

Universidade Estadual de Campinas – UNICAMP  
Instituto de Física “Gleb Wataghin”

Dissertação de Mestrado

# Dispositivos Óticos Baseados em Fibras de Cristal Fotônico com Eletrodos Integrados

*Giancarlo Chesini*

Orientador: Prof. Dr. Cristiano M. B. Cordeiro

Este exemplar corresponde à  
redação final da tese de  
mestrado defendida pelo aluno  
Giancarlo Chesini e aprovada  
pela Comissão julgadora.

24/11/2009

*Chao P. B. Cordeiro*

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

Campinas  
2009

**FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA  
BIBLIOTECA DO IFGW - UNICAMP**

C425d Chesini, Giancarlo  
Dispositivos óticos baseados em fibras de cristal  
fotônico com eletrodos integrados / Giancarlo Chesini. –  
Campinas, SP : [s.n.], 2009.

Orientador: Cristiano Monteiro de Barros Cordeiro.  
Dissertação (mestrado) - Universidade Estadual de  
Campinas, Instituto de Física "Gleb Wataghin".

1. Fibra ótica. 2. Fibra de cristal fotônico. 3. Eletrodos  
integrados. I. Cordeiro, Cristiano Monteiro de Barros.  
II. Universidade Estadual de Campinas. Instituto de Física  
"Gleb Wataghin". III. Título.

(vsv/ifgw)

- **Título em inglês:** Optical devices based on photonic crystal fibers with integrated electrodes
- **Palavras-chave em inglês (Keywords):**
  1. Optical fibers
  2. Photonic crystal fibers
  3. Integrated electrodes
- **Área de Concentração:** Física Geral
- **Titulação:** Mestre em Física
- **Banca examinadora:**

Prof. Cristiano Monteiro de Barros Cordeiro  
Prof. Cid Bartolomeu de Araújo  
Prof. Flávio Caldas da Cruz
- **Data da Defesa:** 31/07/2009
- **Programa de Pós-Graduação em:** Física



MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA TESE DE Mestrado DE **GIANCARLO CHESINI** – RA 023895 APRESENTADA E APROVADA AO INSTITUTO DE FÍSICA “GLEB WATAGHIN”, DA UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS, EM 31 / 07 / 2009.

**COMISSÃO JULGADORA:**

---

Prof. Dr. Cristiano Monteiro de Barros Cordeiro  
Presidente da Comissão Julgadora  
DEQ/IFGW/UNICAMP

---

Prof. Dr. Cid Bartolomeu de Araújo –DF/UFPE

---

Prof. Dr. Flávio Caldas da Cruz - DEQ/IFGW/UNICAMP



# AGRADECIMENTOS

Agradeço a minha família pelo incentivo à formação acadêmica.

Ao prof. Dr Cristiano M. B. Cordeiro pela orientação, incentivo, discussões, sugestões e confiança.

Aos companheiros do Laboratório de Fenômenos Ultrarrápidos e Laboratório de Fibras Especiais e Materiais Fotônicos pela amizade, pelas discussões sobre o trabalho e pelo clima agradável que faz as incontáveis horas que passamos dentro do laboratório mais prazerosas. Agradeço, em especial, a atuação imprescindível do José Aparecido (Zé) na confecção das peças para a minha pesquisa, sempre de forma eficiente e rápida.

Agradeço, especialmente, ao prof. Marcos Franco e ao Valdir Serrão pela ajuda fundamental na realização e compreensão das simulações numéricas deste trabalho.

Ao prof. Fernando Iikawa pelo empréstimo da fonte de corrente utilizada nos experimentos. A Soft Metals pelo fornecimento da liga de Bi-Sn. Ao Laboratório Nacional de Luz Síncrotron (LNLS) pelo uso do microscópio eletrônico para a foto da figura 4B.19.

A todos os meus amigos, em especial, ao Flávio (Kubota), Mônica, Rodolfo (Ceará) e Eliane pela amizade e apoio em todos esses anos de UNICAMP.

Agradeço também aos funcionários do Departamento de Eletrônica Quântica, do CePOF e da Secretaria de Pós-Graduação pela ajuda com a parte burocrática do trabalho.

A CAPES e FAPESP pelo apoio financeiro.



# RESUMO

Neste trabalho de mestrado apresentamos o estudo e desenvolvimento de dispositivos óticos totalmente à fibra. Para isso, exploramos as novas possibilidades trazidas pelo advento das fibras de cristal fotônico (*PCF's*, do inglês *Photonic Crystal Fibers*). As *PCF's* são uma classe especial de fibras óticas que apresentam uma estrutura regular de buracos de ar na sua seção transversal, semelhante a um cristal fotônico.

As fibras de cristal fotônico, além de apresentarem as vantagens inerentes às fibras óticas tradicionais, possuem novos graus de liberdade intrínsecos. Entre eles, o mais importante é a possibilidade de alterar fortemente as características da fibra através, apenas, do arranjo de buracos.

Aqui, desenvolvemos uma fibra de cristal fotônico com dois buracos externos à microestrutura para integração de eletrodos. Posteriormente, um desses eletrodos foi exposto, polindo-se a lateral da fibra, e contato elétrico foi realizado. O elemento de controle do dispositivo ótico é a corrente elétrica que, aplicada ao eletrodo, o esquenta e o faz expandir via efeito Joule. O aumento de temperatura e a compressão causada pela expansão do eletrodo alteram o índice de refração e, portanto, a birrefringência da fibra.

Foram realizadas, ainda, simulações utilizando o software comercial *Comsol Multiphysics* com o objetivo de entender a influência da temperatura e da compressão mecânica no modo ótico guiado pela fibra, bem como encontrar maneiras de otimizar o dispositivo em questão.



# ABSTRACT

In this work we present a study and the development of all-fiber optical devices. For this purpose we exploited the new possibilities brought by the development of Photonic Crystal Fibers. PCF's are a special kind of optical fibers with a regular pattern of air holes in their transverse section, resembling a photonic crystal.

Photonic Crystal Fibers not only have the inherent advantages of traditional optical fibers but they have new intrinsic degrees of freedom. Among them, we can quote the possibility of strongly altering the fiber characteristics through the design of the air holes pattern.

Here, we developed a photonic crystal fiber with two extra holes for electrode integration. One of these electrodes was exposed by side polishing the fiber and electrical contact to an external circuit was made. The control element of the optical device is the electrical current which, when applied to the electrode, heats it up and make it expand by Joule effect. The temperature increase and the compression caused by the electrode expansion alter the refractive index and, consequently, the fiber birefringence.

We also numerically studied the problem through Comsol software. The objective here was to understand the influence of temperature and stress on the light guided mode.

In conclusion, we demonstrated in this work the creation of an all-fiber device based on the integration of electrodes to photonic crystal fibers where the element of control is the electrical current applied to the electrodes. We also studied how to improve the parameters concerning the device operation.



# PUBLICAÇÕES

- **PERIÓDICOS**

- **Iniciação científica**

1. C. M. B. Cordeiro; M. A. R. Franco; G. Chesini; E. C. S. Barretto; R. Lwin; C. H. B. Cruz; M. C. J. Large, “*Microstructured-core optical fibre for evanescent sensing applications*”, *Optics Express* 14(26), 13056-13066 (2006)
2. C. M. B. Cordeiro; C. J. S. de Matos; E. M. dos Santos; A. Bozolan; J. S. K. Ong; T. Facincani; G. Chesini; A. R. Vaz; C. H. B. Cruz, “*Towards practical liquid and gas sensing with photonic crystal fibres: side access to the fibre microstructure and single-mode liquid-core fibre*”, *Measurement Science and Technology* 18 (10), 3075-30581 (2007)

- **Mestrado**

3. G.Chesini, C. M. B. Cordeiro, C. J. S de Mathos, M. Fokine, I. C. S. Carvalho, and J. C. Knight, “*All-fiber Devices Based on Photonic Crystal Fibers with Integrated Electrodes*”, *Optics Express* 17(3), 1660-1665 (2007).

- **CONGRESSOS INTERNACIONAIS**

1. **VI Iberoamerican Conference on Optics (RIO)/ IX Latinamerican meeting on Optics, Lasers and Applications (OPTILAS), October 21-26, 2007 – Campinas, SP, Brazil.**

G.Chesini, C. M. B. Cordeiro, C. J. S de Mathos, M. Fokine, I. C. S. Carvalho, and J. C. Knight, “*Towards External Control of the Guidance Properties of Photonic Crystal Fibers*”.

2. **1<sup>st</sup> Workshop on Specialty Optical Fibers and their Applications, August 20-22, 2008 - São Pedro, SP, Brazil.**

G.Chesini, C. M. B. Cordeiro, C. J. S de Mathos, M. Fokine, I. C. S. Carvalho, and J. C. Knight, “*All-fiber Devices Based on Photonic Crystal Fibers with Integrated Electrodes*”.

**3. International Microwave and Optoelectronics Conference IMOC 2009**

M. A. R. Franco, V. A. Serrão, G. Chesini, and C. M. B. Cordeiro, “*Multiphysics Analysis of an All-Photonic Crystal Fiber Device*”, submetido.(2009)

**• CONGRESSOS NACIONAIS****1. XXXI Encontro Nacional de Física da Matéria Condensada, 05-09 de maio de 2008, Águas de Lindóia, SP, Brasil.**

G.Chesini, C. M. B. Cordeiro, C. J. S de Mathos, M. Fokine, I. C. S. Carvalho e J. C. Knight, “*Externally-controlled Polarization Properties of Photonic Crystal Fibers*”.

**2. XXXII Encontro Nacional de Física da Matéria Condensada, 11-15 de maio de 2009, Águas de Lindóia, SP, Brasil.**

G.Chesini, M. A. R. Franco, V. Serrão e C. M. B. Cordeiro, “*Thermo-Mechanical-Opto Analysis and Experimental Results of an All-fiber Device Based on Photonic Crystal Fibers with Integrated Electrodes*”.

# Sumário

<b>Capítulo 1 – Introdução.....</b>	<b>1</b>
<b>Capítulo 2 – Fibras de Cristal Fotônico.....</b>	<b>5</b>
2.1 Cristais Fotônicos.....	5
2.1.1 Confinamento de luz em fibras de cristal fotônico.....	6
2.2 Processos de fabricação de fibras de cristal fotônico.....	7
2.2.1 Furação.....	8
2.2.2 Extrusão.....	9
2.2.3 Empilhamento.....	10
2.3 Dispositivos óticos em fibras óticas.....	11
<b>Capítulo 3 – Fibras de cristal fotônico: fabricação e integração de eletrodos...17</b>	
3.1 Fibras de cristal fotônico desenvolvidas.....	17
3.2 Integração de eletrodos.....	19
3.2.1 Inserção manual de fios metálicos.....	19
3.2.2 Deposição de filmes metálicos.....	20
3.2.3 Inserção de fio metálico durante o puxamento.....	21
3.2.4 Inserção de metal no estado líquido.....	22
3.3 Fibras de cristal fotônico com eletrodos integrados.....	23
3.4 Configurações do contato elétrico.....	27
<b>Capítulo 4 – Dispositivos óticos totalmente à fibra.....</b>	<b>29</b>
4A Dispositivo ótico baseado no controle da polarização da luz.....	29
4A.1 Estudo do estado de polarização do feixe laser de He-Ne.....	29
4A.1.1 Princípio da caracterização do dispositivo.....	31
4A.2 Caracterização ótica do dispositivo.....	33
4A.3 Mecanismo de operação do dispositivo.....	36
4B Otimização do dispositivo.....	43
4B.1 Ideia geral da simulação.....	43
4B.2 Fibra, parâmetros e configurações do dispositivo estudados.....	43
4B.3 Caso térmico: três modelos.....	45

4B.3.a Comparação entre os três modelos para o caso térmico.....	46
4B.4 Resultados numéricos.....	47
4B.4.1 Caso térmico.....	48
4B.4.2 Caso mecânico ( <i>stress</i> ).....	51
4B.4.3 Caso ótico.....	53
4B.5 Comparação entre as configurações do dispositivo.....	55
4B.6 Comparação entre teoria e experimentos.....	60
4B.7 Eletrodos constituídos por outros metais.....	65
4B.9 Outras geometrias de fibras.....	69
4B.10 Considerações finais.....	70
<b>Capítulo 5 – Conclusões e perspectivas futuras.....</b>	<b>73</b>
<b>Apêndice I – Dispositivo ótico à fibra com base na aplicação de campo elétrico.....</b>	<b>75</b>
<b>Apêndice II – All-fiber Devices Based on Photonic Crystal Fibers with Integrated Electrodes.....</b>	<b>79</b>
<b>Referências.....</b>	<b>85</b>

# Capítulo 1

## Introdução

O desenvolvimento das fibras óticas propiciou grande expansão na área de telecomunicações o que permitiu, por exemplo, o surgimento da internet da forma como a conhecemos atualmente.

O uso de fibras óticas para telecomunicações foi proposto na década de 60 [1]. O principal obstáculo para essa tecnologia, porém, era a forte atenuação da luz. Na mesma época, entanto, sugeriu-se a possibilidade de que a atenuação podia ser inferior a 20 dB/km, o que tornaria as fibras óticas adequadas para telecomunicação [2]. A principal causa da atenuação residia nas impurezas encontradas no material da fibra (sílica) que podiam, em princípio, ser removidas.

Em 1970, os pesquisadores Robert D. Maurer, Donald Keck, Peter C. Schultz e Frank Zimar apresentaram a primeira fibra ótica com atenuação inferior a 20 dB/km, mais precisamente, 17 dB/km. Para tanto, doparam a sílica com titânio. Anos mais tarde, eles atingiram uma atenuação de 4 dB/km utilizando dióxido de germânio como dopante [3]. Atualmente, as fibras óticas para telecomunicação apresentam perdas da ordem de 0,2 dB/km, valor este, provavelmente, muito próximo do limite físico para atenuação.

Entretanto, as chamadas fibras óticas tradicionais, apesar de excelentes para a área de telecomunicações, não atendiam a todos os anseios dos pesquisadores que, entre outras coisas, queriam maior controle e a possibilidade de alterar as propriedades óticas das fibras, de acordo com a pesquisa de interesse [4].

Nessa linha, em 1991, Philip Russel propôs o desenvolvimento de um novo tipo de fibra, feita de um tipo de material somente e com uma estrutura de tubos de ar no seu interior e por todo seu comprimento [4]. Inicialmente, tais fibras foram chamadas de *holey fibers* (“fibras esburacadas” em tradução direta) e já representavam, mesmo em teoria, um passo além das fibras óticas convencionais. Isto porque fibras tradicionais apresentam baixo contraste de índice de refração

entre núcleo e casca, da ordem de 1%, enquanto, nessas novas fibras, a presença de buracos de ar permite que a diferença de índice seja maior. Assim, é possível confinar a luz em núcleos menores e, portanto, aumentar substancialmente os efeitos não-lineares e o controle da dispersão cromática.

Além disso, P. Russel também sugeriu que a luz poderia ser confinada numa região de baixo índice de refração, i.e, num buraco de ar (núcleo oco), apenas pela presença de uma rede periódica desses buracos ao redor da região de confinamento, num funcionamento semelhante ao de um cristal fotônico [4,5]. Este novo tipo de confinamento da luz permitia, ainda, uma alternativa à reflexão interna total (RIT), que só funciona se a região de confinamento da luz possuir índice de refração superior à vizinhança.

A primeira dessas novas fibras surgiu em 1995 [5] e desde então, uma variedade de formas e aplicações foram demonstradas. Uma questão importante a ser ressaltada se refere à nomenclatura de tais fibras. Na literatura encontramos três nomes distintos: “Fibras Esburacadas” (*HF*, do inglês *Holey Fibers*), Fibras Microestruturadas (*MOF* do inglês *Microstructured Optical Fibers*) e Fibras de Cristal Fotônico (*PCF's*, do inglês *Photonic Crystal Fibers*). Destes, os mais usados são os dois últimos: *MOF* e *PCF*, porém, cuidado deve ser tomado ao empregá-los, uma vez que *PCF* se refere apenas às fibras cujo arranjo de buracos de ar é regular e periódico [5,6], lembrando um cristal fotônico.

Áreas como ótica não linear e sensoriamento sofreram grande impacto com o advento dessas fibras óticas especiais porque elas permitem largo controle dos parâmetros óticos da fibra através do controle da geometria da mesma. Além disso, a presença da microestrutura permite ainda etapas de pós-processamento da fibra via inserção de materiais. Dentre as diversas possibilidades estão a inserção de líquidos e gases [7-9], espécies biológicas [10] e materiais sensíveis a temperatura e/ou campos elétrico e magnético, que podem, então, ser colocados dentro ou próximo do núcleo. Neste último caso, o material mais comumente utilizado é o cristal líquido, cujas propriedades óticas e, portanto as propriedades do guia de onda, podem ser ajustadas via temperatura [11] e/ou campo elétrico [12].

A possibilidade de se controlar externamente as propriedades do guia de onda permite a realização de diferentes tipos de dispositivos óticos à fibra. Dispositivos estes que exploram as qualidades inerentes às fibras, como produção em massa, robustez mecânica, longo comprimento de interação e, especialmente, a facilidade de integração com outros sistemas a fibra.

Um modo ainda não explorado de controlar ativamente o dispositivo baseado em fibras micro-estruturadas é integrar eletrodos (fios ou filmes metálicos) no interior da fibra. Nessa linha, até o momento, várias técnicas para integração de eletrodos já foram reportadas na literatura [13-17], mas todas elas em fibras tradicionais, geralmente com núcleo dopado de germânio e um ou dois buracos para inserção do eletrodo. Já os dispositivos a fibra baseados em *PCF's* se utilizam de polímeros com índice de refração altamente dependentes da temperatura para formação de atenuadores óticos variáveis ou filtros óticos sintonizáveis [18].

Este trabalho de mestrado tem como proposta explorar as novas possibilidades abertas pelas *PCF's*. Nesse intuito, desenvolvemos, no grupo de pesquisa, uma fibra de cristal fotônico com dois grandes buracos, aos quais integramos eletrodos. No capítulo 3 desta dissertação discutimos os processos de integração de eletrodos encontrados na literatura, bem como o método reproduzido nesse trabalho e apresentamos um dispositivo ótico totalmente à fibra. No capítulo 4, exploramos a aplicação do dispositivo criado no controle da polarização via aplicação de corrente elétrica em um dos eletrodos. Discutimos, também, maneiras de se otimizar o funcionamento do dispositivo, utilizando um ou os dois eletrodos integrados. No caso de utilizarmos os dois eletrodos integrados, podemos alterar o elemento de controle externo, como proposta do apêndice A em que é descrita a fabricação de uma fibra especial para aplicação de campo elétrico entre os eletrodos. Por fim, o capítulo 5 apresenta as conclusões e perspectivas futuras do trabalho aqui desenvolvido.



## Capítulo 2

### Fibras de Cristal Fotônico

Fibras de cristal fotônico são fibras óticas especiais que possuem, em sua seção transversal, buracos de ar periodicamente arranjados e que percorrem todo seu comprimento [5,6], lembrando um cristal fotônico. Apesar das diversas estruturas que podem ser fabricadas, podemos dividi-las em dois grupos, quanto ao mecanismo de guiamento da luz: fibras de núcleo com alto índice de refração e fibras com núcleo de baixo índice de refração, comparados, obviamente, com a vizinhança.

No caso de fibras de núcleo com alto índice de refração (núcleos sólido, geralmente), a luz é guiada via reflexão interna total (RIT) enquanto em fibras de núcleo com índice baixo (fibras de núcleo oco, em geral), o guiamento se deve a um *band gap* fotônico. Ambos os tipos de guiamento serão discutidos mais adiante nesta dissertação.

#### 2.1 Cristais Fotônicos

Um cristal é um arranjo espacialmente periódico de átomos ou moléculas. Um elétron viajando por um cristal sente a presença de um potencial também periódico, que determina as propriedades de condução do cristal. Analogamente, podemos pensar em fótons se propagando por um material que apresenta periodicidade na constante dielétrica. Nessa configuração, o potencial periódico é substituído por uma função dielétrica (ou índice de refração) periódica e temos um cristal fotônico.

A periodicidade dos cristais fotônicos pode se dar em uma, duas ou nas três direções espaciais, constituindo cristais fotônicos uni, bi ou tridimensionais, respectivamente (figura 2.1) [19]. No caso de constantes dielétricas suficientemente diferentes e baixa absorção da luz pelos materiais, as refrações e reflexões nas várias

interfaces podem fazer com que a luz não seja guiada em determinadas direções e com determinados comprimentos de onda.

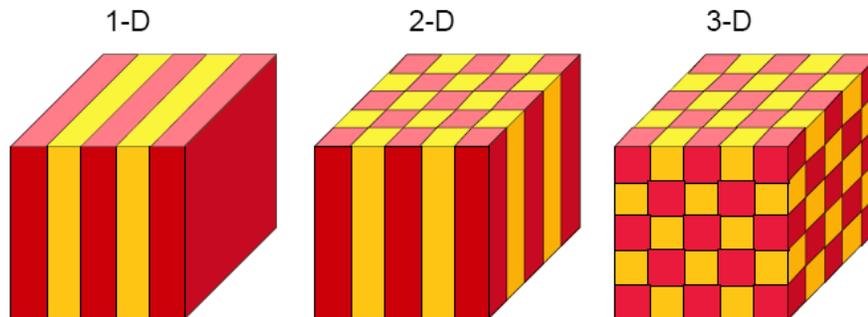


Figura 2.1 – Modelo de cristais fotônicos uni, bi e tridimensionais

No caso específico de fibras de cristal fotônico, podemos considerá-las efetivamente como estruturas bidimensionais, uma vez que o comprimento é muito maior que as dimensões transversais. Porém, há uma diferença fundamental entre os cristais fotônicos e as fibras de cristal fotônico: o plano de propagação da luz. Em cristais fotônicos, a luz se propaga no plano do cristal enquanto no interior das fibras, apenas a componente do vetor de onda que é perpendicular ao eixo da fibra sente, de fato, a presença da estrutura periódica de índice de refração.

### 2.1.1 Confinamento da luz em fibras de cristal fotônico

Em fibras óticas tradicionais o guiamento da luz é feito por RIT. Para tanto, geralmente se dopa o núcleo com algum material, como, por exemplo, germânio, a fim de fazer com que o índice de refração do mesmo seja levemente superior ao da vizinhança.

*PCF's* geralmente são feitas a partir de um único material, ou seja, não há dopantes na região do núcleo. Entretanto, a presença de buracos de ar reduz o índice de refração efetivo da casca, composta de vidro e ar, fazendo com que este seja inferior ao índice do núcleo, composto apenas por vidro. Alternativamente, pode-se pensar que, em vez do núcleo, a casca foi dopada, porém, com material de baixo índice de refração, no caso ar.

Outra visão sobre o guiamento da luz em fibras de cristal fotônico é que, fundamentalmente, a luz é guiada pelo efeito de *band gap* fotônico. Como discutimos anteriormente, para frequências dentro de um *band gap* fotônico, a luz é proibida de se propagar no cristal fotônico. Entretanto, a presença de um defeito na estrutura do cristal (no caso o núcleo sólido ou oco) pode permitir que algumas frequências dentro da região de *band gap* possam se propagar. Isso é semelhante à presença de estados ligados associados a defeitos em semicondutores [20].

## 2.2 Processos de fabricação de fibras de cristal fotônico

Antes de discorrermos sobre os processos de fabricação de fibras de cristal fotônico, vamos resumir como fibras óticas tradicionais são manufaturadas. Aqui, cabe lembrar que devemos prestar atenção a duas regiões distintas da fibra: o núcleo, onde a luz é efetivamente guiada e a casca (região ao redor do núcleo). A primeira escolha a ser feita é a partir de qual material a fibra será fabricada. Alguns requisitos básicos devem ser atendidos pelos materiais em questão: (a) eles devem ser dielétricos; (b) devem apresentar excelente transparência ótica na região do espectro de interesse; (c) os materiais do núcleo e da casca devem possuir propriedades mecânicas e térmicas semelhantes e índices de refração ligeiramente distintos; e (d) devem permitir a fabricação de fibras finas, longas, flexíveis mas robustas ao mesmo tempo.

Dois são os materiais dielétricos que se adequam às exigências acima: vidro e plástico. O plástico apresenta vantagens por ter temperaturas de processamento mais baixas, facilitando a dopagem da fibra e por permitir fibras mais grossas. Entretanto, para a área de telecomunicações, são os vidros os mais interessantes, dada a baixa atenuação nos comprimentos de onda de interesse. Dentre os tipos de vidro utilizados podemos citar a sílica, pura ou dopada, ou vidros mais 'moles' como o borossilicato. Entre os métodos de formação do núcleo e da casca temos, por exemplo, o *MCVD* (*Modified Chemical Vapour Deposition*) e o *Rod-in-Tube*. A descrição destes e outros processos pode ser encontrada em [21].

Quaisquer que sejam o material ou processo de fabricação escolhidos, obtemos uma pré-forma (versão macroscópica da fibra). Esta pré-forma é, então,

levada a uma torre de puxamento onde é inserida em um forno de alta temperatura, cuja função é amolecer o vidro (figura 2.2) [21]. Controlando-se as velocidades de alimentação do forno e de puxamento da fibra, controla-se o diâmetro da mesma.

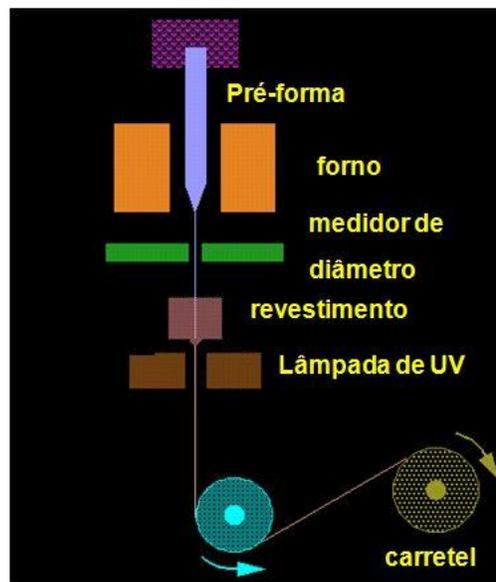


Figura 2.2 – Esquema de uma torre de puxamento de fibras. A pré-forma alimenta o forno onde é amolecida e desce, sendo puxada pelos carretéis.

Vamos agora descrever os três métodos pelos quais podemos fabricar pré-formas de fibras de cristal fotônico: furação, extrusão e empilhamento.

### 2.2.1 Furação

Conforme o próprio nome indica, o método de furação consiste em desenhar a estrutura desejada fazendo furos controlados por toda a pré-forma da fibra. A figura 2.3 mostra uma pré-forma em processo de fabricação e alguns exemplos de pré-formas prontas para serem levadas à torre de puxamento [22].

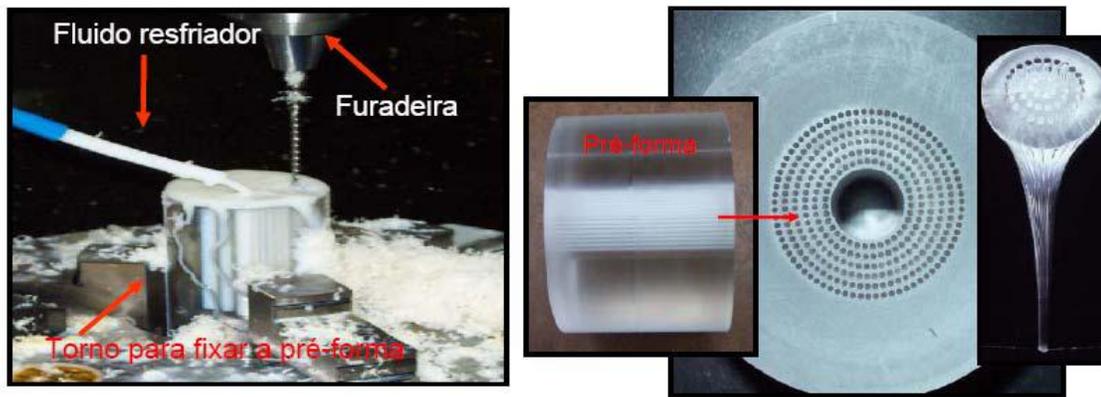


Figura 2.3 – Processo de fabricação de pré-formas por furação e algumas pré-formas prontas para serem levadas à torre de puxamento

Este processo é mais indicado para fabricação de fibras plásticas, dada a dificuldade em se furar vidro sem comprometer toda a estrutura. Ainda, existe um limite físico para o tamanho mínimo da pré-forma, dado pela ‘resolução’ da furadeira.

### 2.2.2 Extrusão

Neste método cria-se uma máscara com o negativo do padrão desejado para a fibra. Uma pequena amostra de material, vidro ou plástico, é, então, amolecida e pressionada contra a máscara. Dessa forma, criamos uma pré-forma com a geometria moldada pela máscara já fabricada (figura 2.4) [22]. A grande desvantagem do método é que praticamente não há materiais para confecção de máscaras que resistam à alta temperatura de processamento da sílica (temperatura de amolecimento  $\sim 1600^{\circ}\text{C}$ ) sem que haja contaminação. Além disso, o tamanho das pré-formas fabricadas é reduzido.

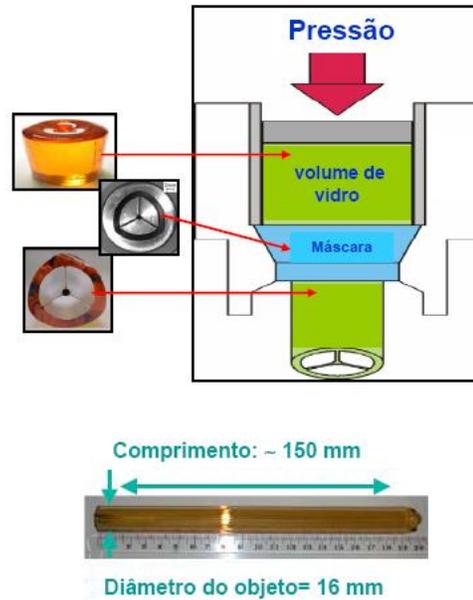


Figura 2.4 – Esquema da fabricação de pré-formas por extrusão e tamanho típico da pré-forma fabricada

### 2.2.3 Empilhamento

O método consiste em fabricar, primeiramente, capilares ou bastões sólidos de diâmetros da ordem de poucos milímetros. Em seguida, esses tubos são empilhados de modo a formarem a estrutura final da fibra, porém em versão macroscópica, num processo que requer habilidade e paciência. Na figura 2.5 temos (a) um esquema do empilhamento de uma fibra de núcleo sólido, com os tubos representando os buracos periódicos e o bastão o núcleo sólido, e (b) uma foto de uma pré-forma real já empilhada e com uma jaqueta de vidro.

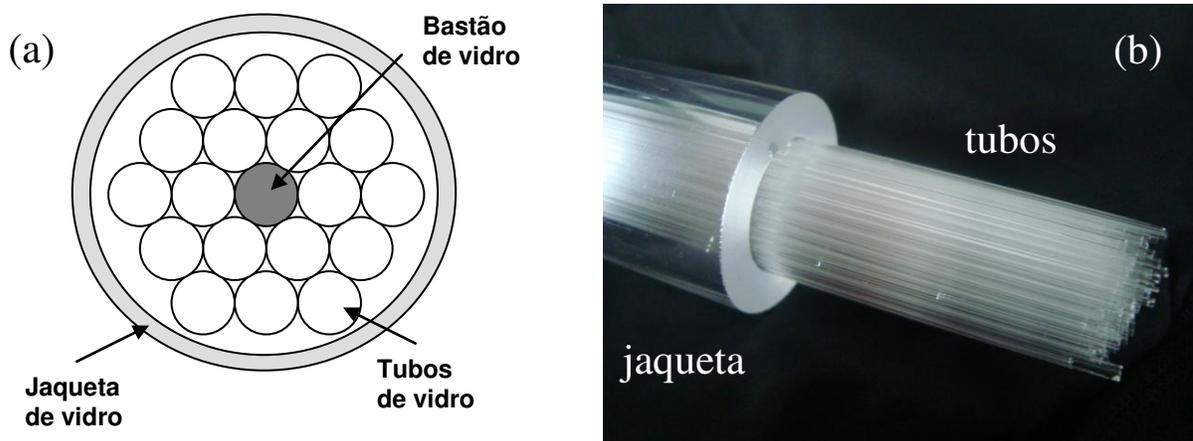


Figura 2.5 – (a) Esquema do empilhamento da pré-forma (b) pré-forma empilhada.

Este é o método mais utilizado na fabricação de fibras de cristal fotônico, justamente por não haver problemas de contaminação da pré-forma, como no caso da extrusão. Há ainda, maior controle dos parâmetros geométricos da fibra como, por exemplo, o tamanho e a distância entre os buracos. A desvantagem é que, nesta técnica, estamos limitados a geometrias hexagonais.

Com as diversas geometrias possíveis, as fibras de cristal fotônico encontram campo de atuação em áreas como ótica não-linear, sensoriamento e, especialmente, na área de dispositivos óticos à fibra, que é o objeto de discussão da próxima seção.

### 2.3 Dispositivos óticos em fibras óticas

Dispositivos óticos são importantes porque permitem alterar, de forma controlada, propriedades da luz que se propaga em algum meio. Dispositivos óticos à fibra ganharam espaço porque permitem que qualidades inerentes das fibras óticas sejam exploradas. Fibras óticas são, por exemplo, robustas, flexíveis e produzidas em larga escala. No entanto, a principal vantagem das fibras óticas é a sua fácil integração a sistemas óticos à fibra. No caso de fibras microestruturadas e *PCF's*, a inserção de materiais nos buracos permite longos comprimentos de interação entre luz e matéria com pequenos volumes de material utilizados. Por fim, *PCF's* permitem, ainda, a criação de dispositivos à fibra totalmente integrados.

Dispositivos óticos em fibras tradicionais são amplamente utilizados na área de telecomunicações. Podemos destacar, entre eles, os amplificadores à fibra para regeneração do sinal ótico e as redes de Bragg em fibra para uso como filtro ótico.

O controle externo das propriedades óticas da luz que viaja no interior de uma fibra ótica pode ser feito de diversas maneiras, criando-se uma grande variedade de dispositivos ativos. Em fibras sem microestrutura, uma técnica de controle ativo em destaque atualmente é a de integrar eletrodos (fios ou filmes metálicos) dentro das fibras.

Em 2002, um interferômetro Mach-Zehnder à fibra foi desenvolvido integrando-se eletrodos sólidos à temperatura ambiente, em fibras conhecidas como

*twin-core twin-hole* [13]. Estas fibras possuem dois núcleos (*twin-core*) onde a luz é guiada e dois buracos (*twin-hole*), não simétricos aos núcleos, onde são inseridos os eletrodos, conforme esquema da figura 2.6.

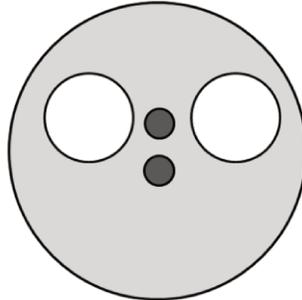


Figura 2.6 – Esquema da fibra *twin-core twin hole* com dois buracos para integração de eletrodos. A distância desses buracos aos núcleos não é a mesma.

Nesse trabalho, especificamente, iluminou-se os dois núcleos de modo que a luz propagasse por ambos independentemente. Na saída da fibra, após a reconstituição do feixe original, um padrão de interferência foi formado. Como a distância dos eletrodos a cada um dos núcleos é diferente, pode-se aplicar campo elétrico preferencialmente a um deles. O núcleo sujeito ao campo elétrico tem seu índice de refração alterado, por efeito *Kerr* DC (efeito eletro-ótico em que a mudança do índice é proporcional à amplitude ao quadrado do campo elétrico DC. O efeito *Kerr* também ocorre para campos alternados recebendo, nesse caso, o nome de efeito *Kerr* ótico).

Assim, controlando-se o campo elétrico, altera-se o índice de refração em um dos núcleos e modula-se a fase da luz. Esta modulação de fase é transformada em modulação de amplitude pelo interferômetro, criando um modulador eletro-ótico.

Mais recentemente, Margulis e Knape [16] integraram eletrodos em uma fibra com apenas um núcleo para chaveamento ótico (figura 2.7). O dispositivo funciona com a passagem de corrente elétrica em apenas um dos eletrodos que, por efeito Joule, expande e comprime o núcleo. Essa compressão, por sua vez, induz uma birrefringência no núcleo alterando o estado de polarização da luz guiada na fibra, por exemplo, transformando luz linearmente polarizada em luz elipticamente polarizada. Com a aplicação de pulsos de alta voltagem com duração de nanosegundos, tempos de resposta da ordem de poucos nanosegundos foram obtidos.

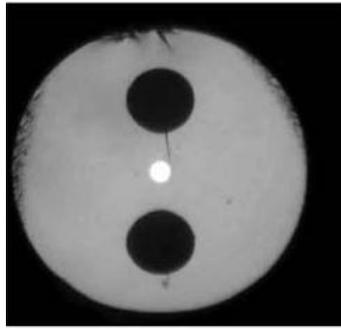


Figura 2.7 – Fibra fabricada para integração de eletrodos e criação de chave ótica pelo controle da polarização.

Posteriormente, uma rede de Bragg foi gravada na mesma fibra do trabalho anterior [17]. Nesse caso, a aplicação de pulsos de alta voltagem, e a conseqüente birrefringência induzida, possibilita sintonizar a rede de Bragg com tempos de resposta da ordem de nanosegundos.

No entanto, o objetivo primário de vários trabalhos em que eletrodos são integrados em fibras é a realização da chamada polarização térmica, ou *thermal poling* [23-26]. A polarização térmica consiste, basicamente, em gravar um campo elétrico DC no interior de um material e, a partir daí, explorar o efeito eletro-ótico.

Os trabalhos citados anteriormente exploram as vantagens de se integrar eletrodos em fibras óticas. No entanto, todos foram realizados em fibras óticas tradicionais. Apesar de apresentarem um ou dois núcleos e um ou dois buracos micrométricos para integração de eletrodos, estes buracos têm pouca influência na propagação da luz no núcleo, ao contrário dos buracos nas fibras de cristal fotônico.

Na linha de dispositivos com fibras de cristal fotônico, a idéia geral é a de aproveitar a microestrutura das mesmas para inserir materiais que sejam sensíveis a algum parâmetro externo como, por exemplo, campo elétrico ou temperatura.

Eggleton *et.al.* demonstraram em 2001 que, com a inserção de um polímero cujo índice de refração varia mais fortemente com a temperatura que o índice de refração da sílica, é possível, em uma fibra com uma rede de Bragg inscrita no núcleo, sintonizar as ressonâncias da rede alterando a temperatura da fibra [18]. Assim, cria-se um filtro ótico sintonizável.

Cristais líquidos também são utilizados em dispositivos óticos, pois podem ter o índice de refração ajustado por ação elétrica [12], mecânica [27] ou da temperatura [11]. Para tanto, geralmente, inserem-se cristais líquidos com índice de refração maior que o do material da fibra de modo a alterar o mecanismo de guiamento da luz, passando de reflexão interna total para *bandgap* fotônico e, então, sintonizar o *bandgap* por uma das maneiras citadas, conforme figura 2.8 [11].

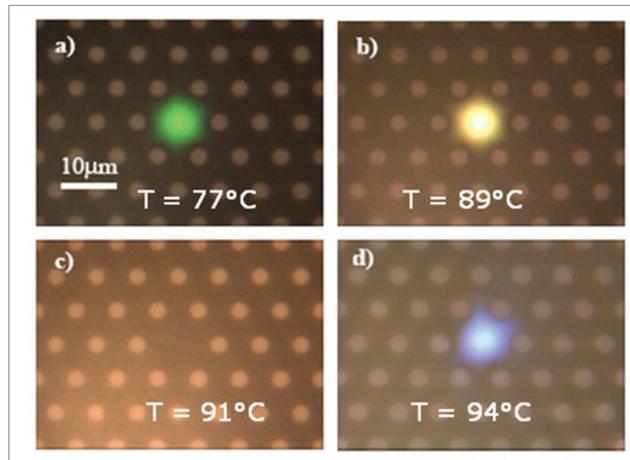


Figura 2. – PCF com cristal líquido inserido nos buracos da microestrutura em que o *band gap* fotônico é sintonizado por meio da temperatura.

Os trabalhos comentados aqui, apesar de se enquadrarem na categoria de dispositivos óticos, apresentam características que os diferem substancialmente. A integração de eletrodos, como dito anteriormente, foi realizada apenas em fibras tradicionais, sem microestrutura. Já os trabalhos com fibras de cristal fotônico possuem os elementos de controle externos às fibras e pouco utilizam os novos graus de liberdade trazidos por elas.

Como já discutido, com as fibras de cristal fotônico podemos ter outra forma de confinamento da luz no núcleo da fibra que não a reflexão interna total. Além disso, há a possibilidade de se fabricar fibras de cristal fotônico a partir de um único material, uma vez que o contraste de índices se dá pela quantidade de ar nos buracos. No entanto, a principal vantagem se refere à possibilidade de mudar o arranjo de buracos que forma a estrutura do cristal fotônico na fibra e, assim, alterar tanto as propriedades óticas quanto as mecânicas da fibra [28].

Dessa forma, o passo natural é juntar as duas linhas de pesquisa já desenvolvidas, integrando o elemento de controle nas fibras de cristal fotônico e criando dispositivos totalmente integrados. Este trabalho de mestrado tem por objetivo desenvolver e explorar essa nova configuração de dispositivos óticos totalmente à fibra.



## Capítulo 3

# Fibras de cristal fotônico: fabricação e integração de eletrodos

Neste capítulo apresentaremos a fibra de cristal fotônico desenvolvida pelo grupo para o trabalho e discutiremos as vantagens e desvantagens dos diversos processos de inserção de eletrodos nos buracos de fibras óticas microestruturadas. Na literatura, encontramos as seguintes técnicas: inserção manual de fios metálicos [26], deposição de filmes metálicos [14], inserção de fio metálico durante o puxamento da fibra [15] e, por fim, inserção de metal no estado líquido [13,16].

### 3.1 Fibras de cristal fotônico desenvolvidas

Para o trabalho desta tese, desenvolvemos uma fibra de cristal fotônico com dois buracos externos à microestrutura para integração de eletrodos. Dois tipos de vidro foram utilizados na fabricação: borossilicato e sílica. As fibras de borossilicato (figura 3.1a) foram desenvolvidas pelo grupo e utilizando a infra-estrutura do Laboratório do Grupo de Materiais Vítreos e Nanoestruturas (GMVN) da Universidade Estadual de Campinas (UNICAMP). Já as fibras de sílica (figura 3.2b) foram feitas pelo grupo e utilizando a torre de puxamento da Universidade de Bath, Inglaterra. Ambas foram fabricadas através da técnica de empilhamento, porém, em duas etapas: a primeira para a microestrutura e a segunda para os buracos dos eletrodos.

Apesar das diferenças entre os vidros utilizados na fabricação das fibras, as estruturas são semelhantes e a finalidade das duas é a mesma. Visualmente, podemos ressaltar duas grandes diferenças. A primeira refere-se ao fato da fibra de borossilicato possuir os buracos para integração de eletrodos mais circulares que a fibra de sílica. Essa é apenas uma questão de fabricação, pois, durante o empilhamento optou-se por não preencher alguns espaços entre os capilares com bastões sólidos de vidro. Assim,

durante o puxamento, podemos dizer que “faltou” vidro em algumas regiões, porém, tal opção não interfere nas propriedades óticas da fibra. A segunda diferença refere-se à maior regularidade dos buracos da microestrutura da fibra de sílica, fato esse que se explica pela melhor qualidade (maior controle da temperatura e das velocidades de puxamento) da torre de puxamento da fibra de sílica.

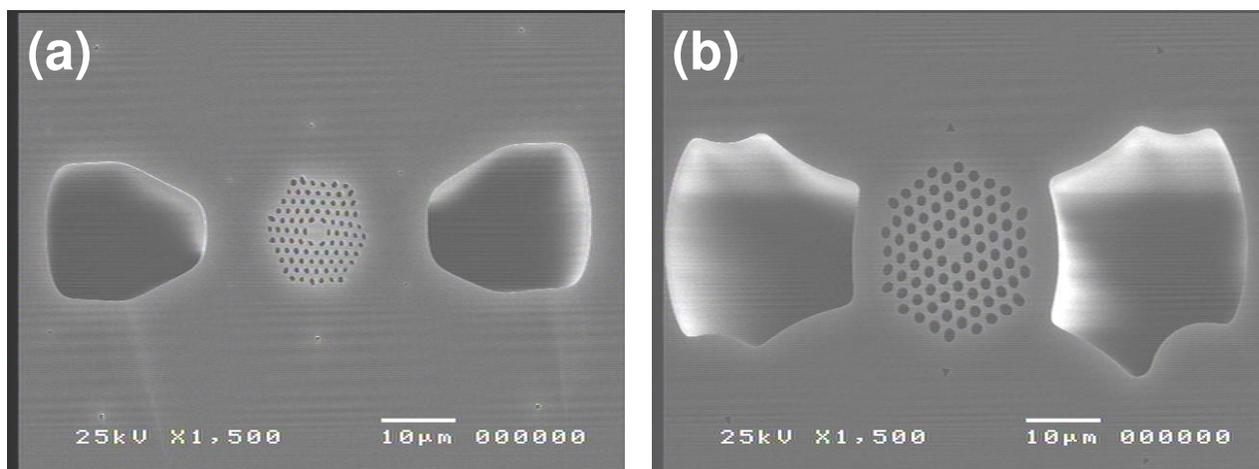


Figura 3.1 – Foto da seção transversal das fibras fabricadas (a) borossilicato (b) sílica

Na tabela 3.1 apresentamos uma comparação entre as dimensões e parâmetros geométricos das fibras fabricadas com borossilicato e sílica.

Parâmetros geométricos	Borosilicato ( $\mu\text{m}$ )	Sílica ( $\mu\text{m}$ )
Diâmetro externo	~ 300	~ 170
Diâmetro do núcleo	3	2,5
Diâmetro dos buracos da casca ( $d$ )	0,7	1,5
Distância entre buracos ( $\Lambda$ )	1,5	2,2
Largura dos buracos para eletrodos	~ 20	~ 25
Distância núcleo-buraco para eletrodo	15	13,5
$d/\Lambda$	0,47	0,68

Tabela 3.1 – Parâmetros geométricos das fibras de borossilicato e sílica

A integração de eletrodos às fibras de cristal fotônico desenvolvidas pode ser feita por vários métodos. Nas próximas seções, discutiremos as vantagens e

desvantagens de cada método, bem como o modo que integramos eletrodos nas fibras deste trabalho.

## **3.2 Integração de Eletrodos**

### **3.2.1 Inserção manual de fios metálicos**

A técnica de inserção manual de fios metálicos [26] consiste em, primeiramente, polir a lateral da fibra até que um buraco seja feito. Através deste buraco, um fio metálico é, então, inserido no interior da fibra pelo comprimento desejado (figura 3.2). A grande vantagem dessa técnica é que ela permite que as extremidades da fibra fiquem sem metal. Isso é importante caso a aplicação desejada requiera que as extremidades da fibra com eletrodos sejam fundidas a outras fibras. Além disso, nessa configuração, luz e metal entram na fibra em posições distintas (luz pela face da fibra e metal pela lateral).

Apesar das vantagens citadas anteriormente, as desvantagens desta técnica são mais numerosas e incisivas. Em primeiro lugar, inserir fios metálicos manualmente é uma tarefa que requer habilidade e consome tempo. Segundo, quanto maior o comprimento do dispositivo, maior as instabilidades mecânica e térmica. Ainda, para que a inserção seja possível, o fio metálico deve ser flexível e razoavelmente menor que o buraco da fibra. Nesta condição, torna-se impossível garantir que a posição do fio ao longo da fibra não varie dentro da mesma fibra ou de uma fibra para outra. Consequentemente, não existe repetitividade de um dispositivo para outro. Por fim, dispositivos baseados na dilatação do eletrodo não são possíveis por esta técnica, uma vez que o eletrodo não preenche todo o buraco.

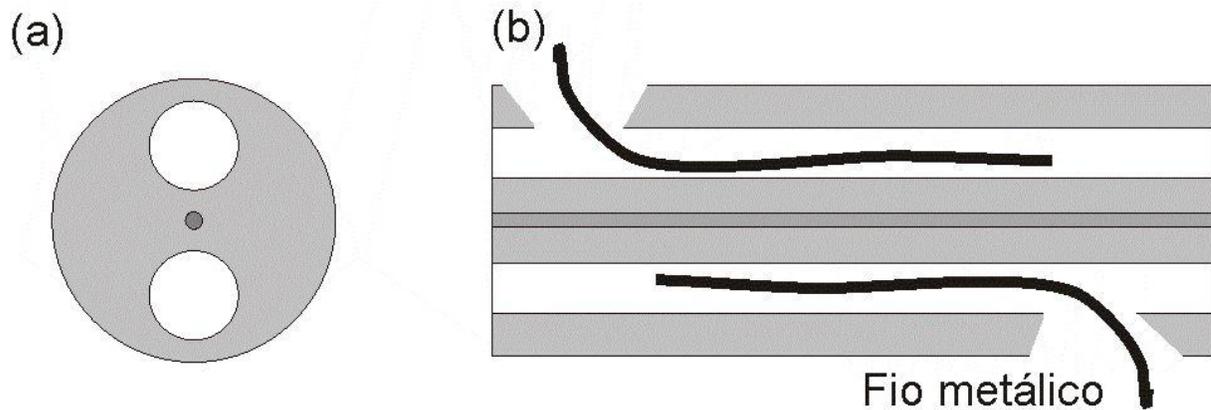


Figura 3.2 – Esquema da inserção manual de fios metálicos. (a) face da fibra óptica tradicional com os dois buracos para integração do eletrodo. (b) visão lateral da fibra com dois buracos laterais, feitos através de polimento, com os fios inseridos.

### 3.2.2 Deposição de filmes metálicos

Nesta técnica, um sal metálico é inserido na fibra juntamente com uma solução redutora. No interior da fibra, após uma reação química de redução, partículas metálicas são depositadas na superfície interna dos buracos, formando um filme fino por todo o comprimento da fibra [14]. Para realizar o contato elétrico, a fibra é polida lateralmente e um pequeno pedaço de fio metálico é inserido e conectado ao filme já depositado.

Além de ser mais facilmente empregada que a técnica de inserção manual de fios metálicos, a deposição de filmes metálicos também permite que a fibra em questão seja fundida a outras fibras, sem a necessidade de se remover o metal das extremidades. Entretanto, este processo cria não só partículas metálicas, mas outros produtos provenientes da reação química. A quantidade e o tamanho dessas partículas devem ser controlados, por meio da monitoração da temperatura e da pressão em que a reação ocorre. Novamente, dispositivos baseados na expansão do eletrodo por aquecimento também não são possíveis com esta técnica.

### 3.2.3 Inserção de fio metálico durante o puxamento da fibra

Como indica o nome desta técnica, a inserção do eletrodo se dá durante o puxamento da fibra [15]. Nela, a pré-forma da fibra (versão macroscópica da fibra, ver figura 2.5.b) é alimentada com um fio metálico e o conjunto todo passa pelo forno da torre de puxamento (figura 3.3). A grande vantagem dessa técnica é que ela permite a fabricação de grandes comprimentos de fibras com eletrodos internos. Porém, devido às altas temperaturas de puxamento da fibra, pode ocorrer oxidação do fio metálico. Para evitar isso, é necessário impedir que qualquer gás reativo entre na pré-forma ou na zona quente do forno. Além disso, vidro e metais possuem propriedades térmicas muito diferentes, o que dificulta o puxamento da fibra com os dois materiais simultaneamente. Outra desvantagem é que, com esse procedimento, não há como deixar as extremidades da fibra sem metal.

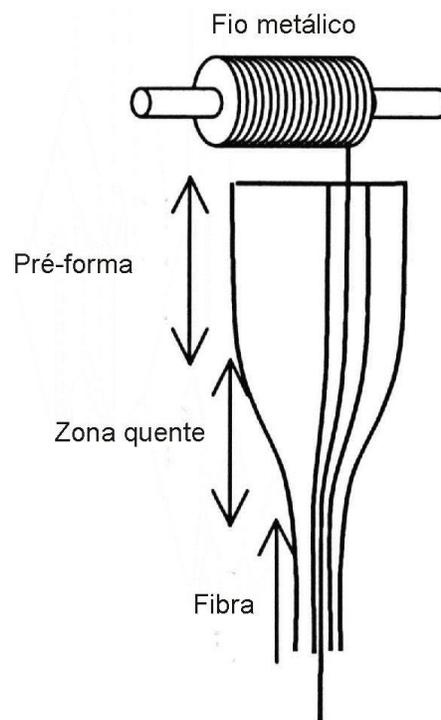


Figura 3.3 – Esquema da inserção de fios metálicos durante a fabricação da fibra. O fio é inserido na pré-forma (versão macroscópica da fibra) e o conjunto levado ao forno (zona quente no desenho).

### 3.2.4 Inserção de metal no estado líquido

Inserir metal na fibra no estado líquido [13,16] é, das técnicas apresentadas aqui, provavelmente, a mais fácil. Nela, uma liga metálica é liquefeita dentro de uma câmara de pressão. Neste estágio, uma extremidade da fibra é mergulhada dentro do metal e, com a câmara de pressão selada, permite-se a entrada de um gás qualquer. O gás ocupa todo o volume da câmara e pressiona a superfície do metal líquido, empurrando-o para dentro da fibra. Então, libera-se o gás dentro da câmara de pressão e esfria-se lentamente a fibra com metal dentro até a temperatura ambiente.

Esta técnica apresenta praticamente todas as vantagens das técnicas anteriormente citadas: podem-se criar eletrodos sólidos a temperatura ambiente por longos comprimentos; não há problemas quanto à posição dos eletrodos, uma vez que o metal preenche todo o buraco da fibra; e, com um pouco mais de processamento, é possível obter ambas as extremidades livres de metal. Como contraponto, precisamos ser capazes de fundir o metal de trabalho, o que nos faz procurar ligas metálicas com baixo ponto de fusão, comparado com o ponto de amolecimento da sílica, 1600°C. Outro ponto fundamental da técnica é o controle da temperatura do forno, especialmente durante o resfriamento.

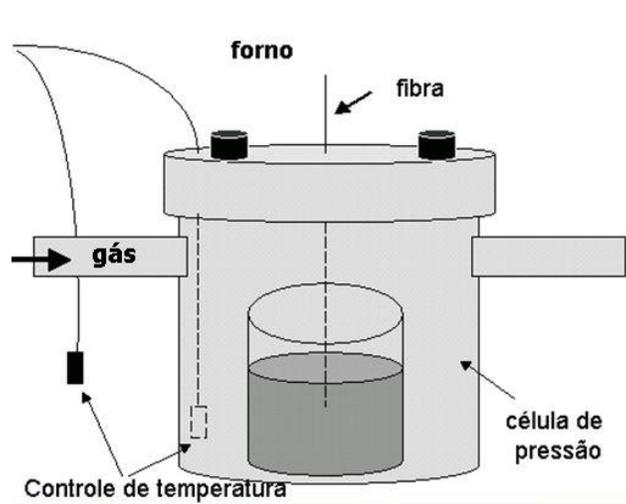


Figura 3.4 – Esquema da inserção de metal no estado líquido. Nesse método, o metal é derretido dentro de uma câmara de pressão e a fibra mergulhada dentro dele. Então, libera-se um gás que ocupa todo o volume da câmara e pressiona o metal para dentro da fibra. Quando a fibra está totalmente preenchida, libera-se o gás e resfria-se o sistema.

### 3.3 Fibras de Cristal Fotônico com Eletrodos Integrados

Nesta dissertação, a técnica empregada para integração de eletrodos é a de inserção de metal no estado líquido e as ligas metálicas utilizadas são Bi-Sn (43% Bi e 57% Sn, ponto de fusão = 139°C) e Au-Sn (80% Au, 20% Sn, ponto de fusão aproximadamente 300°C). A figura 3.5.a mostra uma foto da face da fibra com eletrodos integrados. Pode-se notar, através de um microscópio ótico, que a microestrutura não é danificada pela inserção do metal e que não há metal nos buracos menores. Aqui, nenhum procedimento especial para impedir a entrada de metal nos buracos menores foi adotado. A simples diferença de tamanho dos buracos age como um filtro. Isto é, o metal entra mais rapidamente nos buracos maiores e, portanto, após preencher toda a fibra, simplesmente corta-se a parte inicial que também possui metal nos buracos menores. A figura 3.5.b mostra a visão lateral de uma fibra de borosilicato com eletrodo integrado. As partes brilhantes representam o metal. A figura 3.5.c mostra a presença de *gap* (região sem metal) no eletrodo.

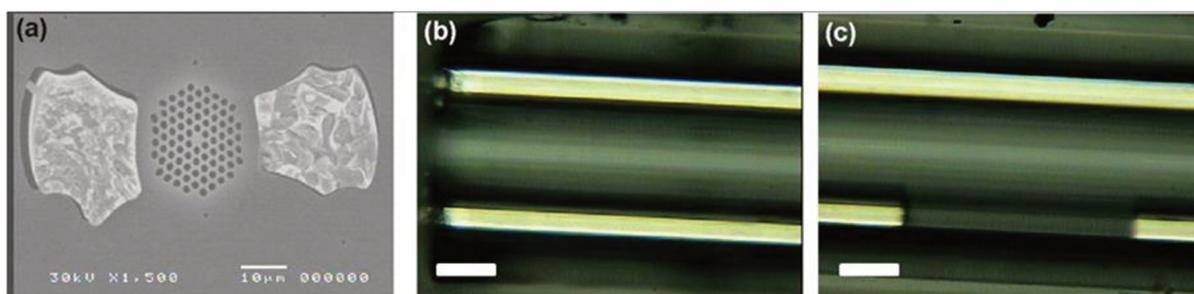


Figura 3.5 – (a) Face da fibra de sílica com eletrodos integrados (b) visão lateral da fibra de borosilicato com eletrodos integrados (parte brilhante) (c) presença de *gap* (região sem metal) no eletrodo. Na figura (a) a barra branca representa 10 $\mu$ m. Em (b) e (c) 50 $\mu$ m.

Como citado na descrição da técnica, é fundamental controlar a temperatura do forno, especialmente durante o resfriamento do sistema. Isso porque os materiais envolvidos (vidro e metal) possuem coeficientes de dilatação térmica bem diferentes. Para sílica, o coeficiente é  $0,55 \times 10^{-6}/^{\circ}\text{C}$  enquanto para a liga de Bi-Sn deste trabalho ele vale  $15 \times 10^{-6}/^{\circ}\text{C}$ . Assim, durante o resfriamento, o metal se contrai mais que o vidro. Se, nessa situação, mudanças bruscas de temperatura ocorrerem, pode-se

ocasionar o surgimento de *gaps* (regiões sem metal) dentro da fibra, conforme figura 3.5.c.

Após inserção do metal, é necessário acessá-lo dentro da fibra para realizar contato elétrico com o mundo exterior. Como qualquer processo na face da fibra prejudicaria o acoplamento da luz na mesma, a alternativa é acessar o metal lateralmente através de polimento. Para tanto, foi construído um sistema de polimento com uma alavanca e uma polia (figura 3.6). A fibra a ser polida é presa em um suporte e a altura da polia é ajustada pelo contra-peso colocado na alavanca de modo que a mesma encoste levemente a superfície da fibra. Na superfície da polia é colada uma lixa fina. A polia é, então, ligada a um motor DC que está conectado a uma fonte de tensão. Ajustando a tensão fornecida pelo motor, controla-se a velocidade com que a polia roda sobre a fibra e, portanto, controla-se a velocidade do polimento. Aqui, é preciso um compromisso entre o tempo de polimento e a grossura dos grãos da lixa. Velocidades de polimento muito elevadas e lixas muito grossas tendem a quebrar a fibra mais facilmente enquanto lixas mais finas e velocidades baixas fazem com que o tempo necessário para polir seja maior.

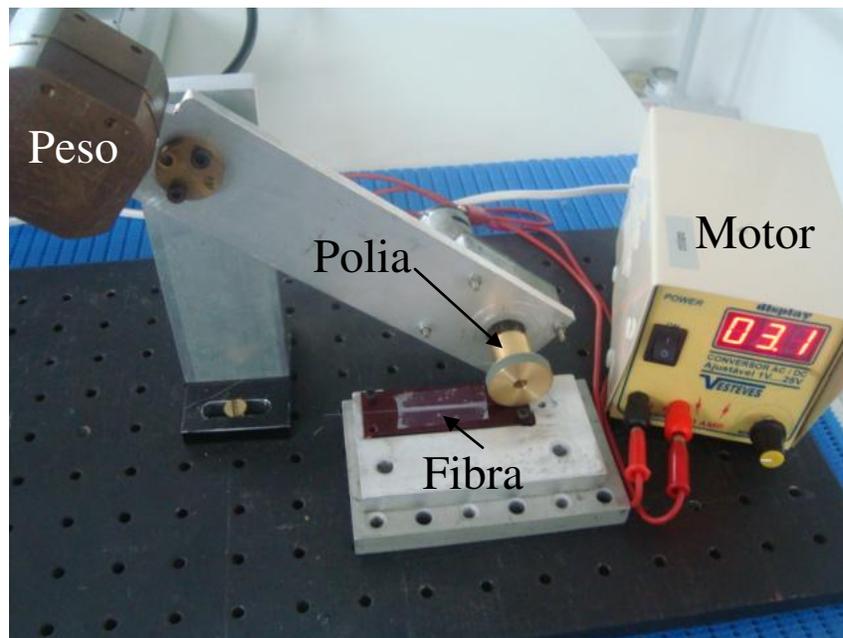


Figura 3.6 – Sistema de polimento

A evolução do processo de polimento é mostrada na figura 3.7. Inicialmente, a fibra é orientada de modo que apenas um dos eletrodos 'seja visto' pelo sistema de

polimento (número 1, figura 3.7.a). Assim que o polimento é iniciado forma-se uma região de transição entre as regiões não polida e polida (números 2 e 3 da figura 3.7.b, respectivamente). A região da fibra que encontra a polia perpendicularmente é polida por completo (figura 3.7.c, em que 4 é o metal e 5 as fronteiras da fibra). A evolução do polimento é verificada através de um microscópio ótico. A fibra é polida até que o eletrodo esteja exposto, situação confirmada pela presença de ranhuras na superfície do metal (número 6, figura 3.7.d). Caso o polimento não seja interrompido nesse momento, o eletrodo pode ser arrancado de dentro da fibra (número 7, figura 3.7.e).

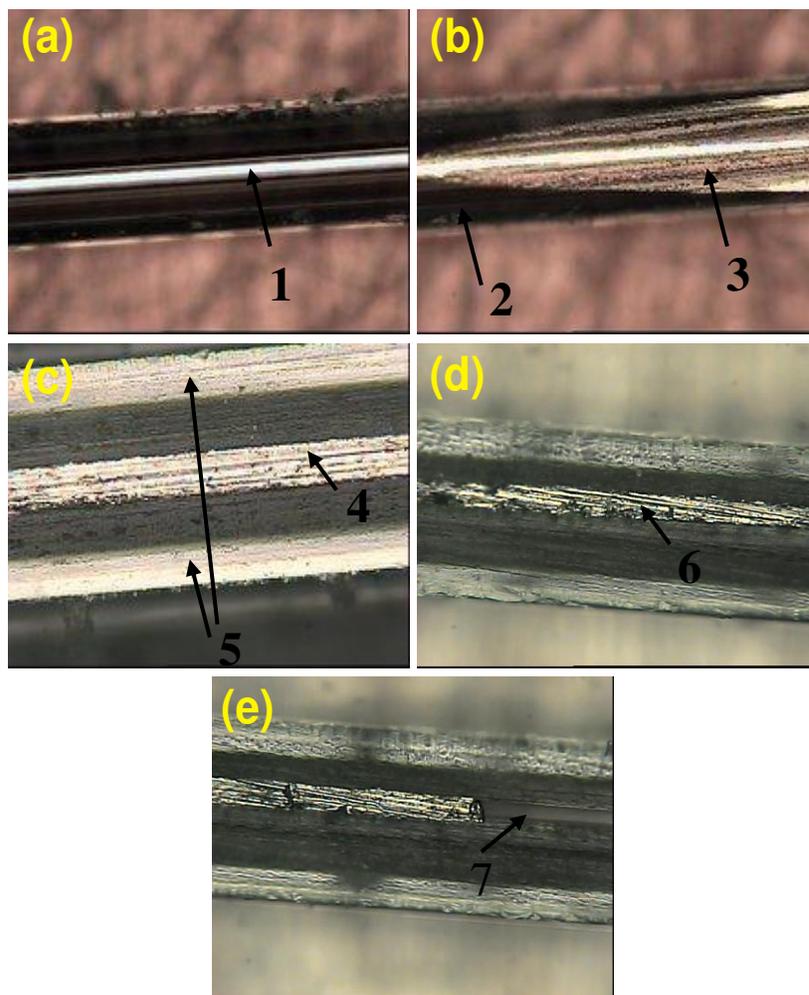


Figura 3.7 – Evolução do processo de polimento. (a) orientação da fibra para polimento e exposição de um eletrodo (b) transição entre regiões polida e não-polida da fibra (c) parte central da região de polimento (d) ranhuras na superfície metálica (e) metal retirado de dentro da fibra devido a excesso de polimento

Por fim, com o eletrodo exposto, o contato elétrico é feito cobrindo-se a região polida com um adesivo condutor, que também contém um fio de circuito elétrico afixado. O conjunto é, então, levado a um forno para secar o adesivo condutor. Tipicamente, a temperatura do forno é ajustada em 80°C - 100°C e o tempo de cura varia entre 2-4h. O dispositivo final é mostrado na figura 3.8 com dois tipos de suporte (a) plástico e (b) vidro. Utilizamos esses dois materiais por serem dielétricos e não interferirem no contato elétrico. Entre os dois, o mais adequado é o suporte de vidro porque dilata menos ao ser levado ao forno. A maior dilatação do suporte plástico pode, eventualmente, ocasionar a quebra da fibra.

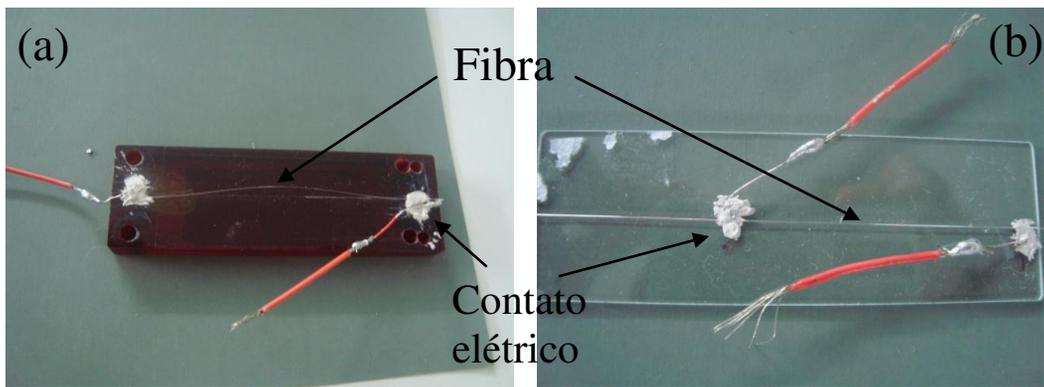


Figura 3.8 – Foto do dispositivo com (a) suporte de plástico e (b) suporte de vidro.

Para fins tecnológicos, o procedimento do contato elétrico apresentado aqui deve ser melhorado, no sentido de que o contato fique menos extenso e que não imobilize a fibra no suporte ou, até mesmo, permita que o suporte seja descartado. Uma técnica possivelmente útil consiste em (1) derreter localmente o eletrodo (na região polida), (2) mergulhar um fio extremamente fino (diâmetro da ordem de microns) no metal derretido e (3) resfriar o local, para que o fio fique preso. Apesar de trazer vantagens para o dispositivo, essa técnica não foi empregada neste trabalho, pois exige alta precisão no posicionamento da fibra e do aparelho que faz o aquecimento local.

### 3.4 Configurações do contato elétrico

Duas são as possibilidades de configuração do dispositivo baseado na fibra de cristal fotônico com dois eletrodos integrados (figura 3.9). Na primeira (figura 3.9.a), apenas um dos eletrodos é exposto em duas regiões distintas e o contato elétrico é feito em cada uma delas. Nessa situação, o dispositivo pode operar através da passagem de corrente elétrica pelo eletrodo, aplicação demonstrada no capítulo 4. Na segunda possibilidade (figura 3.9.b), cada eletrodo é exposto em apenas uma posição, sendo a distância que os separa decidida pela aplicação em questão. Nessa configuração, o dispositivo opera pela aplicação de campo elétrico entre os eletrodos. Nesse caso, se a aplicação requer que a tensão aplicada entre os eletrodos seja muito elevada, é necessário remover o metal da ponta da fibra (figura 3.9.c) para evitar quebra da rigidez dielétrica do ar entre os eletrodos.

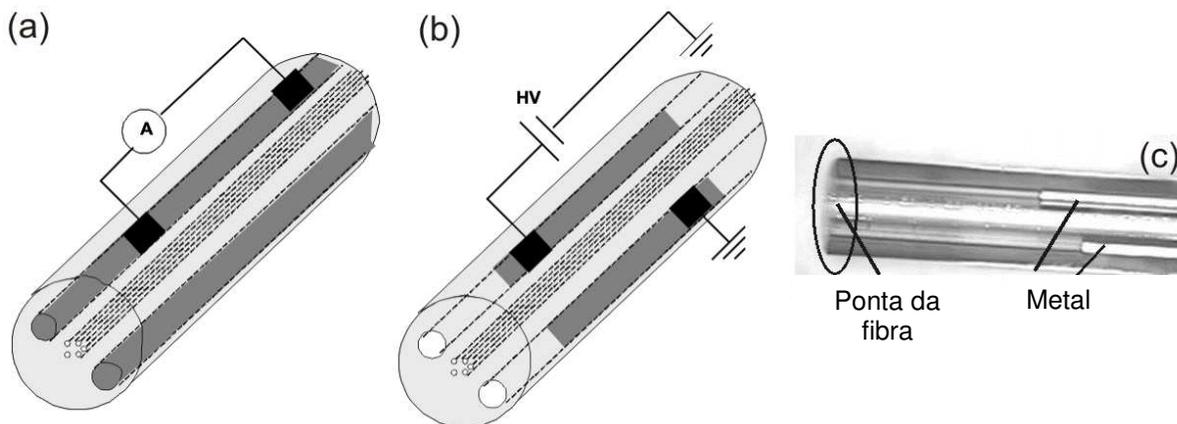


Figura 3.9 – Configurações do dispositivo para aplicação de (a) corrente elétrica (b) campo elétrico. (c) foto da fibra com as pontas livres de metal.



## Capítulo 4

# Dispositivos óticos totalmente à fibra

Neste capítulo descreveremos a utilização das fibras de cristal fotônico com eletrodos integrados para controle da polarização da luz. Das configurações possíveis, utilizamos aqui apenas a da figura 3.9a, em que somente um eletrodo é exposto e corrente elétrica o atravessa. O capítulo está dividido em duas partes principais: A em que mostramos resultados experimentais sobre o funcionamento e a utilização do dispositivo e B que trata da otimização do mesmo. Para este último estudo, empregamos o software comercial Comsol Multiphysics [29] e estudamos a influência da temperatura e do *stress* mecânico na alteração do índice de refração efetivo sentido pelo modo guiado no núcleo da fibra.

Um estudo baseado na aplicação de dois eletrodos foi iniciado desenvolvendo-se uma fibra especial para integração de eletrodos e inserção de um material sensível a campo elétrico, o *PDLC* (do inglês *Polymer Dispersed Liquid Crystal*), trabalho este descrito no apêndice II.

### 4A – Dispositivo ótico baseado no controle da polarização da luz

A caracterização ótica do dispositivo se iniciou pela escolha do laser a ser utilizado. Como queríamos trabalhar com os estados de polarização da luz, é importante sabermos como a luz está polarizada antes de entrar na fibra. Por questões práticas, escolhemos trabalhar com um laser de He-Ne (633nm) linearmente polarizado.

#### 4A.1 Estudo do estado de polarização do feixe laser de He-Ne

O intuito desse estudo era descobrir como a polarização do laser se comportava em função do tempo e, ainda, o quão estável era. Um experimento simples foi, então, elaborado. Em frente ao laser, colocamos um polarizador numa posição

arbitrária, porém fixa, conforme figura 4A.1. Logo após o polarizador, posicionamos um medidor de potência, cujos dados eram adquiridos por um programa de computador.

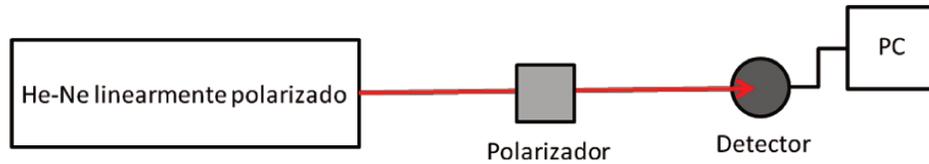


Figura 4A.1 – Montagem experimental para estudo da polarização de um feixe laser de He-Ne (633nm)

A idéia era, simplesmente, ligar o laser e medir a potência durante várias horas. Caso a polarização do laser variasse durante esse período, mudanças na potência medida seriam verificadas, dada a presença do polarizador. A figura 4A.2a apresenta o resultado do experimento. No início é possível perceber que a variação da potência é intensa (elipse vermelha no gráfico), fato que já era esperado uma vez que leva algum tempo para que o laser fique estável. Com o passar do tempo as oscilações entre dois níveis se tornam mais espaçadas, porém, nunca cessam, mesmo com o laser ligado há várias horas. A razão para esse comportamento está no fato de o laser, por ser pequeno ( $\sim 30\text{cm}$ ), possuir dois modos dentro da cavidade e com polarizações ortogonais entre si.

Testamos, também, outros lasers que apresentaram comportamentos bastante distintos, como o da figura 4A.2b. Aqui, não vemos as oscilações na potência, o que indica maior estabilidade. Entretanto, a potência não é totalmente estável e decai monotonicamente com o tempo. Mesmo assim, este segundo laser se enquadra melhor nas nossas exigências porque, em intervalos de tempo curtos, a potência é mais estável.

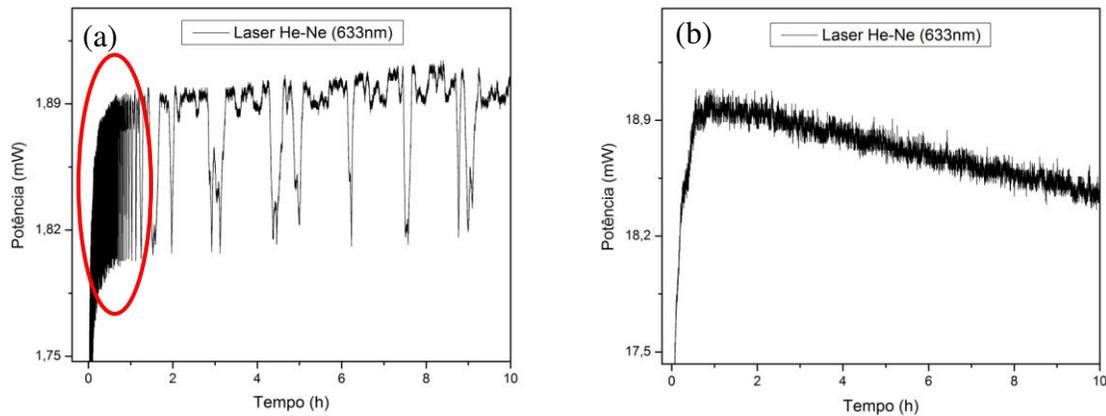


Figura 4A.2 (a) e (b) – Caracterização da polarização de dois lasers He-Ne em função do tempo.

#### 4A.1.1 Princípio da caracterização óptica do dispositivo

A primeira idéia para caracterizar óticamente o dispositivo foi colocá-lo em um dos braços de um interferômetro Mach-Zender, montado conforme figura 4A.3. Um laser He-Ne linearmente polarizado atravessa uma lâmina retardadora de meia-onda (para 633nm), cujo único efeito é rodar a polarização, mantendo-a linear. Um divisor de feixe (*beam splitter*) separa a luz que é inserida na fibra e que vai para o braço de referência do interferômetro. A luz que sai da fibra é coletada por uma objetiva e os feixes são recompostos por outro divisor de feixe. O padrão de interferência é, então, projetado num detector de potência cuja área é da ordem da largura de uma franja de interferência.

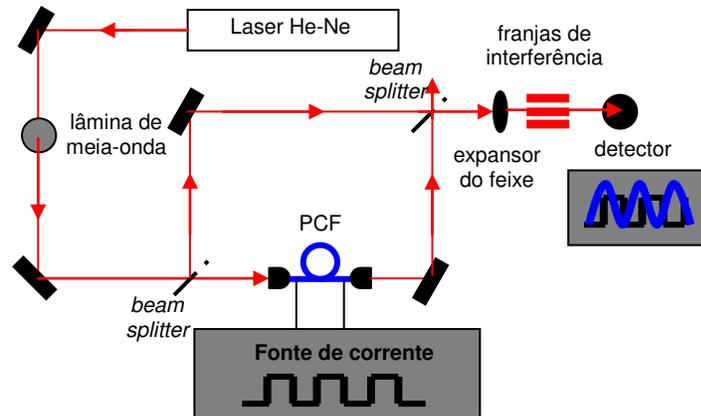


Figura 4A.3 – Esquema da caracterização ótica com interferômetro Mach-Zender. Feixe laser de He-Ne linearmente polarizado atravessa uma lâmina de meia-onda e depois é dividido em dois braços (referência e teste). No braço de teste a luz passa pelo dispositivo ao qual se aplica corrente elétrica modulada. Os dois feixes são recombinados e o padrão de interferência é formado no detector.

O funcionamento do dispositivo se dá com a aplicação de corrente elétrica a um dos eletrodos. A passagem de corrente pelo eletrodo o aquece e o faz expandir, comprimindo a microestrutura e alterando o índice de refração. Alterações no índice de refração causam mudanças no caminho ótico da luz e, portanto, na sua fase. A escolha do interferômetro, então, se justifica, pois nele, modulação de fase é convertida em modulação de amplitude. O resultado prático é que, com a aplicação de corrente elétrica, fazemos as franjas de interferência ‘correrem’ na frente do detector.

O gráfico típico desse experimento é apresentado na figura 4A.4. Em preto vemos o sinal da corrente elétrica aplicada no formato de uma ‘onda quadrada’ que consiste em aplicar corrente durante meio segundo e desligá-la pelo mesmo intervalo de tempo. Em azul vemos o sinal ótico vindo da recomposição dos feixes dos dois braços do interferômetro. Ambos os sinais, ótico e elétrico, estão em unidades de tensão elétrica porque esta é a unidade apresentada pelo osciloscópio.

O grande problema com esse experimento é a quantidade de parâmetros envolvidos na análise dos resultados. Temos efeitos térmicos e mecânicos que alteram não só a birrefringência da fibra como, também, a polarização da luz que a atravessa.

A temperatura, além de desalinhar as partes mecânicas do sistema de posicionadores e lentes, altera o índice de refração efetivo do modo guiado. Assim,

gradientes de temperatura ao longo da fibra e do caminho ótico do feixe introduzem condições que não são controladas experimentalmente.

Desse modo, as franjas de interferência não são bem definidas e variam tanto em intensidade quanto em período para aplicações consecutivas da mesma corrente elétrica, o que nos fez abandonar a idéia do interferômetro e simplificar a caracterização ótica do dispositivo.

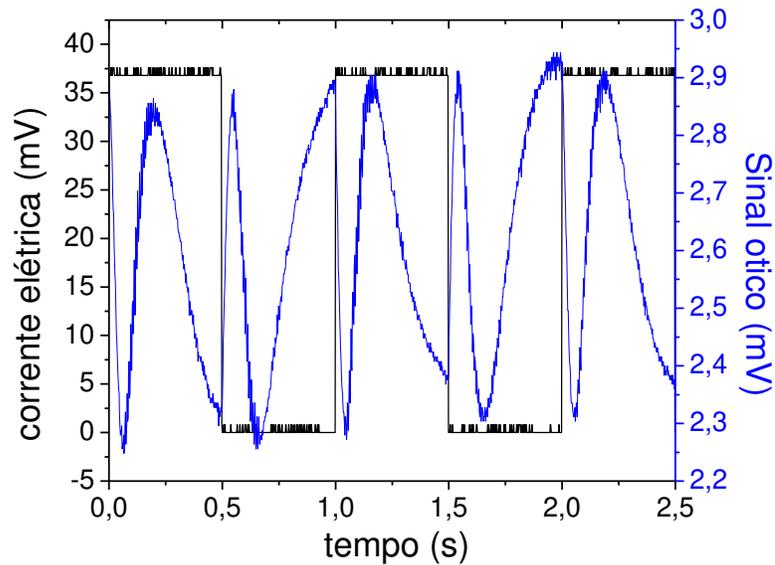


Figura 4A.4 – Resultado típico do experimento com interferômetro Mach-Zender. Em preto vemos o sinal elétrico (corrente elétrica modulada na forma de onda quadrada) e em azul o sinal ótico da recombinação dos feixes.

#### 4A.2 Caracterização ótica do dispositivo

Tendo em vista a dificuldade na análise dos resultados, além do fato de que um interferômetro é, por si só, extremamente sensível ao ambiente, resolvemos abandonar a idéia de caracterizar o dispositivo via interferência de ondas. A simplificação se deu de acordo com a figura 4A.5. O mesmo laser He-Ne linearmente polarizado atravessa uma lâmina retardadora de meia-onda para 633nm, cuja função é rodar a polarização da luz que entra na fibra de modo que ela esteja ora nos eixos de birrefringência da fibra, ora entre os mesmos. A luz que sai da fibra é coletada por uma

objetiva, atravessa um polarizador e atinge o detector que está conectado a um osciloscópio.

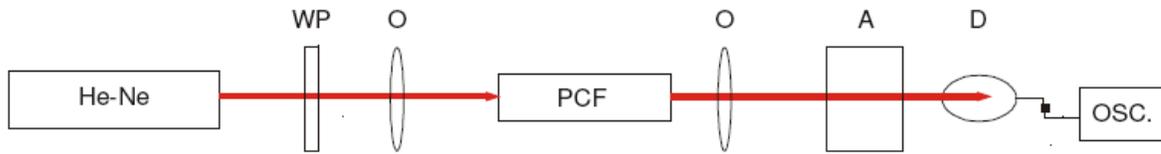


Figura 4A.5 – Esquema da caracterização ótica simplificada do dispositivo. Luz linearmente polarizada de um laser He-Ne atravessa uma lâmina retardadora de meia-onda (WP) e é inserida no dispositivo (PCF com eletrodos integrados) através de objetivas (O). Luz saindo da fibra passa por um polarizador (A) e atinge o detector (D) ligado ao osciloscópio.

O primeiro passo da caracterização ótica consistiu em determinar os eixos de birrefringência da fibra de cristal fotônico, na ausência de corrente elétrica. Para tanto, fixamos a posição angular da lâmina de meia-onda e, portanto, a polarização da luz que entra na fibra. Já o analisador, na saída da fibra, estava livre para girar em torno de seu próprio eixo. A rotação faz a intensidade medida pelo detector variar entre um mínimo e um máximo, de acordo com a orientação entre os eixos do analisador e a polarização da luz. As intensidades mínima ( $I_{min}$ ) e máxima ( $I_{max}$ ) foram anotadas para cada posição angular da lâmina de meia-onda e a elipticidade do sinal, dada pela relação  $e = (I_{min}/I_{max})^{1/2}$  foi computada. Pela definição de elipticidade, quando a luz sai linearmente polarizada da fibra,  $e = 0$ . Quando a polarização é circular,  $e = 1$ .

A elipticidade em função da polarização da luz na entrada da fibra é apresentada na figura 4A.6 e corresponde a um padrão de picos e vales. A posição do primeiro vale foi escolhida como referência ( $0^\circ$ ), a partir do qual os outros ângulos foram medidos.

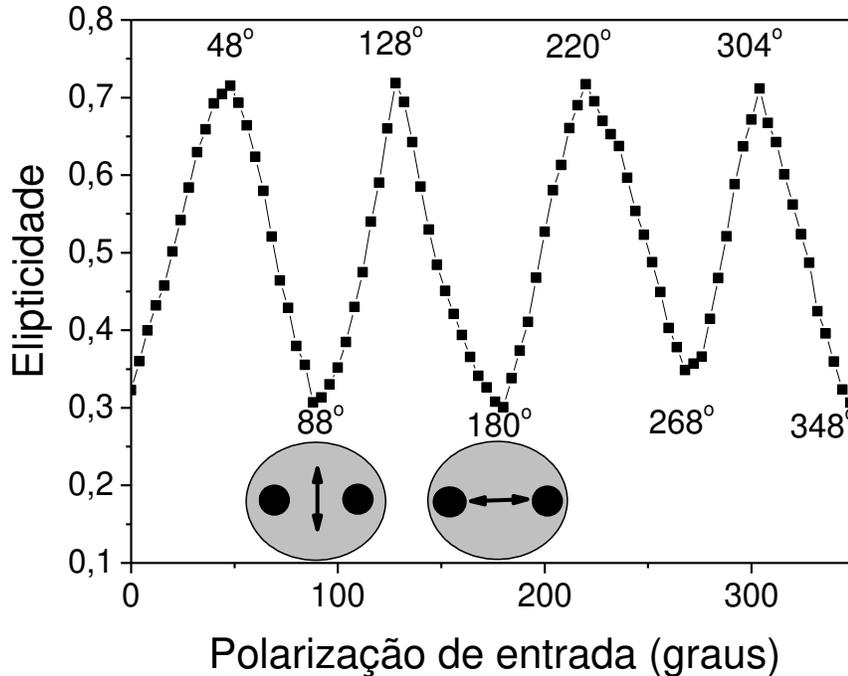


Figura 4A.6 – Elipticidade  $(I_{\min} / I_{\max})^{1/2}$  em função da polarização da luz na entrada do dispositivo. A posição do primeiro mínimo foi tomada como referência ( $0^\circ$ ). Os mínimos estão associados com luz viajando em um dos eixos de birrefringência da fibra ( $180^\circ$  e  $348^\circ$ : luz polarizada na direção dos eletrodos;  $88^\circ$  e  $268^\circ$ : luz polarizada na direção ortogonal aos eletrodos). Os máximos representam luz saindo da fibra com polarização quase circular.

O primeiro detalhe a ser notado na figura 4A.6 é que tanto a elipticidade máxima e mínima medidas diferem consideravelmente de 1 e 0, respectivamente. A explicação para cada caso é distinta. Para entendermos o motivo pelo qual a elipticidade máxima não é um, temos que analisar o que acontece com a polarização da luz ao passar pela fibra. Nessa situação, luz linearmente polarizada entra na fibra em uma direção que não corresponde aos eixos de birrefringência. Assim, a luz é decomposta em duas componentes cada qual viajando por um eixo de birrefringência e, portanto, sofrendo atrasos de fase diferentes. Ao sair da fibra, para que a luz esteja circularmente polarizada, é necessário que o atraso de fase relativo entre as duas componentes seja igual a  $N\pi/2$ . No entanto, o atraso de fase depende do comprimento da fibra e, em momento algum, este comprimento foi otimizado ou pensado de tal modo a fornecer esse atraso relativo entre as duas componentes.

A explicação para a elipticidade mínima ser diferente de zero é um pouco mais sutil. Quando a luz linearmente polarizada viaja por um dos eixos de

birrefringência da fibra, a polarização se mantém a mesma. Entretanto, se a fibra estiver levemente retorcida, uma birrefringência circular é adicionada a já existente birrefringência linear e, após percorrer a fibra, a luz adquire uma pequena componente fora do eixo inicial, terminando ligeiramente elíptica.

As posições de mínimo de intensidade ( $0^\circ$ ,  $88^\circ$ ,  $180^\circ$ ,  $268^\circ$  e  $348^\circ$ ) são, portanto, associadas à luz viajando por algum dos eixos de birrefringência da fibra e, desse modo, saindo dela quase linearmente polarizada ( $I_{\text{máx}} \gg I_{\text{mín}}$ ). Os máximos de elipticidade ( $48^\circ$ ,  $128^\circ$ ,  $220^\circ$  e  $304^\circ$ ) ocorrem a aproximadamente metade da distância entre os mínimos e são consequência do atraso relativo induzido pelo comprimento da fibra em questão. Nas posições  $0^\circ$  e  $180^\circ$  a luz está polarizada na direção que conecta os eletrodos enquanto, para  $88^\circ$  e  $268^\circ$  está polarizada na direção perpendicular.

Outro detalhe a ser notado é o fato de que os eixos de birrefringência da fibra não se encontram exatamente a  $90^\circ$ . Porém, a explicação para isso é que as marcações dos ângulos da lâmina de meia-onda são discretizadas em passos de  $2^\circ$ . Soma-se a isso a questão de que rodar a lâmina por um ângulo  $\theta$  equivale a rodar a polarização por um ângulo  $2\theta$ . Existe, portanto, uma imprecisão intrínseca de  $2^\circ$ -  $4^\circ$  nos valores dos ângulos que pode explicar esse efeito.

### **4A.3 Mecanismo de operação do dispositivo**

Após a caracterização ótica do dispositivo, o próximo passo foi alterar e controlar o estado de polarização da luz na saída da fibra. Para tanto, utilizamos um dos eletrodos integrados à fibra para aplicação de corrente elétrica. A idéia do dispositivo, esquematizada na figura 4A.7, é a seguinte: uma corrente elétrica aplicada ao eletrodo faz o metal aquecer, via efeito Joule. Calor é, então, transferido para toda a fibra, aumentando a temperatura da mesma. Ainda, a dissipação de calor no metal o faz expandir e comprimir a fibra internamente, especialmente a região microestruturada. O efeito combinado da temperatura e da compressão altera o índice de refração efetivo sentido pela luz guiada no núcleo da fibra.

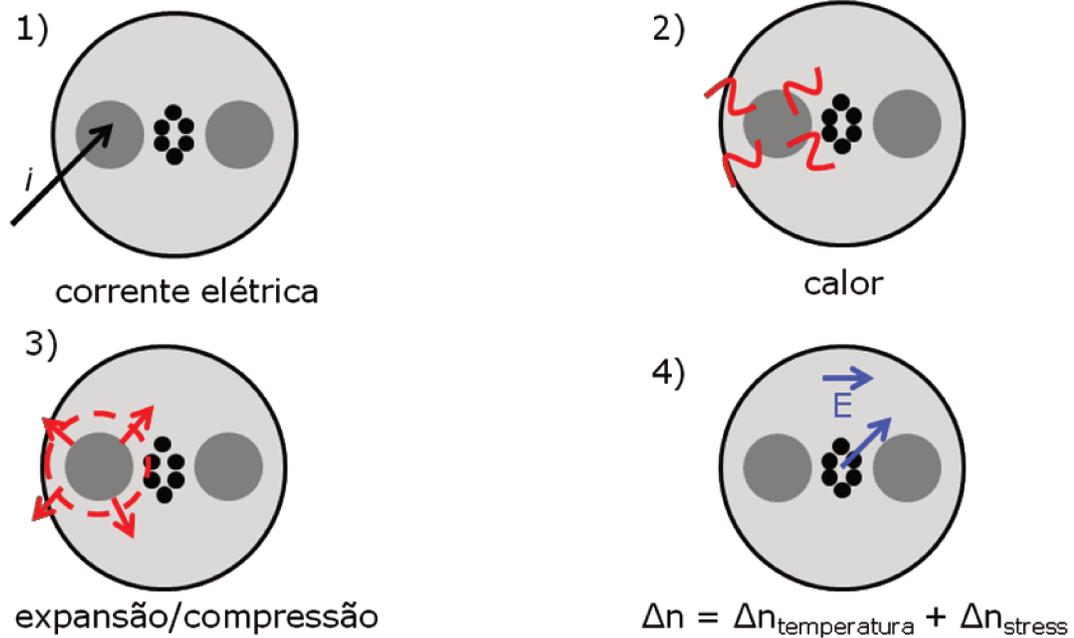


Figura 4A.7 – mecanismo de operação do dispositivo: 1) aplicação de corrente elétrica 2) aquecimento via efeito Joule 3) expansão do eletrodo por efeito térmico 4) alteração do índice de refração efetivo pelo efeito combinado da temperatura e da compressão.

Para iniciar a investigação do modo como o dispositivo opera, aplicamos uma corrente elétrica DC à fibra (figura 4A.5) e observamos o comportamento do sinal ótico em função do tempo. A posição da lâmina de meia-onda foi ajustada para a situação de luz entrando a  $45^\circ$  dos eixos da fibra (máximo de elipticidade na figura 4A.6,  $48^\circ$ ). O analisador foi, fixado na posição de transmissão máxima. Duas correntes elétricas foram aplicadas ao dispositivo, 15 e 20mA, por vários segundos enquanto o sinal ótico era medido pelo detector. O resultado é mostrado na figura 4A.8. Quando a corrente elétrica é ligada, a birrefringência da fibra é alterada e, conseqüentemente, o estado de polarização da luz no interior da fibra. Devido à presença do analisador fixo na saída da fibra, a rotação da polarização da luz é observada como uma variação na intensidade da luz. O número de máximos e mínimos medidos depende, obviamente, da magnitude da corrente elétrica aplicada.

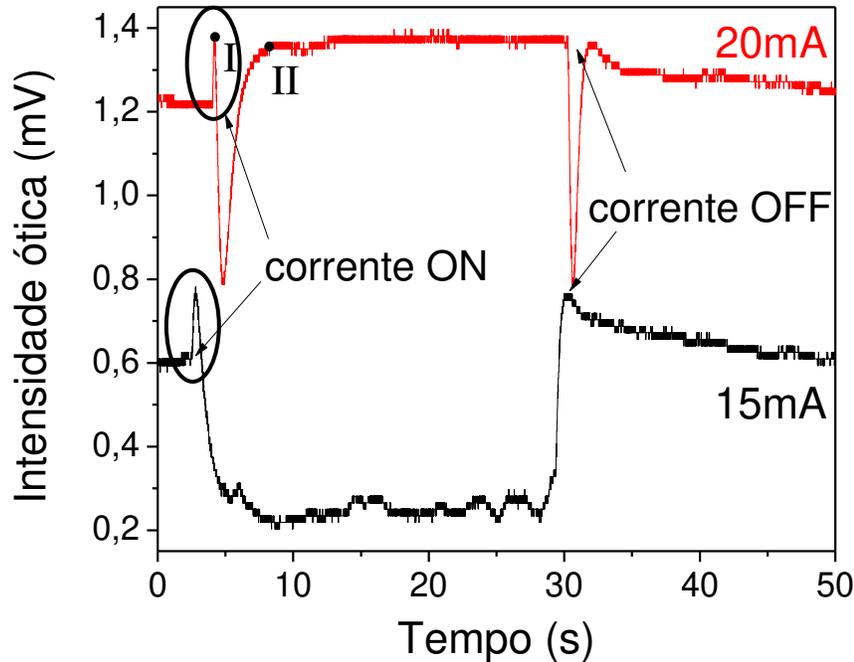


Figura 4A.8 – Intensidade da luz através do analisador para duas correntes estacionárias (15 e 20mA) em função do tempo.

Para o dispositivo em questão (7cm de fibra), com 15mA o sistema passa de um máximo para um mínimo de intensidade. Com a aplicação de 20mA o sistema vai de um máximo para um mínimo e retorna para um máximo de intensidade. O mesmo processo ocorre quando a corrente elétrica é desligada e a polarização retorna para seu estado original.

Uma questão curiosa é a presença de um pico na intensidade logo após a corrente ser ligada (ver região circulada na figura 4A.8). Acreditamos que isso ocorra porque a polarização da luz, primeiro, passa de elíptica para linear e, segundo, roda até a situação de ortogonalidade com os eixos do analisador. Ao desligarmos a corrente, a luz está linearmente polarizada e roda para retornar ao estado inicial. Como, nessa situação, não há alteração da polarização (linear para elíptica), não observamos um pico na intensidade. Mais uma vez, se o comprimento da fibra fosse ajustado de maneira a termos a situação de polarização linear na saída da fibra mesmo com a entrada a  $45^\circ$  dos eixos, este pico não ocorreria.

Seria interessante, também, utilizar um polarímetro para conhecer com exatidão o estado de polarização da luz ao sair da fibra. Dadas as dificuldades em se

conseguir um polarímetro para o visível e o fato de que essa medida não era essencial para a demonstração do funcionamento do dispositivo, esse estudo não foi realizado.

Se considerarmos que, no caso de 20mA, a diferença de fase induzida pela corrente elétrica entre os pontos I e II, ou seja, desconsiderando o pico, é  $2\pi$  (vetor de polarização roda  $\pi$ ), a birrefringência induzida pode ser estimada pela equação a seguir:

$$\Delta\phi = 2\pi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta B \cdot L \quad \therefore \quad \Delta B = \frac{\lambda}{L}$$

em que  $L$  é o comprimento do eletrodo (7cm) e  $\lambda$  o comprimento de onda, no caso 633nm. Nessa situação,  $\Delta B = 0,9 \times 10^{-5}$ . Este valor será comparado com o simulado na seção 4B.6.

O segundo estudo realizado tinha por objetivo comparar como as diferentes polarizações da luz de entrada percebiam a aplicação da corrente elétrica. Para tanto, a mesma corrente elétrica (20mA) foi aplicada ao dispositivo para três ângulos da polarização de entrada distintos:  $\theta = 0^\circ$ ,  $\theta = 24^\circ$  e  $\theta = 48^\circ$  que, de acordo com a figura 4A.6 representam polarizações quase-linear, elíptica e quase-circular, respectivamente. O analisador na saída da fibra foi fixado, mais uma vez, na posição de máxima intensidade através do mesmo. O tempo de aplicação da corrente elétrica foi de 500ms, após o qual a corrente foi desligada pelo mesmo período, repetidamente. Esse tempo foi decidido com base no fato de que o funcionamento do dispositivo se baseia em efeitos térmicos que ocorrem em tempos da ordem de ms. O tempo de 500ms foi ajustado com base em testes experimentais.

A figura 4A.9 mostra os resultados obtidos. Como pode ser observado, para  $\theta = 0^\circ$  a variação da intensidade através do analisador é pequena. Nessa posição da lâmina de meia-onda, a luz viaja por um dos eixos de birrefringência da fibra e, portanto, é menos sensível a influências externas. Conforme mudamos a posição da lâmina de meia-onda e fazemos a luz entrar na fibra fora dos eixos de birrefringência, a influência da corrente elétrica se torna maior. Para  $\theta = 48^\circ$  a variação na intensidade é máxima justamente porque essa posição corresponde à luz entrando na fibra a

aproximadamente  $45^\circ$  dos eixos de birrefringência e saindo, para este comprimento de fibra (7 cm), elipticamente polarizada.

Um comentário a ser feito sobre os gráficos da figura 4A.9 (e os gráficos de intensidade ótica em geral) é sobre a resolução dos mesmos. Utilizamos para obtenção das medidas um osciloscópio digital USB Picoscope. Apesar da fácil utilização do software para captura dos dados, a resolução do osciloscópio é baixa, de modo que as curvas obtidas não são muito suaves e parecem descontínuas.

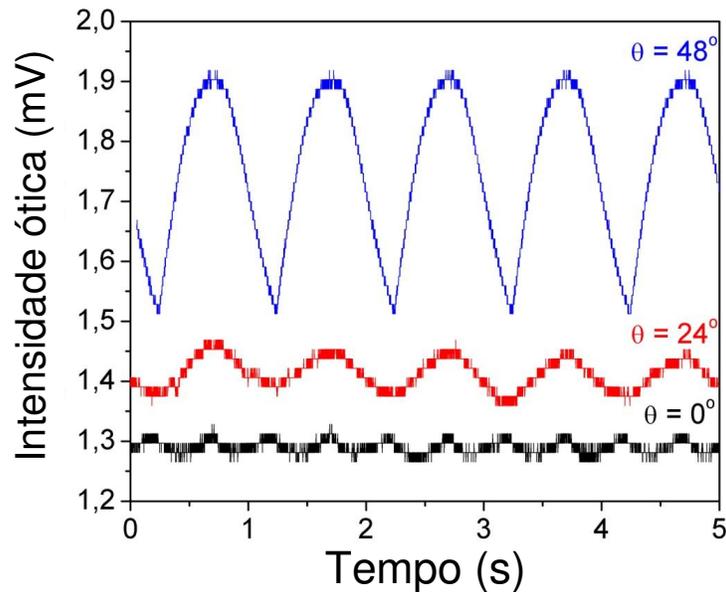


Figura 4A.9 – intensidade da luz através do analisador ao aplicarmos 20mA para três polarizações da luz:  $\theta = 0^\circ$  (linear),  $\theta = 24^\circ$  (elíptica) e  $\theta = 48^\circ$  (quase circular)

O passo seguinte consistiu em estudar a influência da magnitude da corrente elétrica aplicada. Da figura 4A.9, vimos que a luz é mais sensível quando viaja a  $45^\circ$  dos eixos de birrefringência da fibra e, portanto, fixamos a lâmina de meia-onda na posição que corresponde a um máximo da figura 4A.6,  $48^\circ$ . O analisador na saída da fibra foi fixado na posição de máxima intensidade através dele.

Variamos a corrente elétrica entre 5 e 20mA e anotamos o valor da amplitude pico-a-pico ( $I_M - I_m$ ) através do analisador fixo. O resultado é apresentado na figura 4A.10(a). Como esperado, a amplitude do sinal aumenta com a corrente aplicada, porém, o mais interessante é que existe um valor limite (12mA) a partir do qual a amplitude do sinal passa a crescer numa taxa consideravelmente maior.

Sabendo que a amplitude do sinal obedece a Lei de Malus, tentamos descobrir qual o comportamento da amplitude em função da corrente elétrica. Para isso, graficamos o sinal ótico igual a  $1 - \text{Cos}^2(i)$  e  $1 - \text{Cos}^2(i^2)$ , em que  $i$  é a corrente aplicada, apresentados na figura 4A.10(b) (curvas vermelha e preta, respectivamente). Das duas curvas, a que pode melhor representar os dados experimentais é a curva preta ( $1 - \text{Cos}^2(i^2)$ ), parecendo indicar que a relação entre amplitude e corrente é, entre essas duas opções, quadrática. No entanto, temos poucos pontos experimentais para inferirmos, a partir dessa análise, algo concreto sobre a relação sinal ótico/corrente elétrica. Mais adiante, ao discutirmos a simulação do dispositivo ficará explícito que o comportamento é quadrático com a corrente elétrica (ver figura 4B.8b). O inset da figura 4A.10(a) mostra a medida da variação da intensidade através do analisador em função do tempo para três valores de corrente elétrica (10, 15 e 20 mA).

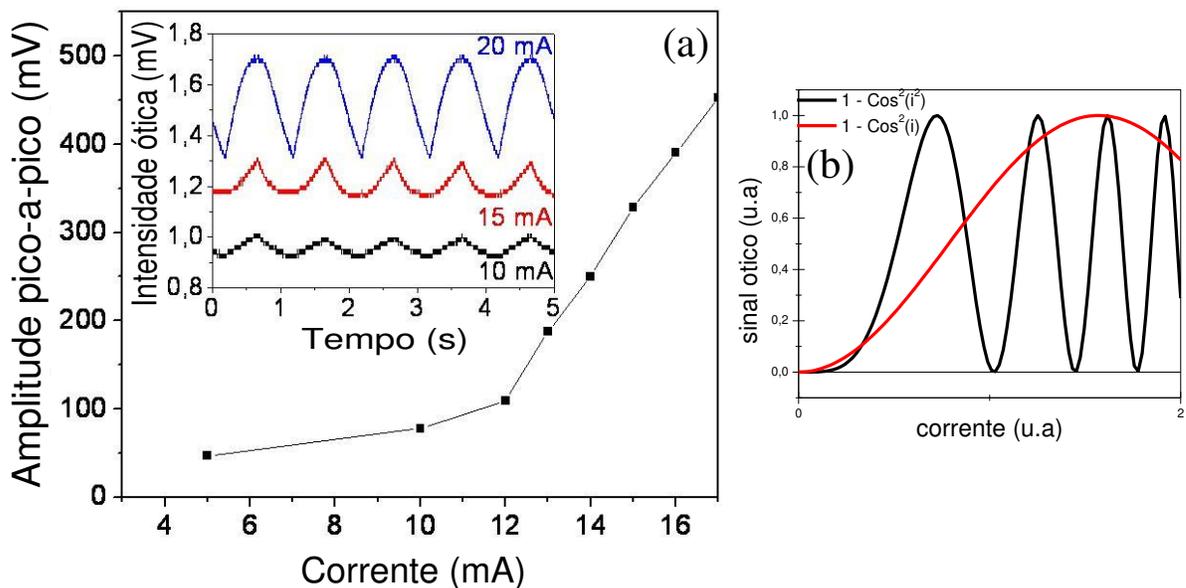


Figura 4A.10 – Amplitude pico a pico através do analisador em função da corrente aplicada. A partir de 12mA a taxa de crescimento muda drasticamente. No *inset* a intensidade através do analisador em função do tempo para correntes (no formato de ondas quadradas) de 10, 15 e 20mA.

Por fim, a figura 4A.11 mostra o dispositivo em operação, ou seja, a resposta óptica (curva preta) em função da corrente aplicada (curva azul) em função do tempo. Os parâmetros do nosso dispositivo são: o comprimento ( $L = 7\text{cm}$ ), a resistência do

eletrodo ( $R = 50\Omega$ ) e a corrente aplicada ( $i = 20mA$ , no caso da figura 4A.11). Com eles, podemos utilizar a Lei de Ohm para estimarmos  $V_\pi$ , aqui definido como a voltagem necessária para mudar o valor da intensidade da luz da figura 4A.11. Alterar a intensidade de máximo para mínimo equivale a rodar o vetor polarização por  $\pi/2$  radianos e a alterar a fase da luz em  $\pi$ . Utilizando os dados acima, chegamos a um valor de  $143mV/cm$ . Os parâmetros utilizados no experimento (comprimento da fibra e corrente elétrica) não foram, de forma alguma, pensados para melhorar a resposta do dispositivo. O próprio  $V_\pi$  foi definido através de dois níveis arbitrários, no sentido de que não sabíamos, com certeza, se os dois níveis em questão eram os níveis de máxima e mínima intensidade. Assim, com o intuito de melhorar o entendimento e aumentar a eficiência do dispositivo, simulamos outras condições de funcionamento do mesmo, estudo discutido na seção 4B.

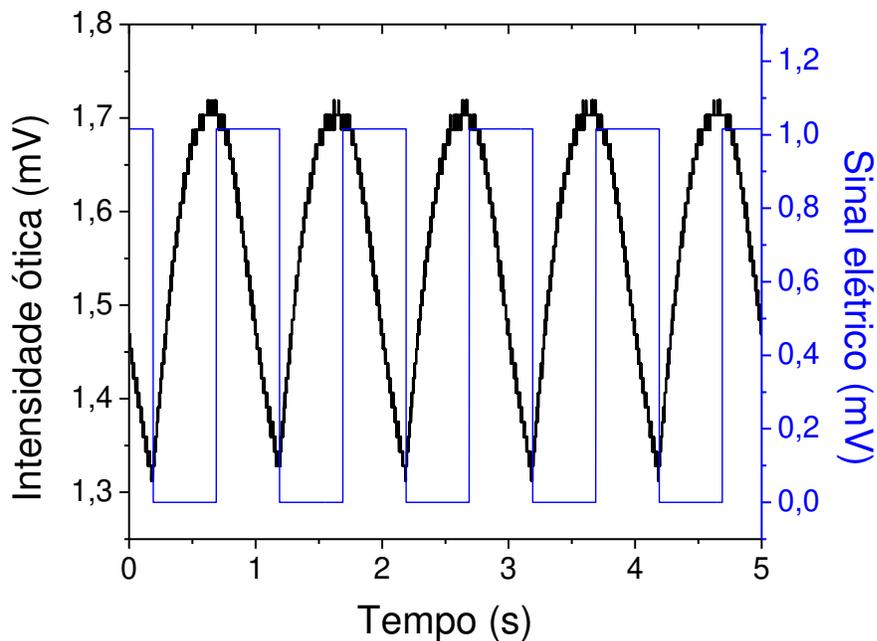


Figura 4A.11 – intensidade da luz que sai do dispositivo (curva preta) em função da corrente elétrica aplicada (20mA, curva azul) em função do tempo.

O trabalho anteriormente descrito gerou uma publicação no periódico internacional *Optics Express*, 17(3), 1660-1665, 2009, apresentado no apêndice II desta dissertação.

## **4B. Otimização do dispositivo**

A criação e aplicação do dispositivo ótico anteriormente apresentadas demonstram o conceito de dispositivos óticos baseados na integração de eletrodos em fibras de cristal fotônico. No entanto, nenhum dos parâmetros envolvidos nos experimentos (corrente elétrica aplicada, comprimento de onda, comprimento do dispositivo etc) foram pensados de modo a aumentar a eficiência do dispositivo. Nesse sentido, decidimos estudar numericamente o comportamento do dispositivo em função de alguns desses parâmetros. Para isso, utilizamos o software comercial Comsol Multiphysics [29] em colaboração com o Laboratório de Eletromagnetismo Computacional do Instituto de Estudos Avançados (IEAv).

### **4B.1 Idéia geral da simulação**

O dispositivo, conforme dito anteriormente, se baseia na aplicação de corrente elétrica através de um eletrodo integrado a uma fibra de cristal fotônico. Essa corrente, por efeito Joule, aquece o eletrodo que, por sua vez, aquece a fibra. Além disso, a corrente elétrica faz o eletrodo expandir e comprimir a região da microestrutura em uma direção específica (a direção que conecta os dois buracos para integração de eletrodos). O aumento da temperatura e a compressão mecânica alteram o índice de refração do material, no caso a sílica, e os índices de refração efetivos sentidos pelos modos guiados dentro da fibra. A figura 4A.7 mostra o esquema do funcionamento e a ordem das simulações realizadas.

### **4B.2 Fibra, parâmetros e configurações do dispositivo estudados**

Para simularmos a fibra havia duas opções: fazer os cálculos a partir de uma estrutura idealizada com buracos regulares e circulares ou extrair o contorno real da fibra através de uma foto (figura 3.1b). Optamos por trabalhar com a fibra real e utilizamos o programa *Corel Draw* para obtermos os contornos dos buracos (figura 4B.1).

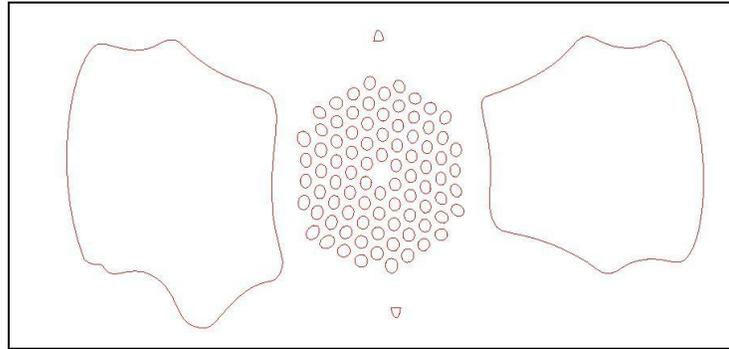


Figura 4A.1 – contorno da fibra utilizado para simulação.

A simulação pode ser dividida em quatro etapas, estudadas na ordem apresentada a seguir (cuja numeração é idêntica a da figura 4A.7):

1) caso elétrico: refere-se exclusivamente à aplicação de corrente elétrica. Estudamos correntes elétricas entre 0 e 150 mA, aplicadas, em geral, por 500ms, em apenas um, ou nos dois eletrodos.

2) caso térmico: estudamos o aumento da temperatura, na região do núcleo, causado pela aplicação de corrente elétrica no eletrodo.

3) caso mecânico (stress): refere-se ao stress induzido pela dilatação térmica do eletrodo no interior da fibra. Neste modo calculamos a birrefringência induzida no material da fibra (sílica).

4) caso óptico: agrega as contribuições de todos os casos anteriores. Nele, calculamos os índices efetivos das duas polarizações do modo fundamental para dois comprimentos de onda, 633nm e 1550nm.

A maior parte dos parâmetros simulados (temperatura, birrefringência do material e birrefringência modal) foi calculada após 500ms de corrente elétrica aplicada. Simulamos três configurações de dispositivo, indicadas na figura 4B.2 (a) fibra com dois eletrodos e corrente elétrica aplicada em apenas um deles, no caso o esquerdo (b) corrente elétrica aplicada aos dois eletrodos (c) fibra com apenas um eletrodo (outro buraco sem metal). Durante as simulações, o caso térmico exigiu um estudo criterioso, afim de que fosse implementado o módulo que melhor descrevesse a troca de calor entre o eletrodo aquecido e a fibra, e entre a fibra e o meio externo.

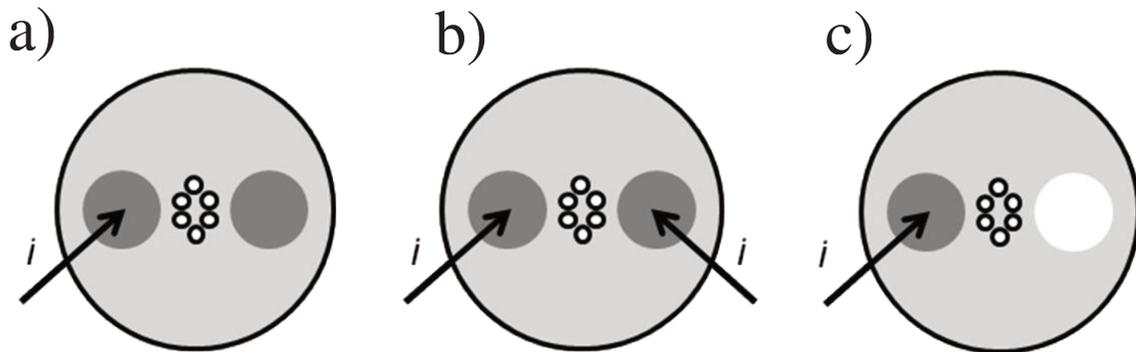


Figura 4B.2 – dispositivos simulados: (a) fibra com eletrodos e corrente elétrica aplicada em apenas um deles (b) corrente elétrica nos dois eletrodos (c) fibra com apenas um eletrodo.

### 4B.3 Caso térmico: três modelos

Três modelos foram estudados e nomeados de acordo com o grau de complexidade: simples, intermediário e complexo.

**Modelo simples:** neste modelo, considera-se uma grande região de ar ao redor da fibra óptica. A fronteira externa desta região é ajustada para ter temperatura  $T = T_0 = \text{constante}$ . Conforme o tempo de aplicação da corrente elétrica aumenta, a temperatura dessa região também aumenta e, para tempos muito longos, o que permite que o calor se propague do eletrodo até essa fronteira, a temperatura deixa de ser  $T_0$  na fronteira externa. No entanto, como a condição  $T = T_0$  foi imposta e não é permitida a troca de calor na fronteira, todo o calor tende a se concentrar na região interna.

**Modelo intermediário:** este modelo difere do caso simples, pois admite a possibilidade de troca de calor na fronteira externa da grande região de ar ao redor da fibra. Ele utiliza o coeficiente de troca de calor (fator  $h$ ) que indica a eficiência da troca de calor entre um sólido e um fluido. Essa aproximação depende da superfície entre sólido e fluido, da diferença de temperatura dos dois e do fluxo do fluido, no caso, o ar. Para o caso de haver ar sendo “soprado” sobre a fibra óptica, a eficiência na troca de calor é maior. Valores típicos para o fator  $h$  são encontrados na literatura. Utilizamos o

fator  $h$  para o caso de temperatura ambiente e ausência de fluxo forçado sobre a fibra óptica ( $5 < h < 10$ ).

**Modelo complexo:** é um modelo de convecção que leva em consideração o fluxo de ar. É estabelecida, também, uma fronteira externa que permite o fluxo de matéria (ar). Neste modelo consideramos que a densidade e a condutividade térmica do ar variam com a temperatura. Desse modo, o ar aquecido se expande, diminui sua densidade e ocasiona a ocorrência de um fluxo de ar ao redor da fibra. Conforme o aquecimento se intensifica, maior é o fluxo de ar e melhor o balanceamento da troca de calor.

#### 4B.3.a Comparação entre os três modelos para o caso térmico

Para decidirmos qual dos modelos era o mais adequado, simulamos a temperatura na região do núcleo para os três casos. O primeiro modelo a ser descartado foi o intermediário. Atribuindo valores típicos para o fator  $h$  obtivemos temperaturas muito elevadas (superiores à  $T_m = 140^\circ C$ , temperatura de fusão da liga de 43Bi-Sn57) para correntes da ordem de 100mA, aplicadas por apenas 500ms. Experimentalmente, havíamos trabalhado em algumas situações com correntes próximas a esse valor e não observamos derretimento da liga metálica. Ainda, para casos mais extremos (correntes superiores a 100mA e tempos da ordem de minutos) obtivemos temperaturas no núcleo que seriam capazes de fundir a própria sílica.

Para os outros dois modelos (simples e complexo), os valores de temperatura eram mais condizentes com a experiência do laboratório. Simulamos, então, a temperatura na região do núcleo da fibra, para o modelo simples e complexo, nas situações (a) e (c) da figura 4B.2 - corrente por um eletrodo com o outro buraco preenchido (a) com metal ou (c) com ar. Vemos que, como era de se esperar, a temperatura final para o modelo complexo é inferior a do modelo simples (figura 4B.3), uma vez que a troca de calor entre a fibra e o meio externo é permitida. Ainda, no modelo simples, as temperaturas diferem, nas situações (a) e (c) para 150mA, o que não faz sentido uma vez que a fonte de calor em ambas as situações é a mesma.

Observando o gráfico, notamos, também, que para 150mA, aplicados por 500ms, a simulação do caso simples fornece uma temperatura no núcleo em torno de 160°C, ligeiramente acima do ponto de fusão da liga de Bi-Sn ( $T_m = 140^\circ C$ ). Esse resultado contradiz dados experimentais da literatura [30] que demonstram ser necessário cerca de 60s de aplicação de correntes elétricas superiores a 100mA para derreter o eletrodo. Com essa informação, optamos por utilizar o modelo complexo na simulação do caso térmico.

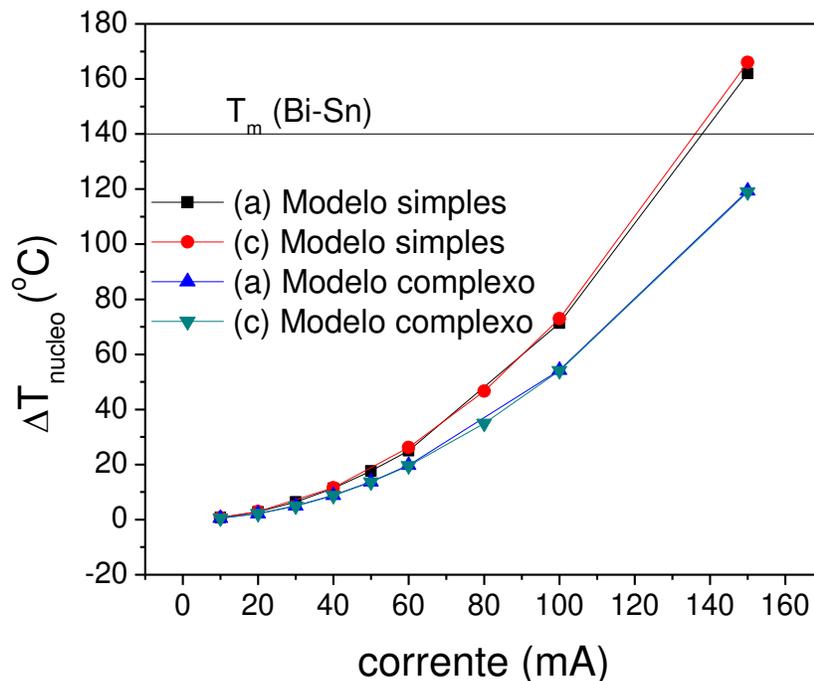


Figura 4B.3 – Aumento da temperatura na região do núcleo em função da corrente elétrica para os modelos simples e complexo e para as configurações (a) e (c) da figura 4.12.

#### 4B.4 Resultados Numéricos

Como dissemos, as simulações foram feitas em cascata, sempre na mesma ordem: 1) caso elétrico 2) caso térmico 3) caso mecânico (stress) 4) caso óptico. Para simularmos o caso de corrente elétrica atravessando apenas um eletrodo, precisamos escolher um dos eletrodos, uma vez que os mesmos são ligeiramente diferentes, conforme figura 4B.4. Sem razões específicas, escolhemos simular sempre o eletrodo esquerdo. Além disso, definimos dois eixos: x (direção que conecta os eletrodos) e y

(perpendicular a anterior), que coincidem com os eixos de birrefringência da fibra (figura 4B.4).

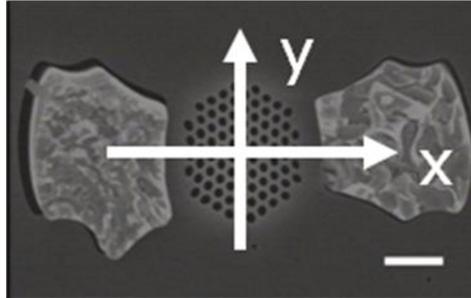
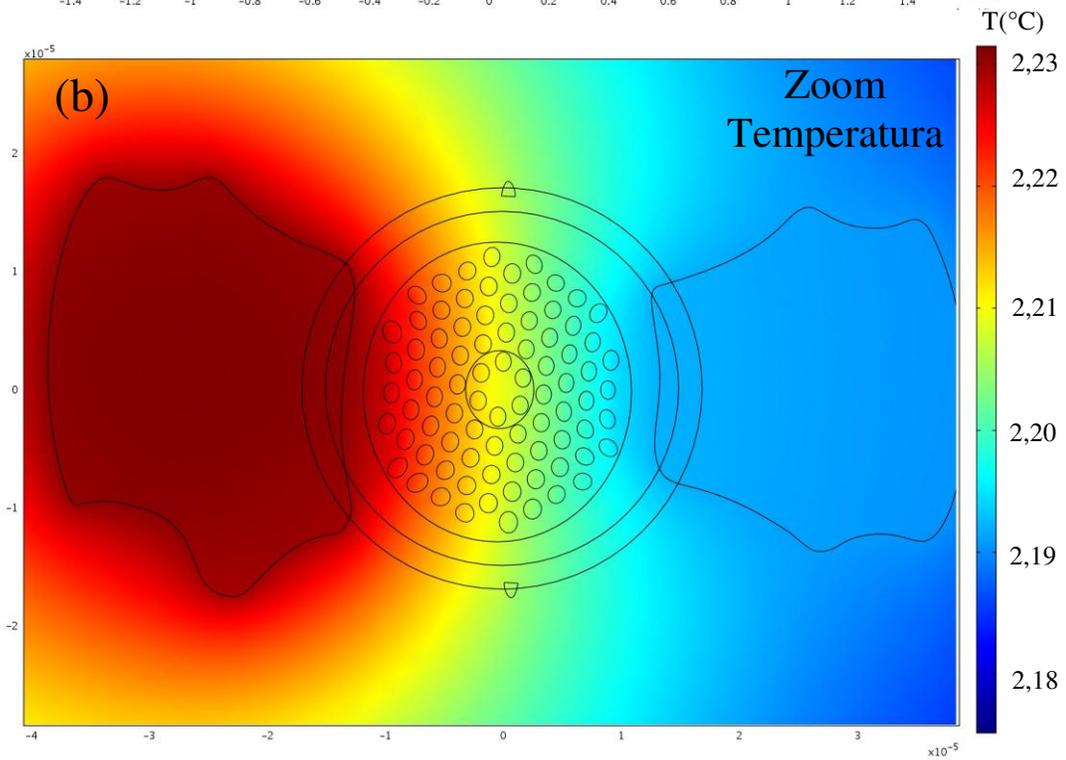
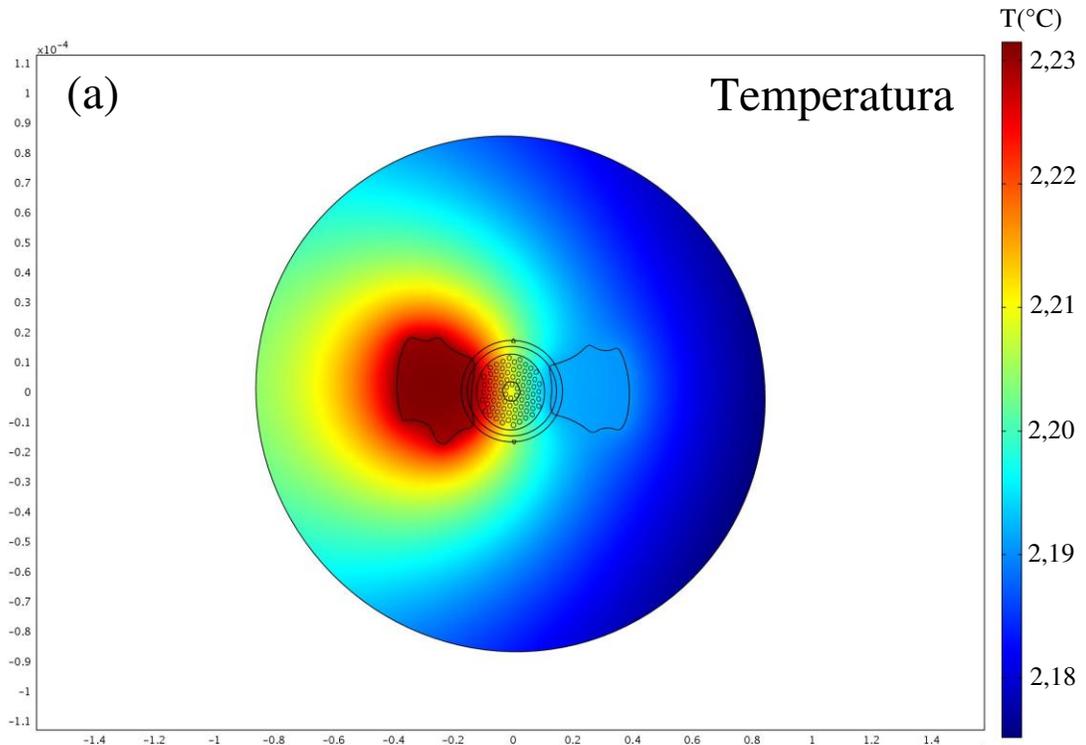


Figura 4B.4 – Fibra simulada e os eixos x e y definidos. Estes eixos coincidem com os eixos de birrefringência da fibra. Barra branca representa 10 $\mu$ m.

#### 4B.4.1 Caso térmico

O primeiro resultado obtido é o aumento de temperatura causado pela dissipação de calor no eletrodo. As figuras 4B.5(a) e (b) mostram o gradiente de temperatura típico no interior da fibra, após 500ms. A escala de cores indica o aumento da temperatura em relação à temperatura ambiente (escolhida como 20°C), sendo as regiões mais avermelhadas mais quentes. A principal contribuição do aumento da temperatura está na alteração do índice de refração da sílica que acarretará em mudanças no índice de refração sentido pela luz. Como a luz é guiada no núcleo da fibra, é nessa região que nos interessa saber a variação de temperatura.

Na figura 4B.5(c) apresentamos os valores de temperatura em função da corrente elétrica ao quadrado. Como era esperado, a temperatura aumenta linearmente com o quadrado da corrente elétrica. Isso ocorre porque o aumento de temperatura está relacionado com a potência dissipada via efeito Joule no eletrodo. A potência dissipada, por sua vez, varia com o quadrado da corrente elétrica ( $P = ri^2$ ). Como a potência é a taxa de troca de calor, ou seja, a taxa na qual a temperatura é alterada, a temperatura também depende da corrente elétrica ao quadrado.



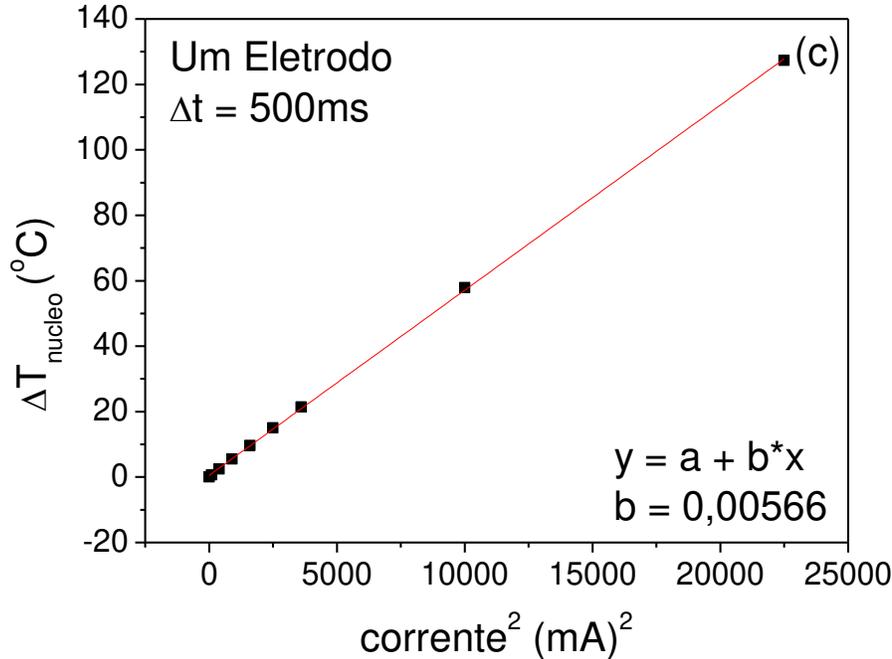


Figura 4B.5 – (a) gradiente de temperatura típico para fibra aquecida por apenas um eletrodo (b) zoom do gradiente de temperatura na região do núcleo (c) variação da temperatura no núcleo em função do quadrado da corrente elétrica

Para determinarmos quem é  $b$  (coeficiente angular da reta ajustada) empregamos um estudo sobre a transformação da potência dissipada no eletrodo e a troca de calor envolvida. Considerando que o calor trocado é dado por:

$$Q = mc\Delta T$$

em que  $m$  é a massa do eletrodo,  $c$  a capacidade térmica e  $\Delta T$  o aumento de temperatura. Sabendo que a energia dissipada é igual a potência x tempo ( $\Delta t$ ), temos que:

$$Q = P \cdot \Delta t = Ri^2 \cdot \Delta t = mc\Delta T$$

em que  $R$  é a resistência do eletrodo e  $i$  a corrente elétrica aplicada ao mesmo. Trabalhando um pouco com a expressão acima obtemos a seguinte relação entre o aumento da temperatura ( $\Delta T$ ) e a corrente elétrica ( $i$ ). Sabendo que  $R = l/(A\sigma)$  e  $m = d \cdot A \cdot l$ :

$$\Delta T = \frac{1}{\sigma \cdot d \cdot c} \cdot \frac{\Delta t}{A^2} i^2 = b' \cdot i^2$$

em que  $\sigma$  é a condutividade elétrica do metal,  $d$  sua densidade,  $c$  sua capacidade térmica e  $A$  sua área. Para o caso da liga 43Bi-Sn57, o valor obtido de  $b'$  (constante de

proporcionalidade entre  $\Delta T$  e  $I^2$  é 0,28862. Este valor, comparado com o valor de  $b$  (coeficiente angular da reta ajustada na figura 4B.5c) é 53,25 vezes maior ( $b' = Kb$ ,  $K \sim 53,25$ ). O valor de  $\Delta T$ , calculado a partir da fórmula, para uma corrente de 20mA, é 115,45°C. O valor obtido pela simulação é 2,21°C. A relação entre as temperaturas é  $115,45/2,21 \approx 52,23$ , que é aproximadamente igual a  $K$ . A diferença entre esses valores de  $\Delta T$  está no fato de que, na fórmula, não levamos em consideração trocas de calor entre o eletrodo e o meio ao redor do mesmo (troca por condução para a sílica e convecção para o ar). Assim, pela fórmula, a temperatura esperada é ~53 vezes maior que a temperatura real.

#### 4B.4.2 Caso mecânico (*stress*)

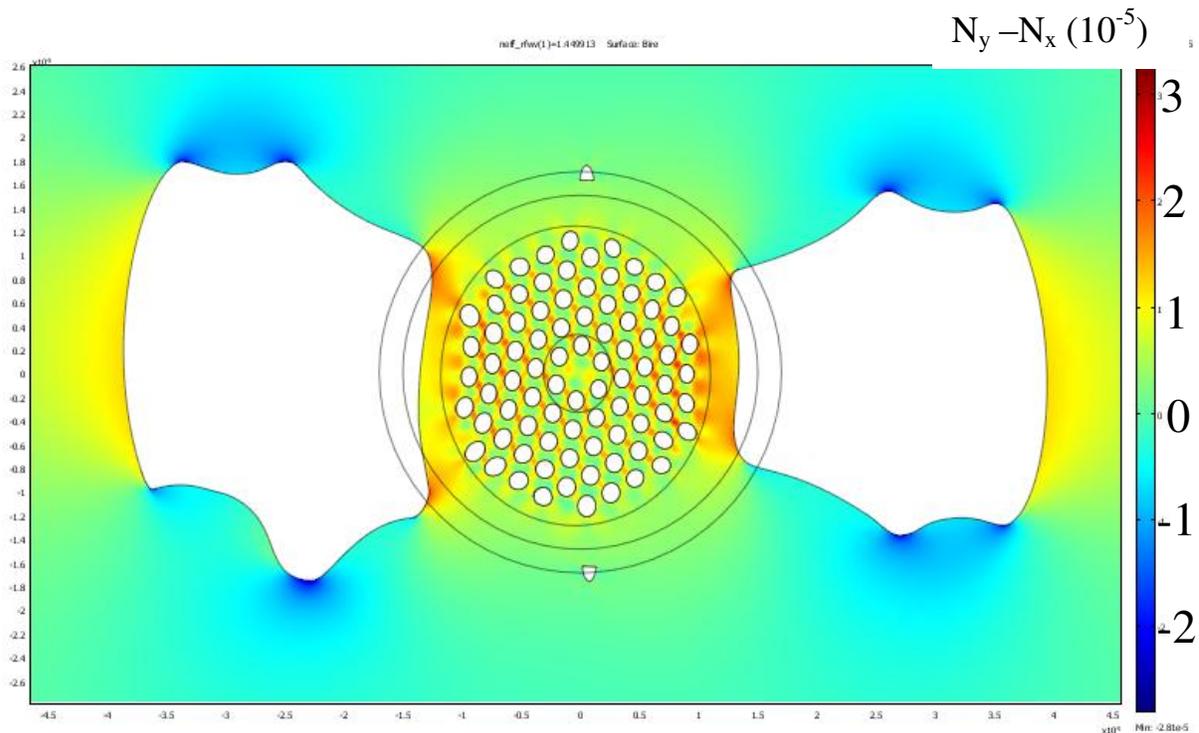
A corrente elétrica aplicada ao eletrodo o faz aquecer e dilatar via efeito Joule. Ambos os efeitos causam variação no índice de refração do material da fibra. No entanto, a expansão comprime a fibra ótica em uma direção preferencial, a direção  $x$  (figura 4B.4), gerando anisotropia nos índices de refração do material. Definimos, então, a birrefringência do material ( $B_{material}$ ) como o módulo da diferença entre os índices de refração nas direções  $x$  e  $y$ :

Inicialmente, o  $B_{material} = |N_y - N_x|$  valor de  $B_{material}$  é zero porque o material é isotrópico ( $N_x = N_y$ ). Conforme aplicamos corrente elétrica ao eletrodo, tanto o efeito térmico como o mecânico (compressão) modificam os índices de refração  $N_x$  e  $N_y$ . O efeito térmico, no entanto, altera os dois índices de maneira idêntica, uma vez que a temperatura é uma grandeza escalar. Já a compressão devido a expansão do eletrodo altera os índices de forma desigual, visto que ocorre principalmente na direção  $x$ . Nessa situação,  $N_x$  passa a diferir de  $N_y$  e o material se torna anisotrópico.

A figura 4B.6 (a) mostra a diferença entre os índices de refração do material ( $N_y - N_x$ ) para uma dada corrente elétrica aplicada (20mA). As regiões vermelhas e azuis são regiões de alto *stress*, onde os índices são mais fortemente afetados pela

compressão. A diferença é que nas regiões vermelhas  $N_y - N_x > 0$  e nas regiões azuis  $N_y - N_x < 0$ .

Aqui podemos dividir a influência em duas partes: térmica e mecânica. O índice de refração varia linearmente com a temperatura e com o *stress* mecânico. Como discutido anteriormente, a temperatura não causa birrefringência no material, pois, altera  $N_x$  e  $N_y$  de modo idêntico. Já a compressão está relacionada com a dilatação térmica do metal, que depende linearmente da temperatura. Desse modo, a variação dos índices de refração  $N_x$  e  $N_y$  causada pela expansão do eletrodo também depende linearmente da temperatura e, portanto, quadraticamente da corrente elétrica, como é observado na figura 4B.6 (b).



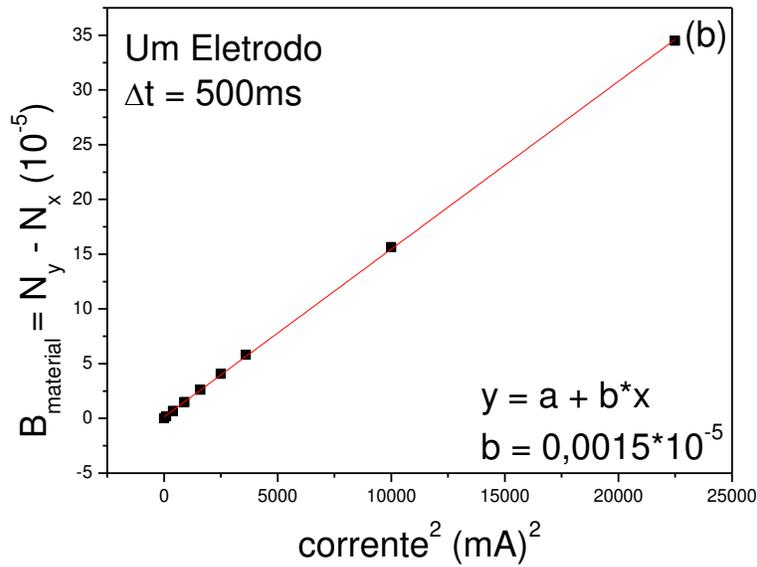


Figura 4B.6 (a) –  $N_y - N_x$  para uma corrente elétrica de 20mA. (b) Birrefringência do material ( $B_{\text{material}}$ ) em função do quadrado da corrente elétrica aplicada.

#### 4B.4.3 Caso ótico

A simulação ótica é a mais interessante porque é aquela que nos permite comparar os dados experimentais com as previsões teóricas. No caso ótico calculamos os índices de refração efetivos dos dois modos fundamentais (polarizações nas direções x e y) da luz guiada na fibra.

As figuras 4B.7 (a) e (b) mostram o comportamento dos índices de refração efetivos,  $neff-x$  e  $neff-y$ , para as duas polarizações, e para dois comprimentos de onda (a) 633nm e (b) 1550nm. É interessante notar que a fibra é intrinsicamente birrefringente, isto é,  $neff-x$  é diferente de  $neff-y$ . Isso ocorre porque a microestrutura é levemente mais comprimida na direção x. Ainda, a separação entre os índices é inicialmente maior para 1550nm, uma vez que a birrefringência aumenta com o comprimento de onda da luz.

Ambos os índices crescem com o aumento da corrente elétrica aplicada,

porém, o índice efetivo na direção y é o mais afetado  $\left( \frac{\partial neff^x}{\partial i} < \frac{\partial neff^y}{\partial i} \right)$ . Isso é um

indicativo de que a variação do índice de refração é mais dependente do *stress* mecânico do que da temperatura.

Nessa situação, a birrefringência modal, definida como o módulo da diferença entre os índices efetivos, pode, através de um parâmetro externo (corrente elétrica), ser alterada, tendo seu valor aumentado ou diminuído.

$$B_{MODAL} = |n_y - n_x|$$

Para 1550nm, o mesmo comportamento é observado, porém, para correntes elétricas diferentes das do caso 633nm, uma vez que a birrefringência intrínseca é maior quanto maior o comprimento de onda.

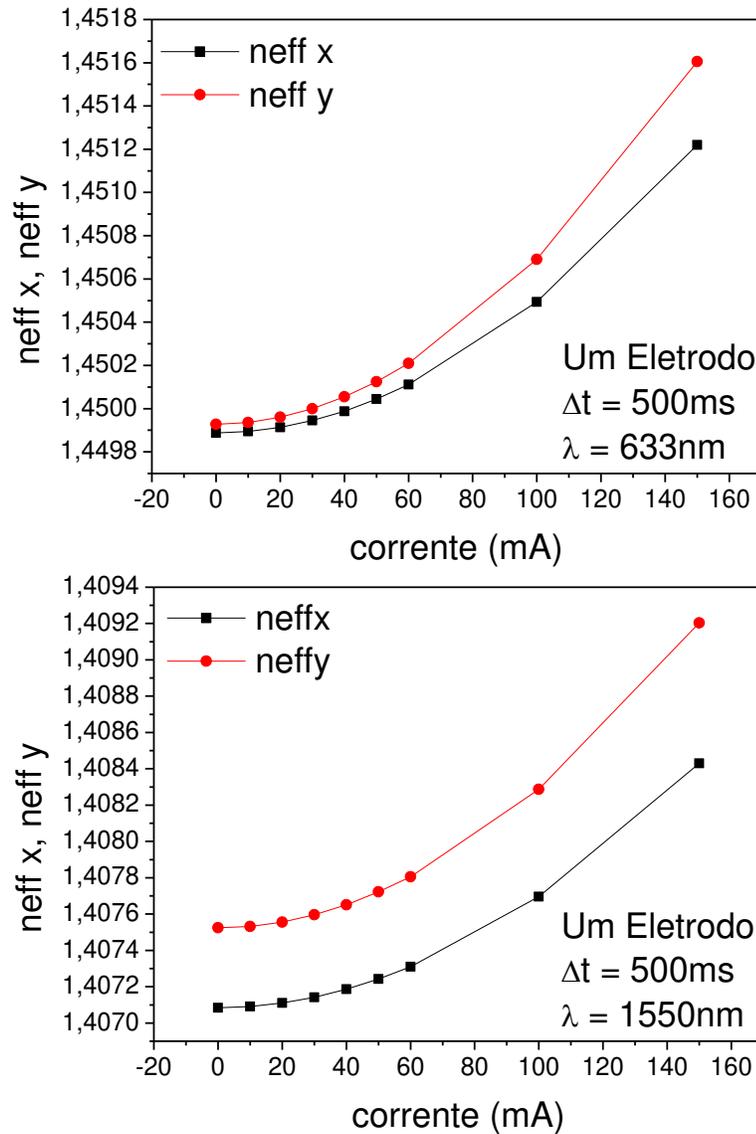


Figura 4B.7 – índices de refração efetivos para modo fundamental em duas polarizações ortogonais (a) 633nm (b) 1550nm.

A figura 4B.8 mostra a birrefringência modal em função da corrente elétrica (4B.8a) e para a corrente elétrica ao quadrado (4B.8b) para 633nm e 1550nm.

Analisando a birrefringência para 633nm (figura 4B.8) e comparando com os experimentos realizados, vemos que as correntes estudadas experimentalmente (~20mA) compreendem uma região em que a birrefringência varia muito pouco com a corrente elétrica. Um possível modo de aumentar a eficiência do dispositivo seria, então, trabalhar com correntes superiores. É evidente da figura 4B.8 que para um mesmo  $\Delta i$ , digamos 20mA,  $\Delta B$  é diferente. Por exemplo, em 633nm, as birrefringências de 0, 20 e 60mA são, respectivamente  $4,1 \cdot 10^{-5}$ ,  $4,7 \cdot 10^{-5}$  e  $9,8 \cdot 10^{-5}$ . Estimando  $B_{80\text{mA}} \sim 14,8 \cdot 10^{-5}$  temos que  $\Delta B_{80-60\text{mA}} \sim 5,0 \cdot 10^{-5}$  e, portanto  $\Delta B_{80-60\text{mA}} \sim 8,3 \cdot \Delta B_{20-0\text{mA}}$ . Entretanto, é necessário ressaltar que todos os valores de  $B_{\text{modal}}$  da figura 4B.7 foram calculados com relação à situação de corrente nula. Assim,  $\Delta B_{80-60\text{mA}}$  é, de fato,  $B_{80-0\text{mA}} - B_{60-0\text{mA}}$ . Esta diferença será melhor explorada, na seção 4B.6.

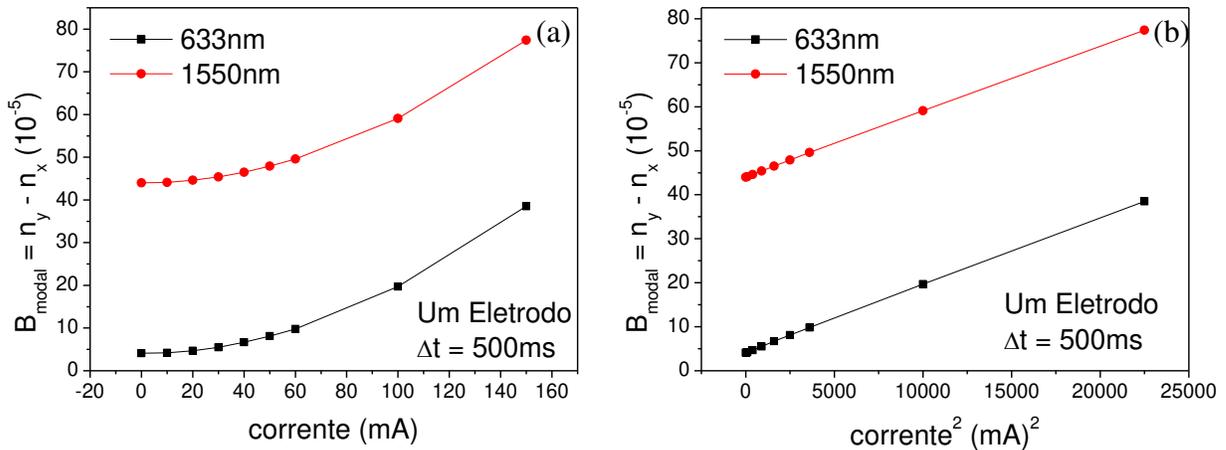


Figura 4B.8 Birrefringência modal para 633nm e 1550nm na configuração “Um Eletrodo” em função da (a) corrente elétrica (b) corrente elétrica ao quadrado.

#### 4B.5 Comparação entre as configurações do dispositivo

Sabendo o comportamento do dispositivo quando aplicamos corrente elétrica em apenas um eletrodo, resolvemos simular as outras duas configurações possíveis da figura 4B.2: corrente elétrica de mesmo valor nos dois eletrodos (figura 4B.2b) e

aplicação de corrente no eletrodo esquerdo, porém, com o eletrodo direito removido (buraco com ar em vez de metal, figura 4B.2c).

Na figura 4B.9 apresentamos os valores da temperatura na região do núcleo para as três configurações possíveis do dispositivo. O caso “um eletrodo” (curva preta) é o estudado anteriormente. O caso “dois eletrodos” (curva vermelha) mostra que o aquecimento é maior quando se utilizam os dois eletrodos, conforme esperado. Já no caso de um eletrodo com o outro buraco vazio (“um eletrodo + ar”, curva azul) é idêntico ao caso com um eletrodo, ou seja, a presença de dois eletrodos é indiferente, em termos de temperatura, quando, de fato, utilizamos apenas um eletrodo.

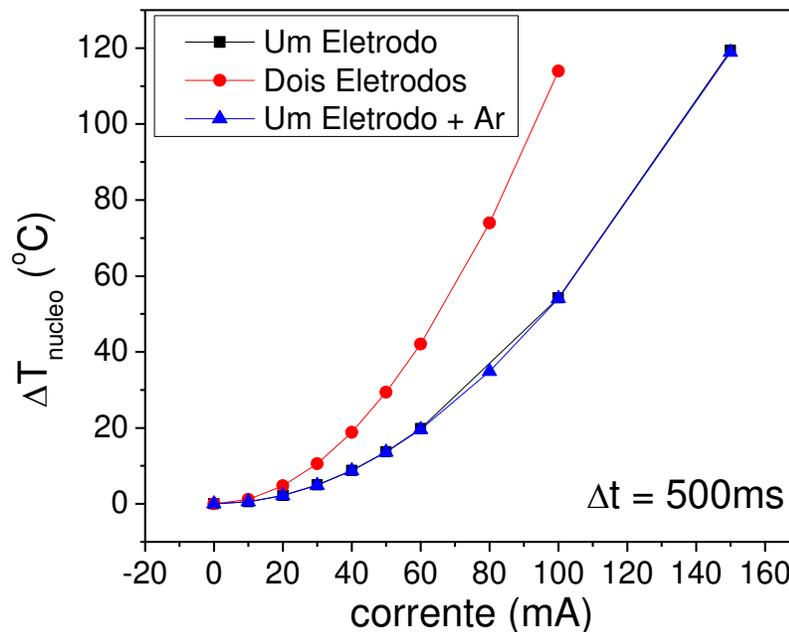


Figura 4B.9 – aumento da temperatura na região do núcleo em função da corrente elétrica aplicada para três configurações do dispositivo: um eletrodo (curva preta), dois eletrodos (curva vermelha) e um eletrodo + ar (curva azul)

Em termos de eficiência, para compararmos as configurações “um eletrodo” e “dois eletrodos” temos que ter em mente que, quando aplicamos a mesma corrente elétrica nos dois eletrodos, dobramos a potência dissipada, porém, dobramos o consumo de energia também. A comparação, então, deve ser feita entre correntes diferentes, mas que forneçam a mesma potência dissipada nos eletrodos nas duas configurações. Para tanto, as correntes elétricas nas duas configurações devem

obedecer à seguinte relação:  $i_{1\text{eletrodo}} = i_{2\text{eletrodos}} \sqrt{2}$ , assim,  $P_{1\text{eletrodo}} = P_{2\text{eletrodos}}$ . A figura 4B.10 mostra o valor de temperatura na região do núcleo para correntes elétricas, dentre as simuladas, que atendem, aproximadamente, a esta condição. A comparação, na figura 4B.10, deve ser feita entre pontos na mesma linha horizontal. Dessa maneira, é possível ver que, para correntes equivalentes nas duas configurações, ou seja, correntes que dissipem a mesma potência (indicada, em função da resistência R, na lateral da figura 4B.10) nos eletrodos, ambas possuem a mesma eficiência.

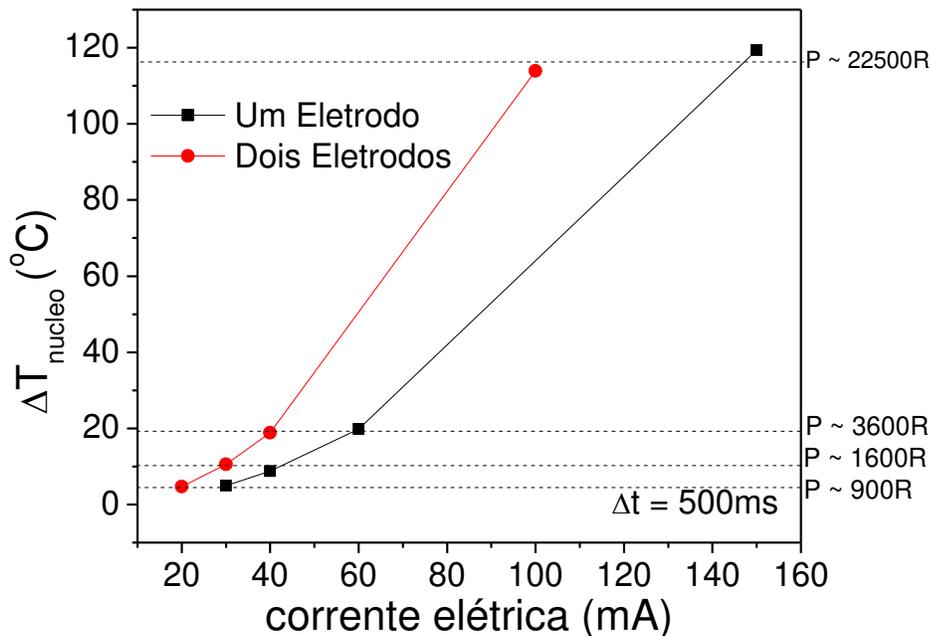


Figura 4B.10 – aumento da temperatura na região do núcleo em função da corrente elétrica aplicada para duas configurações do dispositivo: um eletrodo (curva preta), dois eletrodos (curva vermelha). As correntes simuladas são aquelas que dissipam a mesma potência nas duas configurações estudadas. Na lateral, estão indicadas os valores de potências dissipadas em função da resistência R, para cada situação.

Seguindo a ordem das simulações, estudamos a alteração da birrefringência do material da fibra na região do núcleo em todas as configurações do dispositivo. Os resultados são mostrados na figura 4B.11. A configuração “Dois Eletrodos” (curva vermelha), como esperado, apresentou as maiores mudanças, uma vez que agora temos dois eletrodos expandindo à mesma taxa e comprimindo a fibra. No entanto, o comportamento da configuração “Um Eletrodo + Ar” apresentou resultados mais

inesperados. Enquanto, em termos de temperatura, a presença ou não do outro eletrodo era indiferente (ver figura 4B.9), no caso de compressão existe diferença. A presença dos dois eletrodos, mesmo que um deles esteja inativo, aumenta a eficiência do dispositivo. Podemos pensar que o eletrodo inativo atua como uma parede, criando uma resistência à compressão, ou que, devido ao aquecimento indireto causado pelo eletrodo ativo, ele também aquece, expande e comprime a microestrutura.

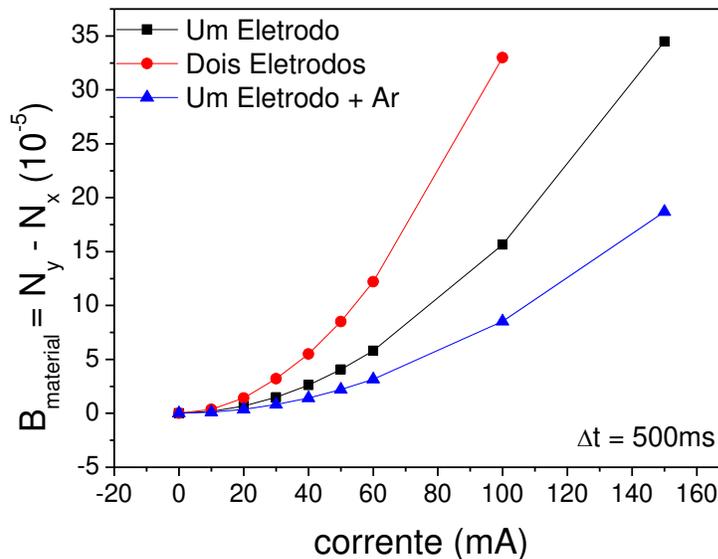


Figura 4B.11 – birrefringência do material em função da corrente elétrica aplicada para três configurações do dispositivo: um eletrodo (curva preta), dois eletrodos (curva vermelha) e um eletrodo + ar (curva azul)

Para evidenciar essa diferença de comportamento nas três configurações apresentamos, na figura 4B.12 a diferença entre os índices de refração do material ( $N_y - N_x$ ) para uma corrente de 20mA, para “Um eletrodo + Ar” e “Dois Eletrodos” (figuras 4B.12 (a) e (b), respectivamente) que devem ser comparadas com a figura 4B.6 (“Um Eletrodo”). Para facilitar, essa figura foi repetida aqui como figura 4B.12.c. Para a configuração “Um Eletrodo + Ar” vemos que os pontos de alto *stress*, regiões vermelhas, só ocorrem ao redor do buraco preenchido com metal (buraco esquerdo). O buraco da direita, preenchido com ar, não sofre influência da compressão. Para a configuração “Dois Eletrodos”, o comportamento é semelhante a “Um Eletrodo”, com regiões de alto *stress* nos dois eletrodos, porém, os valores de  $N_y - N_x$  são, como era

de se esperar, maiores. ( $|B_{\text{material}}|$  é aproximadamente igual a  $6 \times 10^{-5}$  para o caso “Dois Eletrodos” e aproximadamente igual a  $3 \times 10^{-5}$  para o caso “Um Eletrodo”)

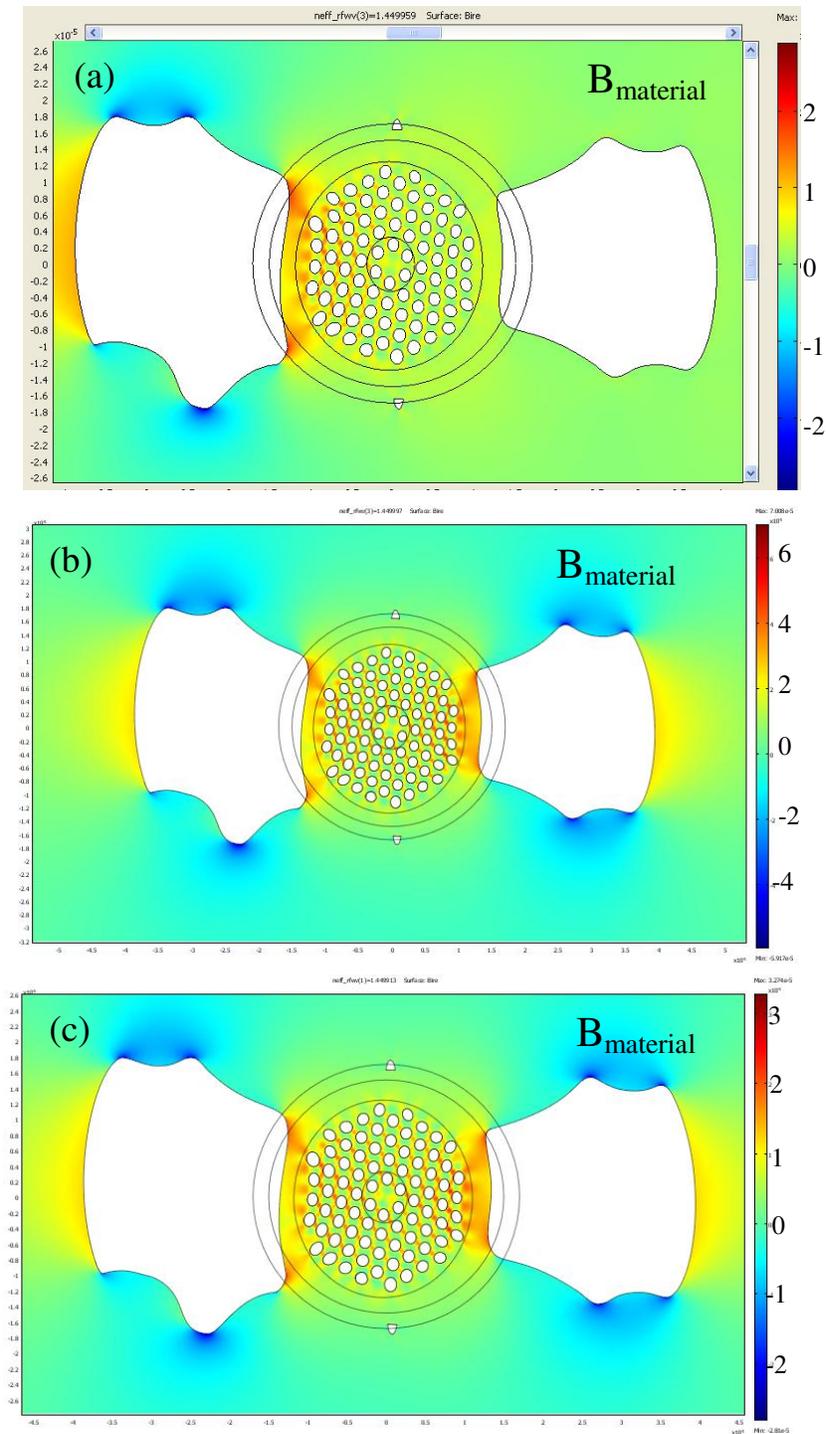


Figura 4B.12 – birrefringência do material em função da corrente elétrica aplicada (20mA) para (a) um eletrodo + ar (b) dois eletrodos (c) um eletrodo. Regiões vermelhas e azuis são regiões de alto stress.

Por fim, comparamos a variação dos índices de refração efetivos para as três configurações, para o comprimento de onda 633nm (figura 4B.13). Em todas elas, os índices se comportam da mesma maneira:  $n_{\text{eff-y}}$  mais afetado que  $n_{\text{eff-x}}$ . O fato de a configuração “Um Eletrodo + Ar” ser a menos eficiente é mais um indicativo de que a maior contribuição para a alteração dos índices efetivos advém da compressão causada pelo(s) eletrodo(s) em expansão.

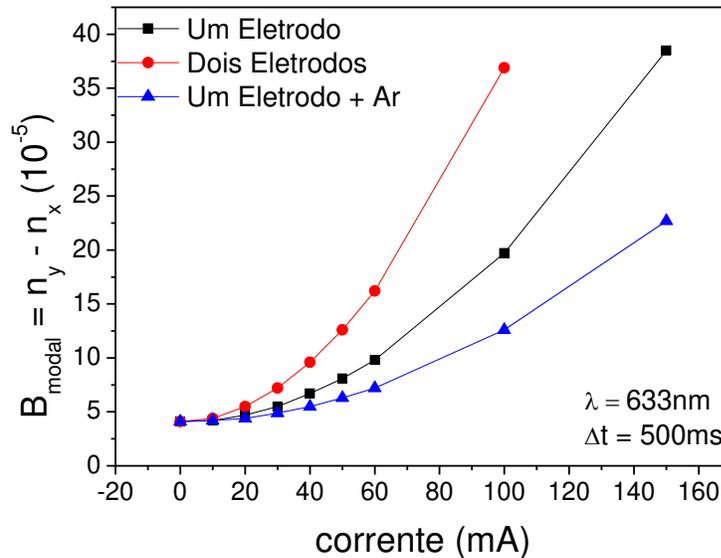


Figura 4B.13 – birrefringência modal, para 633nm, em função da corrente elétrica aplicada para três configurações do dispositivo: um eletrodo (curva preta), dois eletrodos (curva vermelha) e um eletrodo + ar (curva azul)

#### 4B.6 Comparação entre teoria e experimentos

Todos os resultados numéricos obtidos anteriormente foram calculados após a aplicação de corrente elétrica por 500ms. Este tempo, como dito anteriormente, foi decidido com base em testes experimentais e nos tempos de resposta típicos para que os efeitos térmicos ocorram. No entanto, algumas medidas foram feitas com corrente elétrica DC aplicada por 30 ou mais segundos (figura 4A.8) ou após vários ciclos de corrente elétrica ligada/desligada por 500ms, repetidamente (figura 4A.11). Os resultados numéricos apresentados até aqui podem ser utilizados para entender o funcionamento do dispositivo, incluindo a possibilidade de otimizar sua eficiência, mas

não podem ser comparados diretamente com os principais resultados experimentais. Vamos, então, simular condições mais parecidas com as experimentais.

Nessa linha, simulamos a evolução temporal da temperatura na região do núcleo em função da corrente elétrica DC aplicada por alguns segundos. Na figura 4B.14(a) apresentamos os resultados para a configuração “Um Eletrodo” com corrente elétrica de 20mA. É possível observar que após aproximadamente 3 segundos a temperatura no núcleo atinge a estabilização. Isso significa que os resultados da figura 4A.8, em que corrente elétrica foi aplicada por aproximadamente 30s, foram obtidos nesse regime.

Ainda na figura 4B.14(a), apresentamos a evolução da temperatura após a corrente elétrica ser desligada. Considerando apenas os pontos a partir do momento em que a corrente elétrica foi desligada, estimamos a constante de tempo do decaimento da temperatura. Para isso, ajustamos uma função decaimento exponencial de primeira ordem, que nos forneceu uma constante de tempo de 696ms, condizente com os tempos de resposta para efeitos térmicos esperados e observados experimentalmente para o dispositivo. A escala horizontal (tempo) da figura 4B.13(b) foi deslocada para realização do ajuste da função decaimento exponencial aos pontos experimentais.

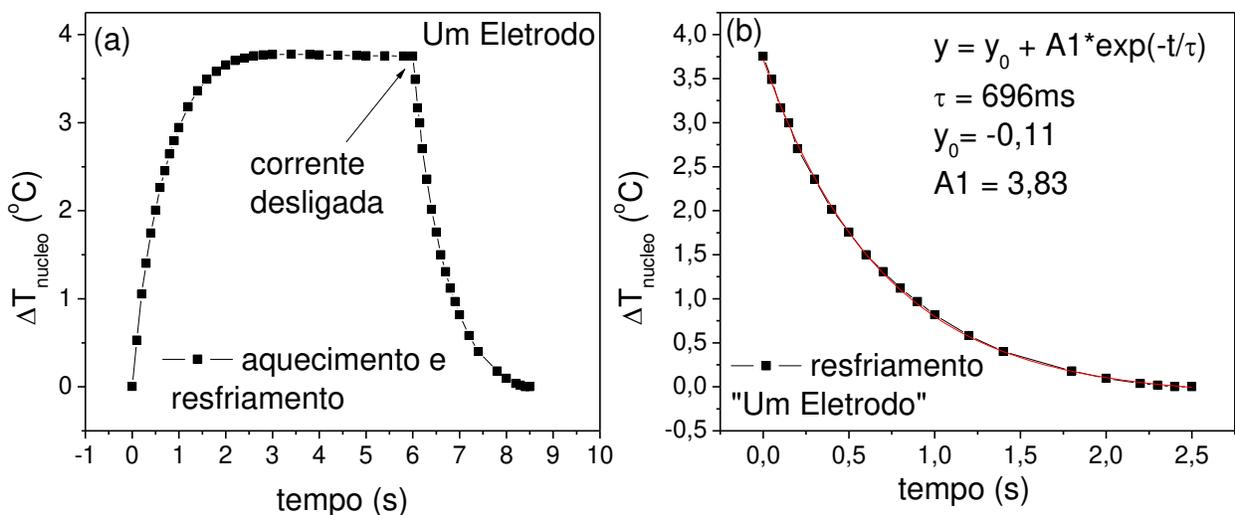


Figura 4B.14 – (a) evolução temporal da temperatura na região do núcleo para corrente elétrica DC de 20mA aplicada por vários segundos e então desligada (b) ajuste de uma função decaimento exponencial de primeira ordem para o trecho de resfriamento do dispositivo.

Os resultados numéricos anteriores ajudaram a entender os tempos necessários para estabilização do efeito da corrente elétrica.

A primeira comparação direta entre teoria e experimento se deu à luz da figura 4A.8 (intensidade da luz para corrente elétrica DC aplicada por tempo longo, 30s). Simulamos esta situação e obtivemos para a birrefringência induzida pela corrente o valor de  $\Delta B = 1,5 \times 10^{-5}$ . Este valor é 1,67 vezes superior ao estimado experimentalmente ( $\Delta B = 0,9 \times 10^{-5}$ , seção 4A.3). Uma das possíveis razões para essa discrepância é a presença do pico de intensidade na figura 4A.8 que não foi considerado para a estimativa experimental. O pico mostra que uma parte da energia foi gasta para fazer a polarização passar de elíptica para linear antes de causar a rotação da mesma. Outro ponto é que, na estimativa, o comprimento  $L$  de 7 cm é a distância entre os contatos elétricos, de modo que existe, ainda, um pedaço de fibra com eletrodo pelo qual não passa corrente elétrica, mas que pode ser indiretamente aquecido e alterar a birrefringência da fibra.

O outro resultado experimental mais importante (figura 4A.11) ainda não pode ser comparado com as previsões da simulação. Nesse caminho, simulamos alguns ciclos de corrente elétrica de 20mA na configuração “Um Eletrodo”. Um ciclo consiste em ligar a corrente elétrica por 500ms e desligá-la pelo mesmo período. Os resultados são mostrados na figura 4B.15.

Como podemos ver, ao ligarmos a corrente elétrica pela primeira vez, alteramos a temperatura no núcleo em 2,47°C após 500ms. Ao desligarmos a corrente elétrica, inicia-se o processo de resfriamento. Entretanto, 500ms não são suficientes para trazer a temperatura ao seu valor original, de tal modo que, ao ligarmos a corrente elétrica pela segunda vez, a temperatura do sistema é superior em 1,32°C.

Ao ligarmos a corrente elétrica pela segunda vez a temperatura final no núcleo cresce consideravelmente comparada com o mesmo ponto no primeiro ciclo. A diferença entre as temperaturas diminui com o número de ciclos realizados sendo que, entre o 3º e o 4º ciclos, ela é bem pequena. Assim, vemos que após poucos ciclos (aproximadamente 3 segundos) atingimos a condição estacionária. Nessa situação, podemos comparar os resultados numéricos com a figura 4A.11.

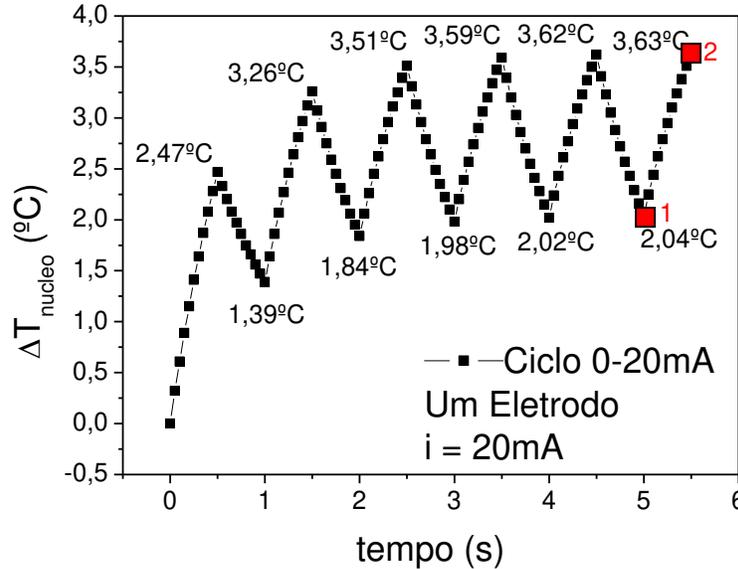


Figura 4B.15 – Evolução da temperatura no núcleo em função dos ciclos de corrente elétrica ligada por 500ms e desligada pelo mesmo período. Configuração “Um Eletrodo” com corrente elétrica de 20mA.

Pontos 1 e 2 (em vermelho) são os pontos entre os quais calculou-se a birrefringência induzida.

Calculamos, então, os índices de refração efetivos  $n_{eff-x}$  e  $n_{eff-y}$  para os pontos  $\Delta T = 2,04^\circ C$  e  $\Delta T = 3,63^\circ C$  na figura 4B.15 (pontos vermelhos, 1 e 2) e determinamos a birrefringência modal em cada um deles. Os valores obtidos foram  $B_1 = (4,7 \pm 0,1) \times 10^{-5}$  e  $B_2 = (5,0 \pm 0,1) \times 10^{-5}$  para os pontos 1 e 2, respectivamente. A variação da birrefringência modal é, portanto,  $\Delta B = (0,3 \pm 0,2) \times 10^{-5}$ . Para compararmos com a figura 4.11, calculamos a diferença de fase induzida na luz ao atravessar a fibra usando a equação:

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \Delta B \cdot L$$

em que  $\lambda$  é o comprimento de onda da luz e  $L$  o comprimento da fibra. O comprimento de onda utilizado nos experimentos foi o de um laser He-Ne (633nm) e o tamanho típico da fibra é 7cm. A diferença de fase calculada é, portanto, aproximadamente  $(0,7 \pm 0,3)\pi$ . Na figura 4A.11, chamamos de  $V_\pi$  a voltagem necessária para mudar a intensidade entre dois níveis arbitrários, não necessariamente entre máximo e mínimo. No entanto, mudar a intensidade de máximo para mínimo corresponde a rodar o vetor polarização por  $\pi/2$  radianos e, portanto atrasar a fase da onda em  $\pi$  radianos. Assim, podemos ver que o que chamamos arbitrariamente de  $V_\pi$  não corresponde, de fato, a  $\pi$

radianos, porém, na medida da figura 4A.11 o que importa é que somos capazes de alterar, com a aplicação de corrente elétrica, a intensidade da luz que atravessa a fibra.

Decidimos estudar, além disso, qual o efeito de aplicarmos ciclos de “aquecimento e resfriamento” com correntes elétricas de 60-80mA por 500ms cada, na configuração “Um Eletrodo”. A figura 4B.16 mostra o resultado da simulação. O ciclo começa do zero com a aplicação de 60mA por 500ms, após os quais são aplicados 80mA por 500ms, 60mA por mais 500ms e assim por diante, repetidamente. O resultado da figura 4B.8 é sutilmente diferente do caso apresentado agora, uma vez que lá os índices foram calculados após 500ms, partindo de uma situação sem corrente elétrica.

De volta ao presente caso, pode-se calcular, após a estabilização da temperatura, a birrefringência modal induzida, entre os pontos 1 e 2 do gráfico 4B.16. O valor obtido foi de  $\Delta B = 3,0 \times 10^{-5}$  que é 40% menor que o estimado pela figura 4B.8 para  $B_{80-0mA} - B_{60-0mA}$ . Vale notar, entretanto, que o resultado atual é o correto para o presente caso. Assim, o valor de  $3,0 \times 10^{-5}$  é dez vezes maior que para o ciclo 0 – 20mA. Podemos ver, então, que, conforme já mostra qualitativamente a figura 4B.7, o dispositivo é mais sensível na situação 60-80mA do que na situação 0-20mA (sendo o aumento de  $B \sim$  dez vezes).

Esses valores de corrente elétrica (60 e 80mA) foram escolhidos na figura 4B.8 por se encontrarem numa região cujo  $dn/di$  é maior que a região 0 – 20mA (caso experimental e simulado anteriormente).

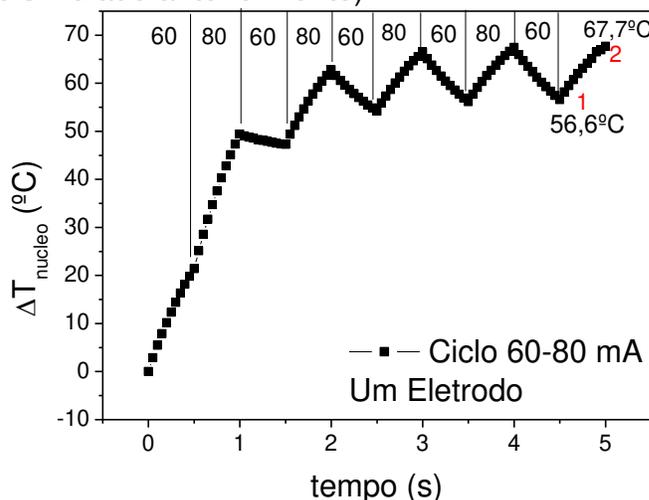


Figura 4B.16 – Temperatura no núcleo em função da corrente elétrica aplicada (60-80mA) em ciclos de 500ms, na configuração “Um Eletrodo”.

### 4B.7 Eletrodos constituídos por outros metais

Todos os resultados, experimentais e simulados, obtidos neste trabalho dizem respeito ao eletrodo constituído pela liga metálica 43Bi-Sn57. Entretanto, ainda na discussão da eficiência do dispositivo, podemos integrar eletrodos compostos por outros metais e/ou ligas metálicas. Nessa linha, fizemos um estudo comparativo entre os seguintes metais: índio (In), estanho (Sn), bismuto (Bi) e a liga utilizada neste trabalho (43Bi-Sn57). Estes metais foram escolhidos com base nos parâmetros da tabela 4B.1.

Parâmetro	In	Bi	Sn	43Bi-Sn57
Módulo de Young (GPa)	12,74	34	50	43
Razão de Poisson	0,4498	0,33	0,36	0,4
Coef. Exp. Térmica ( $10^{-6} K^{-1}$ )	32,1	13,2	22	15,35
Densidade ( $kg/m^3$ )	7300	9780	7280	8560
Cond. Térmica (W/mK)	81,8	7,97	66,8	19
Cap. térmica ( $Jkg^{-1}K^{-1}$ )	234	124	213	167
Cond. Elétrica ( $10^{-6} S/m$ )	11,61	0,87	9,17	2,45

Tabela 4B.1: propriedades físicas dos metais simulados como constituintes dos eletrodos.

Para cada um dos metais da tabela 4A.1, simulamos a aplicação de corrente elétrica (20 e 100mA) por 500ms na configuração “Um Eletrodo” e obtivemos os resultados para temperatura, birrefringência do material e modal.

A figura 4B.17 apresenta os valores de temperatura na região do núcleo em função da corrente elétrica ao quadrado e o valor do coeficiente angular ( $b$ ) para cada reta ajustada. É possível observar que as temperaturas seguem a ordem: Bi > 43Bi-Sn57 > Sn > In. Esta é a ordem inversa entre os valores da condutividade elétrica desses metais (ver tabela 4B.1). Isso se justifica pelo fato de que, quanto maior a condutividade elétrica, menor o efeito Joule no eletrodo e menor a variação da temperatura.

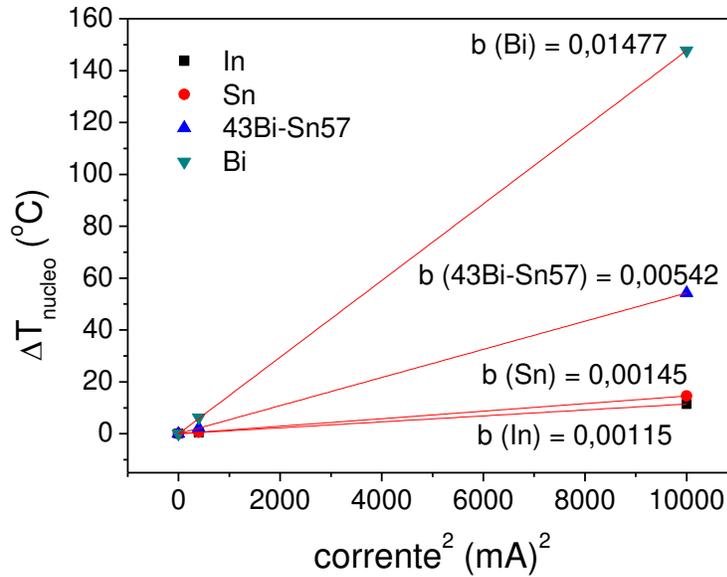


Figura 4B.17 – Temperatura no núcleo em função da corrente elétrica ao quadrado na configuração “Um Eletrodo” para quatro metais e/ou ligas metálicas: In, Sn, Bi e 43Bi-Sn57.

Empregando a análise da seção 4B.4.1 ao gráfico da figura 4B.17, podemos determinar o valor de  $b'$  (constante de proporcionalidade entre corrente aplicada ao quadrado e mudança de temperatura, quando troca de calor por condução e convecção não é levada em conta) para cada um dos metais. Se fizermos a razão entre  $b'$  e  $b$  (constante de proporcionalidade quando consideramos a troca de calor determinada pelas retas ajustadas na figura 4B.17). Os valores obtidos, considerando os dados da tabela 4B.1 são apresentados na tabela 4B.2.

Parâmetro	In	Sn	43Bi-Sn57	Bi
$b'$	0,05175	0,07217	0,28862	0,97270
$b$	0,00115	0,00145	0,00542	0,01477
$K = b'/b$	45	49,77	65,86	53,25

Tabela 4B.2: valores de  $b$ ,  $b'$  e  $K$  para os quatro metais estudados

Como a troca de calor depende da capacidade térmica e densidade do material do eletrodo (para um mesmo meio externo), o valor de  $K$  também dependerá destas duas grandezas. Se fizermos as razões entre  $K$  de diferentes metais e compararmos com a razão entre o produto (capacidade térmica x densidade)<sup>-1</sup> dos

mesmos metais chegamos a conclusão de que elas são muito parecidas, o que pode ser visto na tabela 4B.3.

$\frac{K(In)}{K(Bi)}$	0,68	$\frac{C(Bi)d(Bi)}{C(In) \cdot d(In)}$	0,70
$\frac{K(In)}{K(Sn)}$	0,90	$\frac{C(Sn)d(Sn)}{C(In) \cdot d(In)}$	0,91
$\frac{K(In)}{K(43Bi - Sn57)}$	0,84	$\frac{C(43Bi - Sn57)d(43Bi - Sn57)}{C(In) \cdot d(In)}$	0,84
$\frac{K(Sn)}{K(Bi)}$	0,76	$\frac{C(Bi)d(Bi)}{C(Sn) \cdot d(Sn)}$	0,78
$\frac{K(Sn)}{K(43Bi - Sn57)}$	0,93	$\frac{C(43Bi - Sn57)d(43Bi - Sn57)}{C(Sn) \cdot d(Sn)}$	0,92
$\frac{K(Bi)}{K(43Bi - Sn57)}$	1,24	$\frac{C(43Bi - Sn57)d(43Bi - Sn57)}{C(Bi) \cdot d(Bi)}$	1,18

Tabela 4B.3: relações entre  $K$  e  $(\text{Capacidade térmica} \times \text{Densidade})^{-1}$  para os quatro metais estudados

Os valores da birrefringência induzida no material pelo eletrodo em expansão são apresentados na figura 4B.18 em função da corrente ao quadrado. O comportamento, assim como a temperatura, também é linear. A ordem de  $B_{\text{material}}$  é:  $Bi > 43Bi-Sn57 > In > Sn$ . Nota-se que, comparada com a ordem da temperatura, as posições do In e do Sn estão trocadas. Se, para o aumento de temperatura, apenas a condutividade elétrica (ou resistividade) é importante, para o efeito do *stress* temos que levar em consideração o produto da temperatura ( $\Delta T$ ) pelo coeficiente de expansão térmica do metal ( $\alpha$ ).

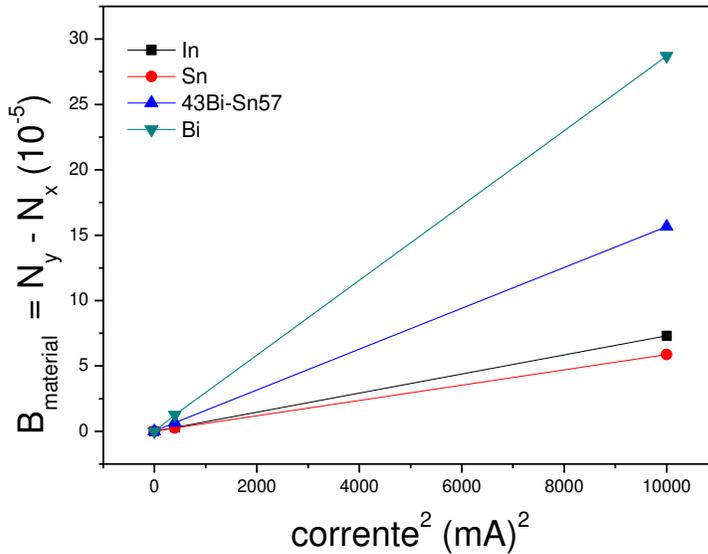


Figura 4B.18 – Birrefringência do material em função da corrente elétrica ao quadrado na configuração “Um Eletrodo” para quatro metais e/ou ligas metálicas: In, Sn, Bi e 43Bi-Sn57.

Recentemente, foi estudada a influência do material constituinte do eletrodo integrado à fibra [31]. No trabalho em questão, eletrodos de In, Sn e Bi foram integrados a uma fibra tradicional (sem microestrutura) dopada com germânio. O dispositivo foi colocado em uma câmara térmica à temperatura constante e a birrefringência induzida pelo aquecimento/expansão do metal foi medida experimentalmente.

Nessa situação, como todos os metais se encontram a mesma temperatura, o único parâmetro importante do metal é o coeficiente de expansão térmica. De fato, foi demonstrado que quanto maior esse coeficiente, maior a birrefringência induzida. O estudo desenvolvido nessa dissertação não trabalha com a restrição de temperatura constante do eletrodo. Em vez disso, utilizamos um parâmetro de controle da mesma, a corrente elétrica.

Assim, como a temperatura depende da dissipação de calor no eletrodo, devemos levar em consideração, além do coeficiente de expansão térmica, a condutividade (ou resistividade) elétrica. De fato, como observamos nos resultados das simulações, a maior contribuição para a mudança nos índices de refração vem do produto entre temperatura e coeficiente de expansão térmica do eletrodo.

### 4B.9 Outras geometrias de fibras

Como discutido no capítulo 2, o padrão de buracos influencia fortemente as propriedades óticas e mecânicas das fibras de cristal fotônico. Assim, é possível otimizar o dispositivo trabalhando com outras geometrias. Com esse intuito, simulamos a fibra da figura 4B.19. Ela possui a microestrutura mais comprimida na direção dos eletrodos que a fibra com a qual trabalhamos nessa dissertação (figura 3.1(b)).

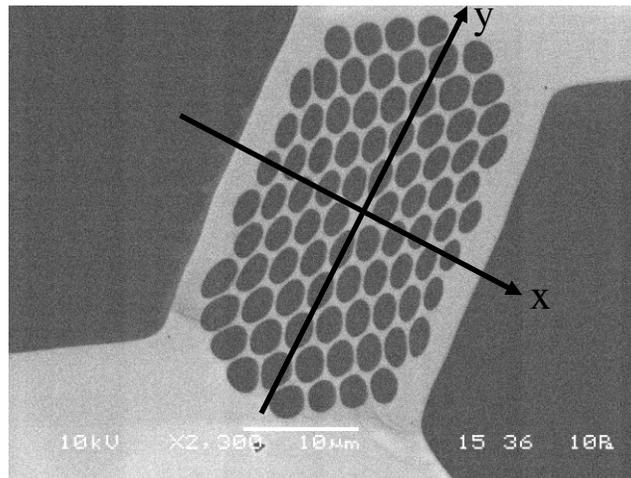


Figura 4B.19 – Fibra de cristal fotônico com dois buracos para integração de eletrodos e microestrutura fortemente comprimida na direção x.

A figura 4B.20 apresenta a birrefringência modal (da fibra deste trabalho e da nova fibra) para 633nm e 1550nm. É possível observar que essa nova fibra é mais birrefringente que a original, o que já era esperado dado que ela é mais comprimida na direção x (ver figura 4B.19).

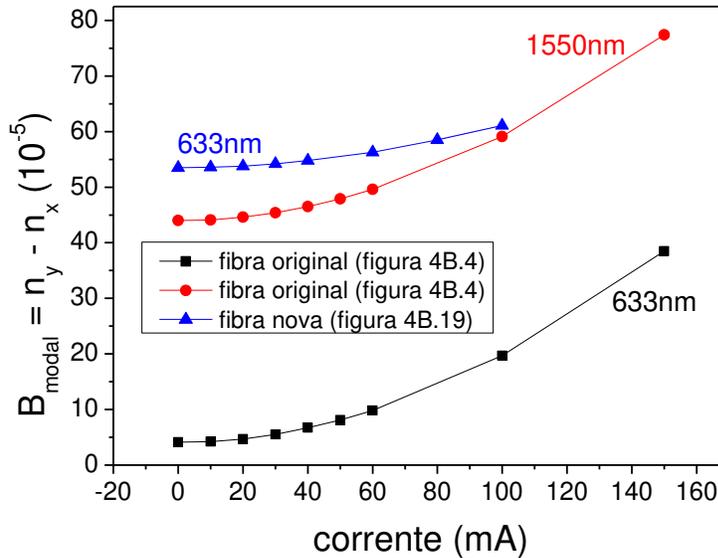


Figura 4B.20 – Birrefringência modal para fibra original em 633nm (curva preta) e 1550nm (curva vermelha) e para nova fibra em 633nm (curva azul).

#### 4.B.10 Considerações finais

Neste capítulo demonstramos, na seção A, a utilização de uma fibra de cristal fotônico com eletrodos integrados para controle da polarização da luz. O dispositivo criado opera via aplicação de corrente elétrica ao eletrodo que esquenta e expande por efeito Joule. O aumento de temperatura e a compressão da microestrutura, pela expansão do eletrodo, alteram o índice de refração efetivo do modo guiado dentro da fibra. Vimos, também, que a mudança na polarização da luz é mais sensível quando o campo elétrico da luz é inserido formando  $45^\circ$  com os eixos de birrefringência da fibra.

Na seção B, simulamos a operação do dispositivo de modo a entender seu funcionamento e a influência dos diversos parâmetros de maneira a otimizar o funcionamento do mesmo. Estudamos a influência da corrente elétrica (elemento de controle) em parâmetros relevantes como a temperatura, o *stress* mecânico e a composição dos dois efeitos na alteração do índice de refração efetivo do modo guiado. Vimos que estes parâmetros variam linearmente com o quadrado da corrente elétrica aplicada.

É interessante notar que os índices efetivos para as duas polarizações do modo fundamental, nos dois comprimentos de onda estudados (633nm e 1550nm), sofrem influências distintas da corrente elétrica. Enquanto a temperatura, por ser uma grandeza escalar, tem uma influência isotrópica nos índices, a compressão, por influenciar uma direção preferencial, afeta os índices diferentemente. Luz polarizada na direção perpendicular a dos eletrodos (chamada aqui de direção y, ver figuras 4B.4 e 4B.19) tem o seu índice efetivo mais fortemente afetado pela corrente. Assim, a contribuição efetiva para mudança da birrefringência vem da componente mecânica.

Estudamos, também, as diferenças entre utilizar um eletrodo ou dois eletrodos. Em termos de eficiência, se há limitação da potência elétrica, não há diferença entre usar dois eletrodos ou apenas um. Se a potência elétrica não for um limitante, a configuração com dois eletrodos apresenta maior eficiência. Um caso relevante estudado foi a configuração “Um Eletrodo + Ar” em que utilizamos apenas um eletrodo, mas deixamos o buraco do outro eletrodo vazio (com ar). Em termos de temperatura, não houve mudanças significativas, porém, a compressão da microestrutura é bastante afetada pela presença ou não do segundo eletrodo. Vimos que, mesmo inativo, o segundo eletrodo aumenta a eficiência do dispositivo.

Com relação aos tempos de resposta do dispositivo, trabalhamos experimentalmente com pulsos de corrente de 500ms. Esse valor foi escolhido pelo fato de o dispositivo se basear no efeito térmico. Numericamente, simulamos a aplicação de correntes elétricas por tempos longos (da ordem de segundos) e observamos o decaimento da temperatura (figura 4B.13). O ajuste de uma função exponencial decrescente nos deu como constante de tempo algo da ordem de 600-700ms. Apesar de estarmos trabalhando com efeitos térmicos, um possível caminho para diminuir o tempo de resposta do dispositivo é aplicação de pulsos de alta tensão de nanossegundos [12,13].

Por fim, ainda na linha de otimização do dispositivo, estudamos a influência do material do eletrodo e da estrutura de buracos da fibra. Quanto aos materiais, vimos que, para aplicações cuja temperatura é constante, devemos procurar metais com alto coeficiente de expansão térmica [31]. Para aplicações como as desta dissertação, em

que a temperatura é um parâmetro do dispositivo, devemos estar atentos ao produto entre variação da temperatura e coeficiente de expansão térmica.

Com relação à geometria da fibra, podemos fabricar fibras que apresentem birrefringências modais intrínsecas maiores, como a da seção 4B.9, ou menores e, assim, alterar a região de trabalho (em termos de corrente elétrica) do dispositivo.

## Capítulo 5

### Conclusão e Perspectivas Futuras

Neste trabalho de mestrado desenvolvemos uma fibra de cristal fotônico com dois buracos extras para integração de eletrodos. A integração de eletrodos em fibras de cristal fotônico permite a criação de dispositivos óticos totalmente à fibra explorando não somente as vantagens inerentes às fibras óticas como aquelas trazidas por essa nova classe de fibras, as *PCF's*.

Trabalhamos com uma liga eutética de Bi-Sn, cujo ponto de fusão é 139°C, para composição dos eletrodos justamente pelo fato de o ponto de fusão ser baixo. A integração de eletrodos se deu pela técnica conhecida como “metal líquido”, em que o metal é inserido na fibra no estado líquido, e deixado resfriar até o estado sólido. Esta técnica possui a vantagem de permitir eletrodos contínuos que preenchem todo o buraco da fibra e ainda, com um pouco mais de processamento, podemos obter as pontas da fibra sem metal, requisito básico caso seja necessário emendar a fibra em outra fibra.

Demonstramos e estudamos o funcionamento de um dispositivo ótico totalmente à fibra cujo elemento de controle é a corrente elétrica aplicada a um dos eletrodos. Nesse dispositivo, a corrente elétrica aplicada ao eletrodo o faz aquecer e expandir por efeito Joule. O aumento de temperatura e a compressão causada pelo eletrodo em expansão alteram o índice de refração e, portanto, a birrefringência da fibra.

Experimentalmente, trabalhamos com o efeito causado por essa mudança no índice de refração na polarização de um feixe laser de He-Ne (633nm) linearmente polarizado. O feixe foi inserido na fibra por uma objetiva e, através de uma lâmina retardadora de meia-onda, podíamos variar a posição do feixe com relação aos eixos de birrefringência da fibra. Vimos que a influência da corrente elétrica foi maior quando a luz se encontrava a 45° dos eixos de birrefringência da fibra.

Estudamos, numericamente, através do software comercial Comsol, como o dispositivo se comporta para diferentes valores de corrente elétrica aplicada a apenas

um ou dois eletrodos. Vimos que a temperatura e o *stress* variam quadraticamente com a corrente elétrica aplicada, o que era esperado uma vez que o eletrodo atua como um resistor que dissipa calor. Vimos, também, que a maior influência para o índice efetivo do modo guiado pela fibra é o *stress* induzido pela expansão do eletrodo.

Estudamos maneiras para otimizar o dispositivo discutindo as diferenças entre aplicar corrente elétrica em apenas um dos eletrodos ou nos dois. Verificamos que a presença dos dois eletrodos, mesmo quando um deles é inativo, aumenta a eficiência do dispositivo.

Como perspectivas futuras, temos a possibilidade de trabalhar com ambos os eletrodos do dispositivo já que, neste trabalho, nos restringimos a um eletrodo apenas. Podemos trocar o material dos eletrodos, procurando outros metais com baixo ponto de fusão, baixa condutividade elétrica e alto coeficiente de expansão térmica. E, ainda, podemos modelar outros padrões de buracos para a microestrutura.

Outra direção envolve o estudo de fibras com cristais líquidos, que são materiais sensíveis a temperatura, pressão e campo elétrico. A inserção de cristais líquidos nos buracos da fibra altera o índice de refração ao redor do núcleo e pode, por exemplo, mudar o mecanismo de confinamento da luz, de reflexão interna total para *band gap* fotônico. Esse *band gap* pode, então, ser sintonizado pela aplicação de um dos elementos de controle acima citados.

Ainda sobre a inserção de materiais sensíveis a campo elétrico, temos a possibilidade de trabalhar com o *PDLC*, que pode ter o índice de refração ajustado pela aplicação de campo elétrico, conforme descrito no apêndice II.

# Apêndice I

## Dispositivo ótico à fibra com base na aplicação de campo elétrico

Este trabalho de mestrado teve por objetivo desenvolver dispositivos óticos totalmente à fibra, ou seja, dispositivos em que o elemento de controle está integrado à fibra ótica. O trabalho principal se restringiu à criação e caracterização de um dispositivo cujo elemento de controle é a corrente elétrica.

No entanto, podemos explorar e desenvolver outras fibras óticas, em especial fibras de cristal fotônico, de modo a utilizar outros elementos de controle como, por exemplo: temperatura, *stress* mecânico e campo elétrico.

Nesse caminho, a idéia original era utilizar a mesma fibra deste trabalho de mestrado, aproveitando os dois eletrodos integrados para aplicação de campo elétrico entre eles. O material sensível a campo elétrico escolhido para ser inserido na microestrutura da fibra foi um cristal líquido com alto índice de refração (índice maior que o da sílica, material da fibra). Desse modo, pelas propriedades de guiamento da luz discutidas no capítulo 2, o guiamento via reflexão interna total é proibido. Entretanto, também não foi observado efeito de *band gap* fotônico e, assim, na impossibilidade de guiar luz com o cristal líquido inserido, essa fibra em particular foi deixada de lado.

Uma nova abordagem foi, então, proposta: fabricação de uma nova fibra e troca do material a ser inserido na fibra. A idéia ainda era aplicar campo elétrico entre dois eletrodos integrados à fibra, porém, a luz seria guiada no próprio material sensível. Para tanto, escolhemos trabalhar com o chamado *PDLC* (do inglês *Polymer-Dispersed Liquid Crystal*).

*PDLC* consiste de moléculas de cristal líquido dispersas numa matriz polimérica. Cristais líquidos são materiais anisotrópicos e possuem índice de refração dependente da sua orientação espacial. A relação entre os índices de refração do polímero ( $n_p$ ) e do cristal líquido ( $n_o$  e  $n_e$ , índices de refração ordinário e extraordinário, respectivamente) é a seguinte:  $n_p \sim n_o$  e  $n_o \ll n_e$ .

Dessa forma, quando as moléculas de cristal líquido estão aleatoriamente orientadas, o índice de refração delas tem valor entre  $n_o$  e  $n_e$ . Luz viajando pelo *PDLC* nessas condições é espalhada (figura 1a) devido à condição de não casamento dos índices de refração entre cristal líquido e polímero. Ao aplicarmos campo elétrico ao *PDLC* as moléculas de cristal líquido tendem a se orientar com o campo externo. Nessa situação, ocorre o casamento de índices do cristal líquido e do polímero e o espalhamento é fortemente reduzido (figura 1b).

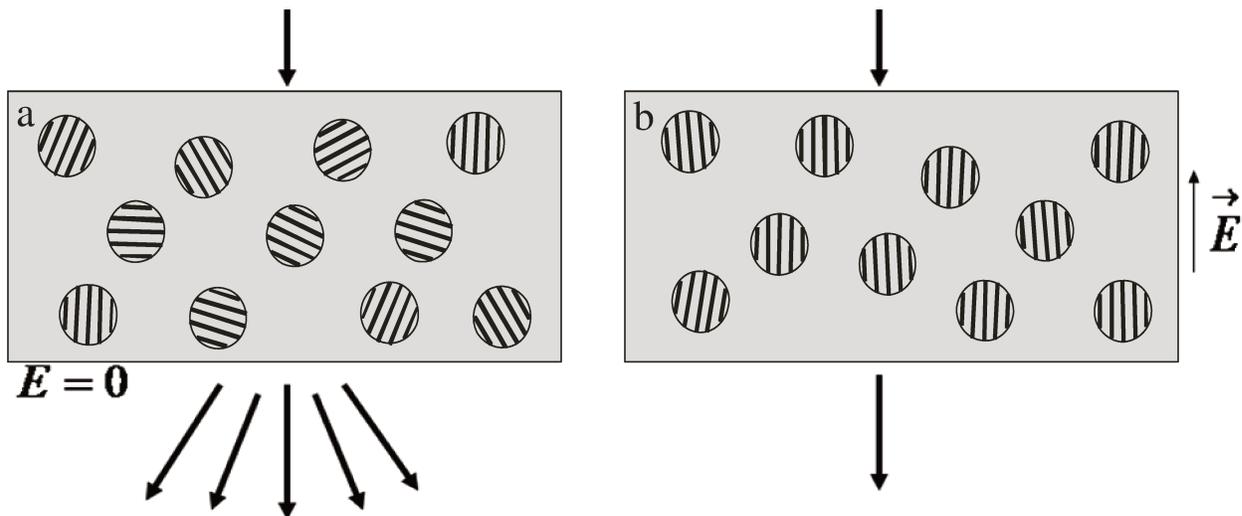


Figura 1. Orientação das moléculas de cristal (a) na ausência de campo elétrico externo (b) com campo elétrico externo aplicado. Luz que viaja pelo *PDLC* é (a) espalhada (b) transmitida.

Baseados no funcionamento do *PDLC*, descrito acima, alguns dispositivos como sensores de campo elétrico via campo evanescente [32], atenuadores óticos variáveis [33] e acopladores ativos [34] foram demonstrados.

Desenvolvemos, no Laboratório do Grupo de Materiais Vítreos e Nanoestruturas (GMVN) da UNICAMP, uma fibra de sílica com três buracos de igual tamanho (aproximadamente  $20\mu\text{m}$ ) para inserção do *PDLC* (no buraco central) e integração de eletrodos (nos dois buracos externos), conforme mostra figura 2(a). Inicialmente, esta fibra não guia luz por reflexão interna total nem por *band gap* fotônico. Ela passa a guiar luz apenas quando o *PDLC* é inserido no buraco central e a condição de reflexão interna total é satisfeita.

Os eletrodos são integrados à fibra através da técnica do metal líquido descrita no capítulo 3, com algumas modificações. As alterações se dão porque, para a

fibra do trabalho principal deste mestrado, para não inserirmos metal na microestrutura, podíamos confiar na diferença de tamanho entre os buracos da microestrutura e do eletrodo. Como, para essa nova fibra, os buracos são idênticos, a inserção de metal foi realizada pela lateral da fibra. Para tanto, polimos as laterais da fibra até acessarmos cada um dos buracos mais externos e, então, fechamos a face da fibra mergulhada no metal com uma gota de vidro, figura 2(b). As figuras 2(c) e (d) mostram os dois buracos externos preenchidos com metal (partes brilhantes), pela lateral e pela face, respectivamente, enquanto o buraco central está vazio.

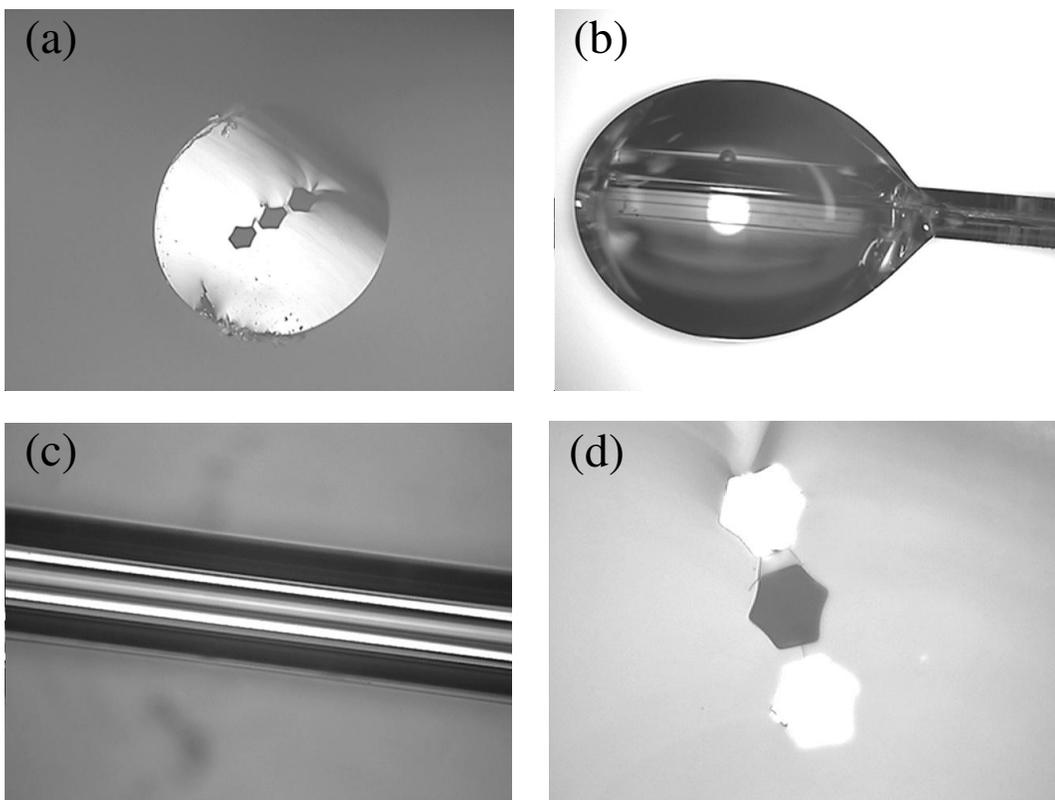


Figura 2. (a) fibra com três buracos para inserção de *PDLC* no buraco central e integração de eletrodos nos buracos externos (b) gota de vidro fechando a face da fibra (c) vista lateral e (d) face da fibra com metal apenas nos buracos externos.

Os próximos passos desse trabalho são inserir o *PDLC* no buraco central, curá-lo com luz ultravioleta e realizar o contato elétrico em cada um dos eletrodos para, assim, aplicarmos campo elétrico ao *PDLC* e explorarmos as possibilidades deste dispositivo.



## Apêndice II

### All-fiber devices based on photonic crystal fibers with integrated electrodes

Giancarlo Chesini,<sup>1</sup> Cristiano M.B. Cordeiro,<sup>1\*</sup> Christiano J.S. de Matos,<sup>2</sup> Michael Fokine,<sup>3</sup> Isabel C.S. Carvalho,<sup>4</sup> and J. C. Knight<sup>5</sup>

<sup>1</sup>*Instituto de Física “Gleb Wataghin”, Universidade Estadual de Campinas – UNICAMP, Campinas, SP, Brazil*

<sup>2</sup>*Grupo de Fotônica, Universidade Presbiteriana Mackenzie, SP, Brazil*

<sup>3</sup>*Department of Applied Physics – Laser Physics, KTH, AlbaNova University Center, Sweden*

<sup>4</sup>*Departamento de Física, PUC-Rio, Rio de Janeiro, Brazil*

<sup>5</sup>*Department of Physics, University of Bath, Claverton Down, Bath, BA2 7AY, United Kingdom*  
[cmbc@if.unicamp.br](mailto:cmbc@if.unicamp.br)

**Abstract:** A special kind of microstructured optical fiber is proposed and fabricated in which, in addition to the holey region (solid core and silica-air cladding), two large holes exist for electrode insertion. Either Bi-Sn or Au-Sn alloys were selectively inserted into the large holes forming two parallel, continuous and homogeneous internal electrodes. We demonstrate the production of a monolithic device and its use to externally control some of the guidance properties (e.g. polarization) of the fiber.

©2009 Optical Society of America

**OCIS codes:** (060.2310) Fiber optics; (230.3990) Microstructure devices; (999.999) Photonic crystal fibers.

---

#### References and links

1. P. Russell, “Photonic crystal fibers,” *Science* **299**, 358-362 (2003).
2. J. C. Knight, “Photonic crystal fibres,” *Nature* **424**, 847-851 (2003).
3. J. M. Fini, “Microstructure fibers for optical sensing in gases and liquids,” *Meas. Sci. Technol.* **15**, 1120-1128 (2004).
4. C. M. B. Cordeiro, M. A. R. Franco, G. Chesini, E. C. S. Barretto, R. Lwin, C. H. Brito Cruz, and M. C. J. Large, “Microstructured-core optical fibre for evanescent sensing applications,” *Opt. Express* **14**, 13056-13066 (2006).
5. F. M. Cox, A. Argyros, and M. C. J. Large, “Liquid-filled hollow core microstructured polymer optical fiber,” *Opt. Express* **14**, 4135-4140 (2006).
6. J. Jensen, P. Hoiby, G. Emiliyanov, O. Bang, L. H. Pedersen, and A. Bjarklev, “Selective detection of antibodies in microstructured polymer optical fibers,” *Opt. Express* **13**, 5883-5889 (2005).
7. T. T. Larsen, A. Bjarklev, D. S. Hermann, and J. Broeng, “Optical devices based on liquid crystal photonic bandgap fibres,” *Opt. Express* **11**, 2589-2596 (2003).
8. F. Du, Y. Lu, and S. Wu, “Electrically tunable liquid-crystal photonic crystal fiber,” *Appl. Phys. Lett.* **85**, 2181-2183 (2004).
9. M. Fokine, L. E. Nilsson, A. Claesson, D. Berlemont, L. Kjellberg, L. Krummenacher, and W. Margulis, “Integrated fiber Mach-Zehnder interferometer for electro-optic switching,” *Opt. Lett.* **27**, 1643-1645 (2002).
10. N. Myrén, M. Fokine, O. Tarasenko, L. E. Nilsson, H. Olsson, and W. Margulis, “In-fiber electrode lithography,” *J. Opt. Soc. Am. B* **21**, 2085-2088 (2004).
11. K. Lee, P. Hu, J. L. Blows, D. Thornecraft, and J. Baxter, “A 200m optical fiber with integrated electrode and its poling,” *Opt. Lett.* **29**, 2124-2126 (2004).
12. H. Knappe and W. Margulis, “All-fiber polarization switch,” *Opt. Lett.* **32**, 614-616 (2007).
13. Z. Yu, W. Margulis, O. Tarasenko, H. Knappe, and P.-Y. Fonjallaz, “Nanosecond switching of fiber Bragg gratings,” *Opt. Express* **15**, 14948-14953 (2007).
14. R. A. Myers, N. Mukherjee, and S. R. J. Brueck, “Large second-order nonlinearity in poled fused silica,” *Opt. Lett.* **16**, 1732-1734 (1991).
15. P. G. Kazansky and P. St. J. Russel, “Thermally poled glass: frozen-in electric field or oriented dipoles?,” *Opt. Commun.* **110**, 611-614 (1994).
16. T. Fujiwara, D. Wong, and S. Fleming, “Large electrooptic modulation in a thermally-poled germanosilicate fiber,” *IEEE Photon. Technol. Lett.* **7**, 1177-1179 (1995).

17. D. Wong, W. Xu, S. Fleming, M. Janos, and K. M. Lo, "Frozen-in electrical field in thermally poled fibers," *Opt. Fiber Technol.* **5**, 235-241 (1999).
  18. B. J. Eggleton, C. Kerbage, P. S. Westbrook, R. S. Windeler, and A. Hale, "Microstructured optical fiber devices," *Opt. Express* **9**, 698-713 (2001).
  19. J. G. Hayashi, C. M. B. Cordeiro, M. A. R. Franco, and F. Sircilli, "Numerical and Experimental Studies for a High Pressure Photonic Crystal Fiber Based Sensor," in 1st Workshop on Specialty Optical Fibers and Their Applications, AIP Conference Proceedings 1055, 133-136 (2008).
  20. A. Claesson, S. Smuk, H. Arsalane, W. Margulis, T. Naterstad, E. Zimmer, and A. Malthe-Sorensen, "Internal Electrode Fiber Polarization," in Optical Fiber Communication Conference, 2003 paper MF35.
- 

## 1. Introduction

Photonic crystal fibers (PCF's) are optical fibers with periodically arranged microscopic air holes that run along the entire fiber length [1, 2]. In the case of solid core PCF's the microstructure reduces the effective cladding refractive index allowing guidance by total internal reflection (TIR) in an undoped core. For hollow core PCF's the guidance mechanism is due to a photonic band gap. The development of these special optical fibers opens new possibilities in areas such as nonlinear optics and sensing because they allow broad control of the fiber's optical parameters through the design of the structure's geometry. The fiber characteristics can also be further tailored using post-processing. One possibility is the insertion, within the microstructure, of a wide variety of materials, such as liquids and gases [3-5], biological specimens [6] and electrically/magnetically/thermally sensitive materials, which can then be placed close to or within the fiber core. In the latter case, a typical material used is liquid crystal (LC), in which the optical properties (and so the guidance properties of the waveguide) are tuned by heating [7] or by the application of an external electric field [8] to the LC-PCF system.

Fibers that can have their optical properties externally controlled will enable different types of active fiber devices. These devices allow one to exploit the inherent qualities of optical fibers, such as mass production, long light-matter interaction length, robustness and, especially, easy integration with optical fiber systems. The active control of the device characteristics as well as the device construction itself can be significantly improved by integrating an electrode (a metal wire or film) into the fiber. So far, several reports have demonstrated different techniques and approaches for introducing continuous electrodes into conventional fibers, typically with a germanium doped core and one or two large holes for the electrode(s) [9-13]. Devices as long as three meters were produced by silver film deposition onto the insides of the holes [10] and a 200-meter long optical fiber with an internal electrode was demonstrated using a procedure in which the wire was inserted into the fiber during the drawing process [11]. In most of these studies the primary objective was to use the internal electrodes for thermal poling of the fiber [14-17]. Recently, ohmic heating of the wire has also shown to be an effective means of controlling the optical properties of the fiber [13].

The all-fiber PCF-based active devices reported so far use a different approach, e.g., using a polymer with a highly temperature-dependent refractive index that enables the development of variable optical attenuators or tunable grating filters [18]. Our approach here was to develop a special microstructured fiber containing two holes for internal electrodes and applying an electric field between the electrodes, or passing a current through them. The fact that the PCF optical and mechanical properties can be widely custom designed is a potential advantage of these waveguides relative to conventional fibers with integrated electrodes.

Borosilicate fibers (Fig. 1(a)) and silica fibers (Fig. 1(b)) were manufactured and tested for this work. The silica fiber had an external diameter of approximately 170  $\mu\text{m}$ . The microstructure consists of five rings of air holes with a diameter ( $d$ ) of 1.5 $\mu\text{m}$  and a 2.5 $\mu\text{m}$  diameter solid core. The average pitch ( $\Lambda$ ) is 2.2 $\mu\text{m}$  and the ratio  $d/\Lambda$  is 0.68. The two large holes have a width of approximately 25 $\mu\text{m}$  and approximately 13.5 $\mu\text{m}$  separates them from the edges of the core. For the silica fiber the birefringence induced by the large holes is estimated to be  $4.1 \times 10^{-5}$ . These PCFs, as standard fibers, guide light by total internal

reflection in a high index region. As there is no chemical doping, guidance relies on the index difference between the solid core and the effective refractive index of the holey cladding.

The integration of the electrodes into the fiber was performed by melting and then pressurizing the alloy into the large holes [9], rather than inserting wires during fiber drawing process or manually inserting them into the final fiber [17]. The advantage of the filling procedure is that it provides continuous electrodes that completely fill the cross-section of the holes, maintaining a constant core-electrode distance along the fiber. In addition, the process allows one to have metal-free fiber tips, which is important when splicing such a structure with other types of fibers. It should be noted that the technique is not time consuming and easily performed. Fibers were filled with two different low melting point ( $T_m$ ) alloys: Bi-Sn ( $T_m = 139^\circ\text{C}$ ) and Au-Sn ( $T_m \sim 300^\circ\text{C}$ ). Fig. 1(b) shows the large holes of the silica fiber filled with metal which forms the internal electrodes. As can be observed, the filling process has no detrimental effect on the microstructure as it is done at a temperature much lower than the softening temperature of silica ( $\sim 1600^\circ\text{C}$ ). Fig. 1(c) presents a lateral view of the borosilicate fiber and shows the continuity of the electrodes, visible as bright parallel lines.

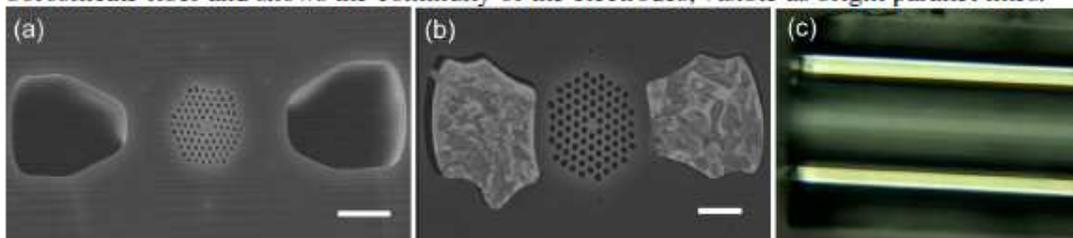


Fig. 1. (a) Cross-sectional view of the manufactured borosilicate PCF with two external holes. The white bar represents  $10\mu\text{m}$ . (b) Scanning electron microscope image of the silica fiber with the two holes filled with metal. The white bar represents  $10\mu\text{m}$ . (c) Lateral view of the borosilicate fiber with the internal electrodes (two parallel bright lines).

## 2. Experimental setup

To access the internal electrodes, the fiber was side polished until the previously inserted metal was exposed, which was followed by connecting the electrodes to an external circuit using a conductive silver epoxy. Two different configurations were studied, as shown in Figs. 2(a) and 2(b). In the first case we used the Bi-Sn alloy and externally connected the same electrode at two different points to enable a current to pass through the electrode. In the second case, Fig. 2(b), the two Au-Sn electrodes were externally connected to enable a high voltage to be applied between them. In the latter case it is important to have metal-free fiber tips, as in Fig. 2(c), in order to avoid electrical breakdown in the air between the electrodes.

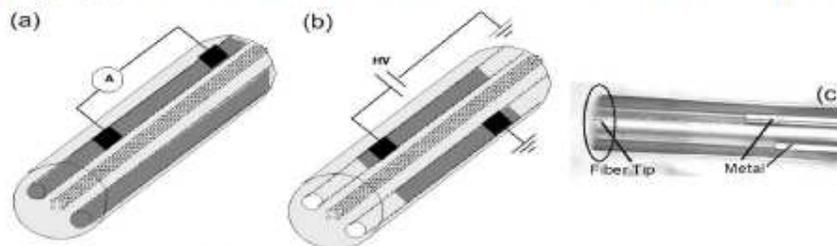


Fig. 2. (a) Bi-Sn-filled fiber with only one electrode exposed at two different places and connected to a current source. (b) Au-Sn-filled fiber with both electrodes exposed and connected to a high voltage (HV) source. (c) Lateral view of the fiber tip without metal.

To optically characterize the silica fiber with the setup of Fig. 2(a) (Bi-Sn alloy, current configuration) we used a linearly polarized He-Ne laser in a setup depicted in Fig. 3. The fiber was around 7 cm long.

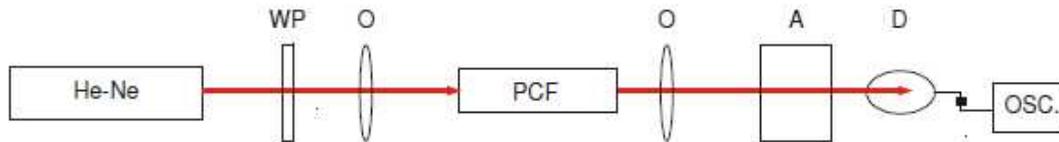


Fig. 3. Setup for optical characterization of the setup of Fig. 2(a) with a linearly polarized He-Ne laser. WP is a half-wave plate (for 633nm), O are objectives, A is a rotating polarizer and D a detector connected to an oscilloscope.

### 3. Results and discussion

The first step of the optical characterization consists of finding the fiber's polarization axes, in the absence of any applied current. To do that, the incoming polarization was controlled through a half-wave plate (WP) and the light leaving the fiber passed through a rotating analyzer (A) before reaching the detector (Fig. 3). For each WP angle we measured the maximum ( $I_{max}$ ) and the minimum ( $I_{min}$ ) intensities through the analyzer and computed the signal ellipticity, given by  $(I_{min}/I_{max})^{1/2}$ . This ellipticity is expected to vary periodically with the incoming polarization (period of  $90^\circ$ ) and the measured data is shown in Fig. 4(a). The position corresponding to the first peak was chosen to be the reference angle ( $0^\circ$ ) from which the other angles were determined. The ellipticity minima ( $0^\circ$ ,  $88^\circ$ ,  $180^\circ$ ,  $268^\circ$  and  $348^\circ$ ) are associated with light traveling along the birefringence axes and, thus, exiting the fiber with quasi-linear polarizations. The ellipticity maxima ( $48^\circ$ ,  $128^\circ$ ,  $220^\circ$  and  $304^\circ$ ) are seen to occur halfway between minima, which is a consequence of the relative delay induced for this particular fiber length. At  $0^\circ$  and  $180^\circ$  the input light is polarized along the axis that connects the electrodes, while at  $88^\circ$  and  $268^\circ$  it is perpendicular to this direction. It is important to note that the fiber length was not optimized for enhancing the visibility in Fig. 4(a), meaning that the ellipticity is not necessarily expected to reach 1 (circular polarization). On the other hand, the ellipticity also never reaches zero (linear polarization). A possible explanation to this feature is that the fiber presents some chirality (resulting from spinning during the drawing process), making the polarization eigenstates elliptical.

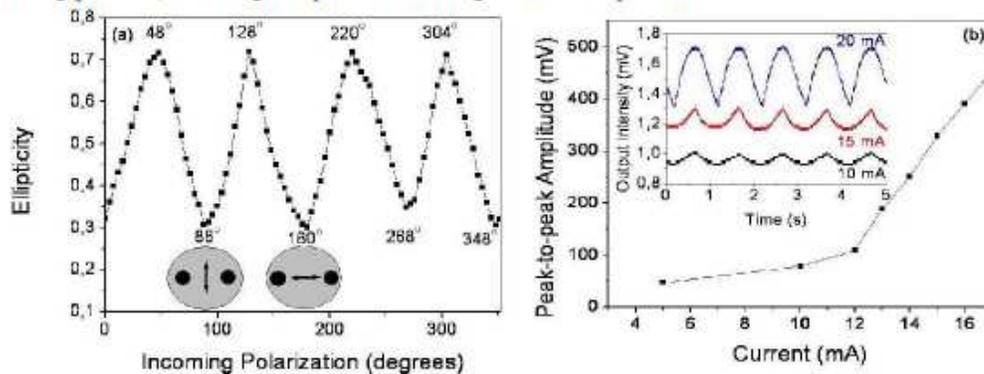


Fig. 4. (a) Polarization ellipticity of the light exiting the fiber filled with metal. (b) Intensity through the fixed analyzer as a function of the applied "square wave" electric current. The inset shows a real-time measurement of the output intensity through the analyzer for three different current amplitudes.

The next step was to apply an electric current to the fiber for 500ms and turning it off for another 500ms repeatedly, creating a "square-wave" current. During the time the electric current is on, the metal expands due to thermal effects and squeezes the microstructure inducing a birefringence change. Since we expect more sensitivity when input light is linearly polarized halfway between the birefringence axes, we fixed the incoming polarization at  $48^\circ$  (which maximized the ellipticity in Fig 4(a)). The analyzer was fixed in the position of maximum output intensity. The amplitude of the applied electric current (in the form of a square-wave signal) was varied from 5 to 20mA and the signal peak-to-peak amplitude ( $I_M - I_m$ )

through the analyzer was measured. Fig. 4(b) shows the behavior of the signal amplitude in this situation. As it was expected, the amplitude increases with higher electric currents. It is clear that there is a threshold (around 12mA) from where the amplitude starts to grow at a higher rate. The inset of Fig. 4(b) shows the measurement of the output intensity versus time where it is possible to see the variation of the signal amplitude with the applied current.

Another important question is the mechanism by which the device operates. To investigate this, we applied a steady (dc) current for several seconds. The incoming polarization, as before, was set to give the most sensitive results ( $\theta \sim 45^\circ$ ). Again, the analyzer was fixed in the position of maximum transmitted intensity. Electric currents of 15 and 20mA were applied to the device while the output intensity was monitored, as shown in Fig. 5. When the electric current is switched on the birefringence of the fiber is modified and so is the state of polarization of the exiting beam. The rotation of polarization becomes an intensity variation due the presence of an analyzer after the fiber (Fig. 3). The number of maximum-minimum cycles the intensity undergoes depends on the applied current. The modeling of the detailed change of the cladding geometry and fiber birefringence with the electrode expansion is being carried out and will be published in a future work. It should be pointed out, however, that the presence of the cladding air holes not only allows a wider control of the fiber optical properties but also of its mechanical ones [19].

With this fiber, and at 15 mA, the system goes from maximum to minimum transmitted intensity while at 20 mA it goes from maximum to minimum and back to maximum. The same process occurs in the inverse order when the electric current is switched off and the polarization rotates back to its original state. The intensity peaks that appear just after the current being switched on are believed to be due the change of the polarization state from elliptical to linear along the analyzer axis before it evolves till a situation of orthogonal polarization with respect to the analyzer. It should be noted that these current values cannot be directly compared with those of Fig. 4(b) as in that case an oscillating current was used while here a continuous one was. The number of cycles observed in Fig. 5 for 20 mA suggests that the current-induced relative phase delay is close to  $\pi$ , from which the current-induced birefringence can be estimated to be  $\sim 4.5 \times 10^{-6}$ .

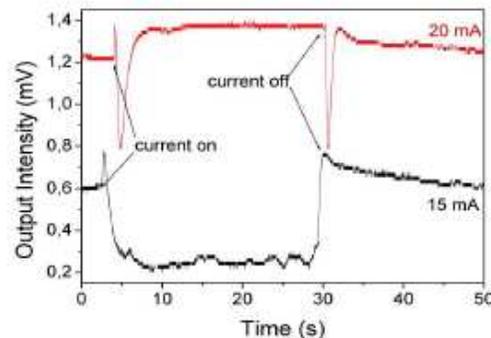


Fig. 5. Output intensity through the fixed analyzer as a function of time for two different steady electric currents (15 and 20mA). When the electric current is switched on the birefringence of the fiber is modified and the light state of polarization changes. The number of cycles the polarization undergoes depends on the value of the electric current.

The induced polarization rotation was also characterized as a function of the angle of the input polarization. The same “square-signal” electric current (fixed at 20mA) was applied to the device for three incoming linear polarizations:  $\theta = 0^\circ$  (aligned with one birefringence axis),  $\theta = 24^\circ$ , and  $\theta = 48^\circ$  (polarization halfway between birefringence axes). For each polarization, the analyzer was fixed in the position of maximum output intensity. The results are shown in Fig. 6(a).

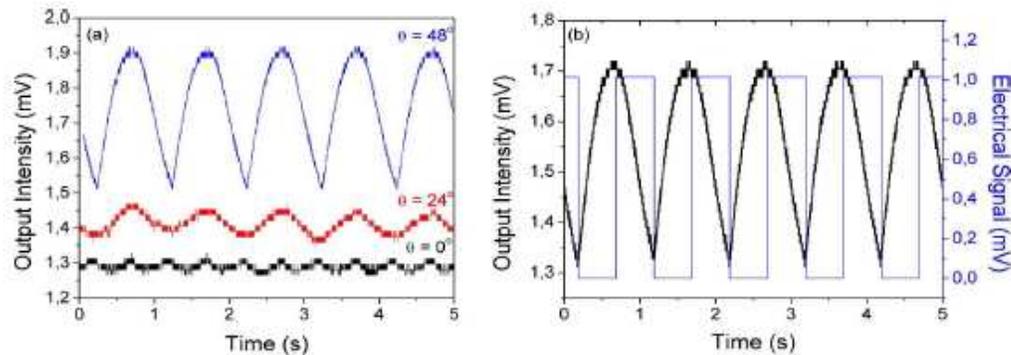


Fig. 6. (a) Output intensity through the fixed analyzer as a function of time for three different incoming polarizations. (b) Intensity through the fixed analyzer, for  $\theta = 48^\circ$ , as a function of time and the applied "square wave" electric current.

The curves were vertically shifted in order not to overlap. As expected, for  $\theta = 0^\circ$  (a birefringence axis) the electric current has little effect in the output intensity. In an ideal situation, one would expect to see no change in the output intensity due to external influences. As we move away from the birefringence axis ( $\theta = 24^\circ$  and  $\theta = 48^\circ$ ), the effect caused by the metal expansion keeps growing until it reaches a maximum, when light travels with polarization halfway between the axes. Fig. 6(b) shows the output intensity through the fixed analyzer, when a 20-mA-amplitude square-wave current signal is applied and an input linear polarization with  $\theta = 48^\circ$  is used. It is possible to see that this 20mA electric current applied to our 7cm long device is sufficient to cause an appreciable change in the output intensity. Knowing the electrical resistance of the device ( $50 \Omega$ ) we can apply Ohm's Law to compute the voltage required to change the output intensity from a maximum to a minimum. We obtained a value of approximately one volt. Claesson et al. reported in standard-like fibers typical performance values of 2.5V in a 5cm device [20]. A direct comparison between both values cannot, however, be made due to the different signal repetition rates, duty cycles and fiber lengths (a linear dependence is expected between the device resistance and length, but a non-linear one is expected between current and optical response – see Fig. 4(b)). Microstructured fibers have, however, potential room for improving this figure by optimization of the cladding geometrical parameters and, consequently, of their mechanical properties, as previously suggested [19]. As the device operation relies on thermal effects, its response time can be rather slow, as it is in our case, where both the on/off states are related to heat dissipation. However, Knape and Margulis [12] demonstrated a nanosecond response time when using a nanosecond high-voltage pulse, indicating a way to improve this issue.

#### 4. Conclusion

The possibility of having a microstructured optical fiber with integrated electrodes opens several interesting possibilities of playing with the insertion of electrically/temperature sensitive materials and the application of an external field for guidance control purposes. Here we developed a photonic crystal fiber with two large holes (externally to the microstructured cladding) to integrate electrodes, making a monolithic device based on the dynamic squeeze of the microstructure and its influence over its polarization properties. The fiber electro-optical characterization was carried out by first electrically connecting one of the electrodes and then applying an electric current to it while polarization rotation was monitored. We demonstrated that a 20mA electric current is sufficient to change the output intensity from a maximum to a minimum level. This represents 1 volt applied to a 7cm electrode.

#### Acknowledgments

The authors thank FAPESP, CNPq, CAPES and MackPesquisa for the financial support, M.A.R. Franco for modeling the fiber birefringence and Jose Aparecido for his technical help.

## Referências

- [1] J. Nishizawa, K. Suto. "Terahertz wave generation and light amplification using Raman effect". em Bhat, K. N.; DasGupta, Amitava. *Physics of semiconductor devices*. New Delhi, India: Narosa Publishing House. p. 27. (2004)
- [2] J. Hecht. *City of Light, The Story of Fiber Optics*. New York: Oxford University Press. p. 114 (1999)
- [3] *GE Innovation Timeline*. (<http://www.ge.com/innovation/timeline/index.html>.)
- [4] P. Russel, "Photonic Crystals Fibers: a historical account", IEEE Leos Newsletter, 11-15 (2007)
- [5] P. Russell, "Photonic crystal fibers", Science 299, 358-362 (2003).
- [6] J. C. Knight, "Photonic crystal fibres", Nature 424, 847-851 (2003).
- [7] J. M. Fini, "Microstructure fibers for optical sensing in gases and liquids", Meas. Sci. Technol. 15, 1120-1128 (2004).
- [8] C. M. B Cordeiro, M. A. R. Franco, G. Chesini, E. C. S. Barretto, R. Lwin, C. H. Brito Cruz, and M. C. J. Large, "Microstructured-core optical fibre for evanescent sensing applications", Opt. Express 14, 13056-13066 (2006).
- [9] F. M. Cox, A. Argyros, and M. C. J. Large, "Liquid-filled hollow core microstructured polymer optical fiber", Opt. Express 14, 4135-4140 (2006).
- [10] J. Jensen, P. Hoiby, G. Emilianov, O. Bang, L. H. Pedersen, and A. Bjarklev, "Selective detection of antibodies in microstructured polymer optical fibers", Opt. Express 13, 5883-5889 (2005).
- [11] T. T. Larsen, A. Bjarklev, D. S. Hermann, and J. Broeng, "Optical devices based on liquid crystal photonic bandgap fibres", Opt. Express 11, 2589-2596 (2003).
- [12] F. Du, Y. Lu, and S. Wu, "Electrically tunable liquid-crystal photonic crystal fiber", Appl. Phys. Lett. 85, 2181-2183 (2004).
- [13] M. Fokine, L. E. Nilsson, A. Claesson, D. Berlemont, L. Kjellberg, L. Krummenacher, and W. Margulis, "Integrated fiber Mach-Zehnder interferometer for electro-optic switching", Opt. Lett. 27, 1643-1645 (2002).

- [14] N. Myrén, M. Fokine, O. Tarasenko, L. E. Nilsson, H. Olsson, and W. Margulis, “*In-fiber electrode lithography*”, J. Opt. Soc. Am. B 21, 2085-2088 (2004).
- [15] K. Lee, P. Hu, J. L. Blows, D. Thorncraft, and J. Baxter, “*A 200m optical fiber with integrated electrode and its poling*”, Opt. Lett. 29, 2124-2126 (2004).
- [16] H. Knape and W. Margulis, “*All-fiber polarization switch*”, Opt. Lett. 32, 614-616 (2007).
- [17] Z. Yu, W. Margulis, O. Tarasenko, H. Knape, and P.-Y. Fonjallaz, “*Nanosecond switching of fiber Bragg gratings*”, Opt. Express 15, 14948-14953 (2007).
- [18] B. J. Eggleton, C. Kerbage, P. S. Westbrook, R. S. Windeler, and A. Hale, “*Microstructured optical fiber devices*”, Opt. Express 9, 698-713 (2001).
- [19] <http://ab-initio.mit.edu/photons/tutorial/>
- [20] F. Zolla, G. Renversez, A. Nicolet, B. Kuhlmeiy, S. Guenneau, D. Felbacq, “*Foundations of Photonic Crystal Fibres*”, Imperial College Press, London, p.12 (2005)
- [21] E.M. Santos, “*Processos Relacionados à Inserção de Fluidos para Sensoriamento com Fibras de Cristal Fotônico*”, dissertação de mestrado, IFGW-UNICAMP, 2007
- [22] M. Large, “*Overview of mPOF fabrication*”, (WorkPof 2006).
- [23] R. A. Myers, N. Mukherjee, and S. R. J. Brueck, “*Large second-order nonlinearity in poled fused silica*”, Opt. Lett. 16, 1732-1734 (1991).
- [24] P. G. Kazansky and P. St. J. Russel, “*Thermally poled glass: frozen-in electric field or oriented dipoles?*”, Opt. Commun. 110, 611-614 (1994).
- [25] T. Fujiwara, D. Wong, and S. Fleming, “*Large electrooptic modulation in a thermally-poled germanosilicate fiber*”, IEEE Photon. Technol. Lett. 7, 1177-1179 (1995).
- [26] D. Wong, W. Xu, S. Fleming, M. Janos, and K. M. Lo, “*Frozen-in electrical field in thermally poled fibers*”, Opt. Fiber Technol. 5, 235-241 (1999).
- [27] D Noordegraaf et.al., “*Electrically and mechanically induced long period gratings in liquid crystal photonic bandgap fibers*”, Opt. Express, 15 (13), 7901-7912 (2007)
- [28] J. G. Hayashi, C. M. B Cordeiro, M. A. R. Franco, and F. Sircilli, “*Numerical and Experimental Studies for a High Pressure Photonic Crystal Fiber Based Sensor*”, in 1st Workshop on Specialty Optical Fibers and Their Applications, AIP Conference Proceedings 1055, 133-136 (2008).
- [29] <http://www.comsol.com/>

- [30] A. Claesson, S. Smuk, H. Arsalane, W. Margulis, T. Naterstad, E. Zimmer, and A. Malthé-Sorensen, “*Internal Electrode Fiber Polarization Controller*”, OFC 2003, vol. 1, 39-40 (2003)
- [31] S. H. Lee, B. H. Kim, and W. T. Han, “*Effect of filler metals on the temperature sensitivity of side-hole fiber*”, Opt. Express 17(12), 9712-9717 (2009)
- [32] Tabib-Azar et.al., *Fiber optic electric field sensors using polymer-dispersed liquid crystal coatings and evanescent field interactions*, Sensors and Actuators 84, 134-139 (2000)
- [33] H. Ramanitra et.al., *Polymer-dispersed liquid crystal structure for variable optical attenuator application*, Opt. Eng. 43(6), 1445–1453 (2004)
- [34] J. Zubia et.al, *Design and performance of active coupler for plastic optical fibres*, Electronic Letters 28(2), 65-67 (2002)