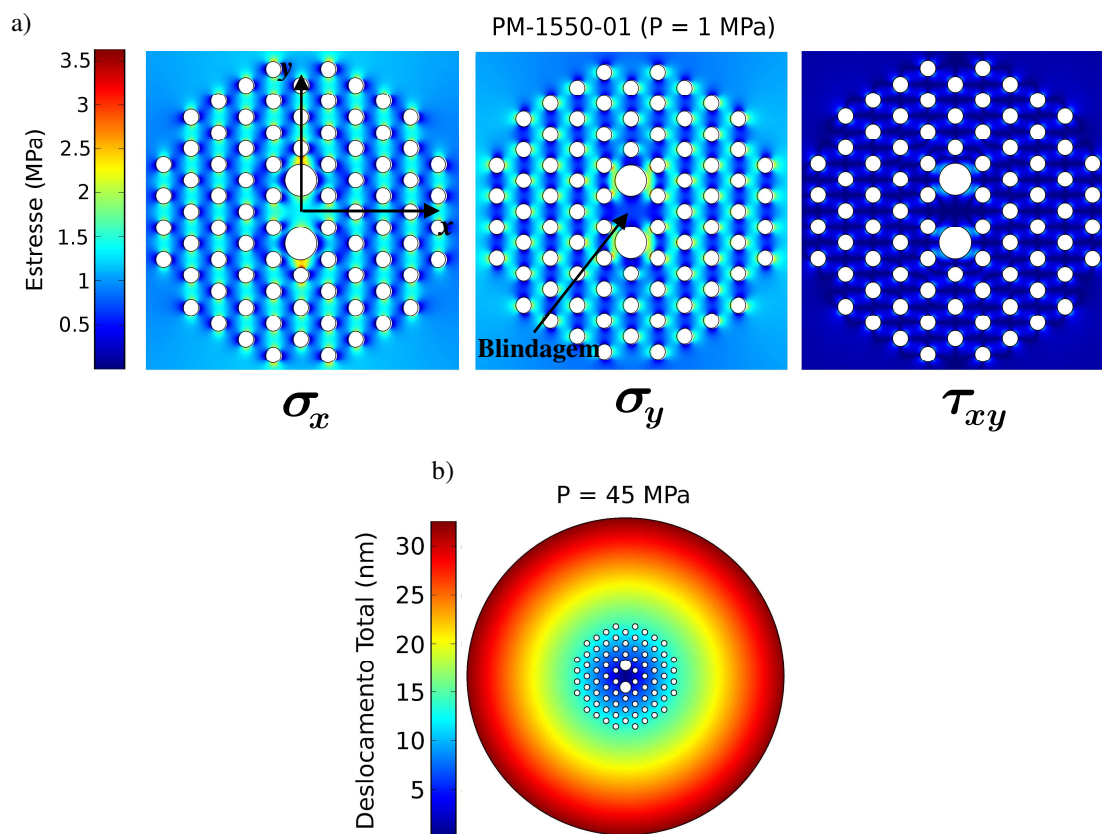


Fig. 1.12. a) Simulações das distribuições de estresse normal ( $\sigma_x$  e  $\sigma_y$ ) e de cisalhamento,  $\tau_{xy}$ , no regime elástico na aproximação de deformação plana, gerados pela pressão hidrostática externa de 1 MPa aplicada na fibra comercial PM-1550-01 com parâmetros estruturais  $\Lambda = 4,4 \mu\text{m}$ ,  $d = 2,2 \mu\text{m}$ ,  $d' = 4,5 \mu\text{m}$ , e diâmetro externo de  $125 \mu\text{m}$ . b) Distribuição do deslocamento total na seção transversal da fibra para uma pressão de 45 MPa.

Com respeito à deformação, a Fig. 1.12(b) mostra o gráfico do deslocamento total na seção transversal da fibra devido a uma pressão de 45 MPa. A pequena deformação indica que é possível aplicar tal pressão sem danificar a fibra, o que já foi comprovado experimentalmente [31]. O deslocamento é radial, como esperado pela simetria do problema, sendo maior na fronteira e diminuindo cada vez mais com o raio. O deslocamento máximo chega até aproximadamente 33 nm (fronteira da fibra), que comparado com o diâmetro da mesma (125  $\mu\text{m}$ ) equivale a uma deformação que em geral é muito pequena ( $0,264 \times 10^{-3}$ ), e que não mudaria de forma significativa a geometria da microestrutura. Além disso, segundo as simulações, temos que o strain (Apêndice A) máximo atingido na fibra para esta pressão foi da ordem de 0,1% o que significa que ainda para estas pressões estamos no regime elástico, no caso de fibras feitas na sílica [4].

#### **1.1.4.2. Efeito da Deformação na Birrefringência**

Como consequência da deformação da fibra PCF por causa da pressão externa é gerada uma mudança nas características ópticas da fibra. Essa variação na geometria está condicionada ao módulo de elasticidade do material da fibra [32]. As fibras em PMMA, com módulo de elasticidade  $E \cong 3,2 \text{ GPa}$  [4], terão uma variação geométrica diferente que no caso da sílica, com módulo de elasticidade  $E \cong 72 \text{ GPa}$  [4]. Para ver isso, na Fig. 1.13 se mostra a simulação da deformação produzida por uma pressão de 100 MPa em duas fibras PCF com buracos laterais idênticos, uma feita em PMMA e a outra em sílica.

Segundo se mostra nas Figs. 1.13(b) e 1.13(c) quando a pressão de 100 MPa é aplicada nas fibras idênticas é gerada uma deformação que é maior no caso do PMMA que no caso da sílica, conseqüentemente as características ópticas no caso do PMMA serão mais afetadas que no caso da sílica. O resultado faz sentido porque segundo os módulos de elasticidade dos materiais envolvidos o PMMA é mais deformável que a sílica.

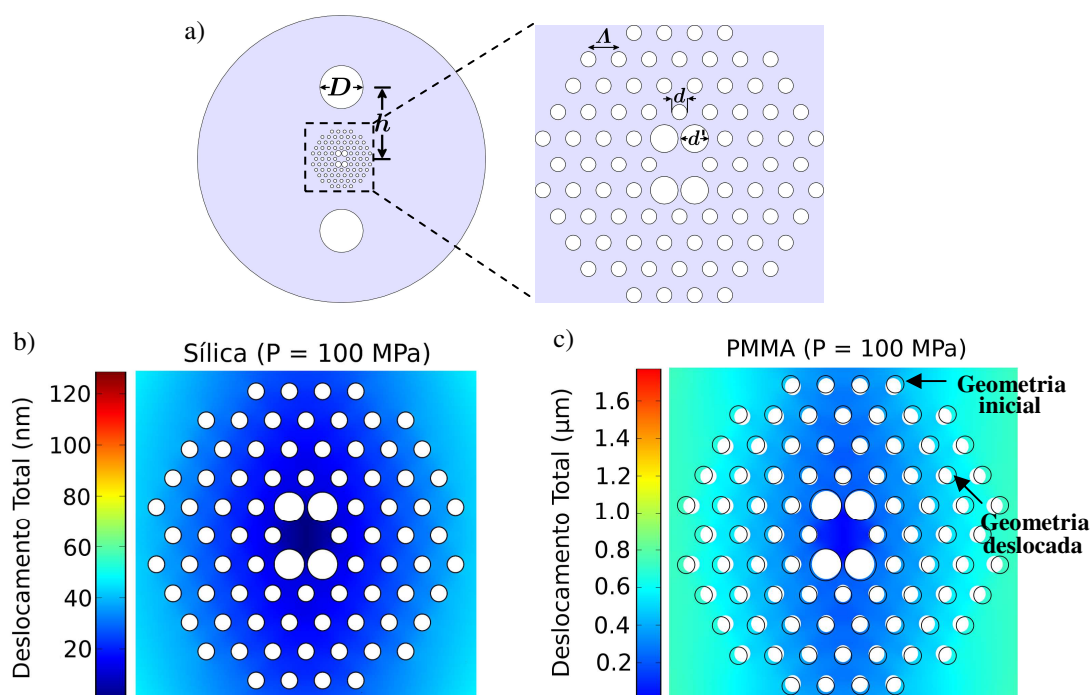


Fig. 1.13. a) Fibra PCF de buracos laterais (Fibra 4) junto com um zoom na microestrutura, ainda não fabricada, ela tem  $\Lambda = 4,4 \mu\text{m}$ ,  $d = 2,2 \mu\text{m}$ ,  $d' = 4,0 \mu\text{m}$ ,  $D = 30 \mu\text{m}$ ,  $h = 50 \mu\text{m}$  e o diâmetro externo tem  $200 \mu\text{m}$ . b) Deslocamento transversal na microestrutura da fibra feita na sílica (simulada com  $E = 72 \text{ GPa}$ ) quando a pressão é de  $P = 100 \text{ MPa}$ , o valor máximo mostrado na escala ( $\sim 120 \text{ nm}$ ) corresponde aquele que se apresenta na borda da fibra. c) Deslocamento transversal na microestrutura da mesma fibra mas feita em PMMA (simulada com  $E = 3,2 \text{ GPa}$ ) quando a pressão é de  $P = 100 \text{ MPa}$ , o valor máximo mostrado na escala ( $\sim 1,6 \mu\text{m}$ ) corresponde aquele que se apresenta na borda da fibra.

Para fazer a simulação do impacto que tem a deformação da fibra nas características de propagação de interesse foi usado o módulo de aplicação de movimento de malha (ALE) do COMSOL (Apêndice D) além dos módulos usuais, o módulo Plane Strain e o modo Perpendicular Hibrid-Modes Waves. Esse módulo de aplicação faz uso das deformações mecânicas para reconstruir a geometria deformada e realizar uma nova malha de elementos finitos que depois vai ser usada pelo módulo óptico para calcular as novas constantes de propagação.

Segundo as simulações para uma pressão  $P = 100$  MPa, onde ainda é válido o regime elástico, para um comprimento de onda de 1550 nm a birrefringência de forma calculada no caso da fibra feita na sílica (Fig. 1.13(b)) sem deformação foi de  $B = 1,62 \times 10^{-4}$  e no caso de deformação é de  $B = 1,63 \times 10^{-4}$ , o que significa que no caso de não levar em conta a deformação o erro resultante vai ser de 0,6%. Porém, no caso da fibra em PMMA (Fig. 1.13(c)), onde estamos no limite elástico (strain perto do 10% [4]), para um comprimento de onda de 588 nm, temos que, sem deformação,  $B = 2,5 \times 10^{-4}$  enquanto que no caso com deformação  $B = 2,48 \times 10^{-4}$ , o que representa um erro resultante de ~0,8%. Tal diferença faz sentido porque no caso do PMMA a fibra se desloca mais que para a fibra em sílica, mas ainda não é um erro significativo já que a pressão é muito alta. Desta forma, pode-se desprezar o efeito da deformação na birrefringência modal das fibras e assim simular sem acrescentar complexidade aos programas e utilizar somente os módulos mecânico e óptico.

Por outro lado, no caso da fibra em PMMA, o efeito da deformação na birrefringência material (Eq. 1.20) é importante na pressão feita (100 MPa) porque a geometria da fibra muda significativamente (Fig. 1.13(c)). Como o estresse depende da geometria da fibra, uma deformação significativa vai gerar mudanças importantes no estresse e, portanto na birrefringência material. Segundo o anterior, levando em conta a deformação, numericamente temos que no núcleo da fibra feita em PMMA os valores médios dos componentes  $x$  e  $y$  do estresse normal para 100 MPa são  $\bar{\sigma}_x = -140,8 \text{ MPa}$  e  $\bar{\sigma}_y = -56,3 \text{ MPa}$ , respectivamente, e então a birrefringência material média é  $\bar{B}_m^{PMMA} = 1,69 \times 10^{-4}$ , onde foi usado o  $\Delta C$  da Tabela 1.1. No caso da fibra em sílica (Fig. 1.13(b)) sob aplicação de 100 MPa de pressão os componentes de estresse são  $\bar{\sigma}_x = -150 \text{ MPa}$  e  $\bar{\sigma}_y = -56,5 \text{ MPa}$ , e então a birrefringência material média é  $\bar{B}_m^{sílica} = -3,27 \times 10^{-4}$ , onde foi usado o  $\Delta C$  da sílica na Tabela 1.1. Em conseqüência, o valor absoluto da birrefringência material é maior no caso da fibra em sílica. O efeito da deformação na fibra em PMMA tem um impacto negativo maior na birrefringência material porque ela diminui mais a diferença entre os componentes de estresse normais  $x$  e  $y$  e, além disso, o valor do  $\Delta C$  diminui ainda mais o valor da birrefringência porque ele é menor em PMMA.

#### 1.1.4.3. Pressão Externa e Interna em Fibras de Sílica e PMMA.

Para estabelecer como são afetadas as principais características de propagação em fibras PCF com pressão hidrostática aplicada e com o uso de materiais diferentes (PMMA e sílica), será estudada a fibra 4 (Fig. 1.13(a)). A Fig. 1.14 mostra o efeito da

pressão hidrostática externa (no contorno externo da fibra, como no caso das fibras mostradas nas Figs. 1.12 e 1.13), definida como P. Ext, e interna (realizada dentro dos buracos laterais que se encontram fora da microestrutura da PCF), definida como P. Int, no índice efetivo e na birrefringência modal de fase, do modo fundamental, para a fibra 4 (Fig. 1.13(a)) em PMMA e sílica.

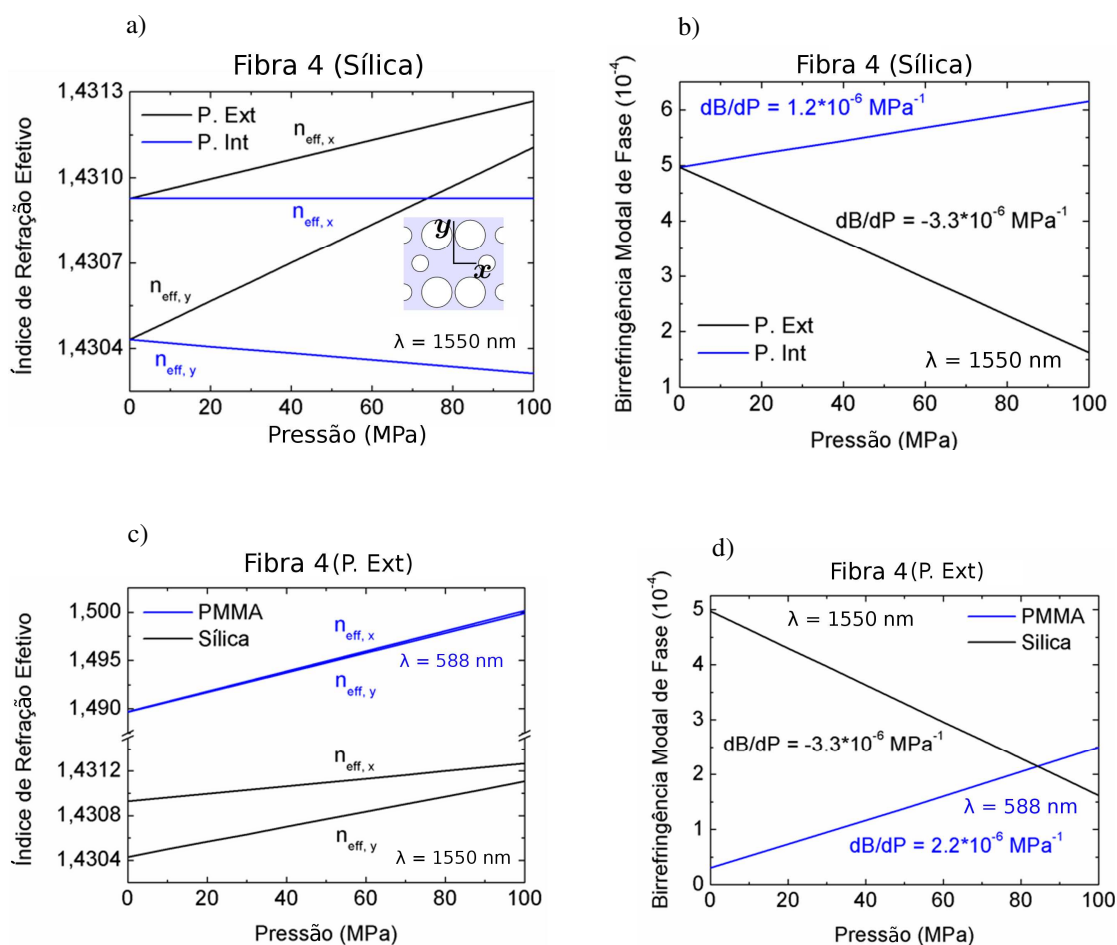


Fig. 1.14. Efeito da pressão hidrostática (a) externa e (b) interna (dentro dos buracos laterais) no índice efetivo e na birrefringência modal de fase, do modo fundamental, para a fibra 4 (Fig. 1.13(a)). Em c) se mostra o comportamento do índice para pressão hidrostática externa (P. Ext, linha preta) e interna (P. Int, linha azul) para a fibra 4 em sílica para um comprimento de onda de 1550 nm. A inserção mostra as direções das duas polarizações do modo fundamental. Em d) apresenta-se a variação da birrefringência modal de fase. Em e) se mostra a variação do índice efetivo no caso de pressão hidrostática externa (P. Ext) para a fibra 4 em PMMA (linha azul) e sílica (linha preta). Em f) representa-se o comportamento da birrefringência modal de fase no mesmo caso.

No caso de termos a fibra 4 em sílica com pressão hidrostática externa e interna (dentro dos buracos laterais), a Fig. 1.14(a) mostra que os índices efetivos aumentam no caso de P. Ext e diminuem no caso de P. Int. O aumento dos índices, no caso da pressão externa, é devido a que o estresse sempre é negativo neste caso pelo fato que é feita uma compressão na fibra e conseqüentemente, segundo as equações do efeito fotoelástico (Eq. 1.14-1.17), o índice aumenta. A diminuição dos índices se explica pela geração de estresse negativo e positivo quando se realiza a pressão interna. Segundo as equações do efeito fotoelástico (Eq. 1.14-1.17), quando tem-se estresse positivo e negativo, um dos termos relacionado com uma componente de estresse cancela ao outro que tem relação com a outra componente gerando uma diminuição do índice de refração material e conseqüentemente do índice de refração efetivo. Se mostra também que  $n_{eff, y}$  apresenta uma variação maior com a pressão que  $n_{eff, x}$ , este efeito em combinação com a forma como é aplicada a pressão (P. Ext ou P. Int) faz com que se tenha uma sensibilidade birrefringência modal de fase à pressão ( $\partial B/\partial P$ ) com sinais dependente da forma que é aplicada a pressão (Fig. 1.14(b)).

A Fig. 1.14(c) mostra o comportamento do índice com a variação da pressão externa (P. Ext) no caso da fibra 4 em PMMA e sílica. A fibra 4 feita em PMMA mostra que os índices aumentam, o que é esperado das equações do efeito fotoelástico (Eq. 1.14-1.17) porque a pressão é externa e os coeficientes fotoelásticos do PMMA são negativos (Tabela 1.1). Da mesma forma que acontece no caso da fibra em sílica. A diferença do comportamento do índice, o sinal do  $\partial B/\partial P$  muda com o material, como se mostra na Fig. 1.14(d). O sinal positivo da sensibilidade ( $\partial B/\partial P$ ) na fibra em PMMA é devido a que

a diferença entre os coeficientes fotoelásticos é oposta ao caso da sílica e conseqüentemente muda a sensibilidade da birrefringência material à pressão ( $\partial B_m/\partial P$ ), como pode ser visto tomando a derivada da expressão Eq. 1.20:

$$\frac{\partial B_m}{\partial P} = \Delta C \left[ \frac{\partial \sigma_x}{\partial P} - \frac{\partial \sigma_y}{\partial P} \right]. \quad (1.22)$$

O valor absoluto da sensibilidade ( $\partial B/\partial P$ ) vai depender da forma como é aplicada a pressão e do material (Figs. 1.14(b) e 1.14(d)). Especificamente, no caso da fibra 4 em sílica sob pressão externa e interna (Figs. 1.14(a) e 1.14(b)), o  $\partial B/\partial P$  é maior quando a pressão é externa porque a diferença entre as componentes de estresse  $x$  e  $y$  no núcleo é maior que no caso de pressão interna. Essa diferença, segundo a equação Eq. 1.20, gera um aumento maior do  $\partial B_m/\partial P$ , e conseqüentemente do  $\partial B/\partial P$ , para pressão externa.

Por outro lado, a sensibilidade da fibra 4 em PMMA é aproximadamente 65 % a sensibilidade da fibra feita na sílica. A diminuição surge porque a diferença entre os coeficientes fotoelásticos no PMMA é menor, em valor absoluto, que na sílica (Tabela 1.1). O efeito pode ser visto da Eq. 1.20.





## 2. Estado de Única Polarização numa Fibra PCF em PMMA Sob Pressão Externa

Nas fibras ópticas de única polarização o objetivo é eliminar, como primeiro passo, os modos de alta ordem no núcleo da fibra e depois eliminar uma das duas polarizações ortogonais que fazem parte do modo fundamental. Quando este objetivo é atingido surgem inumeráveis aplicações [33], tais como elementos polarizadores em lasers a fibra de alta potência, giroscópios a fibra óptica, sensores de corrente no caso de fibras em sílica. Aplicações com fibras em PMMA também podem ser potencialmente desenvolvidas para transmissão de dados a alta rapidez (High Speed Data Transmission) em redes de área local (LAN-“Local Area Network”) de curta distância e em aplicações FTTH (Fibre To The Home) [4]. Na Fig. 2.1 se mostra o caso geral de uma fibra PCF onde os seus modos de alta ordem ( $TE_{01}$ ,  $TM_{01}$ ,  $HE_{21}$ ) junto com uma das suas polarizações do modo  $HE_{11}$  não foram eliminados ainda.

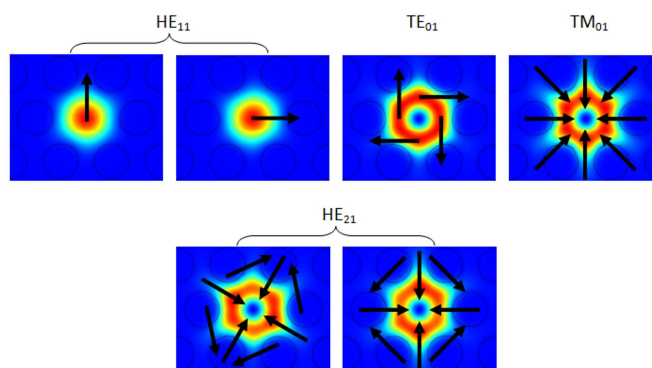


Fig. 2.1. Simulações das distribuições de fluxo potência para os modos de núcleo ao longo do eixo de uma fibra PCF multimodo em 1550 nm. As setas pretas mostram as direções do campo elétrico em cada modo. A fibra tem uma separação entre buracos de  $\Lambda = 2,2 \mu\text{m}$  e o diâmetro dos buracos é  $d = 1,5 \mu\text{m}$ .

No caso específico de fibras PCF, uma vez que temos certeza que a fibra tem um único modo ( $HE_{11}$ ) no seu núcleo, o estado de única polarização pode ser obtido introduzindo uma anisotropia geométrica (birrefringência de forma) ao redor do primeiro período de buracos da fibra. Na Fig. 2.2 se mostra o índice efetivo e a perda por confinamento em função do comprimento de onda para a fibra proposta em [34], a Fig. 2.2(a) apresenta o perfil de intensidade do único modo (modo lento) que se propaga com baixas perdas. A Fig. 2.2(b) mostra que os índices dos modos lento e rápido diminuem com o comprimento de onda e tem um cruzamento com o índice do modo de casca fazendo com que o modo de núcleo e casca viagem com a mesma velocidade de fase. Na Fig. 2.2(c) representa-se a perda por confinamento dos modos lento e rápido em função do comprimento de onda, observa-se que os comprimentos de onda onde a perda é muito alta coincidem com os pontos onde tem-se o cruzamento entre os índices para os modos de núcleo e casca (Fig. 2.2(b)), o que define uma região de operação de única polarização.

Quando se tem uma anisotropia geométrica se quebra a degenerescência dos dois modos polarizados ortogonalmente, fazendo que a dispersão no índice efetivo de cada modo seja diferente. Embora o índice efetivo dos modos de casca não tenha uma variação significativa com a mudança no primeiro anel de buracos, eles sofrem uma diminuição mais lenta do índice efetivo com o aumento do comprimento de onda em comparação com a diminuição presente nos modos de núcleo. Quando a diferença entre os índices efetivos dos modos de núcleo e casca diminui, o acoplamento entre eles aumenta. Nos pontos onde se encontram os modos de casca com os modos de núcleo, tendo os dois a

mesma polarização, se satisfaz a condição de fase casada (PMC) [35], [36], explicada na subseção 1.1.1.2 na pg. 11 e, onde o acoplamento entre os modos é mais eficiente. Como a dispersão dos dois únicos modos de núcleo é diferente, a PMC se satisfaz primeiro para um modo enquanto que para o outro a condição é satisfeita posteriormente. Em qualquer dos pontos de interseção o modo de núcleo que se encontra com o modo de casca vaza do guia apresentando uma alta atenuação (perda por confinamento), mas **é no ponto onde o modo rápido vaza primeiro que começa o estado de única polarização para a fibra, porque nesse ponto o modo lento ainda apresenta um baixo acoplamento com o modo de casca e como consequência uma baixa atenuação.**

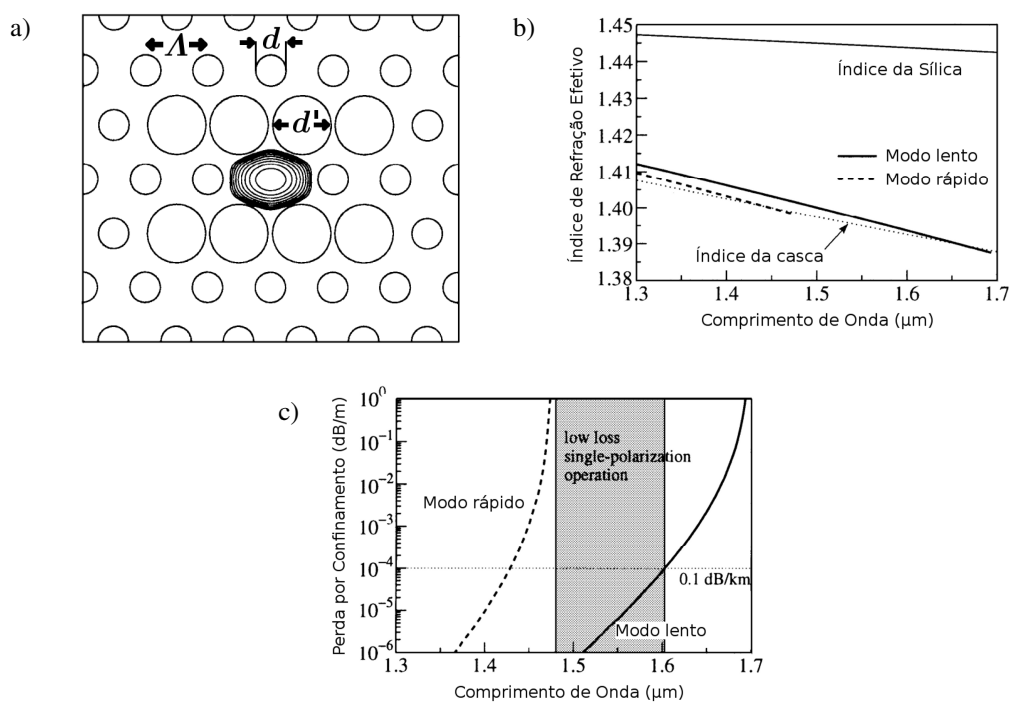


Fig. 2.2. a) Zoom de uma fibra PCF polarizadora proposta em [34] com  $\Lambda = 2,2 \mu\text{m}$ ,  $d/\Lambda = 0,5$  e  $d'/\Lambda = 0,95$ . No núcleo se mostra o perfil de intensidade do único modo (modo lento) que determina o estado de única polarização, os contornos de intensidade estão separados por 1 dB. b) Índice efetivo em função do comprimento de onda para o modo lento, modo rápido e o primeiro modo de casca. c) Variação da perda por confinamento com o comprimento de onda para os modos lento e rápido.

É importante notar que na maioria dos trabalhos ligados com PCF de única polarização somente se faz uso da liberdade que se tem na geometria da fibra e da escolha do material (polimetilmetacrilato ou sílica), para obter a propriedade de única polarização [34], [37]-[39], ignorando a influência que a inclusão de perturbações externas, como curvaturas ao longo da fibra [35], pressão hidrostática ou forças pontuais no contorno externo da fibra poderia ter no controle ativo dessa propriedade óptica. Motivados por esse fato, se quer mostrar nesta seção **o uso do novo grau de liberdade mecânico, visto como uma pressão hidrostática externa, em uma fibra PCF para a obtenção e sintonização ativa do seu estado de única polarização [40], [41].**

### 2.1. Características da Fibra PCF Estudada

A fibra proposta para mostrar como obter e sintonizar um estado de única polarização apresenta, do ponto de vista geométrico, duas características essenciais: a primeira, como se mostra na Fig. 2.3, é que ela faz uso de dois buracos externos laterais do tipo fibra PANDA, mas que não vão ser usados como regiões de aplicação de estresse, ao invés disso vão ter a função de blindar o cristal fotônico em uma direção (ao longo do  $x$ ) da forma como foi mostrado na subseção 1.1.4.1 (Fig. 1.12) pg. 26. A segunda característica é a introdução de uma anisotropia geométrica no primeiro anel de buracos da microestrutura (que tem uma simetria hexagonal) que produz uma blindagem no núcleo ao longo do eixo  $y$  e então é oposta à blindagem feita pelos buracos laterais. Segundo isto, pode-se ver que a fibra proposta não é uma geometria adequada para estudos de sensoriamento da pressão, onde tenta-se introduzir uma alta anisotropia

geométrica mas em um só eixo para gerar uma alta sensibilidade à pressão na *birrefringência modal* de fase ( $\partial B/\partial P$ ) [42]. Como veremos na seção para checar essa característica, a partir de uma simulação, foi encontrado o  $\partial B/\partial P = 0,75 \times 10^{-6} \text{ MPa}^{-1}$  para a fibra proposta (Fig. 2.3), sendo uma ordem de magnitude menor que os valores encontrados para fibras com alta sensibilidade à pressão. A idéia desta geometria é gerar uma anisotropia na microestrutura que permita que a sensibilidade à pressão do *índice efetivo* dos modos de **casca** seja maior que a sensibilidade do modo fundamental de **núcleo**, para conseguir um ponto de cruzamento entre aqueles índices (PMC), mas fazendo uso de variações na pressão e mantendo o comprimento de onda fixo.

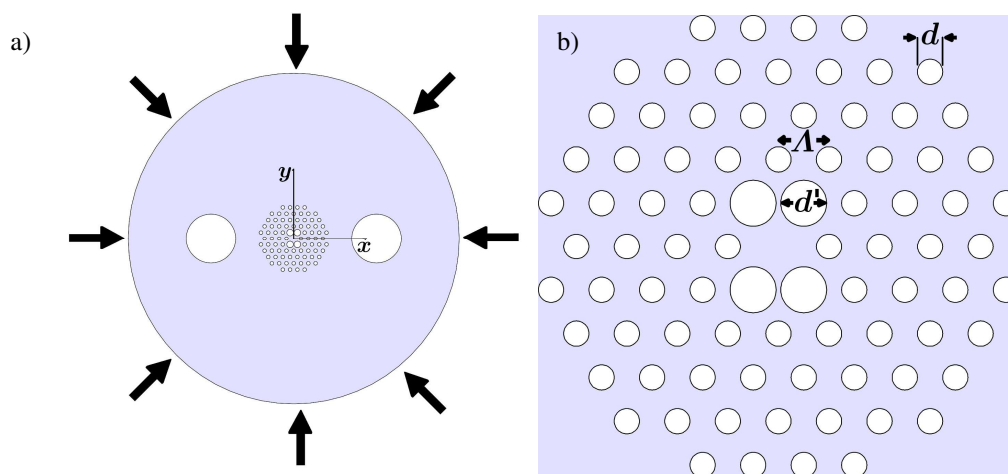


Fig. 2.3. a) Geometria da PCF simulada no polimetilmetacrilato (PMMA) para induzir e sintonizar o estado de única polarização, as setas mostram a pressão hidrostática externa na fibra que vai controlar esse estado. b) Zoom da microestrutura da fibra que mostra a anisotropia geométrica usada. A microestrutura tem o  $A = 4,4 \mu\text{m}$ ,  $d = 2,2 \mu\text{m}$  e o  $d' = 4,0 \mu\text{m}$ , os buracos laterais tem um diâmetro de  $30 \mu\text{m}$  e estão posicionados a  $50 \mu\text{m}$  do centro do núcleo e ao longo do eixo  $x$ .

Os parâmetros geométricos da fibra são  $d = 2,2 \mu\text{m}$ ,  $d' = 4,0 \mu\text{m}$  e  $A = 4,4 \mu\text{m}$  e foram escolhidos de forma tal que fazem com que a fibra seja monomodo (modos  $x$  e  $y$

degenerados) em comprimentos de onda em torno de 588 nm. Os quatro buracos de diâmetro maior ( $d_1$ ) no primeiro anel de buracos geram uma blindagem maior que se tivermos somente uma blindagem com dois buracos, como no caso da fibra preservadora de polarização PM-1550-01. Esta escolha vai fazer com que a fibra reduza a sensibilidade à pressão nos índices efetivos dos modos de núcleo, ajudando aos índices dos modos de casca e núcleo a se encontrarem para pressões mais baixas, em comparação com o caso da fibra com uma blindagem de dois buracos no primeiro anel.

Por outro lado, a escolha do material também determina o intervalo espectral e de pressões onde é possível se obter o fenômeno de única polarização. No caso do vidro (sílica), o efeito é predito para pressões tão altas ( $\sim 10^3$ MPa) que o material ultrapassaria o regime linear, enquanto que no caso do polímero, o polimetilmetacrilato (PMMA), o efeito acontece para pressões mais baixas (da ordem de algumas dezenas de MPa), no regime de deformação linear que vai até uns 100 MPa em compressão [24]. Essas ordens de magnitude na pressão de operação dependem principalmente dos coeficientes fotoelásticos dos materiais, que no PMMA são duas ordens de magnitude maiores que no caso da sílica (ver Tabela 1.1), porque eles representam a mudança no índice de refração por cada unidade de variação no estresse dentro do material, que por ser acompanhada pelos índices efetivos dos modos, determina os pontos onde ocorre uma PMC na pressão.

Por exemplo, no caso de uma fibra que tiver a mesma geometria daquela mostrada na Fig. 2.3, mas simulada em sílica em um comprimento de onda de 1550 nm, é predita uma pressão de operação para observar o estado de única polarização de 2883 MPa,

porém o regime de deformação linear da sílica vai até 1100 MPa [22], então se a pressão ultrapassa esse valor a fibra ficaria em um regime plástico.

Segundo o parágrafo anterior, o PMMA é o material mais adequado do ponto de vista mecânico para induzir o estado de única polarização na pressão. As simulações serão realizadas no espectro de transparência óptica do PMMA, que está na região do espectro visível, apresentando uma perda material inferior a 0,2 dB/m nas janelas de interesse que se encontram em torno de 530, 588 e 650 nm [4].

Baseados nas características materiais e geométricas da fibra em PMMA (Fig. 2.3), é possível simular os campos e índices efetivos dos modos com variações na pressão, fazendo uso das equações do efeito fotoelástico (Eq. 1.14 – 1.17), as quais juntam a informação das propriedades da fibra, o estresse, o índice de refração e os coeficientes fotoelásticos.

## 2.2. Comportamento do Índice Efetivo

O comportamento da parte real do índice efetivo ( $n_{eff}$ ) dos modos do guia quando muda a pressão hidrostática segue a variação no índice de refração anisotrópico modelado pelas equações do efeito fotoelástico. O fato que o índice efetivo  $n_{eff}$  dos modos acompanhe a variação no índice de refração material significa que vão aumentar em compressão porque os sinais dos coeficientes fotoelásticos e do estresse são negativos, o que resultará, de acordo com as equações do efeito fotoelástico, um aumento no índice de refração.



Para ratificar o dito anteriormente, na Fig. 2.4 é apresentado o  $n_{eff}$  do modo fundamental, representado pelo modo rápido e lento, e os quatro primeiros modos de casca. Para os quatro modos de casca etiquetados como  $1^\circ - x$ ,  $1^\circ - y$ ,  $2^\circ - x$  e  $2^\circ - y$  os símbolos  $1^\circ$  ou  $2^\circ$  representam modos com a mesma distribuição espacial de campo elétrico e as letras  $x$  e  $y$  representam as duas possíveis direções da polarização do modo envolvido ( $1^\circ$  ou  $2^\circ$ ), de acordo com o sistema cartesiano mostrado na Fig. 2.3(a). Na Fig. 2.4 observa-se que o  $n_{eff}$  dos modos aumenta com o aumento da pressão, como esperado, e além desse comportamento se mostram quatro pontos de cruzamento, com etiquetas que vão de 1 a 4, entre modos de núcleo e modos de casca, os quais representam a condição PMC. Nesses pontos acontece um forte acoplamento entre os modos envolvidos, aumentando a transferência de energia do modo de núcleo para o modo de casca causando o completo vazamento do modo de núcleo em curto comprimento de fibra.

Além do aumento dos índices efetivos dos modos de núcleo com a pressão (Fig. 2.4) se observa um aumento do índice efetivo para os modos de casca maior que dos modos de núcleo. A origem deste fenômeno está na blindagem especial na casca e no núcleo gerada pela geometria anisotrópica da fibra. A blindagem dupla (nos dois eixos cartesianos) no núcleo, fornecida pelos buracos laterais e pelo primeiro anel de buracos na microestrutura, torna possível que a sensibilidade à pressão do índice efetivo ( $\partial n_{eff} / \partial P$ ) dos modos de núcleo seja menor que na casca, onde a blindagem é feita somente pelos buracos laterais. Essa blindagem especial vai gerar na média, quando aplicada a pressão, uma mudança no estresse menor no núcleo que na casca e que vai alterar da mesma

forma o índice de refração material. Analiticamente podemos ver esse efeito lembrando que os índices efetivos acompanham o comportamento do índice material descrito pelas equações do efeito fotoelástico. Utilizando as equações do efeito fotoelástico, substituindo nelas a equação que relaciona o estresse em  $z$  com os estresses em  $x$  e  $y$ , na aproximação de deformação plana, supondo que os coeficientes fotoelásticos do PMMA são aproximadamente iguais, e finalmente, derivando com respeito à pressão, temos que:

$$\frac{\partial \bar{n}}{\partial P} \cong C(1 + \nu) \left[ \frac{\partial \bar{\sigma}_x}{\partial P} + \frac{\partial \bar{\sigma}_y}{\partial P} \right], \quad (2.1)$$

onde  $C = -5 \times 10^{-5} \text{MPa}^{-1}$ ,  $\nu = 0,165$  é o coeficiente de Poisson do PMMA,  $\partial \bar{\sigma}_x / \partial P$  e  $\partial \bar{\sigma}_y / \partial P$  representam a sensibilidade à pressão do estresse médio gerado no núcleo ou na casca, e  $\partial \bar{n} / \partial P$  representa a sensibilidade à pressão para qualquer dos componentes ( $x$  ou  $y$ ) do índice material médio gerado no núcleo ou na casca.

Agora, para fazer o cálculo do  $\partial \bar{n} / \partial P$  no núcleo e na casca primeiro se calcularam os estresses  $\bar{\sigma}_x$  e  $\bar{\sigma}_y$  nas duas regiões para uma pressão de 1 MPa. Com ajuda do COMSOL foi calculado no núcleo, para essa pressão,  $\bar{\sigma}_x^n = -1,1$  MPa e  $\bar{\sigma}_y^n = -0,7$  MPa, que leva a  $\partial(\bar{\sigma}_x^n) / \partial P + \partial(\bar{\sigma}_y^n) / \partial P = -1,8$  enquanto que na casca  $\bar{\sigma}_x^c = -0,9$  MPa e  $\bar{\sigma}_y^c = -1,2$  MPa, que leva a  $\partial(\bar{\sigma}_x^c) / \partial P + \partial(\bar{\sigma}_y^c) / \partial P = -2,1$ , e conseqüentemente se mostra que a sensibilidade à pressão no núcleo é menor que na casca. De acordo com esses valores e com a Eq. 2.1 resulta  $\partial \bar{n}^n / \partial P = 1,05 \times 10^{-4} \text{MPa}^{-1}$  e  $\partial \bar{n}^c / \partial P = 1,22 \times 10^{-4} \text{MPa}^{-1}$ , que finalmente mostra que a sensibilidade do índice de refração na casca à pressão é maior que no núcleo, e portanto que a sensibilidade para os

modos de casca vai ser maior que a sensibilidade dos modos de núcleo, gerando assim o comportamento visto na Fig. 2.4.

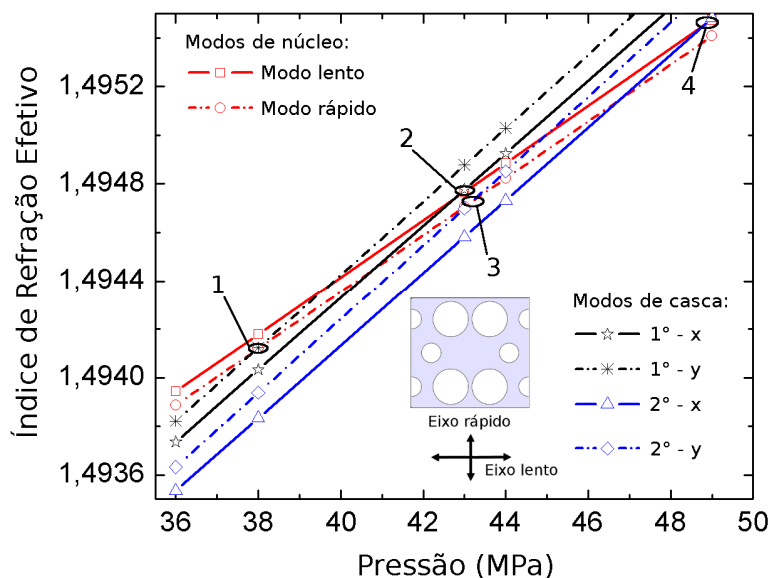


Fig. 2.4. Comportamento da parte real do índice efetivo com a variação da pressão hidrostática para os modos de núcleo (modos rápido e lento) e os quatro primeiros modos de casca com polarizações  $x$  e  $y$  ( $1^\circ - x$ ,  $1^\circ - y$ ,  $2^\circ - x$  e  $2^\circ - y$ ) para a fibra em questão. A simulação foi feita para um comprimento de onda de 588 nm. Os pontos etiquetados com os números de 1 até 4 representam o ponto de cruzamento entre modos do núcleo com modos de casca (PMC) com a mesma polarização. A figura inserida mostra um zoom no primeiro anel da fibra junto com os eixos rápido e lento que representam as duas possíveis polarizações do modo fundamental não degenerado.

Por outro lado, para mostrar a influência dos buracos laterais no comportamento do índice efetivo dos modos com a pressão, a Fig. 2.5 apresenta a mudança no componente  $x$  (sendo quase igual para o componente  $y$ ) do índice de refração material ( $\Delta n_x$ ), na seção transversal da fibra para uma pressão de 38 MPa. Na Fig. 2.5(b) se mostram as mudanças nos componentes  $x$  ( $\Delta n_y$ ) e  $y$  ( $\Delta n_y$ ) do índice de refração ao longo do eixo  $x$  para duas diferentes situações, com e sem buracos laterais, mas mantendo a mesma microestrutura, onde as partes em cor azul representam os buracos da microestrutura. **A Fig. 2.5(b) mostra que a mudança do índice material na casca é**

maior para o caso onde se tem a presença dos buracos laterais, o que quer dizer que o índice efetivo dos modos de casca aumenta mais rápido com a presença dos buracos laterais, e portanto fazendo com que a PMC seja atingida para uma pressão menor que neste caso é 38 MPa. Para validar este resultado, foi simulado o índice efetivo dos primeiros dois modos em uma microestrutura sem buracos laterais e se encontrou que o primeiro ponto de cruzamento, entre o modo rápido e o modo de casca  $1^{\circ}$  -  $y$ , ocorreu para 72,5 MPa.

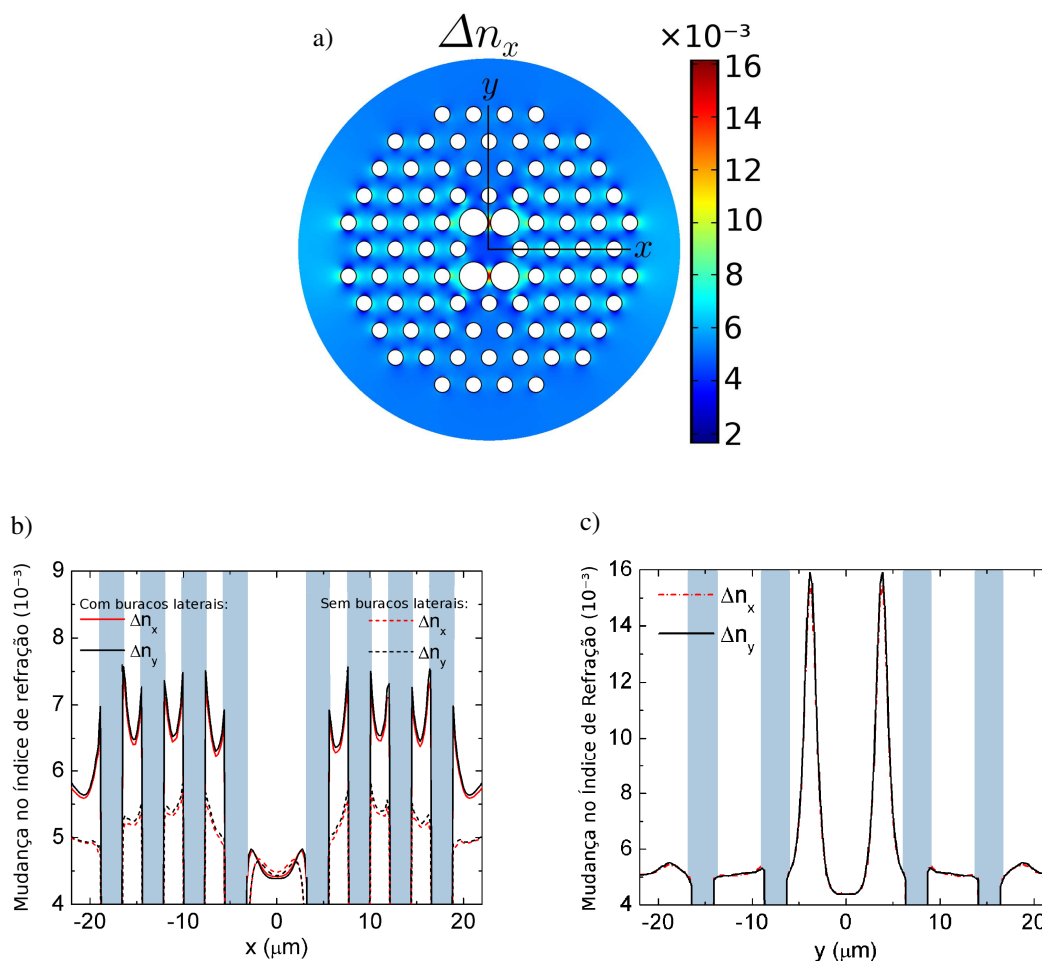


Fig. 2.5. (a) Distribuição da mudança na componente  $x$  do índice de refração ( $\Delta n_x$ ) para uma pressão de 38 MPa e  $\lambda = 588$  nm. (b) Comportamento do  $\Delta n_x$  e  $\Delta n_y$  ao longo do eixo  $x$  para duas fibras com a mesma microestrutura mas com e sem buracos laterais. (c)  $\Delta n_x$  e  $\Delta n_y$  ao longo do eixo  $y$  para a fibra com buracos laterais. As regiões de cor azul nas figuras (b) e (c) representam os buracos da microestrutura que contem ar.

A Fig. 2.5(b) também mostra que  $\Delta n_y$  é maior que  $\Delta n_x$  na casca enquanto que no núcleo acontece o contrário, que significa que os primeiros dois modos para os quais os índices se cruzam, gerando uma PMC, são os modos com polarizações em  $y$ , ratificando assim o cruzamento mostrado na etiqueta 1 da Fig. 2.4, onde os modos que induzem o estado de única polarização são o modo rápido (que tem polarização em  $y$ ) e o modo de casca  $1^\circ - y$  (também polarizado em  $y$ ).

Além do comportamento nas mudanças nos índices  $\Delta n_x$  e  $\Delta n_y$ , ao longo do eixo  $x$  mostrado na Fig. 2.5(b), a Fig. 2.5(c) mostra o comportamento das duas componentes ao longo do eixo  $y$ , somente no caso da fibra com buracos laterais. Na Fig. 2.5(c) se observam dois máximos entre os buracos maiores que geram a anisotropia geométrica, e são produzidos pela alta componente  $y$  de estresse que é gerada entre aqueles buracos.

### 2.3. Campos Elétricos nos Modos de Núcleo e Casca

Para mostrar o que acontece com os campos elétricos modais dominantes na condição de fase casada, foram escolhidas as distribuições do componente  $y$  do campo elétrico ( $E_y$ ) para o modo rápido e o modo de casca  $1^\circ - y$  para a pressão de 38 MPa porque neste ponto a fibra se encontra no estado de única polarização, sendo determinada pelo outro modo (modo lento) que não se encontra nesta condição para essa pressão (os modos são mostrados na Fig. 2.6). Para o modo de casca, claramente se mostra uma componente de campo na região do modo de núcleo (Fig. 2.6(b)), enquanto que o modo rápido apresenta um pequeno componente de campo na região da casca (Fig. 2.6(a)), isto se mostra mais claramente na Fig. 2.6(c), onde se apresenta o campo para os dois modos

ao longo do eixo  $x$ . A presença de campos nessas regiões demonstra que os modos apresentam acoplamento e, por se encontrar na condição de fase casada, permitem a troca de energia da forma mais eficiente.

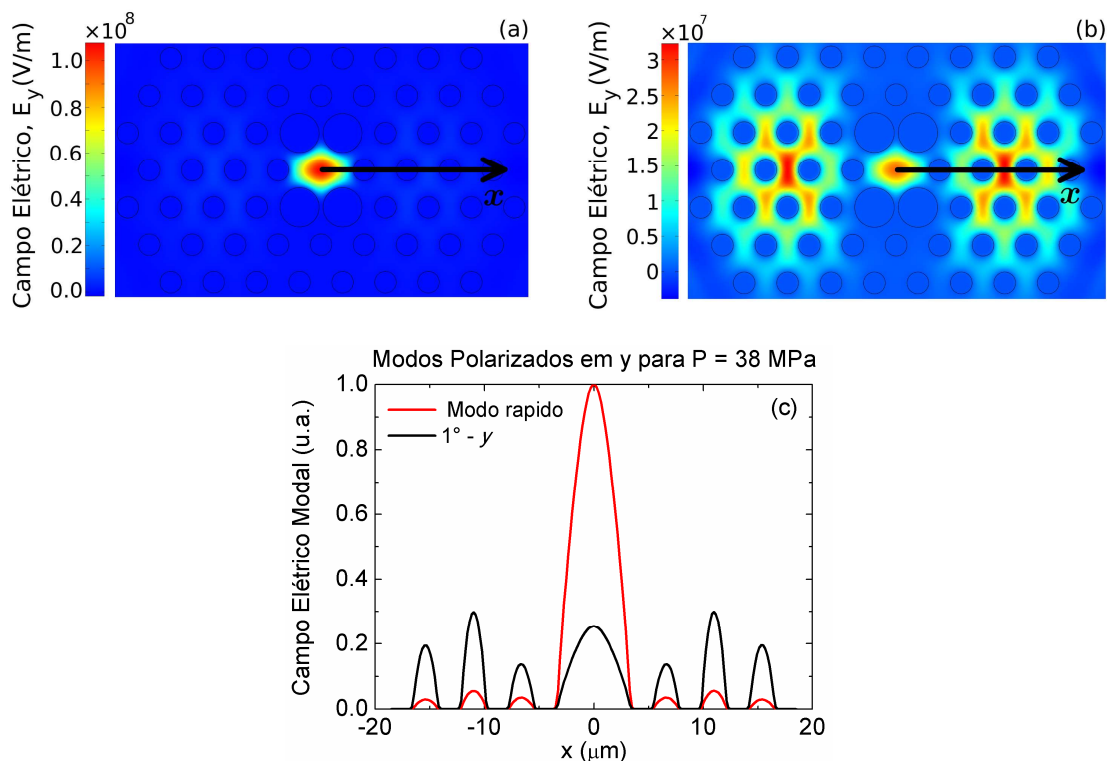


Fig. 2.6. Distribuições do componente  $y$  do campo elétrico ( $E_y$ ) na condição de fase casada em  $P = 38$  MPa e  $\lambda = 588$  nm para (a) o modo rápido, (b) o modo de casca  $1^\circ - y$ . Em (c) se mostra o comportamento da componente de campo elétrico  $E_y$  para o modo rápido e o modo de casca  $1^\circ - y$  ao longo do eixo  $x$  mostrado nas setas de (a) e (b).

Da mesma forma que o modo de casca  $1^\circ - y$  apresenta um acoplamento com o modo rápido, como foi mostrado na Fig. 2.6, o modo  $2^\circ - y$  também apresenta um acoplamento com o modo rápido, mas para uma pressão de aproximadamente 43 MPa, como mostra a Fig. 2.4. Este segundo modo apresenta uma distribuição de campo diferente daquela que tem os dois primeiros modos de casca, como mostra Fig. 2.7.

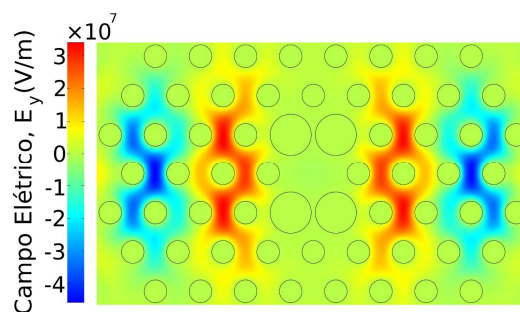


Fig. 2.7. Distribuição do componente y do campo elétrico ( $E_y$ ) em  $P = 38$  MPa e  $\lambda = 588$  nm para o modo de casca  $2^\circ - y$ .

Para pressões mais baixas, tem-se que a componente de campo  $E_y$  do modo de casca  $1^\circ - y$  é bem mais fraca no núcleo, como se mostra na Fig. 2.8, para uma pressão de 20 MPa. Da mesma forma que diminui o componente de campo no núcleo, para o modo de casca  $1^\circ - y$ , também se tem uma diminuição do campo na casca para o modo de núcleo (modo rápido), como se mostra na Fig. 2.8(b), e como consequência os dois modos terão um fraco acoplamento acarretando menor troca de energia.

A origem e a forma da distribuição do campo elétrico do modo rápido na casca (Figs. 2.6(a) e 2.6(c)) tem relação com o aumento e a forma da distribuição do índice de refração anisotrópico que se induz quando se faz pressão, como mostrado nas Figs. 2.5(a) e 2.5(b). Quando se faz pressão, é gerada uma variação no índice de refração material na região que fica à esquerda e à direita do núcleo que é maior que no resto da região da casca micro-estruturada (Fig. 2.5(a)), gerando assim um aumento do campo elétrico do modo rápido nessas duas regiões da casca (Figs. 2.6(a) e 2.6(c)), e uma região de preferência para o modo de casca  $1^\circ$  (Fig. 2.6(b)). Como resultado, é gerado um acoplamento desde o modo de núcleo até o modo de casca  $1^\circ$ . No caso de baixas pressões

(Fig. 2.8) esse acoplamento é muito fraco, fazendo com que o modo de núcleo seja um modo guiado com baixas perdas.

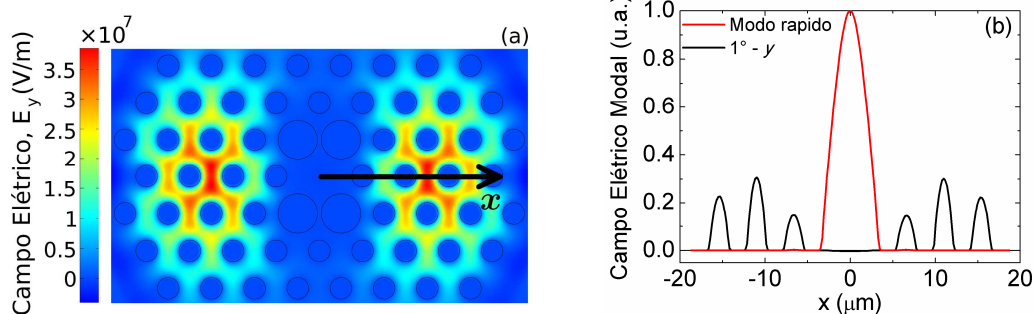


Fig. 2.8. Comportamento do campo elétrico  $E_y$  para uma pressão de 20 MPa e  $\lambda = 588$  nm. Em a) se mostra a distribuição do campo para o modo de casca  $1^\circ - y$  e em b) se mostra o campo ao longo do eixo  $x$  para o modo rápido e o modo de casca  $1^\circ - y$ . Também se mostra um acoplamento muito fraco entre os modos pela ausência de campo de um modo na região dominante do outro. A seta preta em a) representa o eixo de referencia no qual foi calculado o campo em b).

Além de ter um incremento do índice de refração material na casca microestruturada pela causa da pressão se tem também um aumento no núcleo (Fig. 2.5). Esse incremento facilita a existência de componente de campo elétrico do modo de casca  $1^\circ$  na região do núcleo (Figs. 2.6(b) e 2.6(c)) que aumenta com a pressão. Como resultado é gerado um acoplamento entre o modo de casca  $1^\circ$  e o modo de núcleo. Para baixas pressões esse acoplamento é muito fraco (Fig. 2.8), o que faz com que para essas pressões a troca mutua de energia entre os modos não seja relevante.

#### 2.4. Indução do Estado de Única Polarização: Perda por Confinamento

Da mesma forma com que a parte real do índice efetivo é alterada pela variação da pressão, a parte imaginária também é alterada neste processo, fazendo com que a



perda por confinamento também seja modificada, como mostra a relação Eq. 1.21. O mecanismo responsável pela variação da parte imaginária do índice efetivo e, portanto, da perda por confinamento está relacionada com o acoplamento entre os modos de núcleo e casca que aumenta com a pressão e também relacionada às distribuições de campo dos modos que acoplam, como mostrado na seção anterior (Figs. 2.6 e 2.8).

Para conhecer como está relacionada a perda por confinamento com a pressão hidrostática, na Fig. 2.9 se mostra a perda por confinamento dos modos guiados (modos rápido e lento) e do modo de casca  $1^\circ$  - y em função da pressão para a fibra proposta. No caso específico da Fig. 2.9(a) a perda aumenta com a pressão para os modos guiados até um valor máximo (etiquetas 1 e 2) e posteriormente tem um comportamento oscilatório. O aumento da perda com a pressão está relacionado com o aumento do acoplamento entre os modos guiados e os modos de casca como consequência do incremento no acoplamento entre eles. Esse incremento no acoplamento se pode ver nas Figs. 2.8(b) e 2.6(c), onde no caso de 20 MPa (Fig. 2.8(b)) ocorre um acoplamento muito fraco entre o modo rápido e o modo de casca  $1^\circ$  - y porque o perfil de campo é muito diferente, fazendo com que o acoplamento seja fraco e justificando assim a baixa perda ( $\sim 10^{-6}$  dB/m) do modo rápido mostrada na Fig. 2.9(a). Na Fig. 2.6(c) (pressão de 38 MPa) observa-se um acoplamento maior que aquele mostrado na Fig. 2.8(b) porque os dois modos apresentam campos modais mais parecidos que no caso de 20 MPa, tornando o acoplamento mais forte e gerando assim uma perda de 56,6 dB/m (etiqueta 1 na Fig. 2.9(a)) no modo rápido (umas 7 ordens de magnitude maior que em 20 MPa) e portanto fazendo com que o modo vaze completamente para essa pressão. No caso do

acoplamento do modo lento com o modo de casca  $1^\circ - x$  temos um comportamento parecido com aquele que mostra o modo rápido (linha vermelha na Fig. 2.9(a)), mas o máximo na perda é atingido entorn de 43 MPa, como mostra a etiqueta 2 na Fig. 2.9(a).

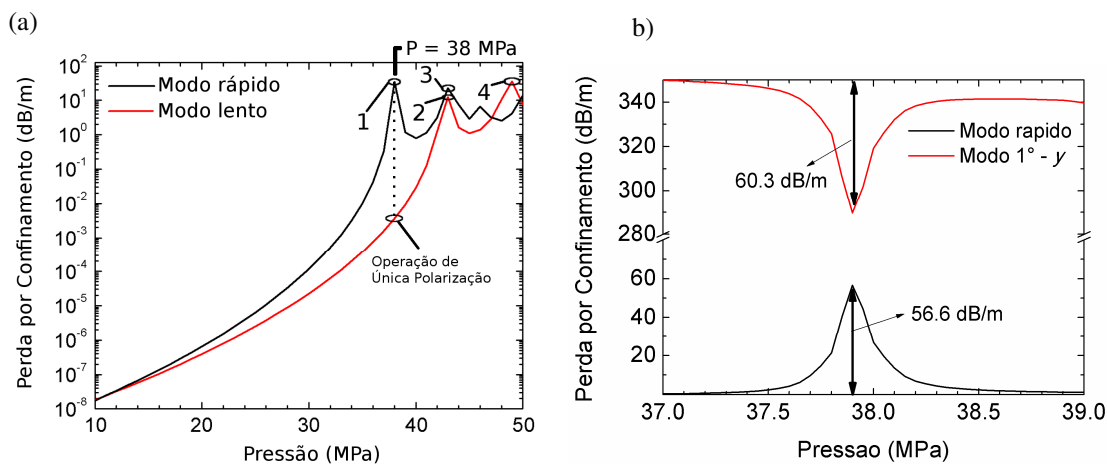


Fig. 2.9. Perda por confinamento em função da pressão para os modos rápido e lento e para o modo de casca  $1^\circ - y$  em  $\lambda = 588$  nm. a) Variação da perda para os modos rápido e lento, onde as etiquetas de 1 até 4 mostram as diferentes pressões onde o acoplamento entre os modos de núcleo e casca é mais eficiente (PMC), também mostra a pressão (38 MPa) onde o estado de única polarização é atingido. b) Comportamento da perda com a variação da pressão para o modo rápido e o modo de casca  $1^\circ - y$ .

No caso da relação entre perda e pressão nos modos de casca, a Fig. 2.9(b) ilustra a perda do modo de casca  $1^\circ - y$  junto com a perda do modo rápido entre 37 e 39 MPa, que é a região onde se tem o máximo de perda para o modo rápido e que já foi ilustrado na Fig. 2.9(a) (etiqueta 1). Esta figura mostra que a diferença do que acontece com a perda do modo rápido e a perda do modo de casca apresenta um mínimo em torno da mesma pressão (38 MPa) onde a perda do modo rápido é máxima, validando assim o acoplamento entre esses dois modos. Na figura se mostra que o máximo na perda do modo rápido fica em 56,6 dB/m e o mínimo da perda do modo de casca  $1^\circ - y$  cai

60,3 dB/m, correspondendo aproximadamente ao máximo na perda do modo rápido, o que valida a condição de fase casada, onde o acoplamento entre os modos é mais eficiente.

A perda por confinamento também apresenta uma dependência com a diferença entre os índices efetivos (diferença de fase) dos modos que acoplam. Para mostrar isso, na Fig. 2.4 se observa que as pressões onde se tem uma PMC entre modos da mesma polarização (etiquetas de 1 até 4), coincidem com as pressões onde se tem máximos na perda por confinamento dos modos rápido e lento (etiquetas de 1 até 4 na Fig. 2.9(a)). No caso em que os modos estejam com uma diferença de índices efetivos diferente de zero o acoplamento não é tão eficiente e, portanto, a perda dos modos de núcleo é menor comparada com o caso onde se tem a PMC. Na Fig. 2.4 claramente se observa que a causa para que se tenha um estado de única polarização é que a diferença de índices efetivos entre o modo lento e o modo  $1^\circ - x$  neste estado é bem mais alta que a diferença apresentada pelo modo rápido e o modo  $1^\circ - y$ .

O comportamento oscilatório na perda por confinamento mostrado na Fig. 2.9(a), etiquetas 3 e 4, segundo a Fig. 2.4 para as mesmas etiquetas, esta relacionado com o acoplamento entre os modos de núcleo com os modos de casca  $2^\circ - x$  e  $2^\circ - y$ . Este comportamento já foi observado em estudos que tem relação com a perda de curvatura, onde o mecanismo responsável pela perda é também o acoplamento dos modos de núcleo e os modos de casca [35], [36].

Para determinar um intervalo aproximado de pressões onde se apresenta o estado de única polarização, na Fig. 2.10 foi calculada a razão de extinção da polarização (PER) entre os modos rápido e lento em função da pressão. Essa razão de extinção foi calculada a partir da expressão [43], [44]:

$$PER = 10 \log \left( \frac{T_f}{T_s} \right), \quad (2.2)$$

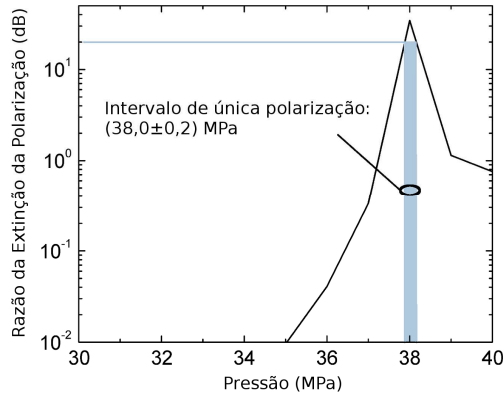


Fig. 2.10. Razão da extinção da polarização (PER) entre os modos rápido e lento em função da pressão para  $\lambda = 588$  nm. A região sombreada determina o intervalo de única polarização, e fica entorno de  $(38,0 \pm 0,2)$  MPa. Em essa região a PER é maior que 20 dB.

onde  $T_f$  e  $T_s$  são as potências ópticas transmitidas para o modo rápido e o modo lento, respectivamente e que podem ser encontradas a partir das perdas de confinamento (Eq. 1.21),  $P_c^f$  para o modo rápido e  $P_c^s$  para o modo lento:

$$T_f \propto 10^{-\frac{P_c^f}{10}L}, \quad (2.3)$$

$$T_s \propto 10^{-\frac{P_c^s}{10}L}, \quad (2.4)$$

onde  $L$  representa o comprimento da fibra e, que nos cálculos feitos foi de 1 m.

## 2.5. Sintonização do Estado de Única Polarização

Nas seções anteriores, se mostrou como induzir o estado de única polarização para uma pressão de 38 MPa. Nesta seção vai se mostrar que é possível mudar a pressão para a qual se obtém a operação de única polarização se o comprimento de onda é modificado.

A dependência espectral da perda por confinamento para diferentes pressões (33, 38 e 43 MPa) é apresentada na Fig. 2.11. Os máximos na perda de cada figura representam o acoplamento na PMC entre o modo rápido e o modo de casca  $1^\circ - y$ . Especificamente, o máximo na perda do modo rápido na Fig. 2.11(b) está relacionado com o máximo na etiqueta 1 da Fig. 2.9(a). Observa-se que para cada pressão a PMC acontece para um comprimento de onda diferente:  $\lambda_1 = 544$  nm (33 MPa),  $\lambda_2 = 588$  nm (38 MPa),  $\lambda_3 = 632$  nm (43 MPa). Na Fig. 2.12 se mostra graficamente a relação entre essas duas grandezas e se observa que o incremento do comprimento de onda acarreta o incremento na pressão necessária para que o estado de única polarização seja alcançado. O valor de 8,8 nm/MPa no ajuste feito nos pontos (Fig. 2.12) significa que se precisa mudar em 8,8 nm o comprimento de onda por cada mudança de 1 MPa na pressão que é aplicada na fibra para observar de novo o efeito de única polarização. O ponto de corte (253,6 nm), no ajuste feito, significa que sem pressão também teríamos o estado de única polarização, mas este valor, no caso do PMMA, não é possível por encontrar-se fora do intervalo de transparência óptica.

Pode-se ver que, para cada comprimento de onda de operação, a perda por confinamento para o modo lento e o modo rápido assume valores entorno de  $10^{-2}$  dB/m e  $10^2$  dB/m, respectivamente. Uma alta PER, entorno de 287 dB para  $\lambda = 544$  nm em 1 m de fibra, pode ser atingida quando uma pressão de 33 MPa é aplicada na fibra. Considerando uma  $PER > 20$  dB como limiar para ter um estado de única polarização é possível determinar a largura de banda ( $\Delta\lambda$ ) para esse estado (Fig. 2.10). A razão de extinção de polarização máxima e a largura de banda estão resumidas na Tabela 2.1.

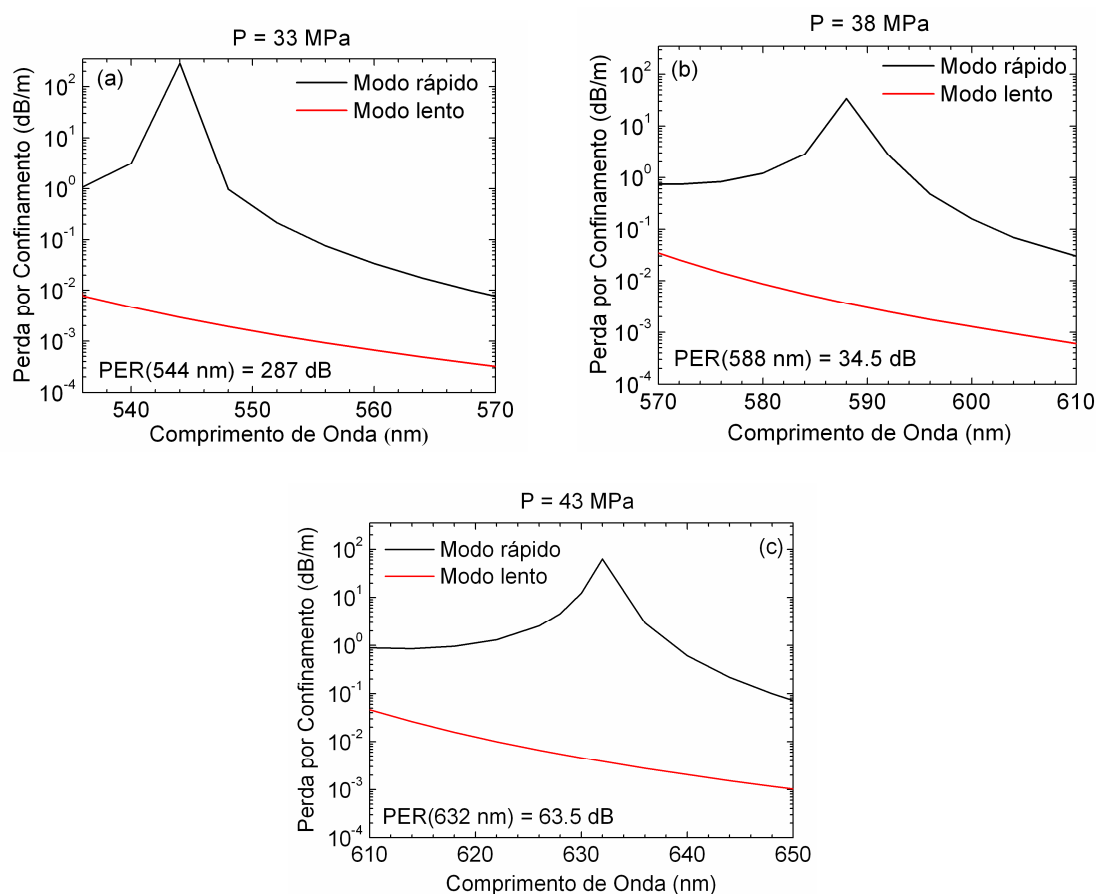


Fig. 2.11. Comportamento espectral da perda por confinamento para os modos de núcleo para três valores de pressão hidrostática: a) 33 MPa, b) 38 MPa, c) 43 MPa. Os máximos na perda do modo rápido estão relacionados com a PMC entre o modo rápido e o modo de casca  $1^{\circ} - y$ . Os valores da razão de extinção de polarização também são apresentados para as pressões de operação correspondentes.

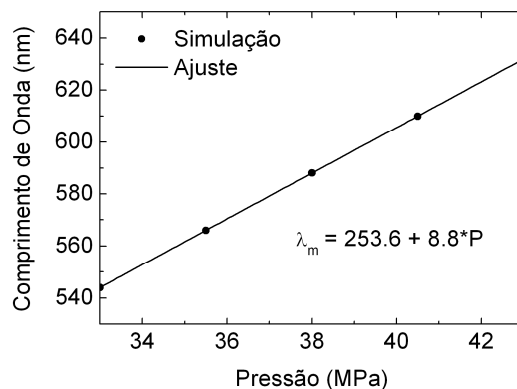


Fig. 2.12. Relação entre o comprimento de onda ( $\lambda_m$ ) onde é obtido o estado de única polarização e a pressão hidrostática externa ( $P$ ) para cinco dados simulados. Para 38 MPa se pode ver que o comprimento de onda do estado de única polarização esta em 588 nm, como mostrado nas seções anteriores. Se mostra também que na pressão atmosférica (0,1 MPa) o estado de única polarização é obtido para 254,5 nm, que no caso do PMMA não é possível por encontrar-se fora do intervalo de transparência óptica.

Tabela 2.1. Razão de extinção de polarização máxima (PER) entre os modos

lento e rápido e largura de banda (PER > 20 dB)

$P_{ext}$ (MPa)	$\lambda$ (nm)	PER (dB)	$\Delta\lambda$ (nm)
33	544	~287	10
38	588	~34,5	10
43	632	~63,5	12

## 2.6. Influência da Geometria da Fibra

Poderia ser desejável sintonizar o estado de única polarização para menores pressões e assim reduzir os pontos de alto estresse, mantendo o comprimento de onda.

Para conseguir isso, uma fibra com uma sutil modificação em torno do primeiro anel de buracos da fibra proposta (Fig. 2.3) foi usada para o estudo. A idéia da modificação é alterar a birrefringência de forma, sem mudar drasticamente a

birrefringência do modo de casca  $1^\circ$ , resultando uma diminuição da pressão onde é obtido o regime de única polarização.

O comportamento da parte real do índice efetivo e da perda por confinamento com a variação da pressão para a fibra modificada é apresentado na Fig. 2.13. A geometria da modificação feita na fibra proposta é mostrada na imagem inserida da Fig. 2.13(a), e consiste de uma mudança na posição dos quatro buracos maiores da microestrutura que ficam ao redor do primeiro anel e de uma redução no tamanho dos outros dois buracos que determinam o núcleo. Na Fig. 2.13(a) a geometria da fibra originalmente proposta está determinada pelas circunferências pretas enquanto que a fibra modificada é caracterizada pela região em cinza: A posição dos quatro buracos maiores muda em  $0,5 \mu\text{m}$  em direção ao centro da fibra enquanto que nos outros dois, que determinam o núcleo, foi reduzido o diâmetro do núcleo de  $2,2 \mu\text{m}$  até  $1,8 \mu\text{m}$ . A nova geometria reduz o índice efetivo dos modos rápido e lento e, ao mesmo tempo, aumenta a birrefringência de forma  $(7 \times 10^{-5})$  com respeito ao valor da fibra proposta  $(3,1 \times 10^{-5})$  quando é aplicada uma pressão de 1 MPa e o comprimento de onda é 588 nm.

É muito importante ressaltar que as fibras PCF feitas em polímero são em geral produzidas por furação (usinagem) de um cilindro feito do polímero [4] o que significa que, diferentemente da técnica de empilhamento que é amplamente usada para produzir fibras PCF em sílica, os furos podem ser arranjados com maior grau de liberdade.

Como resultado se pode ver na Fig. 2.13, para  $\lambda = 588 \text{ nm}$ , que o acoplamento na condição PMC (etiqueta 1) acontece como esperado para pressões baixas (10 MPa ao



invés de 38 MPa). Além disso, a perda por confinamento para os modos rápido e lento estão ao redor de  $2 \times 10^{-2}$  dB/m e 39 dB/m, respectivamente, o que resulta em uma PER de 39 dB em 1 metro de fibra ( $\Delta\lambda = 15$  nm), dentro dos valores típicos apresentados na Tabela 2.1, mas com a vantagem de reduzir a pressão de operação em aproximadamente de 26 % do valor obtido na fibra proposta (Fig. 2.9). O acoplamento do modo lento com o modo de casca  $1^\circ - x$  sofre uma forte redução, indo desde 43 MPa (Fig. 2.9(a), etiqueta 2) até 13,5 MPa (Fig. 2.13(b), etiqueta 2). Além de reduzir a pressão de operação, uma vantagem extra desta nova geometria esta relacionada com as regiões de alto estresse. Enquanto que na região entre cada par de buracos maiores, que ficam ao redor do primeiro anel da micro-estrutura, tem um estresse de 250 MPa, quando é aplicada uma pressão de 38 MPa, a nova geometria reduz esse valor (250 MPa) para 64 MPa.

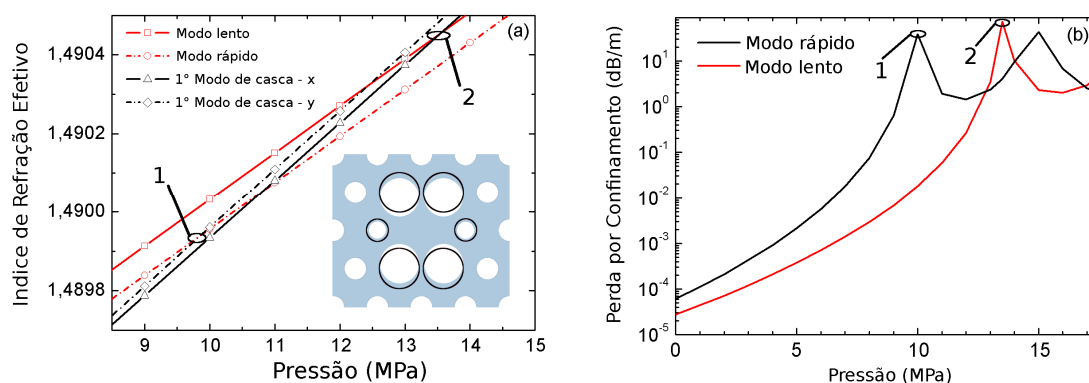


Fig. 2.13. a) Índice efetivo para os modos de núcleo e o modo de casca  $1^\circ$  em função da pressão para a fibra modificada (imagem inserida), onde  $\lambda = 588$  nm. Na imagem inserida as circunferências pretas representam a fibra proposta inicialmente e a parte em cor cinza a fibra modificada. b) Perda por confinamento dos modos rápido e lento para a fibra modificada. Com esta modificação o estado de única polarização muda para 10 MPa (etiqueta 1b).



## 3. Sensibilidade à Pressão de Fibras

### PCF em Sílica

As fibras ópticas apresentam uma nova alternativa em aplicações relacionadas com a medição de pressão mecânica pelas suas características únicas, tais como alta sensibilidade, tamanho e peso reduzido, simplicidade na manufatura, facilidade na sua configuração para lugares de difícil acesso, entre outras [45]. Especificamente, no caso de fibras PCF, além de apresentar essas vantagens, tem-se uma sensibilidade à temperatura na birrefringência modal de fase ( $\partial B/\partial T$ ) bem mais baixa ( $10^{-10} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$ ) que nas fibras convencionais ( $10^{-7} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$ ) [46], [47]. Isso permite que os sensores com fibra PCF sejam bem mais simples que aqueles feitos com fibra convencional porque não se tem que introduzir nenhum dispositivo adicional de compensação da temperatura. A baixa sensibilidade à temperatura tem sua origem na ausência de estresse térmico na fibra PCF, que no caso de fibra convencional sempre está presente porque a dopagem no núcleo define dois materiais com propriedades térmicas (coeficiente de expansão térmica) e mecânicas (Módulo de Young e o coeficiente de Poisson) diferentes que geram um alto estresse térmico com a variação na temperatura que conseqüentemente altera a birrefringência do modo fundamental.

Entre as características afetadas pela dopagem em uma fibra convencional o coeficiente de expansão térmica ( $\alpha$ ) é aquele que mais influência tem na geração do estresse térmico. Com o aumento da concentração da dopagem aumenta o  $\alpha$ , o quer dizer

que o núcleo da fibra vai se expandir mais que a casca e portanto vai resultar um estresse negativo em torno do núcleo. Para confirmar isso, a Fig. 3.1 mostra a distribuição de estresse térmico e da birrefringência material induzida pelo efeito fotoelástico quando é aplicado um aumento de temperatura de  $1\text{ }^{\circ}\text{C}$  com respeito à temperatura ambiente em uma fibra convencional de núcleo elíptico feita na sílica que já foi estudada na literatura [47]. Na simulação se assume que na temperatura ambiente não há estresse térmico. A fibra tem um núcleo com eixo maior de  $2,6\text{ }\mu\text{m}$  e eixo menor de  $0,9\text{ }\mu\text{m}$  junto com uma dopagem de  $18\%$  mol de dióxido de germânio, o que faz com que o coeficiente de expansão térmica aumente de  $5,5\times 10^{-7}\text{ }^{\circ}\text{C}^{-1}$  (na sílica) para  $25\times 10^{-7}\text{ }^{\circ}\text{C}^{-1}$ .

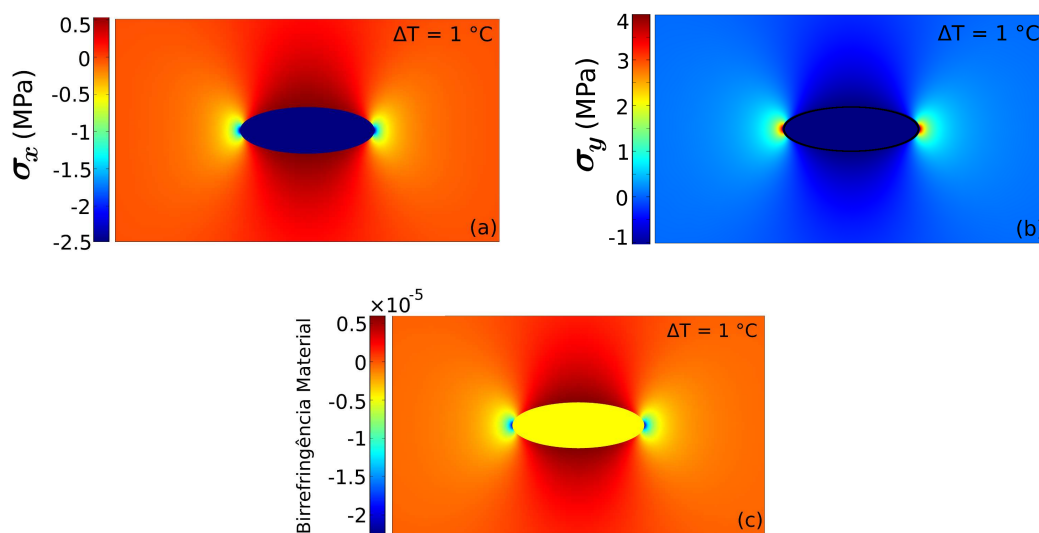


Fig. 3.1. Simulação de uma fibra convencional de sílica de núcleo elíptico com um eixo maior de  $2,6\text{ }\mu\text{m}$  e eixo menor de  $0,9\text{ }\mu\text{m}$  que tem uma dopagem ( $18\%$  mol) de dióxido de germânio, a fibra é simulada para  $\Delta T = 1^{\circ}\text{C}$  com respeito à temperatura ambiente. Em a) e b) se mostram as distribuições de estresse térmicos  $\sigma_x$  e  $\sigma_y$  na seção transversal ao redor do núcleo da fibra. c) Birrefringência material no núcleo gerada pela distribuição do estresse térmico.

Nas Figs. 3.1(a) e 3.1(b) se mostra que o estresse no núcleo é negativo, gerando então uma compressão, e como consequência se induz uma birrefringência material

(Fig. 3.1(c)) que vai mudar a birrefringência modal. No núcleo da fibra (Fig. 3.1(c)) o aumento de temperatura resulta  $\partial B/\partial T$  com valor próximo de  $-5 \times 10^{-6} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$ , supondo que a birrefringência modal tenha a mesma variação que a birrefringência material, o que confirma que o estresse térmico gera uma alta mudança na birrefringência modal de fibras convencionais.

A baixa sensibilidade à temperatura oferecida pelas fibras PCF comparada com aquela apresentada pelas fibras convencionais (Fig. 3.1), motivou os primeiros estudos sobre o efeito da pressão hidrostática na birrefringência modal desse tipo de fibras [19], [42], [48]-[51]. Em geral, as fibras estudadas (Fig. 3.2) apresentam uma microestrutura com uma distribuição de buracos colocados em uma estrutura hexagonal junto com uma anisotropia geométrica ao redor do primeiro anel de buracos (birrefringência de forma). **O foco desses estudos estava em maximizar a sensibilidade à pressão na birrefringência modal de fase ( $\partial B/\partial P$ ) mudando a anisotropia geométrica.** Entre as sensibilidades mais destacadas estão o  $\partial B/\partial P = -2,32(3) \times 10^{-6} \text{ MPa}^{-1}$  [19] para a fibra comercial PM-1550-01 (Fig. 3.2(b)) [52] e o  $\partial B/\partial P = -9,0(5) \times 10^{-6} \text{ MPa}^{-1}$  [42] para a fibra com buracos laterais (canais de ar) e alta anisotropia geométrica (Fig. 3.2(d)), que, ao longo do eixo  $x$ , se assemelha a uma corneta e tem até o momento uma das mais altas sensibilidades. Para as outras fibras, ou seja, a fibra birrefringente mostrada na Fig. 3.2(a) tem-se  $\partial B/\partial P = -1,42(3) \times 10^{-6} \text{ MPa}^{-1}$  [19] e para a fibra de núcleo assimétrico (Fig. 3.2(c)) tem-se valores  $\partial B/\partial P = -0,5 \times 10^{-6} \text{ MPa}^{-1}$  [48]. Em cada um dos casos os valores de sensibilidade são aproximadamente mantidos tanto no espectro visível como no infravermelho.

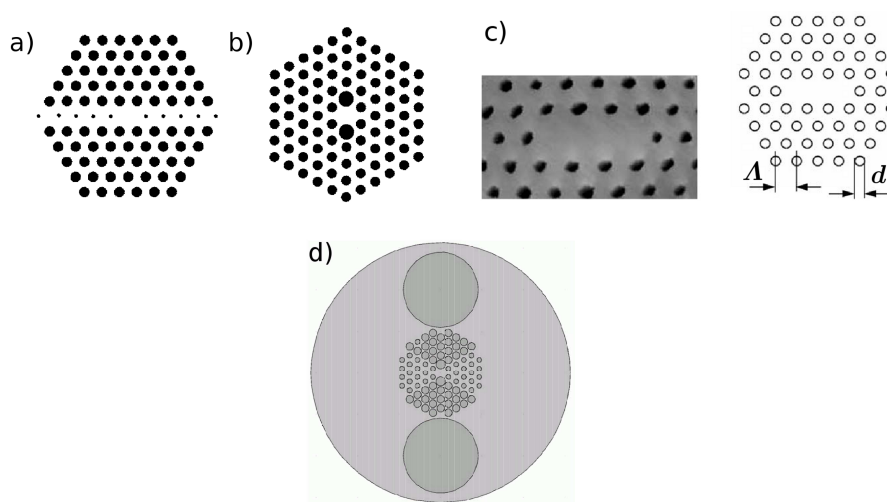


Fig. 3.2. Geometrias de fibras PCF birrefringentes estudadas na área de sensoriamento da pressão hidrostática desde o 2004. a) Fibra microestrutura com geometria hexagonal usada inicialmente para estudos de birrefringência modal onde o diâmetro dos buracos menores e maiores é  $d_1 = 0,4 \mu\text{m}$  e  $d_2 = 1,1 \mu\text{m}$ , respectivamente, e o  $\Lambda = 1,95 \mu\text{m}$ , imagem tomada de [19]. b) Fibra comercial PM-1550-01 manufaturada por Blaze Photonics [52], Inc. com  $d_1 = 2,2 \mu\text{m}$ ,  $d_2 = 4,5 \mu\text{m}$  e  $\Lambda = 4,4 \mu\text{m}$ , imagem tomada de [19]. c) Fibra com núcleo assimétrico com  $d = 0,34 \mu\text{m}$  e  $\Lambda = 0,96 \mu\text{m}$ , imagem tomada de [49]. d) (Fibra Corneta) Fibra com alta anisotropia geométrica junto com buracos laterais que tem sensibilidade à pressão ( $\partial B/\partial P$ ) aumentada. Na fibra o diâmetro dos buracos pequenos, médios e grandes é  $2,34$ ,  $4,42$ , e  $3,6 \mu\text{m}$ , respectivamente, onde os buracos maiores (2) ficam no primeiro anel de buracos, e o  $\Lambda = 4,3 \mu\text{m}$ . Os buracos laterais tem um diâmetro de  $36 \mu\text{m}$  e tem um deslocamento de  $40 \mu\text{m}$  respeito ao núcleo. Imagem tomada de [42].

Por outro lado, a motivação para estudar o tipo de estrutura mostrado na Fig. 3.2(d) surgiu de um trabalho prévio, mas ligado com fibra convencional [53]. Neste trabalho, é proposta uma fibra convencional com dois canais circulares de ar (Fig. 3.3), do tipo fibra PANDA, um em cada lado do núcleo, e onde a idéia é aumentar de uma forma mais significativa o  $\partial B/\partial P$ . Para ter uma idéia do aumento do  $\partial B/\partial P$  quando são usados os buracos laterais, na Fig. 3.3(b) se mostra uma simulação da birrefringência material induzida pela pressão externa de  $1 \text{ MPa}$ , e onde se mostra que no núcleo essa

birrefringência, e portanto a birrefringência modal, tem valor da ordem de  $1 \times 10^{-5}$ , ou seja, que o  $\partial B/\partial P$  é de aproximadamente  $1 \times 10^{-5} \text{ MPa}^{-1}$ , que é muito próximo ( $\sim 1,1 \times 10^{-5} \text{ MPa}^{-1}$ ) do valor obtido no trabalho original [53]. Desta forma, **sugere-se que um design que utiliza buracos laterais e a microestrutura da fibra PCF poderia aumentar o  $\partial B/\partial P$  em uma ordem de magnitude**, como mostra o resultado obtido para a fibra convencional (Fig. 3.3). Além disso, aumentaria os graus de liberdade mecânicos para o controle da birrefringência. Finalmente, o perfil do modo fundamental, submetido a pressão, é mostrado na Fig. 3.3(c) onde se observa a potência na seção transversal da fibra para uma pressão de 1 MPa e  $\lambda = 633 \text{ nm}$ .

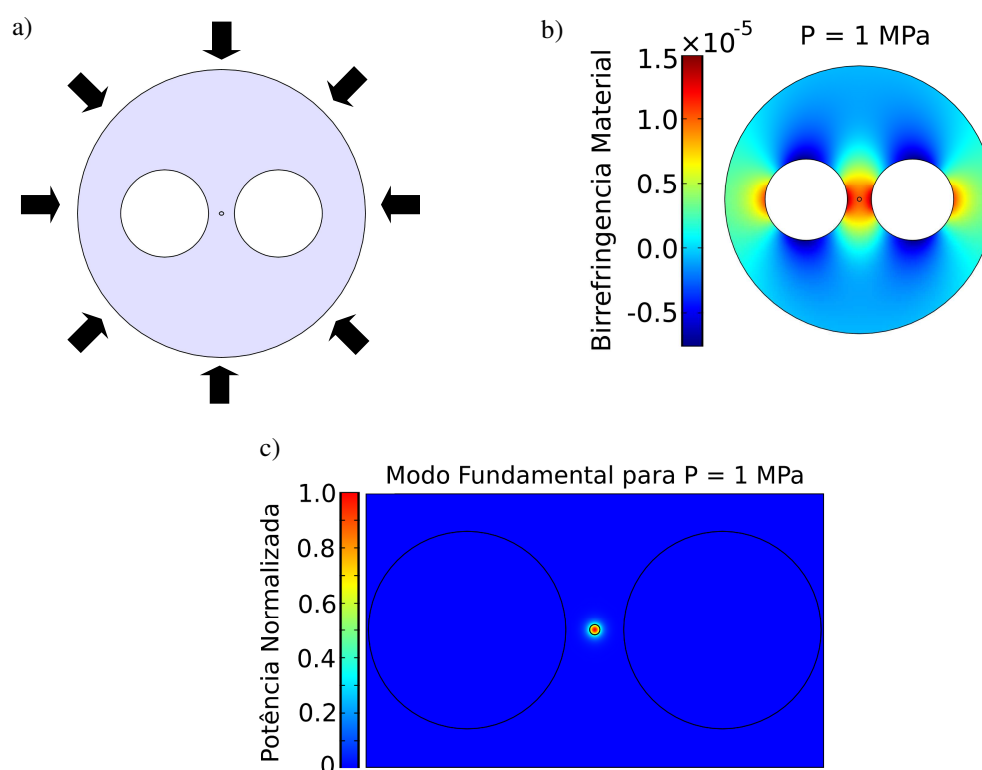


Fig. 3.3. a) Geometria da fibra convencional monomodo com buracos laterais proposta em 1986 para estudos de sensoriamento de pressão hidrostática. As setas mostram o caso de pressão externa. A fibra tem um diâmetro externo de  $190 \mu\text{m}$ , os canais de ar tem um diâmetro de  $58 \mu\text{m}$  e estão localizados a  $37,5 \mu\text{m}$  com relação ao núcleo que tem um diâmetro aproximado de  $3 \mu\text{m}$ . b) Simulação da birrefringência material induzida pela pressão externa de 1 MPa. c) Simulação da potência normalizada do modo fundamental para a pressão externa de 1 MPa e  $\lambda = 633 \text{ nm}$ .

Além do aumento na sensibilidade da fibra, apresentada na Fig. 3.2(d), dada pelos buracos laterais (reafirmada na simulação do parágrafo acima) se tem a alteração dada pela alta anisotropia geométrica na microestrutura hexagonal. Essa anisotropia geometria é introduzida usando buracos bem maiores na vertical que na parte horizontal da casca para gerar um aumento adicional na sensibilidade à pressão que blindar ainda mais o núcleo aos efeitos mecânicos, ao longo do eixo vertical.

Além dos estudos focados em caracterizar o  $\partial B/\partial P$ , para diferentes fibras PCF (Fig. 3.2), e em propor geometrias para maximizar essa grandeza, têm tido propostos sensores que fazem uso de fibras PCF birrefringentes onde a diferença de fase entre modos lento e rápido é sensível à pressão aplicada [50], [54]-[57]. Neste tipo de configurações experimentais os modos lento e rápido interagem gerando um comportamento oscilatório no espectro de intensidade na saída da fibra (Apêndice C, Fig. C.1). Os mínimos no espectro representam a interferência completamente destrutiva e os máximos a interferência completamente construtiva. Esse espectro pode-se deslocar pela mudança na pressão e na temperatura, porque altera diretamente a diferença de fase entre os modos da seguinte forma:

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} B(\lambda, P, T)L, \quad (3.1)$$

onde  $B$  representa a birrefringência modal de fase no comprimento de onda  $\lambda$  quando o sistema está sob uma pressão hidrostática  $P$  e temperatura  $T$ , e  $L$  representa o comprimento da fibra.



Mas como dito anteriormente,  $\partial B/\partial T$ , no caso de fibras PCF, é muito pequeno ( $\sim 10^{-10} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$ ) comparado com a sensibilidade à temperatura de fibras convencionais ( $10^{-7} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$ ), o que faz com que a variação na diferença de fase seja mais afetada pelas mudanças na pressão que com as mudanças na temperatura. Isto pode ser verificado a partir da Eq. 3.1 supondo  $\Delta\lambda = 0$  e  $\Delta L = 0$  em uma aproximação de primeira ordem:

$$\Delta(\Delta\varphi) \cong \frac{\partial(\Delta\varphi)}{\partial P} \Delta P + \frac{\partial(\Delta\varphi)}{\partial T} \Delta T = \frac{2\pi L}{\lambda} \left[ \frac{\partial B}{\partial P} \right] \Delta P + \frac{2\pi L}{\lambda} \left[ \frac{\partial B}{\partial T} + \alpha B \right] \Delta T = L[K_P \Delta P + K_T \Delta T], \quad (3.2)$$

onde  $\alpha$  é o coeficiente de expansão térmica linear, definido como

$$\alpha = \frac{1}{L} \left( \frac{\partial L}{\partial T} \right), \quad (3.3)$$

e

$$K_P = \frac{2\pi}{\lambda} \left[ \frac{\partial B}{\partial P} \right], \quad (3.4)$$

é a sensibilidade polarimétrica à pressão e

$$K_T = \frac{2\pi}{\lambda} \left[ \frac{\partial B}{\partial T} + \alpha B \right], \quad (3.5)$$

é a sensibilidade polarimétrica à temperatura, que no caso de fibra PCF birrefringente tem-se que  $|K_P| \sim (5-70) \text{ rad}\times\text{m}^{-1}\text{MPa}^{-1}$  enquanto que  $|K_T| \sim (10^{-2}-10^{-3}) \text{ rad}\times\text{m}^{-1} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$  [19], [42], [46], [49], [51], [58], ou seja, que uma variação em uma unidade de temperatura ( $1^\circ\text{C}$ ) vai gerar uma variação na terceira casa decimal da diferença de fase enquanto que uma unidade de pressão (1 MPa) vai gerar uma mudança que pode ser até quatro ordens

de grandeza superior, desta forma, pode-se desprezar o termo que tem relação com as mudanças na temperatura (Eq. 3.2) fazendo com que a Eq. 3.1 se transforme em:

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} B(\lambda, P)L, \quad (3.6)$$

que pode ser considerada uma equação independente da temperatura, no caso de fibra PCF.

Para ver como é afetada a intensidade espectral na saída da fibra quando é feita uma mudança de pressão (Apêndice C, Fig. C.1), no Apêndice C se faz a dedução da relação entre o deslocamento do mínimo de intensidade ao longo do espectro ( $\Delta\lambda$ ) e a mudança na pressão com respeito à pressão atmosférica ( $\Delta P$ ) em uma aproximação de segunda ordem nas constantes de propagação dos modos lento e rápido (Eq. C.20), supondo que o comprimento da fibra não muda com as mudanças na pressão. Mas no caso particular onde se considere que  $\partial G/\partial\lambda = 0$ ,  $\partial G/\partial P = 0$  e  $\Delta\lambda/\lambda \ll 1$ , e se tenham baixas pressões temos que a nossa aproximação de segunda ordem se reduz à de primeira ordem (Eq. C.22), válida no espectro visível e infravermelho, resultando a conhecida expressão [56]:

$$\Delta\lambda \cong \frac{\lambda}{G} \left[ \frac{\partial B}{\partial P} \right] \Delta P, \quad (3.7)$$

onde o coeficiente de sensibilidade<sup>1</sup> é definido como:

---

<sup>1</sup> Na literatura essa grandeza também é chamada de coeficiente de comprimento de onda-pressão, sensibilidade à pressão ou simplesmente sensibilidade [54]-[56]. Aqui será usado coeficiente de sensibilidade como o nome para essa grandeza ao longo da dissertação.

$$C_s \equiv \frac{\Delta\lambda}{\Delta P}, \quad (3.8)$$

onde temos que o coeficiente de sensibilidade não somente depende do  $\partial B/\partial P$  mas também da birrefringência modal de grupo ( $G$ ) e do comprimento de onda. O que quer dizer que **aumentado o  $\partial B/\partial P$  e/ou diminuindo o  $G$  temos que a sensibilidade do sensor aumenta**. A variação do  $\partial B/\partial P$  é controlada essencialmente pela geometria da fibra porque a mudança com o comprimento de onda é pequena nas fibras PCF birrefringentes [19], [42], [48], [49], [51], enquanto que o  $G$  pode variar significativamente ao longo do espectro em uma ou duas casas decimais, sendo pequena, em valor absoluto, para valores no visível, e grande para valores no infravermelho. Isso significa que a diminuição do comprimento de onda vai aumentar o  $C_s$ .

**Segundo a literatura apresentada até agora, a possibilidade de maximizar o coeficiente  $C_s$ , fazendo uso do  $G$  no visível e ao mesmo tempo incorporando geometrias com uma alta anisotropia geométrica para aumentar o  $\partial B/\partial P$ , não tem sido explorada.** Os estudos apresentados a respeito tem relação principalmente com a fibra PM-1550-01 com operação no infravermelho. Por exemplo, se tem estudos onde o coeficiente  $C_s = (3,40 \pm 0,04)$  nm/MPa em torno de 1550 nm medido para pressões hidrostáticas de até 2.5 MPa [54], [56]. No caso de pressões mais altas (até 20 MPa) os experimentos mostraram que o  $C_s = 3,24$  nm/MPa com uma resposta altamente linear [55]. Se mostra que o  $C_s$  cai um pouco com respeito aos valores calculados para baixas pressões. Na mesma referência, para pressões também de até 20 MPa, mas para um

comprimento de onda de 1320 nm o  $C_s = 4,21$  nm/MPa, mostra um aumento da sensibilidade.

Na subseção seguinte serão apresentadas as características geométricas globais das fibras estudadas. Nas próximas duas subseções vão ser mostradas as características gerais do  $\partial B/\partial P$  quando altera-se a pressão e o comprimento de onda, e também os resultados do  $G$  ao longo do espectro. Tudo isso com a finalidade de apresentar, nas subseções finais, o comportamento do  $C_s$ , em função do comprimento de onda, para explorar a possibilidade de maximização de acordo com o comportamento do  $G$  no visível e com a geometria da fibra. Também será incorporado no  $C_s$  a influência da pressão e do comprimento de onda fazendo uso da aproximação de segunda ordem (Eq. C.21) com o propósito de validar a aproximação de primeira ordem.

### 3.1. Características Geométricas das Fibras

Em geral as fibras estudadas apresentam as características que foram apresentadas na seção anterior para as fibras já conhecidas (Fig. 3.2), além disso, incluem-se geometrias específicas, a PM-1550-01 (Fig. 3.2(b)) e a fibra corneta (Fig. 3.2(d)). Para essas duas fibras não há estudos com relação ao comportamento espectral do coeficiente  $C_s$ . Os estudos estão focados no comportamento espectral de  $\partial B/\partial P$  e no cálculo de  $C_s$  para alguns comprimentos de onda específicos, como foi mostrado para a PM-1550-01 na subseção anterior. A Fig. 3.4 mostra as geometrias das fibras simuladas.

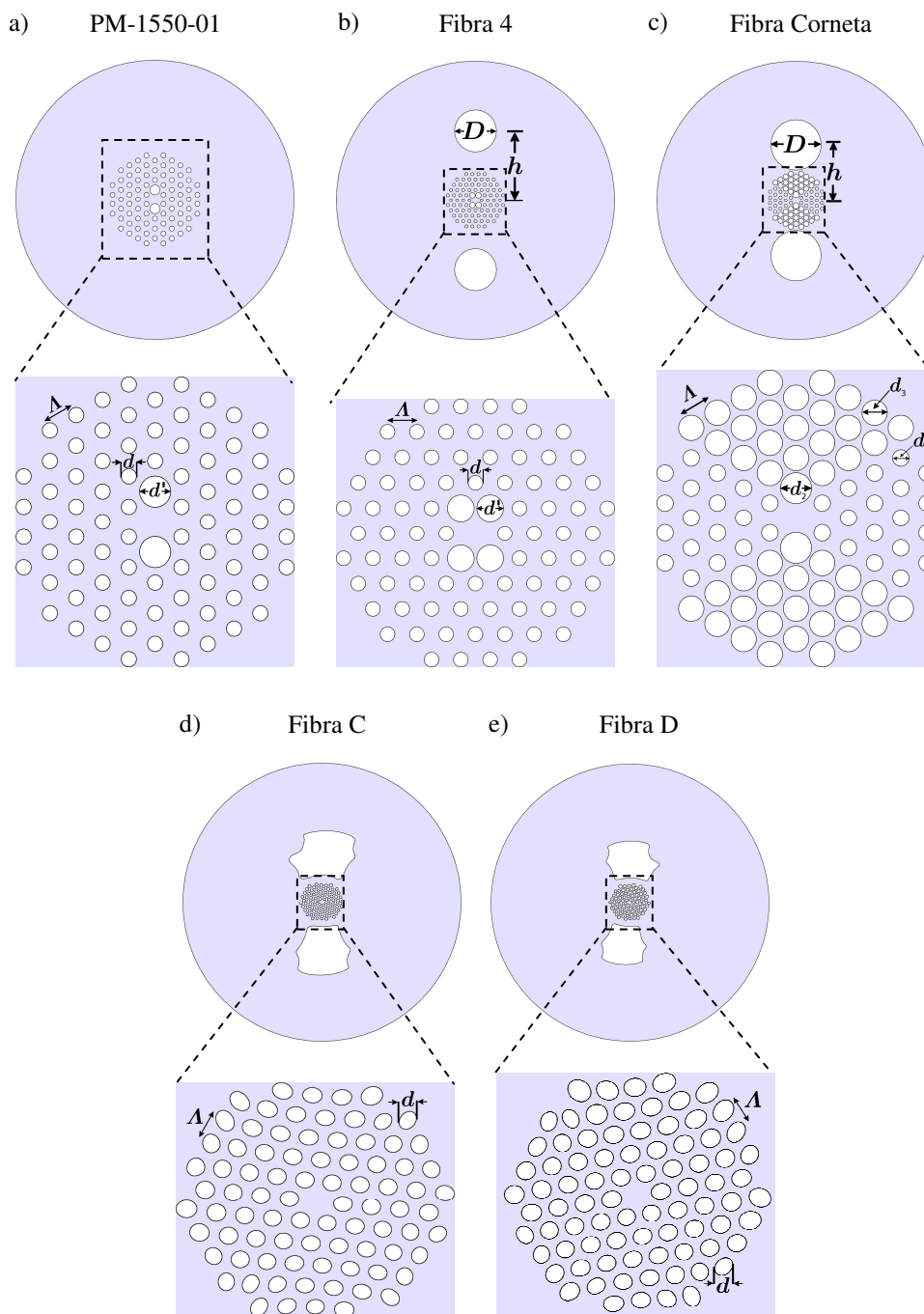


Fig. 3.4. Geometrias das fibras PCF birrefringentes simuladas no intervalo espectral de  $0,6 - 1,7 \mu\text{m}$ . a) Fibra comercial PM-1550-01 junto com o zoom da parte microestruturada com  $\Lambda = 4,4 \mu\text{m}$ ,  $d = 2,2 \mu\text{m}$ ,  $d' = 4,5 \mu\text{m}$ , e diâmetro externo de  $125 \mu\text{m}$ . b) Fibra de buracos laterais (Fibra 4), ainda não fabricada, ela tem de  $\Lambda = 4,4 \mu\text{m}$ ,  $d = 2,2 \mu\text{m}$ ,  $d' = 4,0 \mu\text{m}$ ,  $D = 30 \mu\text{m}$ ,  $h = 50 \mu\text{m}$  e o diâmetro externo tem  $200 \mu\text{m}$ . c) Fibra com forma de corneta na sua microestrutura (Fibra corneta), onde  $\Lambda = 4,3 \mu\text{m}$ ,  $d_1 = 2,34 \mu\text{m}$ ,  $d_2 = 4,42 \mu\text{m}$  e  $d_3 = 3,6 \mu\text{m}$ ,  $D = 36 \mu\text{m}$ ,  $h = 40 \mu\text{m}$  e o diâmetro externo tem  $200 \mu\text{m}$ . d) Geometria tirada a partir da imagem SEM (Scanning Electron Microscopy) de uma fibra manufaturada e estudada na UNICAMP (Fibra C), na média  $\Lambda \cong 2,2 \mu\text{m}$ ,  $d \cong 1,5 \mu\text{m}$  e o diâmetro é de  $150 \mu\text{m}$ . e) Outra geometria manufaturada e estudada na UNICAMP gerada a partir de uma imagem SEM (Fibra D), onde na média  $\Lambda \cong 2,8 \mu\text{m}$ ,  $d \cong 1,7 \mu\text{m}$  e o diâmetro é de  $170 \mu\text{m}$ .

A primeira fibra simulada (Fig. 3.4(a)), com a estrutura mais simples, é a PM-1550-01 (Fig. 3.4(a)), a segunda (Fig. 3.4(b)), proposta pela primeira vez neste trabalho, tem uma estrutura um pouco mais complexa e ainda não fabricada com parâmetros estruturais:  $\Lambda = 4,4 \mu\text{m}$ ,  $d = 2,2 \mu\text{m}$ ,  $d' = 4,0 \mu\text{m}$ ,  $D = 30 \mu\text{m}$ ,  $h = 50 \mu\text{m}$  e diâmetro externo de  $200 \mu\text{m}$ .

A fibra 4 (Fig. 3.4(b)) apresenta uma birrefringência de forma baseada no aumento de tamanho de quatro buracos no primeiro anel, que junto com os buracos laterais mostra intuitivamente a intenção de aumentar a  $\partial B/\partial P$  com respeito aos valores obtidos para a PM-1550-01. A terceira fibra (Fig. 3.4(c)), já apresentada na subseção anterior (Fig. 3.2(d)), é a fibra corneta que apresenta uma alta anisotropia geométrica. Finalmente, as duas últimas fibras (Figs. 3.4(d) e 3.4(e)), são geometrias assimétricas obtidas a partir das imagens SEM (Scanning Electron Microscopy) de fibras PCF fabricadas com dois canais de ar. É possível observar que como consequência do processo de fabricação a microestrutura é afetada, gerando principalmente uma elipticidade no núcleo da fibra que induz uma birrefringência de forma fazendo com que os buracos fiquem com certo grau de elipticidade o que afeta a blindagem no núcleo. Com relação aos parâmetros geométricos, temos que para a fibra C (Fig. 3.4(d)) na média tem  $\Lambda \cong 2,2 \mu\text{m}$ ,  $d \cong 1,5 \mu\text{m}$  e o diâmetro externo é  $150 \mu\text{m}$ , enquanto que para a fibra D (Fig. 3.4(e)) tem  $\Lambda \cong 2,8 \mu\text{m}$ ,  $d \cong 1,7 \mu\text{m}$  e o diâmetro externo é  $170 \mu\text{m}$ .

Para conhecer como está relacionada a geometria das fibras com a resposta óptica quando é feita uma mudança mecânica, na seguinte subseção será estudada a forma como

é afetada a birrefringência modal pela pressão hidrostática externa nas fibras PCF, também será estudado o efeito da pressão na birrefringência modal ao longo do espectro.

### 3.2. Efeito da Pressão Hidrostática na Birrefringência

Do modo geral o comportamento da birrefringência modal com a variação da pressão, nas fibras envolvidas no estudo (Fig. 3.4), apresenta características que podem ser representadas utilizando um único caso. A Fig. 3.5 apresenta a variação no índice de refração efetivo para os modos lento e rápido (Fig. 3.5(a)) que dão origem à mudança na birrefringência modal de fase (Fig. 3.5(b)) como consequência da birrefringência material induzida pela pressão (Fig. 3.5(c)) no caso da fibra 4 (Fig. 3.4(b)).

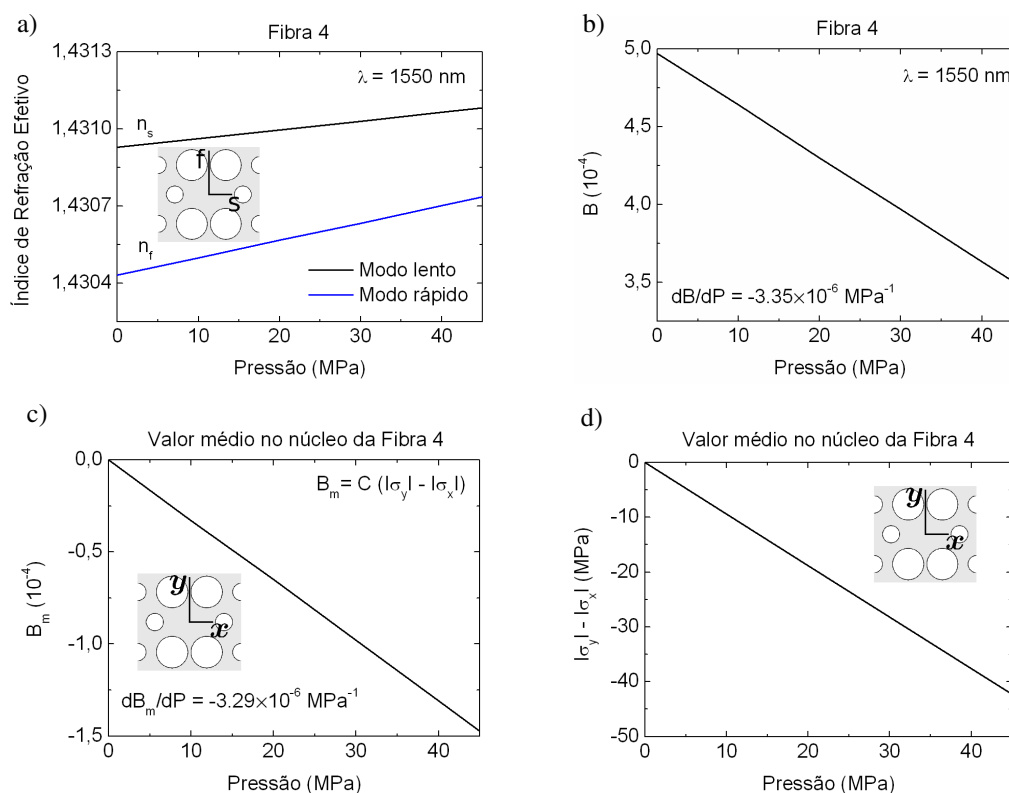


Fig. 3.5. Comportamento do: a) índice de refração efetivo dos modos lento ( $n_s$ ) e rápido ( $n_f$ ), b) birrefringência modal de fase ( $B$ ), c) valor médio no núcleo da birrefringência material ( $B_m$ ), d) diferença entre os valores médios no núcleo das duas componentes de estresse,  $|\sigma_y|$  e  $|\sigma_x|$ , que dão origem à birrefringência material quando é aplicada a pressão hidrostática externa. Os cálculos foram feitos para a fibra 4 para pressões de até 45 MPa, onde o regime elástico ainda é válido (strain menor que 1%), e para um comprimento de onda de 1550 nm.

Na Fig. 3.5(a) se mostra que, como consequência do aumento da pressão, os índices efetivos associados aos modos lento ( $n_s$ ) e rápido ( $n_f$ ) aumentam de forma linear, como esperado, porque com o aumento da pressão se gera, no regime elástico, um estresse negativo que segundo as equações do efeito fotoelástico (Eq. 1.15 – 1.17) induz um aumento linear no índice de refração material que tem que ser acompanhado pelo índice efetivo. Além disso, se mostra que a diferença entre os índices diminui com o aumento do estresse gerado pela pressão, de forma tal que diminui a birrefringência de fase da fibra, comportamento que também tem tido observado no caso de fibras convencionais de núcleo elíptico sob forças pontuais no contorno da fibra [59]. Para ver mais claramente essa diferença de índices, na Fig. 3.5(b) se mostra o comportamento da birrefringência modal de fase ( $n_s - n_f$ ) ao longo do mesmo intervalo de pressões e se observa que a birrefringência modal de fase diminui linearmente desde um valor, em torno de  $5 \times 10^{-4}$  (birrefringência de forma) para a pressão atmosférica, até o valor  $3,5 \times 10^{-4}$ , ou seja, que a birrefringência teve uma diminuição de  $1,5 \times 10^{-4}$ , que se traduz em uma sensibilidade à pressão da birrefringência modal de fase  $\partial B/\partial P = -3,35 \times 10^{-6} \text{ MPa}^{-1}$ . Esta diferença entre os índices também pode ser quantificada, de forma aproximada, calculando o valor médio da birrefringência material induzida no núcleo ( $B_m$ ) da fibra quando se aumenta a pressão, mostrando assim que a birrefringência modal de fase acompanha as mudanças em  $B_m$ , como já observado em outros estudos [27]. A Fig. 3.5(c) mostra que  $B_m$  diminui de 0 a  $-1,5 \times 10^{-4}$  com o aumento da pressão, concordando muito bem, neste caso, com a diminuição na birrefringência modal de fase que foi obtida no mesmo intervalo de pressões, cuja diminuição se traduz agora em uma



sensibilidade da birrefringência material à pressão  $\partial B_m/\partial P = -3,29 \times 10^{-6} \text{ MPa}^{-1}$ , que é muito próxima da obtida para  $\partial B/\partial P$ .

O comportamento da diferença do estresse induzido pela pressão, que é responsável pela variação da  $B_m$  (Fig. 3.5(c)), se mostra na Fig. 3.5(d). Para pressão próxima de zero a ausência de estresse na fibra resulta uma  $B_m$  pequena como mostra a Fig. 3.5(c) e, portanto, uma birrefringência total muito próxima à birrefringência de forma como mostrado na Fig. 3.5(b). Aumentando a pressão a diferença é cada vez mais negativa porque o componente de estresse  $|\sigma_y|$  apresenta um aumento menor que o componente de estresse  $|\sigma_x|$  pela presença da blindagem dos quatro buracos maiores no primeiro anel de buracos, como mostrado no detalhe inserido na Fig. 3.5(d). Portanto, quanto maior o efeito de blindagem (dada pela anisotropia geométrica) maior será a mudança na birrefringência modal de fase quando feita uma variação na pressão externa e como consequência mais sensível (maior  $\partial B/\partial P$ ) será a fibra.

Para ratificar a forma como a anisotropia geométrica de uma fibra PCF influencia a sensibilidade  $\partial B/\partial P$ , a Fig. 3.6 mostra o comportamento da birrefringência material em função da pressão para as fibras PM-1550-01, fibra 4 e fibra corneta. Comparativamente, na Fig. 3.6(a) se mostra que maiores  $\partial B_m/\partial P$  correspondem a fibras com maior anisotropia geométrica e que, para os casos estudados, a fibra corneta tem maior  $\partial B/\partial P$  enquanto que o menor  $\partial B_m/\partial P$  corresponde à fibra PM-1550-01, pois tem uma menor anisotropia geométrica gerada somente pelos dois buracos alargados no primeiro anel. A fibra 4 tem sensibilidade intermediária quando comparada às duas anteriores. Na

Fig. 3.6(b) se mostra uma correspondência direta entre a sensibilidade à pressão através da diferença de estresse médio gerado no núcleo da fibra e os valores de  $\partial B_m/\partial P$  apresentados na Fig. 3.6(a). **No caso da fibra corneta tem-se uma maior  $\partial B/\partial P$  em relação às outras fibras pelo fato de que a forte anisotropia geométrica gera uma maior diferença entre os componentes de estresse ( $|\sigma_y| - |\sigma_x|$ ).**

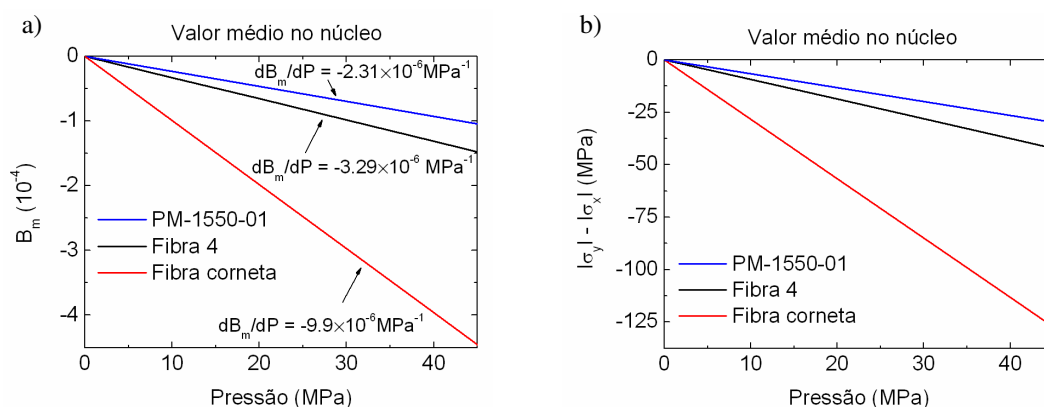


Fig. 3.6. Comportamento do valor médio no núcleo da birrefringência material ( $B_m$ ) a) e da diferença entre as duas componentes de estresse,  $|\sigma_y| - |\sigma_x|$  b), no regime elástico, em função da variação da pressão para as fibras PM-1550-01, fibra 4 e fibra corneta. Simulações feitas para  $\lambda = 1550$  nm.

### 3.3. Birrefringência de Grupo e Sensibilidade da Birrefringência de Fase

Na subseção anterior foi mostrada a variação na birrefringência modal com o aumento da pressão hidrostática mantendo o comprimento de onda fixo (1550 nm). Os resultados mostraram que, nesse intervalo de pressões, pode ser assumido um comportamento linear para a sensibilidade da birrefringência modal de fase ( $\partial B/\partial P$ ) à pressão. Baseados nisto, foi simulado o comportamento da  $\partial B/\partial P$  ao longo do intervalo espectral de 0,6  $\mu\text{m}$  até 1,7  $\mu\text{m}$ . Porém, investigaremos primeiramente o comportamento

espectral da birrefringência modal, na pressão atmosférica, para todas as fibras da Fig. 3.4. Os resultados são sumarizados na Fig. 3.7 onde se observa que a birrefringência modal de fase e de grupo aumentam, em módulo, de uma forma não linear com o aumento do comprimento de onda, como esperado [19], [48], [49], [51]. A forma da curva em todos os casos apresenta variações significativas no infravermelho mas no visível o modo fundamental enxerga da mesma forma o núcleo. As variações no infravermelho são consequência dos detalhes do núcleo e da microestrutura que são percebidos pelo modo fundamental.

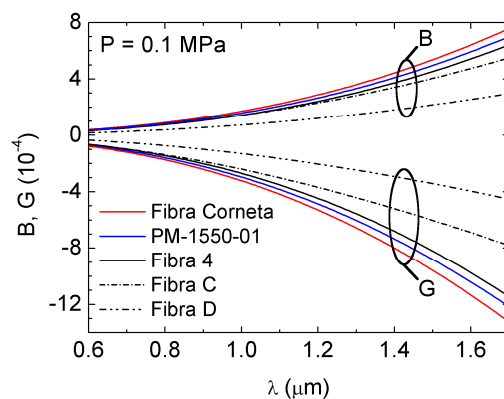


Fig. 3.7. Variação espectral da birrefringência modal de a) fase (*B*) e de b) grupo (*G*), para as fibras PM-1550-01, corneta, 4, C e D para uma pressão de 0,1 MPa (pressão atmosférica).

Para ver o que acontece com a birrefringência modal no espectro quando se aumenta significativamente a pressão, a Fig. 3.8 mostra o efeito de uma pressão de 45 MPa na birrefringência para a PM-1550-01, fibra 4 e fibra corneta. Em geral se observa que devido à mudança na pressão a birrefringência modal diminui aproximadamente da mesma forma no intervalo espectral. No caso das fibras C e D, as simulações da birrefringência modal foram realizadas para 0,1 e 0,7 MPa com a

finalidade de comparação com resultados experimentais, isso traz como consequência uma variação que não é fácil de observar graficamente, pois os resultados ficam próximos dos mostrados na Fig. 3.7 para 0,1 MPa. Por este motivo, na Fig. 3.8, não são mostrados os resultados com relação às fibras C e D.

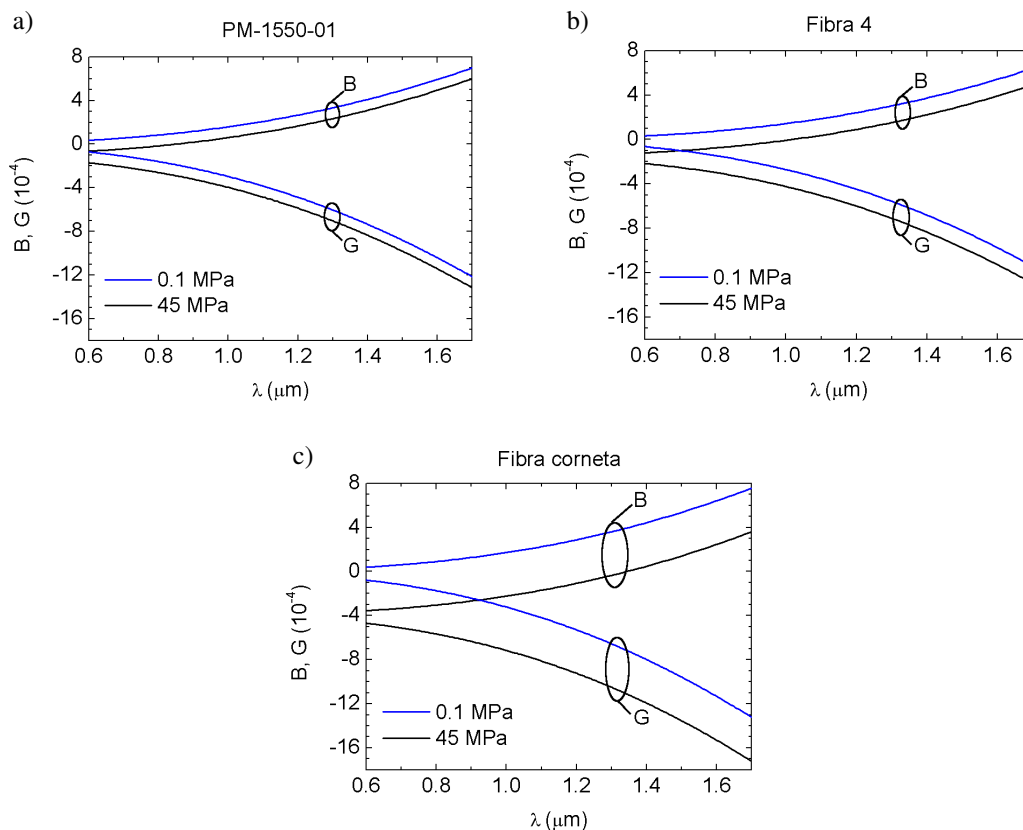


Fig. 3.8. Comportamento espectral da birrefringência modal de fase ( $B$ ) e de grupo ( $G$ ) para 0,1 (linha preta) e 45 MPa (linha azul) nas fibras: a) PM-1550-01, b) 4 e c) corneta.

O comportamento espectral da birrefringência modal (Fig. 3.8) mostra de uma forma qualitativa como é o  $\partial B/\partial P$  no espectro. É por isso que para obter uma descrição quantitativa, na Fig. 3.9 é calculado  $\partial B/\partial P$  em função do comprimento de onda. No caso das fibras C e D, os valores de  $\partial B/\partial P$  foram calculados entre 0,1 e 0,7 MPa.

Em geral, na Fig. 3.9, temos que  $\partial B/\partial P$  não muda significativamente ao longo do espectro e, portanto, a dependência da sensibilidade fica diretamente relacionada com a geometria da fibra através do  $\partial B_m/\partial P$ , que é dependente da diferença de estresse ( $|\sigma_y| - |\sigma_x|$ ). No caso da fibra PM-1550-01, o comportamento quase constante do  $\partial B/\partial P$  ao longo do comprimento de onda, mostrado na Fig. 3.9, já foi obtido em estudos prévios [19], [48].

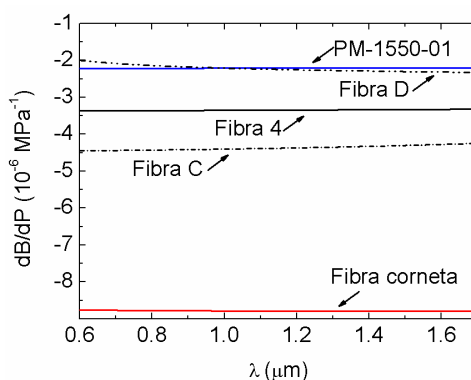


Fig. 3.9. Sensibilidade à pressão da birrefringência modal de fase ( $\partial B/\partial P$ ) em função do comprimento de onda para as fibras estudadas. No caso das fibras PM-1550-01, 4 e corneta as simulações foram feitas entre 0,1 e 45 MPa, e no caso das fibras C e D entre 0,1 e 0,7 MPa.

Em concordância com os resultados mostrados na Fig. 3.8, a Fig. 3.9 mostra que a fibra corneta apresenta um  $\partial B/\partial P \cong 8,8 \times 10^{-6} \text{ MPa}^{-1}$  ao longo do espectro, que é o maior valor do grupo de fibras, como consequência da alta anisotropia geométrica. Em seguida, com uma microestrutura menos complexa, se mostra que a fibra C apresenta a segunda maior sensibilidade,  $\partial B/\partial P \cong 4,3 \times 10^{-6} \text{ MPa}^{-1}$  (que é aproximadamente a metade da obtida para a fibra corneta), como consequência da forte blindagem resultante da inclusão dos buracos laterais de tamanho maior que a microestrutura, como mostra a Fig. 3.4(d). A fibra 4, que apresenta uma blindagem dupla, por parte dos buracos laterais e dos quatro

buracos acrescentados no primeiro anel, apresenta uma sensibilidade  $\partial B/\partial P \cong 3,4 \times 10^{-6} \text{ MPa}^{-1}$  menor que a obtida para a fibra C. Esta menor sensibilidade é devida a buracos laterais de tamanho menor que a microestrutura e pelo fato de que eles se encontram mais afastados do núcleo em comparação com o afastamento apresentado pelos buracos laterais da fibra C, como mostram as Figs 3.4(b) e 3.4(d). Finalmente, as fibras D e PM-1550-01 ficam com uma sensibilidade muito próxima a  $\partial B/\partial P \cong 2,2 \times 10^{-6} \text{ MPa}^{-1}$  ao longo do espectro, o que mostra que na hora de projetar uma fibra com alta sensibilidade não somente é importante a introdução de buracos laterais mas também introduzir uma microestrutura adequada.

Por outro lado, segundo as simulações apresentadas no conjunto de fibras (Fig. 3.9), confere-se que a fibra corneta tem uma sensibilidade à pressão ( $\partial B/\partial P \cong 8,8 \times 10^{-6} \text{ MPa}^{-1}$ ) que é comparável com a sensibilidade ( $\partial B/\partial P \cong 10 \times 10^{-6} \text{ MPa}^{-1}$ ) da fibra convencional de buracos laterais mostrada na Fig. 3.3(a). O resultado mostra a importância dos novos graus de liberdade geométricos nas PCFs e da combinação com outras características de fibra convencional (buracos laterais) na hora de obter resultados deste tipo.

### 3.4. Comparação Entre Medidas Experimentais e Simulação

Com o propósito de conferir os resultados obtidos pelas simulações computacionais foram feitas medidas experimentais<sup>2</sup>. As grandezas medidas foram a

---

<sup>2</sup> Medidas realizadas pelo pesquisador Juliano Grigoletto no Laboratório de Fibras Especiais & Materiais Fotônicos (LaFe), Departamento de Eletrônica Quântica (DEQ), UNICAMP – Universidade Estadual de Campinas.

birrefringência de fase e de grupo (a pressão atmosférica) e a sensibilidade a pressão da birrefringência de fase, para pressões entre 0 e 0,7 MPa (7 bar). Para fazê-las foram usadas as fibras C e D (manufaturadas na UNICAMP) junto com uma fonte de espectro largo, dois polarizadores, uma lâmina de meia onda e, um analisador de espectro óptico (OSA – “Optical Spectrum Analyzer”).

No setup experimental, antes de jogar luz na fibra, os comprimentos de onda da fonte de espectro largo (de 600 até 1700 nm) se fazem passar por o primeiro polarizador linear a  $45^\circ$  (a rotação é feita usando a lâmina de meia onda) dos eixos de birrefringência da fibra para acoplar metade da potência do feixe em cada eixo. Após a fibra, é colocado o segundo polarizador linear a  $45^\circ$  dos eixos de birrefringência da fibra para gerar a interferência entre a luz guiada em ambos os eixos. Este último polarizador é colocado a  $45^\circ$  porque dessa forma se obtêm o maior contraste nas franjas de interferência. A seguir é colocado o OSA para observar o espectro de transmissão obtido.

No OSA as franjas produzidas estão relacionadas com a diferença de fase ocasionada pela diferença de índice de refração de cada eixo da fibra (Fig. C.1(b)). Os pontos de máximo (máximos na Fig. C.1(b)) correspondem a comprimentos de onda onde o comprimento da fibra é um múltiplo inteiro do seu comprimento de batimento ( $L_B(\lambda) = \lambda/B(\lambda)$ ). Neste caso, a polarização linear de saída é igual á polarização linear de entrada. Os pontos de mínimo (mínimos na Fig. C.1(b)) correspondem aos comprimentos de onda onde o comprimento da fibra é um múltiplo inteiro mais meio comprimento de batimento da fibra. Neste caso, a polarização linear de saída fica

orientada 90° respeito à polarização do segundo polarizador fazendo com que passe a menor quantidade de luz pro OSA.

Para calcular a birrefringência de fase e de grupo foram usadas duas expressões relacionadas com parâmetros que podem ser medidos diretamente do espectro obtido no OSA. A medida indireta da birrefringência de fase se faz usando a expressão [60]:

$$B(\lambda) = \frac{\lambda}{2L} \left[ \left( 1 + \frac{S}{\lambda} \right)^{\gamma-1} - 1 \right]^{-1}, \quad (3.9)$$

onde  $S$  é a separação entre dois mínimos do espectro obtido, como mostrado na Fig. C.1(b),  $L$  é o comprimento da fibra,  $\lambda$  é o comprimento de onda à metade entre dois mínimos relacionados com a medida do  $S$ ,  $\gamma$  (com valor no intervalo de 2 até 3) é um parâmetro de ajuste da relação empírica [16]-[18], [61]:

$$B(\lambda) = A\lambda^\gamma, \quad (3.10)$$

e é o único parâmetro que não se pode medir diretamente do espectro. Segundo as equações Eq. 3.9 e 3.10 é possível determinar a birrefringência usando o método de autoconsistência [60], ou seja, se dá um valor pro  $\gamma$  no intervalo de 2 até 3 e se calcula o  $B$  usando a expressão Eq. 3.9, após disso se ajusta o gráfico de acordo com a expressão Eq. 3.10 para calcular um novo valor do  $\gamma$  que logo se introduz de novo na Eq. 3.9 para obter uma nova curva e assim ajustar de novo. Após iterar varias vezes este processo será obtida a convergência nos valores da birrefringência de fase e portanto a convergência nos valores de  $A$  e  $\gamma$  que representam o ajuste aos pontos.



A medida da birrefringência de grupo foi calculada também de forma indireta fazendo uso da expressão [58], [62]:

$$G = -\frac{\lambda^2}{LS}, \quad (3.11)$$

onde as grandezas envolvidas já foram descritas no parágrafo anterior.

Para medir a sensibilidade à pressão da birrefringência modal de fase foi usada a expressão:

$$\frac{\Delta B}{\Delta P} = \frac{\lambda}{LT}, \quad (3.12)$$

deduzida fazendo uso da Eq. 3.6 e, onde  $T$ , que representa a pressão que se precisa para gerar uma variação de  $2\pi$  na diferença de fase entre os modos ortogonais, é a nova quantidade a ser determinada experimentalmente [63]. Para fazer isso, a fonte de espectro largo é trocada por um laser (laser de He-Ne (633 nm) e/ou outro que emite em 1550 nm) que emitia em torno de um comprimento de onda ( $\lambda$ ) fixo e, utilizando uma lâmina de meia onda se incidiu a luz a  $45^\circ$  dos eixos de birrefringência da fibra. A saída, o OSA foi trocado por um fotodetector acoplado a um osciloscópio para observar a mudança na polarização da luz quando era feita a variação da pressão dentro de uma câmara onde se encontrava a fibra PCF. No osciloscópio, para cada pressão aplicada, são geradas oscilações que estão relacionadas com a variação da polarização. Para conhecer a relação entre o número de oscilações e pressão, é feita uma curva entre o número de ciclos (um ciclo corresponde a um espaçamento entre dois máximos (ou mínimos) nas oscilações, isto é, uma variação em  $180^\circ$  da polarização e/ou uma variação de  $2\pi$  na diferença de fase

entre os modos) em função da pressão. Se encontra que o número de ciclos no osciloscópio é proporcional à pressão hidrostática externa aplicada. Com o ajuste linear feito neste gráfico se encontra o número de ciclos induzidos por unidade de pressão e em consequência e, mais importante ainda, o inverso dessa quantidade, que é finalmente a pressão ( $T$ ) desejada.

Na Fig. 3.10 se mostram os resultados de simulação e experimentais da birrefringência modal de fase (Fig. 3.10(a)) e de grupo (Figs. 3.10(b) e 3.10(d)) para uma pressão de 0,1 MPa, e da sensibilidade  $\partial B/\partial P$  (Fig. 3.10(c)), calculada entre 0,1 (pressão atmosférica) e 0,7 MPa, para as fibras C e D. No caso da birrefringência de fase na fibra D (Fig. 3.10(a)), se tem que as simulações conferem com as medidas experimentais no visível mas no infravermelho apresentam uma diferença comparativamente maior mas com um comportamento que é semelhante à simulação. Na fibra C temos que a máxima diferença para a birrefringência modal de grupo atingiu até 13% (em 600 nm), segundo os resultados na Fig. 3.10(d), enquanto que para a fibra D temos máximo de 8% (em 1632 nm), como se mostra na Fig. 3.10(b). Em relação aos cálculos de sensibilidade  $\partial B/\partial P$ , tem-se uma diferença entre o experimento e a simulação. Para a fibra D, e como mostra a Fig. 3.10(c), embora a diferença entre as duas únicas medidas seja de 25% (em 633 nm) e 17% (em 1550 nm) se mostra que entre elas não há uma variação espectral importante, o que revalida a independência do  $\partial B/\partial P$  com o comprimento de onda, como foi mostrado na subseção anterior. No caso da fibra C se tem que o único  $|\partial B/\partial P|$  medido (em 1550 nm) foi de  $3,7 \times 10^{-6} \text{ MPa}^{-1}$  que comparado com o simulado

( $|\partial B/\partial P| \cong 4,5 \times 10^{-6} \text{ MPa}^{-1}$ ), no mesmo comprimento de onda, (Fig. 3.9) resulta uma diferença de 22%.

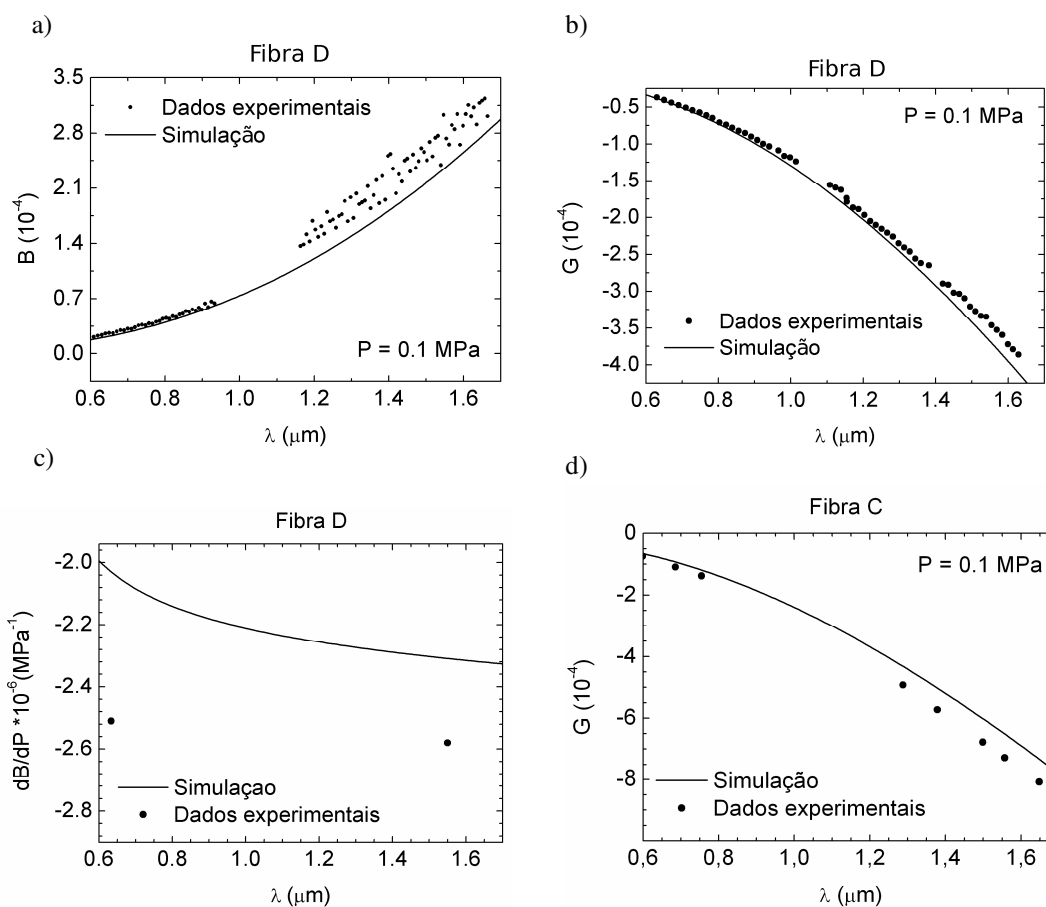


Fig. 3.10. Comparação entre as medidas experimentais e de simulação de birrefringência modal e sensibilidade  $\partial B/\partial P$  para as fibras C e D. Para a fibra D tem-se medidas experimentais e de simulação para uma pressão de 0,1 MPa (pressão atmosférica) da: a) birrefringência modal de fase, b) birrefringência modal de grupo, e c) sensibilidade  $\partial B/\partial P$  ao longo do espectro, as medidas e a simulação foram feitas entre 0,1 e 0,7 MPa. d) Comportamento espectral da birrefringência modal de grupo para uma pressão de 0,1 MPa na fibra C.

Também se confirma, de acordo com os resultados experimentais de  $|\partial B/\partial P|$  para 1550 nm, que a fibra D ( $|\partial B/\partial P|_{\text{exp}} \cong 2,6 \times 10^{-6} \text{ MPa}^{-1}$ ) é menos sensível que a fibra C ( $|\partial B/\partial P|_{\text{exp}} \cong 3,7 \times 10^{-6} \text{ MPa}^{-1}$ ), e ainda mais, se é considerada a independência do  $\partial B/\partial P$

com o comprimento de onda, se teria que para qualquer comprimento de onda essa diferença de sensibilidade seria mantida.

### 3.5. Coeficiente de Sensibilidade $C_s$ na Aproximação de Primeira Ordem

De acordo com os resultados de simulação obtidos para a birrefringência modal de grupo, como se mostra nas Figs. 3.7 e 3.8, junto com os resultados de sensibilidade à pressão da birrefringência modal de fase (Fig. 3.9) para pressão atmosférica, foi calculado o coeficiente  $C_s$  (Eq. 3.8) na aproximação de primeira ordem para cada fibra. A Fig. 3.11 mostra o comportamento do  $C_s$  para as cinco fibras estudadas (Fig. 3.4).

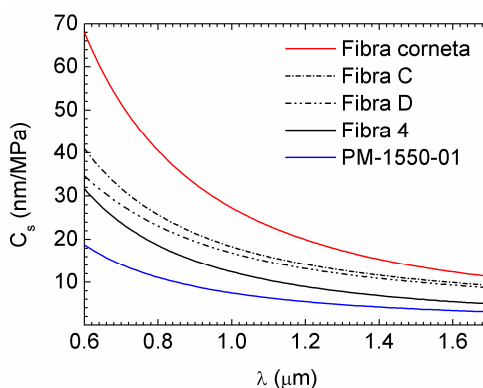


Fig. 3.11. Comportamento espectral do coeficiente de sensibilidade ( $C_s$ ) na aproximação de primeira ordem para as cinco fibras estudadas.

Em geral, os resultados para o coeficiente  $C_s$  (Fig. 3.11) mostram que a sensibilidade de cada uma das fibras aumenta se o comprimento de onda diminui. Este comportamento é consequência da variação na birrefringência modal de grupo, que como mostra a Fig. 3.7, diminui em valor absoluto para valores cada vez menores do comprimento de onda, enquanto que  $\partial B/\partial P$  se mantêm quase constante (Fig. 3.9). Dos

resultados da Fig. 3.11 pode-se mostrar que é possível aumentar consideravelmente o  $C_s$  no visível em até em cinco vezes quando comparado ao valor no infravermelho por conta da redução da birrefringência modal de grupo. As Tabelas 3.1 e 3.2 mostram os valores característicos do  $C_s$  para 633 e 1550 nm para todas as fibras, e se incluem também os valores experimentais. Especificamente, no caso da fibra PM-1550-01, fibra 4 e fibra corneta, segundo as simulações, é calculado um aumento de quase cinco vezes no coeficiente  $C_s$  do infravermelho para o visível, como mostrado nos resultados das Tabelas 3.1 e 3.2, enquanto que no caso das fibras C e D se encontra um aumento de até 3,5 vezes. Em relação aos resultados experimentais (Tabelas 3.1 e 3.2) temos que em comparação com a fibra comercial PM-1550-01, que é a fibra mais usada para estudos de sensoriamento, a fibra D apresenta uma sensibilidade de quase quatro vezes superior ( $12,8/3,4 \cong 4$  para 1550 nm) à sensibilidade que apresenta a fibra comercial, o que mostra que embora as duas fibras tenham quase o mesmo  $\partial B/\partial P$  (Figs. 3.9 e 3.10(c)) é por conta do  $G$  que o  $C_s$  se faz maior na fibra D que na fibra comercial PM-1550-01.

Para validar os dados de simulação também foram feitas medidas do  $C_s$  para as fibras C e D (Fig. 3.12). Cada valor foi achado usando o setup experimental descrito anteriormente para medir a birrefringência modal de fase e de grupo e introduzindo a fibra numa câmara de pressão. Como resultado, para cada um dos comprimentos de onda usados, foi medido o deslocamento ( $\Delta\lambda$ ) de um mínimo no espectro de transmissão resultante da variação da pressão, como mostrado na Fig. C.1(b) para um comprimento de onda de 1550 nm.

Em geral, dos dados experimentais<sup>3</sup> apresentados na Fig. 3.12, temos que o comportamento espectral do  $C_s$  concorda com as simulações, o que indica que no infravermelho a sensibilidade da fibra é menor que no visível e mantêm a forma proposta pelo modelo de simulação.

Tabela 3.1. Valores do Coeficiente de Sensibilidade ( $C_s$ ) na aproximação de primeira ordem para  $\lambda = 1550$  nm.

Fibra	$C_s$ (nm/MPa)		Diferença %
	Simulação	Experimento	
PM-1550-01	3,58	3,40(4)*	5
4	5,76	-	-
Corneta	13,0	-	-
C	10,3	8,2**	25
D	9,7	12,8**	24

\* Valor medido até 2,42 MPa na referência [56].

\*\* Valores medidos até 0,7 MPa.

Tabela 3.2. Valores do Coeficiente de Sensibilidade ( $C_s$ ) na aproximação de primeira ordem para  $\lambda = 633$  nm.

Fibra	$C_s$ (nm/MPa)		Diferença %
	Simulação	Experimento	
PM-1550-01	17,1	-	-
4	28,9	-	-
Corneta	62	-	-
C	36	27,3*	32
D	32	44,6*	27

\* Valores medidos até 0,4 MPa.

<sup>3</sup> Medidas realizadas pelo pesquisador Juliano Grigoletto no Laboratório de Fibras Especiais & Materiais Fotônicos (LaFe), Departamento de Eletrônica Quântica (DEQ), UNICAMP – Universidade Estadual de Campinas.

A seguir, serão mostrados os resultados de simulação obtidos para o coeficiente  $C_s$  calculado nas duas aproximações desenvolvidas (manuscrito sendo preparado [64]) no Apêndice C. Os cálculos foram feitos para as cinco fibras apresentadas e mostram a influência que tem a pressão e o comprimento de onda na sensibilidade da fibra.

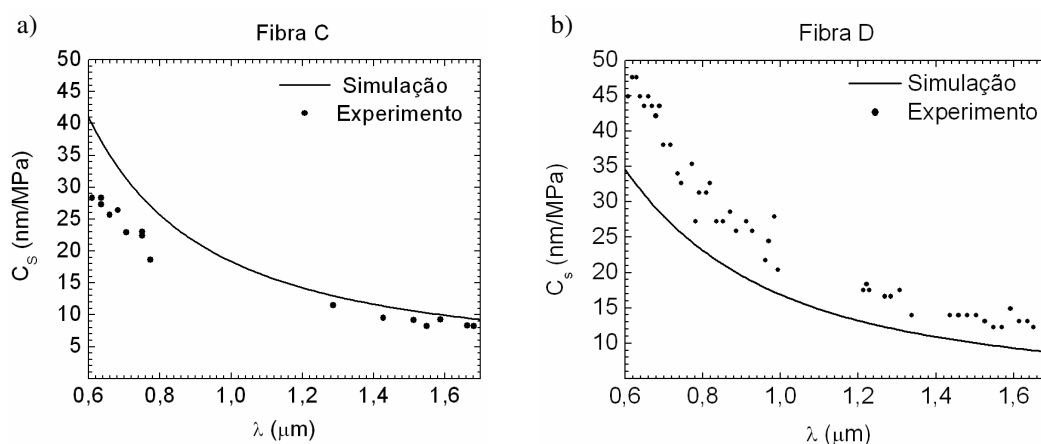


Fig. 3.12. Comparação entre dados experimentais e de simulação para a fibra C e D. a) Comportamento espectral do coeficiente de sensibilidade ( $C_s$ ) para a fibra C e b) para a fibra D. Os valores foram medidos até uma pressão de 0,7 MPa no infravermelho e até 0,4 MPa no visível.

### 3.6. Coeficiente $C_s$ na Aproximação de Segunda Ordem

Com a finalidade de conhecer a influência da mudança de pressão e da variação do comprimento de onda no coeficiente de sensibilidade ( $C_s$ ), foi desenvolvida uma aproximação de segunda ordem no Apêndice C. Como um exemplo a Fig. 3.13 mostra o comportamento do  $C_s$  para pressões de até 0,7 MPa na fibra D nas duas aproximações, na de primeira ordem Eq. 3.8:

$$C_s \cong \frac{\lambda}{G} \left[ \frac{\partial B}{\partial P} \right],$$

e na de segunda ordem:

$$C_s \cong \left[ \frac{\lambda}{G + \frac{1}{2} \left( \frac{\partial G}{\partial \lambda} - \frac{2G}{\lambda} \right) \Delta \lambda + \frac{\partial G}{\partial P} \Delta P} \right] \frac{\partial B}{\partial P}. \quad (3.13)$$

O cálculo do  $C_s$ , na aproximação de segunda ordem, foi realizado aplicando o método de autoconsistência à expressão que define o  $C_s$  na aproximação de segunda ordem:

$$\Delta \lambda \cong \left[ \frac{\lambda}{G + \frac{1}{2} \left( \frac{\partial G}{\partial \lambda} - \frac{2G}{\lambda} \right) \Delta \lambda + \frac{\partial G}{\partial P} \Delta P} \right] \frac{\partial B}{\partial P} \Delta P. \quad (3.14)$$

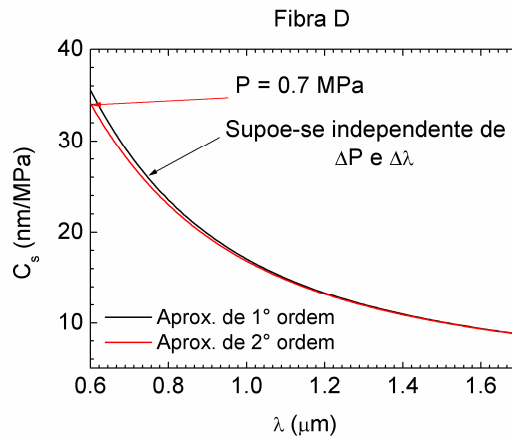


Fig. 3.13. Comportamento espectral do coeficiente de sensibilidade ( $C_s$ ) nas duas aproximações na fibra D para uma pressão de 0,7 MPa. O cálculo da aproximação de primeira ordem (linha preta) é feito com a expressão já conhecida, Eq. 3.8, enquanto que o cálculo da aproximação de segunda ordem foi feito usando a expressão geral, Eq. 3.14 (linha vermelha), calculada pelo método de autoconsistência.

Em geral, na Fig. 3.13, se mostra que a aproximação de segunda ordem converge à de primeira ordem para baixas pressões, como esperado, mas que com o aumento da



sensibilidade no visível a aproximação de primeira ordem começa a ter uma diferença apreciável (chega no máximo até 4%) com respeito à aproximação de segunda ordem. No caso da aproximação de primeira ordem (linha preta) supõe-se que  $C_s$  é independente das mudanças na pressão e no comprimento de onda.

A Fig. 3.14 mostra o comportamento espectral do  $C_s$ , nas duas aproximações, para todas as fibras quando a pressão é aumentada até 10 MPa, também se mostra uma figura (Fig. 3.14(f)) comparativa do  $C_s$  para as diferentes fibras na aproximação de segunda ordem calculada pelo método de autoconsistência, ou seja, que é usada a Eq. 3.13.

Em geral, nas Figs. 3.14(a) - 3.14(e), se observa que para altas pressões o  $C_s$ :

- 1) na aproximação de primeira ordem, deixa de ser válido no visível.
- 2) Em todos os casos o  $C_s$  na aproximação de segunda ordem se faz menor que para a de primeira ordem na faixa do visível, mas tem uma diferença pequena no infravermelho. Isso acontece porque em valor absoluto a birrefringência modal de grupo para altas pressões e comprimentos de onda curtos se faz maior e em conseqüência a sensibilidade diminui na nova aproximação.

Finalmente, na Fig. 3.14(f) temos o comportamento espectral do  $C_s$  na aproximação de segunda ordem, calculada usando a Eq. 3.14, para uma pressão de 10 MPa. Comparando com a Fig. 3.11 se mostra que a ordem nas curvas de sensibilidade se mantêm mas a sensibilidade máxima de cada fibra diminui para altas pressões.

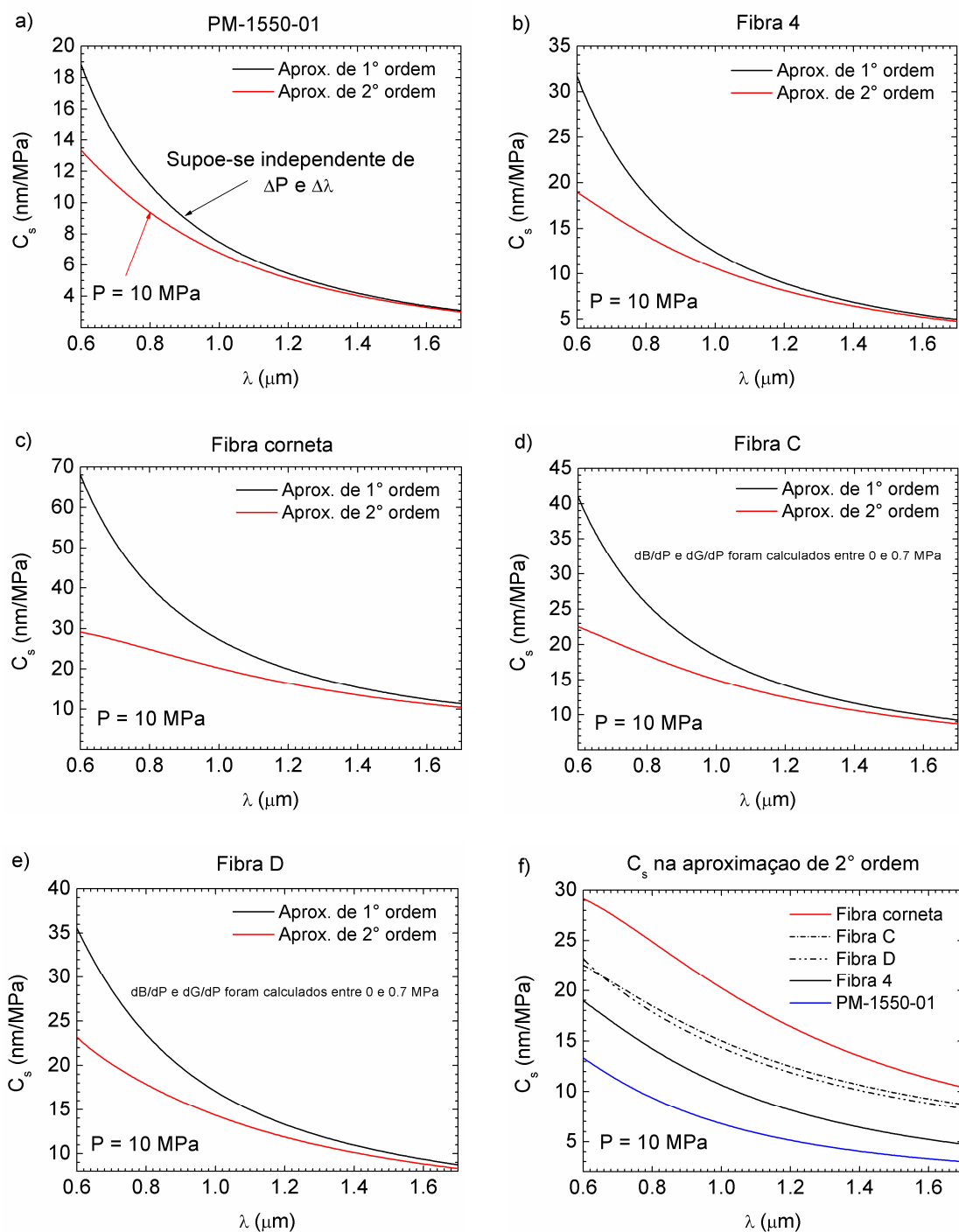


Fig. 3.14. Comportamento espectral do coeficiente de sensibilidade  $C_s$ ) nas aproximações de primeira e segunda ordens quando as fibras são submetidas a uma pressão de 10 MPa. De a) – e) se realiza uma comparação do comportamento espectral do  $C_s$  nas duas aproximações para cada fibra, e em f) se compara o  $C_s$  entre as diferentes fibras na aproximação de segunda ordem calculada pelo método de autoconsistência.



## 4. Conclusões e Perspectivas

Foi proposta teoricamente uma fibra PCF em polimetilmetacrilato (PMMA) na qual é possível induzir e ajustar um regime de única polarização através da aplicação de pressão hidrostática externa, o que possibilita o controle ativo de propriedades ópticas com o grau de liberdade mecânico.

O coeficiente de sensibilidade à pressão hidrostática externa ( $C_s$ ) de várias fibras PCF birrefringentes com buracos laterais feitas em sílica foi simulado (na aproximação de primeira ordem) no intervalo espectral de 600 até 1700 nm e foi corroborado experimentalmente. Para baixas pressões (de até 0,7 MPa) foi demonstrada a alta sensibilidade à pressão das fibras no espectro visível em comparação ao infravermelho, foi calculado um aumento de até 5 vezes na sensibilidade.

Especificamente, para 1550 nm e segundo os dados experimentais e de simulação, a fibra D é em torno de 4 vezes mais sensível que a fibra comercial PM-1550-01 ( $C_s^D / C_s^{PM-1550-01} = 12,8/3,4 \cong 4$ ).

Uma aproximação de segunda ordem do coeficiente de sensibilidade ( $C_s$ ) foi feita e testada para baixas pressões (de até 0,7 MPa), convergindo para a aproximação de primeira ordem. Para altas pressões (em torno 10 MPa) a aproximação de primeira ordem deixa de ser válida no espectro visível, e segundo a aproximação de segunda ordem a sensibilidade diminui nessa região do espectro com respeito à sensibilidade para baixas pressões.

Com relação aos estudos de controle das propriedades ópticas se tem projetado fabricar a fibra PCF apresentada no capítulo II no material simulado (PMMA). Baseados nisto, trabalhos futuros estarão direcionados na comprovação experimental da propriedade de único modo e única polarização por meio da pressão hidrostática externa. E com o fim de encontrar uma pressão que seja possível desde o ponto de vista experimental e de resistência material será determinante a simulação das geometrias resultantes do processo de fabricação.



## Apêndice A: Teoria Básica da Elasticidade

Na teoria da elasticidade os corpos estudados são considerados como perfeitamente elásticos (Lei de Hooke), o que significa que eles voltam a suas configurações iniciais uma vez as forças externas aplicadas deixem de agir sobre eles [32]. Além disso, se supõe que os corpos são grandes em comparação com uma célula unitária [65], [66], e que essas células estão distribuídas aleatoriamente (homogêneos e isotrópicos).

Baseados nessas suposições são definidos os conceitos de estresse ( $\sigma$ ) e strain ( $\varepsilon$ ). O estresse está associado com distribuições de forças internas por unidade de área geradas dentro de um corpo sujeito a forças externas, e ajuda a manter o estado de equilíbrio dentro dele portanto o estresse não é uma força resultante, enquanto que o strain é representado por gradientes das componentes de deslocamento ( $u$ ,  $v$  e  $w$ ) em um ponto produzidas pelas forças externas. Tanto o estresse como o strain são representados com tensores de segunda ordem simétricos [67], [68]:

$$\sigma \equiv \begin{bmatrix} \sigma_x & \tau_{xy} & \tau_{xz} \\ \tau_{xy} & \sigma_y & \tau_{yz} \\ \tau_{xz} & \tau_{yz} & \sigma_z \end{bmatrix}, \quad (\text{A.1})$$

$$\varepsilon \equiv \begin{bmatrix} \varepsilon_x & \varepsilon_{xy} & \varepsilon_{xz} \\ \varepsilon_{xy} & \varepsilon_y & \varepsilon_{yz} \\ \varepsilon_{xz} & \varepsilon_{yz} & \varepsilon_z \end{bmatrix}. \quad (\text{A.2})$$

onde

$$\varepsilon_x = \frac{\partial u}{\partial x}, \varepsilon_y = \frac{\partial v}{\partial y}, \varepsilon_z = \frac{\partial w}{\partial z}, \quad (\text{A.3})$$

e

$$\varepsilon_{xy} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right), \varepsilon_{yz} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right), \varepsilon_{xz} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right), \quad (\text{A.4})$$

onde as componentes na diagonal (estresses normais) do tensor de estresse estão relacionadas com pressões aplicadas de forma perpendicular ou normal às faces de um cubo muito pequeno em torno de um ponto do corpo (Fig. A.1), enquanto que as componentes fora da diagonal (estresses de cisalha) estão associadas ao cisalhamento ou deformação tangencial na fases (Fig. A.1).

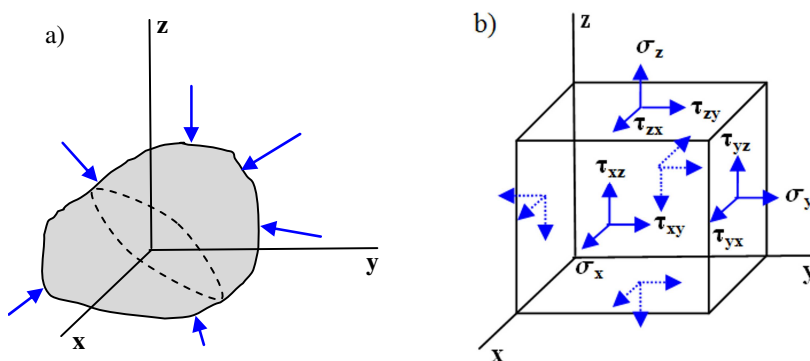


Fig. A.1. a) Corpo sob pressão (setas em azul), b) Componentes do tensor de estresse agindo em torno de um ponto do corpo. As componentes denotadas com a letra  $\tau$  representam o estresse de cisalha e as componentes etiquetadas com a letra  $\sigma$  representam as componentes normais.

Quando se tem corpos com geometrias onde ao longo de uma da suas dimensões a forma resultante não muda e a distribuição de forças externas aplicadas se mantêm invariante ao longo dessa dimensão é possível simplificar os tensores de estresse e strain (Eq. A.1 e Eq. A.2). Na Fig. A.2 se mostram as duas possíveis maneiras de fazer isso dependendo de como seja a razão entre a espessura (**h**) e a profundidade do corpo (**e**).



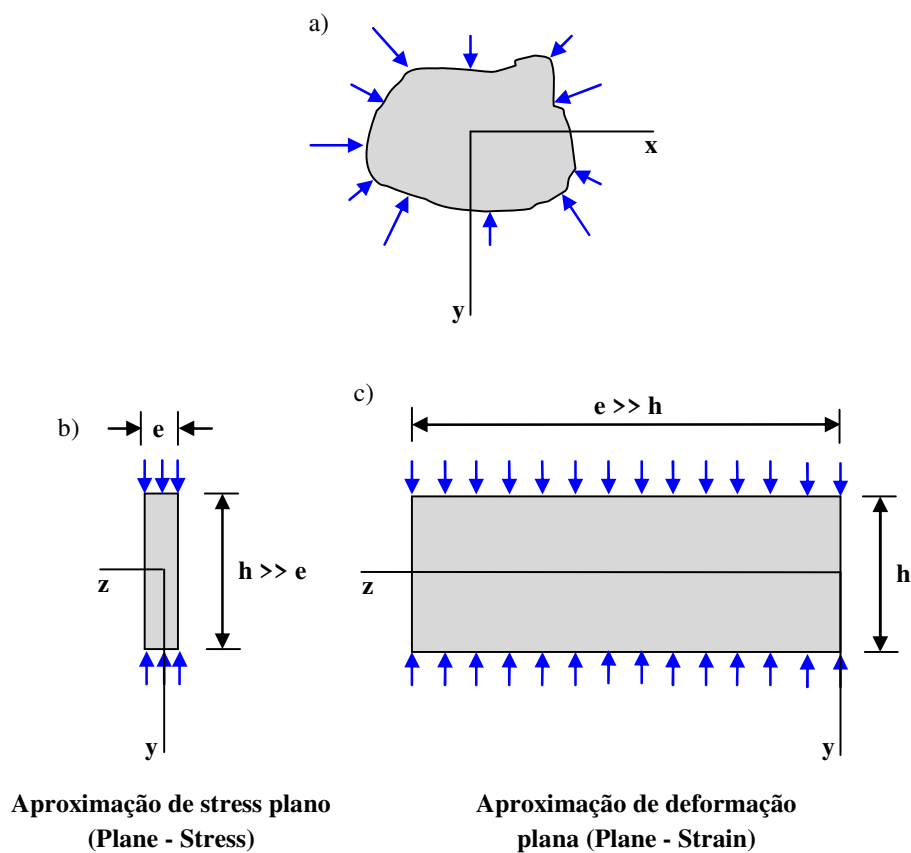


Fig. A.2. a) Corpo sob forças externas (setas em azul) que ao longo da dimensão  $z$  não muda a sua geometria no plano  $xy$ . b) geometria do corpo ao longo do eixo  $z$  onde a espessura ( $h$ ) é bem maior que a profundidade ( $e$ ) o que permite que seja possível simplificar o tensor  $\sigma$  e  $\varepsilon$ . c) geometria do corpo ao longo do eixo  $z$  onde  $h \ll e$  o que permite também uma simplificação no tensor  $\sigma$  e  $\varepsilon$ .

Quando o corpo da Fig. A.2(a) apresentar a geometria mostrada na Fig. A.2(b), aproximação conhecida como de stress plano (Plane - Stress) [32], [67], [68], temos que:

$$\sigma = \begin{bmatrix} \sigma_x & \tau_{xy} & 0 \\ \tau_{xy} & \sigma_y & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}, \quad (\text{A.5})$$

e

$$\varepsilon = \begin{bmatrix} \varepsilon_x & \varepsilon_{xy} & 0 \\ \varepsilon_{xy} & \varepsilon_y & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_z \end{bmatrix}. \quad (\text{A.6})$$

o que significa que um corpo com essa geometria (Fig. A.2(b)) vai ter estresse somente no plano transversal (Eq. A.5) e pode-se deformar nas três dimensões (Eq. A.6).

Por outro lado, se o corpo (Fig. A.2(a)) tem a geometria apresentada na Fig. A.2(c), aproximação conhecida como de deformação plana (Plane - Strain) [32], [67], [68], temos que:

$$\sigma = \begin{bmatrix} \sigma_x & \tau_{xy} & 0 \\ \tau_{xy} & \sigma_y & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_z \end{bmatrix}, \quad (\text{A.7})$$

e

$$\varepsilon = \begin{bmatrix} \varepsilon_x & \varepsilon_{xy} & 0 \\ \varepsilon_{xy} & \varepsilon_y & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}, \quad (\text{A.8})$$

ou seja, acontece o contrário que na aproximação de stress plano, onde temos estresse nas três dimensões (Eq. A.7) mas a deformação somente acontece no plano transversal (Eq. A.8).

De acordo com as duas aproximações apresentadas anteriormente temos que a aproximação de deformação plana (Plane - Strain) é a que se ajusta ao sistema de estudo com fibra PCF em este trabalho porque em geral temos que as fibras tem diâmetros de no

máximo 200  $\mu\text{m}$  e os comprimentos delas podem ser maiores que 1 m, o que significa que a razão é da ordem de  $10^{-4}$ .

Se for necessário, pode-se fazer mais uma simplificação aos tensores fazendo uso conceito de eixos principais [32], [68]. Os eixos principais estão relacionados com as direções que não temos estresse de cisalha ( $\tau_{xy}$ ) o que significa que o tensor de estresse seria diagonal em este sistema de eixos, e o cubo mostrado na Fig. A.1(b) já não estaria relacionado com os eixos cartesianos e sim com os eixos principais. Para saber como estão relacionados os eixos principais com os eixos cartesianos a equação [32], [68]:

$$\frac{1}{2} \tan 2\theta = \frac{\tau_{xy}}{\sigma_x - \sigma_y}, \quad (\text{A.9})$$

determina o ângulo ( $\theta$ ) que fazem os eixos principais respeito dos eixos cartesianos.



## Apêndice B: Dedução das Equações do Efeito Fotoelástico na Aproximação de Deformação Plana (Plane - Strain)

Segundo a teoria convencional do efeito elasto-óptico a mudança no tensor de impermeabilidade ( $\Delta\mathbf{B}$ ) é linearmente proporcional ao tensor de deformação ( $\varepsilon$ ) [21], ou seja:

$$\Delta\mathbf{B} = p\varepsilon, \quad (\text{B.1})$$

onde

$$\Delta\mathbf{B} = \begin{bmatrix} \Delta(1/n_x^2) \\ \Delta(1/n_y^2) \\ \Delta(1/n_z^2) \\ \Delta(1/n_{xy}^2) \\ \Delta(1/n_{yz}^2) \\ \Delta(1/n_{xz}^2) \end{bmatrix}, \quad (\text{B.2})$$

e

$$\varepsilon = \begin{bmatrix} \varepsilon_x \\ \varepsilon_y \\ \varepsilon_z \\ \varepsilon_{xy} \\ \varepsilon_{yz} \\ \varepsilon_{xz} \end{bmatrix}, \quad (\text{B.3})$$

são tensores na representação de vetor coluna de  $1 \times 6$ . Na expressão Eq. B2 se tem que cada variável  $n_{ij}$  com  $i, j = x, y, z$  representa cada uma das 6 componentes independentes do tensor de índice de refração material. A matriz  $p$  representa o tensor elasto-óptico de  $6 \times 6$  e é característico do material. Uma simplificação do tensor  $p$  pode

ser feita se o material é isotrópico (PMMA e a sílica) porque 24 dessas 36 componentes do tensor são zero e das restantes somente dois são independentes, o  $p_{11}$  e o  $p_{12}$ , ficando da forma:

$$p = \begin{bmatrix} p_{11} & p_{12} & p_{12} & 0 & 0 & 0 \\ p_{12} & p_{11} & p_{12} & 0 & 0 & 0 \\ p_{12} & p_{12} & p_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{p_{11}-p_{12}}{2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{p_{11}-p_{12}}{2} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{p_{11}-p_{12}}{2} \end{bmatrix}. \quad (\text{B.4})$$

Por um outro lado, da relação estresse-deformação em condições elásticas:

$$\sigma = \mathbf{D}\varepsilon, \quad (\text{B.5})$$

onde  $\mathbf{D}$  é a matriz de elasticidade para materiais isotrópicos e tem a forma:

$$\mathbf{D} = \frac{E}{(1+\nu)(1-2\nu)} \begin{bmatrix} 1-\nu & \nu & \nu & 0 & 0 & 0 \\ \nu & 1-\nu & \nu & 0 & 0 & 0 \\ \nu & \nu & 1-\nu & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{1-2\nu}{2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1-2\nu}{2} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1-2\nu}{2} \end{bmatrix}, \quad (\text{B.6})$$

onde  $E$  é o módulo de elasticidade e  $\nu$  é o coeficiente de Poisson. E

$$\sigma = \begin{bmatrix} \sigma_x \\ \sigma_y \\ \sigma_z \\ \tau_{xy} \\ \tau_{yz} \\ \tau_{xz} \end{bmatrix}, \quad (\text{B.7})$$

é o tensor de estresse na representação de coluna. Agora, da Eq. B.5 temos que:

$$\varepsilon = \mathbf{D}^{-1}\sigma, \quad (\text{B.8})$$

onde

$$\mathbf{D}^{-1} = \frac{1}{E} \begin{bmatrix} 1 & -\nu & -\nu & 0 & 0 & 0 \\ -\nu & 1 & -\nu & 0 & 0 & 0 \\ -\nu & -\nu & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 2(\nu + 1) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 2(\nu + 1) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 2(\nu + 1) \end{bmatrix}, \quad (\text{B.9})$$

e substituindo Eq. B.8 na Eq. B.1 resulta

$$\Delta \mathbf{B} = p \mathbf{D}^{-1} \sigma. \quad (\text{B.10})$$

Agora fazendo uso da expansão de Taylor na aproximação de primeira ordem, temos que uma componente qualquer do vetor  $\Delta \mathbf{B}$  (Eq. B.2) satisfaz:

$$\Delta \left( \frac{1}{n_m^2} \right) = -\frac{2}{n_0^3} \Delta n_m, \quad (\text{B.11})$$

onde  $m = 1, 2, \dots, 6$  representa cada uma das 6 componentes independentes do tensor de índice de refração, e  $n_0$  é o índice de refração quando não esta perturbado o material.

Então, substituindo cada componente da Eq. B.11 em Eq. B.2, obtemos que:

$$\Delta \mathbf{B} = \begin{bmatrix} \Delta(1/n_x^2) \\ \Delta(1/n_y^2) \\ \Delta(1/n_z^2) \\ \Delta(1/n_{xy}^2) \\ \Delta(1/n_{yz}^2) \\ \Delta(1/n_{xz}^2) \end{bmatrix} = -\frac{2}{n_0^3} \begin{bmatrix} \Delta n_x \\ \Delta n_y \\ \Delta n_z \\ \Delta n_{xy} \\ \Delta n_{yz} \\ \Delta n_{xz} \end{bmatrix} = -\frac{2}{n_0^3} \Delta \mathbf{n}, \quad (\text{B.12})$$

esta forma agora é substituída na Eq. B.10 resultando o sistema:

$$\Delta n = -\frac{n_0^3}{2} p \mathbf{D}^{-1} \sigma. \quad (\text{B.13})$$

Se agora se supõe que forças externas são aplicadas em uma fibra PCF e que é satisfeita a aproximação de deformação plana (Plane - Strain) (Apêndice A), temos que o estresse na Eq. B.7 não teria as últimas duas componentes o que traz como consequência que o  $\Delta n$  na Eq. B.12 não tenha as últimas duas componentes, portanto substituindo as equações Eq. B.4, B.7 e B.9 no sistema na Eq. B.13 e operando resultam explicitamente as equações do efeito fotoelástico descritas em termos dos estresses:

$$\Delta n_x = C_1 \sigma_x + C_2 (\sigma_y + \sigma_z), \quad (\text{B.14})$$

$$\Delta n_y = C_1 \sigma_y + C_2 (\sigma_x + \sigma_z), \quad (\text{B.15})$$

$$\Delta n_z = C_1 \sigma_z + C_2 (\sigma_x + \sigma_y), \quad (\text{B.16})$$

$$n_{xy} = (C_1 - C_2) \tau_{xy}, \quad (\text{B.17})$$

onde

$$C_1 = -\frac{n_0^3}{2E} * [p_{11} - 2\nu p_{12}], \quad C_2 = -\frac{n_0^3}{2E} * [-\nu p_{11} + (1 - \nu) p_{12}], \quad (\text{B.18})$$

são conhecidos como os coeficientes fotoelásticos do material.





## Apêndice C: Dedução das Equações Básicas do Sensor

### Espectro de Transmissão de uma Fibra PCF Birrefringente

Para achar o espectro de transmissão e a condição de interferência destrutiva entre os modos ortogonais de uma fibra PCF birrefringente se precisam os diferentes elementos ópticos de um setup para os quais vai ser calculada a composição das diferentes matrizes de Jones [69].

A título de exemplo, vai ser calculada a transmissão para um setup que está composto na sua ordem por um polarizador linear, fibra PCF e mais um polarizador. Vamos supor que a luz é jogada com uma polarização a  $+45^\circ$  respeito ao eixo lento da PCF, ou seja que o vetor de Jones associado para esse estado é:  $\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix}$ . A fibra PCF é representada com uma matriz de Jones de um dispositivo que muda a fase relativa:

$\begin{bmatrix} e^{i\varphi_s} & 0 \\ 0 & e^{i\varphi_f} \end{bmatrix}$ , onde  $\varphi_s$  e  $\varphi_f$  são as fases dos modos lento e rápido, respectivamente.

Finalmente, o dispositivo polarizador linear a  $+45^\circ$  à saída é representado como:

$\frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{bmatrix}$ , de acordo com isso a composição das matrizes e vetores de Jones vai dar o

estado final:

$$V = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{i\varphi_s} & 0 \\ 0 & e^{i\varphi_f} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \\ \frac{1}{\sqrt{2}} \end{bmatrix} = \frac{1}{2\sqrt{2}} \begin{bmatrix} e^{i\varphi_s} + e^{i\varphi_f} \\ e^{i\varphi_s} + e^{i\varphi_f} \end{bmatrix}, \quad (\text{C.1})$$

onde a transmitância é calculada como:

$$T = |V|^2 = \frac{1}{8} \left| \left[ \begin{array}{c} e^{i\varphi_s} + e^{i\varphi_f} \\ e^{i\varphi_s} + e^{i\varphi_f} \end{array} \right] \right|^2 = \frac{1 + \cos(\Delta\varphi)}{2}, \quad (\text{C.2})$$

sendo que  $\Delta\varphi = \varphi_s - \varphi_f$ . Agora, para calcular a condição de interferência completamente destrutiva, se faz uso da relação Eq. C.2 no caso que a transmissão seja zero, resultando a condição:

$$\cos(\Delta\varphi) = -1, \quad (\text{C.3})$$

que se satisfaz quando:

$$\Delta\varphi = \varphi_s - \varphi_f = (2m + 1)\pi, \quad (\text{C.4})$$

para  $m \in \mathbb{Z}$ .

### **Efeito da Pressão Hidrostática no Espectro de Transmissão da PCF birrefringente**

Em geral, como consequência da variação da pressão hidrostática na PCF o espectro de transmissão vai mudar devido a diferença de fase entre os modos lento e rápido depende da pressão. A quantificação da mudança pode ser calculada usando como referência os mínimos no espectro de transmissão onde o comprimento da fibra é um múltiplo inteiro mais meio comprimento de batimento da fibra, de acordo com isso, a expressão Eq. C.4 diz que diferença de fase em um qualquer desses mínimos satisfaz:

$$\Delta\varphi = [\beta_s(\lambda_m) - \beta_f(\lambda_m)]L = (2m + 1)\pi, \quad (\text{C.5})$$

para  $m \in \mathbb{Z}$ , onde  $\beta_s$  e  $\beta_f$  são as constantes de propagação ligadas com os modos lento e rápido, respectivamente, e que são determinadas no comprimento de onda associado ao

$m$ -ésimo mínimo de transmissão,  $\lambda_m$ . O  $L$  representa o comprimento da fibra que na aproximação de deformação plana se supõe constante com as mudanças na pressão.

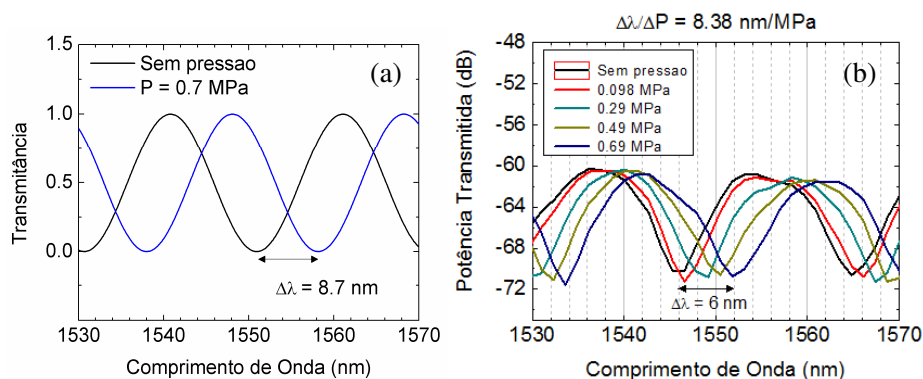


Fig. C.1. a) Simulação do comportamento espectral da transmitância  $(1 + \cos[\Delta\varphi])/2$  quando é jogada luz polarizada a  $+45^\circ$  no núcleo da PCF (fibra C, Fig. 3.4(d)), respeito ao eixo lento, e que à saída tem um polarizador a  $+45^\circ$ . A simulação foi feita para o caso sem pressão (linha preta) e com pressão hidrostática externa de 0,7 MPa (linha azul). b) Potência transmitida medida na PCF (fibra C, Fig. 3.4(d)) para diferentes pressões, incluindo o caso simulado de 0,7 MPa e sem pressão.

Por um outro lado, quando muda a pressão hidrostática na fibra em  $\Delta P = P - P_0$ , onde  $P_0$  é a pressão inicial e  $P$  é a pressão final, as constantes de propagação mudam, como consequência do efeito fotoelástico, produzindo um deslocamento  $\Delta\lambda = \lambda'_m - \lambda_m$  no padrão de transmissão, sendo  $\lambda'_m$  é o novo comprimento de onda onde o mínimo na transmissão é atingido para a pressão  $P$ . Na Fig. C.1 se mostra este efeito para uma mudança na pressão de 0,7 MPa, produzindo um  $\Delta\lambda$  (simulado e medido experimentalmente) quando a luz é jogada a  $+45^\circ$  no núcleo da PCF (fibra C) respeito ao eixo lento. Esse efeito vai mudar então a posição dos mínimos de transmissão para  $\lambda'_m$ , e a condição de interferência completamente destrutiva (Eq. C.4) vai ficar agora como:

$$\Delta\varphi = [\beta'_s(\lambda'_m) - \beta'_f(\lambda'_m)]L = (2m + 1)\pi, \quad (\text{C.6})$$

onde em uma aproximação de segunda ordem na expansão de Taylor das constantes de propagação, tem-se:

$$\beta'(P, \lambda'_m) \cong \beta(P_o, \lambda_m) + \frac{\partial\beta}{\partial P}\Delta P + \frac{\partial\beta}{\partial\lambda}\Delta\lambda + \frac{1}{2}\left[\frac{\partial^2\beta}{\partial^2\lambda}\Delta\lambda^2 + 2\Delta\lambda\Delta P\frac{\partial^2\beta}{\partial\lambda\partial P} + \frac{\partial^2\beta}{\partial^2P}\Delta P^2\right], \quad (\text{C.7})$$

agora fazendo uso de (Eq. C.7), a condição (Eq. C.6) se transforma em:

$$(2m + 1)\pi \cong \left\{ \left[ \beta_s(P_o, \lambda_m) + \frac{\partial\beta_s}{\partial P}\Delta P + \frac{\partial\beta_s}{\partial\lambda}\Delta\lambda + \frac{1}{2}\left[\frac{\partial^2\beta_s}{\partial^2\lambda}\Delta\lambda^2 + 2\Delta\lambda\Delta P\frac{\partial^2\beta_s}{\partial\lambda\partial P} + \frac{\partial^2\beta_s}{\partial^2P}\Delta P^2\right] \right] - \left[ \beta_f(P_o, \lambda_m) + \frac{\partial\beta_f}{\partial P}\Delta P + \frac{\partial\beta_f}{\partial\lambda}\Delta\lambda + \frac{1}{2}\left[\frac{\partial^2\beta_f}{\partial^2\lambda}\Delta\lambda^2 + 2\Delta\lambda\Delta P\frac{\partial^2\beta_f}{\partial\lambda\partial P} + \frac{\partial^2\beta_f}{\partial^2P}\Delta P^2\right] \right] \right\} L, \quad (\text{C.8})$$

e agora agrupando termos, tem-se:

$$(2m + 1)\pi \cong [\beta_s(P_o, \lambda_m) - \beta_f(P_o, \lambda_m)]L + \left[\frac{\partial\beta_s}{\partial P} - \frac{\partial\beta_f}{\partial P}\right]\Delta PL + \left[\frac{\partial\beta_s}{\partial\lambda} - \frac{\partial\beta_f}{\partial\lambda}\right]\Delta\lambda L + \frac{1}{2}\left\{ \left[\frac{\partial^2\beta_s}{\partial^2\lambda} - \frac{\partial^2\beta_f}{\partial^2\lambda}\right]\Delta\lambda^2 + 2\Delta\lambda\Delta P\left[\frac{\partial^2\beta_s}{\partial\lambda\partial P} - \frac{\partial^2\beta_f}{\partial\lambda\partial P}\right] + \left[\frac{\partial^2\beta_s}{\partial^2P} - \frac{\partial^2\beta_f}{\partial^2P}\right]\Delta P^2 \right\} L, \quad (\text{C.9})$$

mas usando (Eq. C.5):

$$[\beta_s(P_o, \lambda_m) - \beta_f(P_o, \lambda_m)]L = (2m + 1)\pi, \quad (\text{C.10})$$

onde  $P_0$  é a pressão inicial, temos que (Eq. C.9) fica agora como:

$$\left[\frac{\partial\beta_s}{\partial P} - \frac{\partial\beta_f}{\partial P}\right]\Delta P + \left[\frac{\partial\beta_s}{\partial\lambda} - \frac{\partial\beta_f}{\partial\lambda}\right]\Delta\lambda + \frac{1}{2}\left\{ \left[\frac{\partial^2\beta_s}{\partial^2\lambda} - \frac{\partial^2\beta_f}{\partial^2\lambda}\right]\Delta\lambda^2 + 2\Delta\lambda\Delta P\left[\frac{\partial^2\beta_s}{\partial\lambda\partial P} - \frac{\partial^2\beta_f}{\partial\lambda\partial P}\right] + \left[\frac{\partial^2\beta_s}{\partial^2P} - \frac{\partial^2\beta_f}{\partial^2P}\right]\Delta P^2 \right\} \cong 0. \quad (\text{C.11})$$

Agora reescrevendo  $\partial\beta/\partial\lambda$  em termos da regra da cadeia e logo fazendo uso da definição de velocidade de grupo,  $v_g \equiv \partial\omega/\partial\beta$ , tem-se:

$$\frac{\partial\beta}{\partial\lambda} = \frac{\partial\beta}{\partial\omega} \frac{\partial\omega}{\partial\lambda} = \frac{1}{v_g} \frac{\partial\omega}{\partial\lambda}, \quad (\text{C.12})$$

mas  $\omega = 2\pi c/\lambda$ , então (Eq. C.12) fica:

$$\frac{\partial\beta}{\partial\lambda} = \frac{\partial\beta}{\partial\omega} \frac{\partial\omega}{\partial\lambda} = -\frac{1}{v_g} \frac{2\pi c}{\lambda^2} = -n_g \frac{2\pi}{\lambda^2}, \quad (\text{C.13})$$

onde foi usada a definição de índice de grupo:  $n_g \equiv c/v_g$ . Baseados em (Eq. C.13) achamos que um dos termos em (Eq. C.11) fica da seguinte forma:

$$\frac{\partial\beta_s}{\partial\lambda} - \frac{\partial\beta_f}{\partial\lambda} = -G \frac{2\pi}{\lambda^2}, \quad (\text{C.14})$$

onde se fez uso da definição de birrefringência de grupo:  $G \equiv n_g^s - n_g^f$ . E fazendo uso de (Eq. C.14) temos que:

$$\frac{\partial^2\beta_s}{\partial^2\lambda} - \frac{\partial^2\beta_f}{\partial^2\lambda} = \frac{\partial}{\partial\lambda} \left( -G \frac{2\pi}{\lambda^2} \right) = -2\pi \frac{\partial}{\partial\lambda} \left( \frac{G}{\lambda^2} \right) = -\frac{2\pi}{\lambda^2} \left( \frac{\partial G}{\partial\lambda} - \frac{2G}{\lambda} \right), \quad (\text{C.15})$$

e

$$\frac{\partial^2\beta_s}{\partial\lambda\partial P} - \frac{\partial^2\beta_f}{\partial\lambda\partial P} = \frac{\partial^2\beta_s}{\partial P\partial\lambda} - \frac{\partial^2\beta_f}{\partial P\partial\lambda} = \frac{\partial}{\partial P} \left( -G \frac{2\pi}{\lambda^2} \right) = -\frac{2\pi}{\lambda^2} \frac{\partial G}{\partial P}. \quad (\text{C.16})$$

Substituindo as Eq. C.14 - C.16 na Eq. C.11 e usando a definição de índice efetivo:

$n_{eff} \equiv \beta / \left( \frac{2\pi}{\lambda} \right)$ , e a definição de birrefringência de fase:  $B \equiv n_{eff}^s - n_{eff}^f$  temos que:

$$\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right) \frac{\partial B}{\partial P} \Delta P - G \frac{2\pi}{\lambda^2} \Delta\lambda + \frac{1}{2} \left\{ -\frac{2\pi}{\lambda^2} \left( \frac{\partial G}{\partial \lambda} - \frac{2G}{\lambda} \right) \Delta\lambda^2 + 2\Delta\lambda \Delta P \left[ -\frac{2\pi}{\lambda^2} \frac{\partial G}{\partial P} \right] + \left[ \frac{\partial^2 \beta_s}{\partial^2 P} - \frac{\partial^2 \beta_f}{\partial^2 P} \right] \Delta P^2 \right\} \cong 0, \quad (\text{C.17})$$

onde os termos  $\partial^2 \beta_s / \partial^2 P$ ,  $\partial^2 \beta_f / \partial^2 P$ , são zero porque no efeito fotoelástico a variação do índice de refração é linear com a pressão aplicada, ou seja que (Eq. C.17) agora fica como:

$$\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right) \frac{\partial B}{\partial P} \Delta P - G \frac{2\pi}{\lambda^2} \Delta\lambda + \frac{1}{2} \left\{ -\frac{2\pi}{\lambda^2} \left( \frac{\partial G}{\partial \lambda} - \frac{2G}{\lambda} \right) \Delta\lambda^2 + 2\Delta\lambda \Delta P \left[ -\frac{2\pi}{\lambda^2} \frac{\partial G}{\partial P} \right] \right\} \cong 0, \quad (\text{C.18})$$

ou

$$\frac{\partial B}{\partial P} \Delta P - G \frac{\Delta\lambda}{\lambda} - \frac{1}{2} \left\{ \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \left( \frac{\partial G}{\partial \lambda} - \frac{2G}{\lambda} \right) \Delta\lambda + 2\Delta P \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \frac{\partial G}{\partial P} \right\} \cong 0, \quad (\text{C.19})$$

agora reescrevendo (Eq. C.19) temos que:

$$\frac{\partial B}{\partial P} \Delta P - \left[ G + \frac{1}{2} \left\{ \left( \frac{\partial G}{\partial \lambda} - \frac{2G}{\lambda} \right) \Delta\lambda + 2\Delta P \frac{\partial G}{\partial P} \right\} \right] \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \cong 0,$$

onde

$$\Delta\lambda \cong \left[ \frac{\lambda}{G + \frac{1}{2} \left( \frac{\partial G}{\partial \lambda} - \frac{2G}{\lambda} \right) \Delta\lambda + \frac{\partial G}{\partial P} \Delta P} \right] \frac{\partial B}{\partial P} \Delta P, \quad (\text{C.20})$$

e

$$C_s \cong \left[ \frac{\lambda}{G + \frac{1}{2} \left( \frac{\partial G}{\partial \lambda} - \frac{2G}{\lambda} \right) \Delta\lambda + \frac{\partial G}{\partial P} \Delta P} \right] \frac{\partial B}{\partial P}, \quad (\text{C.21})$$

é definido como o coeficiente de sensibilidade ( $C_s$ ) na aproximação de segunda ordem. Sendo que  $G$ ,  $\partial G/\partial\lambda$ ,  $\partial G/\partial P$  e  $\partial B/\partial P$  são calculados em  $P_0$  e  $\lambda_m$ , e onde o  $\Delta\lambda$  pode ser calculado, para um  $\Delta P$  dado, pelo método de autoconsistência. Além disso, mostra-se que se  $\partial G/\partial\lambda = 0$ ,  $\partial G/\partial P = 0$  e  $\Delta\lambda/\lambda \ll 1$  a expressão (Eq. C.20) ficaria como:

$$\Delta\lambda \cong \frac{\lambda}{G} \left[ \frac{\partial B}{\partial P} \right] \Delta P, \quad (\text{C.22})$$

onde

$$C_s \cong \frac{\lambda}{G} \left[ \frac{\partial B}{\partial P} \right], \quad (\text{C.23})$$

seria o coeficiente de sensibilidade ( $C_s$ ) na aproximação de primeira ordem, válida para deslocamentos pequenos nos mínimos de transmissão comparados com o comprimento de onda usado. No caso apresentado na Fig. C.1 se tem a validade da aproximação para uma alteração na pressão de 0,7 MPa, temos que  $\Delta\lambda/\lambda = 6,0/1550 = 0,004 \ll 1$ .





## Apêndice D: Modelagem do Problema e Software Empregado

### (COMSOL 3.5a)

#### Método dos Elementos Finitos

Para a determinação das características ópticas de interesse, tais como birrefringência modal, birrefringência induzida pelo estresse e perda por confinamento, é necessário o cálculo do índice de refração efetivo complexo e a distribuição dos estresses gerados pela pressão hidrostática aplicada à fibra. No caso óptico, para poder achar o índice efetivo é necessário resolver a equação de Helmholtz, Eq. 1.4 ou 1.5, para componentes de campo transversais. Enquanto que no caso mecânico, é necessário resolver a equação de equilíbrio na ausência de forças de volume:  $\nabla \cdot \sigma = 0$ , onde  $\sigma$  é o tensor de estresse gerado pela pressão na borda da fibra, que entra no problema como a condição de contorno a ser satisfeita [32], [67].

Entre os diferentes métodos para resolver esses tipos de equações diferencial [8], o método dos elementos finitos tem sido amplamente utilizado pela sua capacidade de tratar geometrias e meios materiais anisotrópicos complexos e fazer uso de matrizes esparsas que diminuem drasticamente o tempo de simulação.

Em geral, no FEM se quer resolver de forma aproximada um problema de valor de contorno, ou seja, uma equação diferencial relacionada com a física do problema junto com as condições de contorno, onde a equação diferencial tem a forma:

$$\mathbf{L}\phi = f, \quad (\text{D.1})$$

sendo  $\mathbf{L}$  um operador diferencial,  $f$  é a excitação e  $\phi$  a incógnita.

Para resolvê-lo, se faz uma representação integral equivalente do problema por meio do método de resíduos ponderados, definindo o resíduo como:

$$r = L\tilde{\phi} - f, \quad (\text{D.2})$$

que resulta do fato de que a solução  $\tilde{\phi}$  que se procura é aproximada, e então a representação integral equivalente:

$$R = \int_{\Omega} (\boldsymbol{\omega} * r) d\Omega = 0, \quad (\text{D.3})$$

onde  $\boldsymbol{\omega}$  é uma função de ponderação e  $\Omega$  o domínio onde se quer achar a solução, a melhor solução  $\tilde{\phi}$  do problema de valor de contorno pode ser obtida ao se minimizar o resíduo  $R$ .

Uma vez aplicadas as condições de contorno na representação integral e feitas algumas simplificações é aplicado o método de Galerkin. Este método consiste em representar a função de peso,  $\boldsymbol{\omega}$ , como uma superposição de funções base ou de forma, que são também usadas na expansão da solução  $\tilde{\phi}$ , e que são associadas a um subdomínio (elemento finito) que faz parte do  $\Omega$ , o que leva a uma representação matricial do problema em um elemento finito e finalmente calculada a partir dessas matrizes, as matrizes esparsas globais relacionadas com  $\Omega$  [13], [70].

Com a finalidade de mostrar como são e como estão distribuídos os elementos finitos na seção transversal das fibras simuladas, na Fig. D.1 se mostra a malha usada para calcular os campos e estresses na fibra PM-1550-01. Especificamente, na Fig. D.1(a) representa-se a forma como é calculado o campo, na Fig. D.1(b) se mostra um zoom no núcleo da fibra, nesta região a malha gerada é mais densa para obter uma melhor precisão

no cálculo da constante de propagação. Na Fig. D.1(c) se mostra um zoom maior do tipo de elemento finito usado (elemento triangular de segunda ordem).

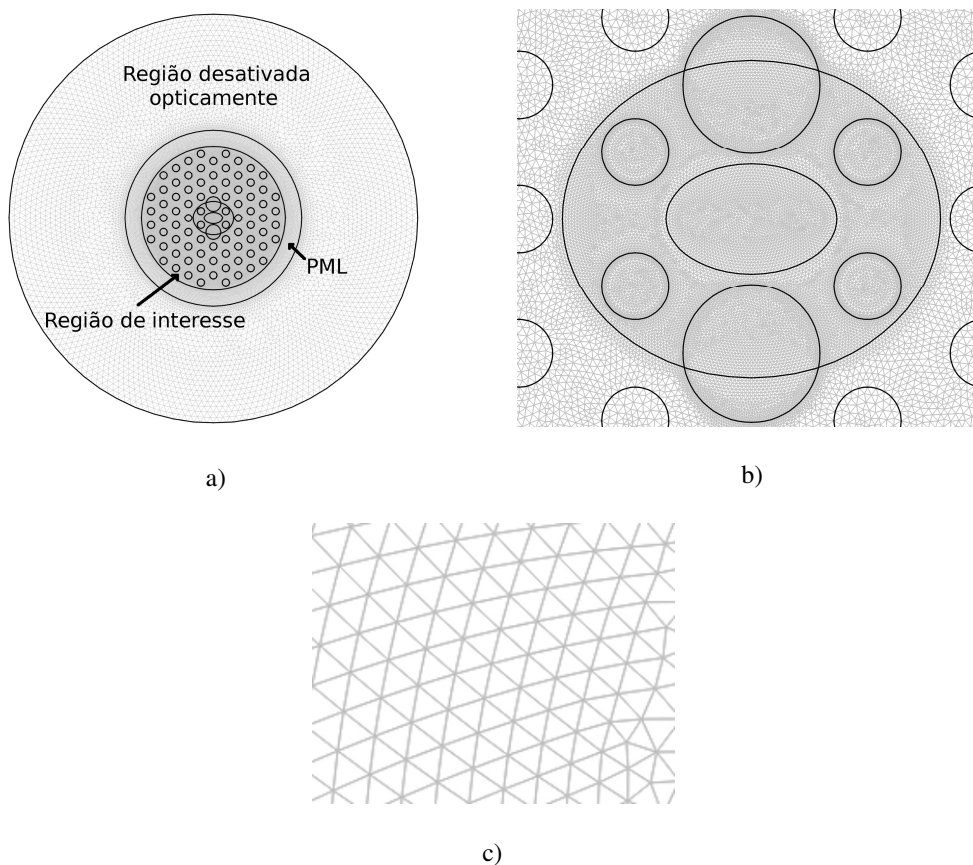


Fig. D.1. a) Malha de elementos finitos gerada em uma fibra PCF (PM-1550-01) fazendo uso do software COMSOL. Se mostra que duas das três regiões são simuladas com o módulo óptico (região PML e a microestruturada) a região desativada opticamente é simulada somente com o módulo de mecânica estrutural. b) Malhado, bem mais fino, em torno do primeiro anel de buracos da fibra, feito para melhorar o cálculo das constantes de propagação. c) Zoom em torno de uma região qualquer que mostra o tipo de elementos finitos usados nas simulações das fibras, para esses elementos foram usados funções de base quadráticas.

No caso específico da parte óptica, quando é aplicado o FEM à equação de Helmholtz para o campo elétrico (Eq. 1.4) ou magnético (Eq. 1.5), resultam as equações matriciais de valores próprios associada ao elemento finito [27], [34]:

$$[K]\{E\} = \beta^2[M]\{E\}, \quad (\text{D.4})$$

$$[K']\{H\} = \beta^2[M']\{H\}, \quad (\text{D.5})$$

onde  $[K]$ ,  $[M]$ ,  $[K']$  e  $[M']$  são as matrizes de elemento finito,  $\{E\}$  e  $\{H\}$  são os vetores de campo elétrico e magnético discretizados, respectivamente, e  $\beta$  é a constante de propagação que esta relacionada com o índice de refração efetivo complexo. Devido à complexidade dos problemas que são estudados neste trabalho, as equações Eq. D.4 e D.5 são resolvidas com um software comercial que faz uso do método de elementos finitos completamente vetorial (COMSOL) [67].

### **Módulos e Modos Empregados no Software de Simulação**

#### **(COMSOL 3.5a)**

A resolução numérica das equações diferenciais associadas com o sistema físico estudado em este trabalho, fibra óptica submetida a pressão hidrostática externa, foi feita com um software comercial (COMSOL 3.5a) que faz uso do método de elementos finitos (FEM) completamente vetorial [67]. O COMSOL está composto de módulos de aplicação relacionados com a física do problema que seja apresentado, em este trabalho foram usados três módulos de aplicação, o módulo de mecânica estrutura (Structural Mechanics Module) foi usado para quantificar o estresse, strain e deformação gerados pela força externa, o modo de aplicação de movimento de malha (the Moving Mesh (ALE)

Application Mode) que gera uma malha deformada a partir da deformação mecânica gerada pelo módulo mecânico, e finalmente foi usado módulo RF (RF Module) que segundo a informação dos estresses e deformações recebidas pelos módulos anteriores calcula modos ópticos e constantes de propagação ou índices de refração efetivos relacionados com esses modos.

Os modos são aplicativos específicos de cada módulo que servem para delimitar o problema que se quer solucionar. No módulo de mecânica estrutural foram usados dois modos de aplicação, o modo Plane Strain e o Plane Stress para análise estático, e no módulo RF foi usado o modo Perpendicular Hybrid-Modes Waves para análise modal.

As geometrias das fibras PCF desejadas podem ser feitas no programa ou podem ser importadas como arquivos tipo CAD, o ultimo caso é usado quando se quer simular uma geometria gerada experimentalmente. Em este trabalho foram usados os dois métodos.



## Referências

- [1] K. Okamoto, *Fundamentals of Optical Waveguides*, 2<sup>nd</sup> ed. USA: Elsevier, 2006.
- [2] P. Russell, “Photonic Crystal Fibers,” *Science*, vol. 299, no. 5605, pp. 358–362, 2003.
- [3] J. C. Knight, “Photonic crystal fibers,” *Nature*, vol. 424, pp. 847–851, 2003.
- [4] M. Large, *et al.*, *Microstructured Polymer Optical Fibres*, 1<sup>st</sup> ed. Sydney: Springer, 2008.
- [5] E. Poli, A. Cucinotta, and S. Selleri, *Photonic Crystal Fibers: Properties and Applications*, 1<sup>st</sup> ed. Netherlands: Springer, 2007.
- [6] J. C. Knight, *et al.*, “All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding,” *Opt. Lett.*, vol. 21, no. 19, pp 1547–1549, 1996.
- [7] R. F. Cregan, *et al.*, “Single-Mode Photonic Band Gap Guidance of Light in Air,” *Science*, vol. 285, pp 1537–1539, 1999.
- [8] F. Zolla, *et al.*, *Foundations of Photonic Crystal Fibres*, 1<sup>st</sup> ed. London: imperial College Press, 2005.
- [9] T. A. Birks, J. C. Knight, and P. St. J. Russell, “Endlessly single-mode photonic crystal fiber,” *Opt. Lett.*, vol. 22, no. 13, pp 961–963, 1997.
- [10] Jia-Ming Liu, *Photonic Devices*, 1<sup>st</sup> ed. Cambridge: CAMBRIDGE UNIVERSITY PRESS, 2005.
- [11] K. Iisuka, *Engineering Optics*, 3<sup>rd</sup> ed. USA: Springer, 2008.
- [12] D. L. Lee, *Electromagnetic Principles of Integrated Optics*, 1<sup>st</sup> ed. USA: John Willey & Sons, Inc., 1986.



- [13] J. Jim, *The Finite Element Method in Electromagnetics*, 2<sup>nd</sup> ed. USA: John Willey & Sons, Inc., 2002.
- [14] X. Chen, *et al.*, “Effects of bending on the performance of the hole assisted single polarization fibers,” *Opt. Express*, vol. 15, no. 17, pp 10629-10636, 2007.
- [15] P. Viale, *et al.*, “Confinement Computations in Photonic Crystal Fibers Using a Novel Perfectly Matched Layer Design,” *Excerpt from the Proceedings of the COMSOL Multiphysics User’s Conference*, Paris, 2005.
- [16] A. Ortigosa-Blanch, *et al.*, “Highly birefringent photonic crystal fibers,” *Opt. Letters*, vol. 25, no. 18, pp 1325-1327, 2000.
- [17] L. Labonté, *et al.*, “Analysis of the birefringence of solid-core air-silica microstructured fibers,” *Photonic Crystal Fibers III*, edited by Kyriacos Kalli, *proceedings of the SPIE*, vol. 7357, pp 73570N-1 - 73570N-11, 2009.
- [18] L. Labonté, *et al.*, “Numerical and experimental analysis of the birefringence of large air fraction slightly unsymmetrical holey fibres,” *Opt. Commun.*, vol. 262, pp 180-187, 2006.
- [19] M. Szpulak , T. Martynkien, and W. Urbanczyk, “Effects of hydrostatic pressure on phase and group modal birefringence in microstructured holey fibers,” *Appl. Optics*, vol. 43, no. 24, pp 4739-4744, 2004.
- [20] A. Tonello, *et al.*, “Frequency tunable polarization and intermodal modulation instability in high birefringence holey fibers,” *Opt. Express*, vol. 14, no. 01, pp 397-404, 2006.

- [21] M. Bass, *et al.*, *HANDBOOK of OPTICS, devices, measurements, and properties*, vol. II, 2<sup>nd</sup> ed. USA: McGraw-Hill, Inc., 1995.
- [22] Automation Creation, INC., *MatWeb-Material Property Data*, data de consulta: 30/10/2011, disponível em: <http://www.matweb.com/search/DataSheet.aspx?MatGUID=ffccd1bca743445ca3bc1706a52974dd>.
- [23] M. Aressy (2007). *Drawing and Mechanical Properties of Plastic Optical Fibres*. Master's thesis, University of Birmingham, UK.
- [24] Automation Creation, INC., *MatWeb-Material Property Data*, data de consulta: 30/10/2011, disponível em: <http://www.matweb.com/search/DataSheet.aspx?MatGUID=632572aeef2a4224b5ac8fbd4f1b6f77>
- [25] R. M. Waxler, D. Horowitz, and A. Feldman, "Optical and physical parameters of Plexiglas 55 and Lexan," *Appl. Optics*, vol. 18, no. 1, pp 101-104, 1979.
- [26] M. K. Szczurowski, *et al.*, "Measurments of stress-optic coefficient in polymer optical fiber," *Opt. Letter*, vol. 35, no. 12, pp 2013-2015, 2010.
- [27] Z. Zhu and T. G. Brown, "Stress-induced birefringence in microstructured optical fibers," *Opt. Lett.*, vol. 28, no. 23, pp 2308-2306, 2003.
- [28] T. P. White, *et al.*, "Confinement losses in microstructured optical fibers," *Opt. Letters*, vol. 26, no. 21, pp 1660-1662, 2001.
- [29] T. Hong-Da, *et al.*, "Lateral stress-induced propagation characteristics in photonic crystal fibres," *Chinese Phys. B*, vol. 18, no. 3, pp 1109-1115, 2009.
- [30] T. Schreiber, *et al.*, "Stress-induced birefringence in large-mode-area microstructured optical fibers," *Opt. Express*, vol. 13, no. 10, pp 3637-3646, 2005.

- [31] J. G. Hayashi, *et al.*, “Numerical and Experimental Studies for a High Pressure Photonic Crystal Fiber Based Sensor,” in *AIP Conference Proceedings of 1<sup>st</sup> workshop on specialty optical fibers and their applications*, vol. 1055, pp 133-136, 2008.
- [32] S. Timoshenko and J. N. Goodier, *Theory of Elasticity*, 1st ed. USA: McGraw-Hill Book Company, 1934.
- [33] D. A. Nolan, *et al.*, “Single Polarization Fibers and Applications,” in *Optical Fiber Communication Conference(OFC)(Optical Society of America, Washington, DC, 2006)*, no. OWAI.
- [34] K. Saitoh and M. Koshiba, “Single-polarization single-mode photonic crystal fibers,” *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 15, no. 10, pp. 1384–1386, 2003.
- [35] G. C. Balvedi and M. A. R. Franco, “Effect of coupling between fundamental and cladding modes on bending losses in single-polarization single-mode photonic crystal fiber,” *AIP Conference Proceedings*, vol. 1055, no. 1, pp. 137–140, 2008.
- [36] J. Olszewski, M. Szpulak, and W. Urbanczyk, “Effect of coupling between fundamental and cladding modes on bending losses in photonic crystal fibers,” *Opt. Express*, vol. 13, no. 16, pp. 6015–6022, 2005.
- [37] R. Li-Yong, W. Han-Yi, Z. Ya-Ni, Y. Bao-Li, and Z. Wei, “Theoretical design of single-polarization single-mode microstructured polymer optical fibres,” *Chinese Phys. Lett.*, vol. 24, no. 5, 2007.

- [38] Y.-N. Zhang, "Design of low-loss single-polarization single-mode photonic-crystal fiber based on polymer," *J. Mod. Optic*, vol. 55, no. 21, pp. 3563–3571, 2008.
- [39] M. Delgado-Pinar, *et al.*, "High extinction ratio polarizing endlessly single-mode photonic crystal fiber," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 19, no. 8, pp. 562–564, 2007.
- [40] Y. A. V. Espinel, M. A. R. Franco, and C. M. B. Cordeiro, "Pressure induced single-polarization single-mode microstructured polymer optical fiber," in *Latin America Optics and Photonics Conference (LAOP)(Optical Society of America, Washington, DC, 2010)*, no. WE27.
- [41] Y. A. V. Espinel, M. A. R. Franco, C. M. B. Cordeiro, "Tunable Single-Polarization Single-Mode Microstructured Polymer Optical Fiber," *IEEE J. Lightwave Technol.*, vol. 29, no. 16, 2372-2378, 2011.
- [42] M. Szpulak, T. Martynkien, and W. Urbanczyk, "Highly birefringent photonic crystal fibre with enhanced sensitivity to hydrostatic pressure," in *Proceedings of 2006 8th International Conference on Transparent Optical Networks with 5th European Symposium on Photonic Crystals*, vol. 4, pp. 174–177, 2006.
- [43] D. Penninckx and N. Beck, "Definition, meaning, and measurement of the polarization extinction ratio of fiber-based devices," *Appl. Opt.*, vol. 44, no. 36, pp. 7773–7779, Dec 2005.
- [44] J. P. F. Wooler, *FIBERPAEDIA: Fiber Optics – Key Parameters Explained*, 1<sup>st</sup> ed. UK: Fibercore limited, 2009.

- [45] T. G. Giallorenzi, *et al.*, “Optical Fiber Sensor Technology,” *IEEE J Quantum Elec.*, vol. QE-18, no. 4, pp 626-655, 1982.
- [46] T. Martynkien, M. Szpulak, and W. Urbanczyk, “Modeling and measurement of temperature sensitivity in birefringent photonic crystal holey fibers,” *Appl. Optics*, vol. 44, no. 36, pp 7780-7788, 2005.
- [47] W. Urbanczyk, T. Martynkien, and W. J. Bock, “Dispersion effects in elliptical-core highly birefringent fibers,” *Appl. Optics*, vol. 40, no. 12, pp 1911-1920, 2001.
- [48] G. Statkiewicz, T. Martynkien, and W. Urbanczyk, “Measurements of modal birefringence and polarimetric sensitivity of the birefringent holey fiber to hydrostatic pressure and strain,” *Opt. Commun.*, vol. 241, no. 4-6, pp. 339–348, 2004.
- [49] T. Nasilowski, *et al.*, “Temperature and pressure sensitivities of the highly birefringent photonic crystal fiber with core asymmetry,” *Appl. Phys. B*, vol. 81, pp 325 – 331, 2005.
- [50] W. J. Bock, J. Chen, T. Eftimov, and W. Urbanczyk, “A Photonic Crystal Fiber Sensor for Pressure Measurements,” *IEEE T Instrum. Meas.*, vol. 55, no. 4, pp 1119-1123, 2006.
- [51] T. Martynkien, *et al.*, “Measurements of sensitivity to hydrostatic pressure and temperature in highly birefringent photonic crystal fibers,” *Opt. Quant. Electron*, vol. 39, pp 481 – 489, 2007.
- [52] A. Cable, *Thorlabs, Ltd. UK*, data de consulta: 14/09/11, disponível em <http://www.thorlabs.com/thorcat/8700/8767-M01.pdf>

- [53] H. M. Xie, Ph. Dabkiewicz, R. Ulrich, and K. Okamoto, "Side-hole fiber for fiber-optic pressure sensing," *Opt. Lett.*, vol. 11, no. 5, pp 333-335, 1986.
- [54] H. Y. Fu, *et al*, "Pressure sensor realized with polarization maintaining photonic crystal fiber-based Sagnac interferometer," *Appl. Optics*, vol. 47, no. 15, pp 2835-2839, 2008.
- [55] H. Y. Fu, *et al*, "high pressure sensor based on photonic crystal fiber for downhole application," *Appl. Optics*, vol. 49, no. 14, pp 2639-2643, 2010.
- [56] A. M. B. Braga, *et al*, "Hydrostatic Pressure Sensing with High Birefringence Photonic Crystal Fibers," *Sensors*, vol. 10, pp 9698-9711, 2010.
- [57] H. Gahir Thakur and S. Nalawade, "Polarization index-guided photonic crystal fiber sensor for slowly varying pressure measurement," *Opt. Laser Technol.*, vol. 42, pp 1139-1144, 2010.
- [58] T. Martynkien, *et al*, "Measurements of polarimetric sensitivity to temperature in birefringent holey fibres," *Meas. Sci. Technol*, vol. 18, pp 3055 – 3060, 2007.
- [59] S. L. A. Carrara, B. Y. Kim, and H. J. Shaw, "Elasto-optic alignment of birefringent axes in polarization-holding optical fibers," *Opt. Lett.*, vol. 11, no. 7, pp 470-472, 1986.
- [60] A. Argyros, *et al.*, "Microstructured polymer fibres for polarisation control.(POF 2008 PRESENTATIONS)." *Plastic Optical Fiber Newsletter*. Information Gatekeepers, Inc. 2008. Retrieved March 04, 2012 from HighBeam Research: <http://www.highbeam.com/doc/1G1-192259327.html>.

- [61] A. Suzuki, H. Kubota, and S. Kawanishi, "Optical properties of a low-loss polarization-maintaining photonics crystal fiber," *Opt. Express*, vol. 9, no. 13, pp 676-680, 2001.
- [62] M. Antkowiak, *et al.*, "Phase and group modal birefringence of triple-defect photonic crystal fibres," *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, vol 7, pp 763-766, 2005.
- [63] J. Grigoletto Hayashi (2010). *Fibras de Cristal Fotônico para Sensoriamento de Pressão*. Monografia de graduação, Universidade Estadual de Campinas (UNICAMP), Brasil.
- [64] Y. A. V. Espinel, J. G. Hayashi, M. A. R. Franco, M. V. Andrés, and C. M. B. Cordeiro, "High Sensitivity Side Hole Photonic Crystal Fiber pressure sensor".
- [65] N. W. Ashcroft and N. David Mermin, *Solid State Physics*, 1<sup>st</sup> ed. USA: Harcourt College Publishers, 1976.
- [66] C. Kittel, *Introduction to Solid State Physics*, 8<sup>th</sup> ed. USA: John Wiley & Sons, 2005.
- [67] *COMSOL Multiphysics, Modeling Guide*, version 3.5a, 2008.
- [68] M. H. Sadd, *Elasticity: Theory, Applications, and Numerics*, 1<sup>st</sup> ed. USA: Elsevier Academic Press, 2005.
- [69] G. R. Fowles, *Introduction to Modern Optics*, 2<sup>nd</sup> ed. New York: Dover Publications, 1975.
- [70] J. L. Volakis, A. Chatterjee and L. C. Kempel, *Finite Element Method for Electromagnetics*, 1<sup>st</sup> ed. USA: Piscataway IEEE Press, 1998.