



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

GIANCARLO CHESINI

FIBRAS ÓPTICAS ESPECIAIS PARA SENSORIAMENTO

CAMPINAS

2018

Giancarlo Chesini

FIBRAS ÓPTICAS ESPECIAIS PARA SENSORIAMENTO

Tese apresentada ao Instituto de Física “Gleb Wataghin” da Universidade Estadual de Campinas como parte dos requisitos exigidos para a obtenção do título de Doutor em Ciências

Orientador: Cristiano Monteiro de Barros Cordeiro

ESTE EXEMPLAR CORRESPONDE À VERSÃO FINAL
DA TESE DEFENDIDA PELO ALUNO GIANCARLO
CHESINI, E ORIENTADA PELO PROF. DR. CRISTIANO
MONTEIRO DE BARROS CORDEIRO

Campinas, SP 2018

Agência(s) de fomento e nº(s) de processo(s): CAPES, 797088/2009

Ficha catalográfica
Universidade Estadual de Campinas
Biblioteca do Instituto de Física Gleb Wataghin
Maria Graciele Trevisan - CRB 8/7450

C425f Chesini, Giancarlo, 1986-
Fibras ópticas especiais para sensoriamento / Giancarlo Chesini. –
Campinas, SP : [s.n.], 2018.

Orientador: Cristiano Monteiro de Barros Cordeiro.
Tese (doutorado) – Universidade Estadual de Campinas, Instituto de Física
Gleb Wataghin.

1. Fibras óticas. 2. Sensor. 3. Correntes elétricas. 4. Faraday, Efeito de. 5.
Temperatura. I. Cordeiro, Cristiano Monteiro de Barros, 1973-. II. Universidade
Estadual de Campinas. Instituto de Física Gleb Wataghin. III. Título.

Informações para Biblioteca Digital

Título em outro idioma: Specialty optical fibers for sensing

Palavras-chave em inglês:

Optical fibers

Sensor

Electric currents

Faraday effect

Temperature

Área de concentração: Física

Titulação: Doutor em Ciências

Banca examinadora:

Cristiano Monteiro de Barros Cordeiro [Orientador]

Lázaro Aurélio Padilha Junior

Eric Fujiwara

Isabel Cristina dos Santos Carvalho

Lucia Akemi Miyazato Saito

Data de defesa: 04-12-2018

Programa de Pós-Graduação: Física

MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA TESE DE DOUTORADO DE
GIANCARLO CHESINI – RA 23895 APRESENTADA E
APROVADA AO INSTITUTO DE FÍSICA “GLEB WATAGHIN”, DA UNIVERSIDADE
ESTADUAL DE CAMPINAS, EM 04 / 12 / 2018.

COMISSÃO JULGADORA:

- Prof. Dr. Cristiano Monteiro de Barros Cordeiro – Orientador – DEQ/IFGW/UNICAMP
- Profa. Dra. Isabel Cristina dos Santos Carvalho – PUC/RJ
- Prof. Dr. Éric Fujiwara - FEM/UNICAMP
- Prof. Dr. Lázaro Aurélio Padilha Júnior - DEQ/IFGW/UNICAMP
- Profa. Dra. Lúcia Akemi Miyazato Saito - UP/Mackenzie

OBS.: Ata da defesa com as respectivas assinaturas dos membros encontra-se no
SIGA/Sistema de Fluxo de Dissertação/Tese e na Secretaria do Programa da
Unidade.

CAMPINAS

2018

A meu pai que,
pela imprevisibilidade da nossa existência,
não conseguiu presenciar este momento.

AGRADECIMENTOS

Expresso aqui meus sinceros agradecimentos...

...a minha família, em especial meu pai Guido e minha mãe Marisa, pelo apoio ao longo de minha vida, sem o qual este momento não chegaria

...ao Prof. Dr. Cristiano M. B. Cordeiro pela orientação e supervisão do trabalho

...ao Prof. Dr. Pedro Jorge, do INESC Porto, em Portugal, pela recepção e orientação do trabalho em Portugal

...ao Prof. Dr. Marcos Antonio Ruggieri Franco e ao pesquisador Me. Valdir Augusto Serrão pelo auxílio nas simulações com o Comsol

...aos amigos do Laboratório de Fibras Especiais, atuais e antigos, em especial ao Juliano pela ajuda inicial na fabricação das fibras e ao Jonas e ao Hugo pela ajuda nos momentos intermediários e finais do trabalho.

...ao senhor José Aparecido, antigo técnico do laboratório, sem o qual muitas dos experimentos não teriam sido realizados.

...aos meus amigos e meu companheiro Otavio pelo apoio nos momentos de desespero.

...a TBE (Transmissoras Brasileiras de Energia) e ao INESC P&D Brasil pelo apoio financeiro na forma do projeto TECCON 2 (PD-2651-0011/2015 – Tecnologia de Sensores em Fibra Ótica para Supervisão, Controle e Proteção de Sistemas de Energia Elétrica).

O presente trabalho foi realizado com apoio da Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior – Brasil (CAPES) - Código de Financiamento 001.

RESUMO

No trabalho aqui apresentado, fibras ópticas especiais foram fabricadas e estudadas para fins de sensoriamento de corrente elétrica e campo magnético. Primeiramente, propusemos e fabricamos uma fibra óptica especial com dois tipos de birrefringência: linear e circular. Para a adição de birrefringência linear, um padrão de buracos levemente assimétrico, de modo a produzir um núcleo elíptico, foi empregado. Para a adição de birrefringência circular, adotamos a estratégia de imprimir uma torção na fibra durante sua fabricação. Essa fibra óptica especial foi modelada, fabricada e analisada teórica (método dos elementos finitos) e experimentalmente (modos guiados, perda, birrefringência)

A aplicação da fibra especial com taxa de torção como sensor de corrente elétrica se baseou no efeito Faraday, em que a luz tem seu estado de polarização alterado ao atravessar uma região sob a influência de um campo magnético. Para o estabelecimento do sensor foi utilizado um método de interrogação polarimétrico com luz linearmente polarizada. Obtivemos uma sensibilidade de $(1,00 \pm 0,04) \times 10^{-5} \text{ A}^{-1}$ e, mais importante, demonstramos que o procedimento de adicionar birrefringência circular à fibra torna-a menos sensível a perturbações externas, em especial, ao efeito da birrefringência linear induzida pela curvatura da fibra.

Ainda no âmbito de sensoriamento de corrente elétrica e campo magnético, discutimos alguns sensores utilizando fibras convencionais, com redes de Bragg e filmes finos de terfenol-D (material magnetostritivo).

Por fim, desenvolvemos um sensor de temperatura empregando uma fibra capilar com núcleo imerso na parede (*embedded-core fiber*) e preenchida com material metálico (índio). Com este sensor, obtivemos uma sensibilidade de $(8,40 \pm 0,06) \text{ nm.}^{\circ}\text{C}^{-1}$, valor comparável aos mais elevados encontrados na literatura.

Palavras-chave: fibras ópticas especiais, fibras com torção, sensores, corrente elétrica, efeito Faraday, terfenol-D, temperatura.

ABSTRACT

In this work, specialty optical fibers were developed and studied for electric current and magnetic field sensing. First we proposed and fabricated an optical fiber with linear and circular birefringences. To create the linear birefringence a slightly asymmetric pattern of air holes was used to produce an elliptical core. In order to add circular birefringence to the fiber we developed a mechanism to spun the fiber during its fabrication. This specialty optical fiber was theoretically (finite elements method) and experimentally (guided modes, loss and birefringences) analyzed.

Using the spun fiber as an electric current sensor was based on the Faraday effect, where light has its polarization changed when travelling through a region under the influence of a magnetic field. To establish the sensor we used a polarimetric interrogation system with linearly polarized light. Here we obtained a sensitivity of $(1,00 \pm 0,04) \times 10^{-5} \text{ A}^{-1}$ and, most importantly, we demonstrated that the procedure of adding circular birefringence to the fiber makes it less sensitive to external perturbations, such as the effect of the linear birefringence induced by curvature.

Regarding electric current and magnetic field sensing, we studied some configurations using a conventional optical fiber, with an inscribed FBG and a thin film of magnetostrictive material, terfenol-D.

Finally, we developed a temperature sensor by employing an embedded-core fiber filled with indium. With this sensor we obtained a sensitivity of $(8,40 \pm 0,06) \text{ nm.}^{\circ}\text{C}^{-1}$, which is comparable to the highest reported values.

Keywords: specialty optical fibers, spun fibers, sensors, electric current, Faraday effect, terfenol-D, temperature.

SUMÁRIO

Capítulo 1: Introdução.....	11
Capítulo 2: Sensores de campo magnético e corrente elétrica em fibras ópticas.....	15
2.1 Equipamentos convencionais de medidas elétricas.....	15
2.2 Sensores ópticos para medida de campo magnético e corrente elétrica.....	15
2.2.1 Fluidos magnéticos em sensores opto-magnéticos à fibra óptica.....	16
2.2.2 Magnetostrição em sensores opto-magnéticos à fibra óptica.....	22
2.2.3 Efeito Faraday em sensores opto-magnéticos à fibra óptica.....	23
Capítulo 3: Fabricação, caracterização e aplicação de uma Fibra de Cristal Fotônico como sensor de corrente.....	26
3.1 Requisitos da fibra óptica para utilização como sensor de corrente elétrica.....	27
3.2 Simulação da estrutura da fibra.....	29
3.3 Fabricação da pré-forma da fibra.....	34
3.4 Processo de fabricação da fibra óptica.....	35
3.4.1 Controle do diâmetro dos buracos através de pressão.....	35
3.4.2 Rotação da pré-forma para adição de birrefringência circular.....	37
3.5 Fibra óptica fabricada.....	40
3.6 Caracterização óptica da fibra fabricada.....	43
3.6.1 Caráter modal.....	43
3.6.2 Birrefringência linear.....	45
3.6.3 Perda óptica.....	49
3.6.4 Birrefringência circular.....	50
3.6.5 Parâmetros das fibras fabricadas.....	54
3.7 Sensor de corrente elétrica em fibra de cristal fotônico.....	56
3.8 Sensor de corrente elétrica.....	57

3.9 Perspectivas futuras.....	64
Capítulo 4: Outros sensores de campo magnético e corrente elétrica e sensor de temperatura.....	65
4.1 Sensor de campo magnético DC via efeito magnetostritivo num filme fino de terfenol-D.....	65
4.1.1 Sensor de campo magnético com ímã.....	67
4.1.2 Sensor de campo magnético com bobina de corrente.....	69
4.2 Sensores de temperatura.....	74
4.3 Fibra capilar com núcleo imerso na parede.....	77
Capítulo 5: Conclusões e Perspectivas Futuras.....	84
Lista de Publicações.....	85
Apêndice A: Compensador de fase Soleil-Babinet.....	86
Apêndice B: Propagação de ondas eletromagnéticas em meios com birrefringência linear e circular.....	90
Referências Bibliográficas.....	99

Capítulo 1 – Introdução

O processo de desenvolvimento tecnológico está, indubitavelmente, atrelado ao desenvolvimento das civilizações humanas, dos primórdios até os tempos modernos e, por vezes, se confunde com a própria história de nossa espécie. O primeiro passo tecnológico do homem se deu com a fabricação de ferramentas a partir da pedra, na assim conhecida Idade da Pedra. O posterior domínio do fogo e a consequente fundição de alguns metais possibilitou o surgimento de armas e ferramentas mais sofisticadas [1].

Um dos passos tecnológicos mais importantes ocorreu entre meados do século XVIII e XIX, na primeira fase da Revolução Industrial. Se do ponto de vista sócio-econômico ocorreram transformações profundas na sociedade, do ponto de vista tecnológico não foi diferente. Máquinas a vapor e, posteriormente, à energia elétrica, substituíram as ferramentas e, em diversos casos, a própria força humana, aumentando a produtividade e expandindo os horizontes ao realizar tarefas inalcançáveis para as habilidades e capacidades humanas. A transformação afetou, em maior ou menor escala, diversos setores da sociedade como, por exemplo, os setores têxtil, metalúrgico, agricultor e de transportes. A necessidade constante de redução de custos e aumento da produtividade impulsionou o progresso tecnológico através do aperfeiçoamento das técnicas, das ferramentas e dos próprios produtos tecnológicos [2].

Já no século XX, na década de 50, iniciou-se o passo tecnológico mais recente, caracterizado pela invenção da eletrônica e, consequentemente, da informática. Com ela, desenvolveram-se áreas como a robótica, que permitiu a automação industrial, a biotecnologia, a engenharia espacial e a nanotecnologia. Computadores, satélites de telecomunicação, telefones celulares, chips, transistores e GPS (do inglês *Global Positioning Systems*) são alguns exemplos de produtos da Terceira Revolução Industrial ou Revolução Tecno-Científica [3]. Atualmente, fala-se sobre a Quarta Revolução Industrial, ancorado pela estrutura digital desenvolvida anteriormente. São mudanças de grande alcance, velocidade e impacto que surgem da confluência entre engenharia genética, neurotecnologias, da internet das coisas e dos ciberespaços.

Todo esse progresso tecnológico e científico só se tornou possível graças ao profundo conhecimento de como se comportam grandezas físicas tais como: temperatura,

pressão, tempo, *stress*, *strain*, corrente e resistência elétricas, força e torque etc. No entanto, mais que entender o comportamento dessas grandezas físicas, é imprescindível mensurá-las e acompanhá-las durante quaisquer processos tecnológicos. Foi nesse âmbito que surgiram ou então se aperfeiçoaram os instrumentos de medição e, mais recentemente, os sensores de parâmetros físicos. De termômetros a pirômetros ópticos, do dia solar médio a relógios atômicos, de barras de platina-irídio à distância percorrida pela luz, a criação de padrões e mecanismos de aferição e controle mais precisos, sofisticados e rápidos permitiu, e ainda permite, o desenvolvimento científico.

Dentre as grandezas físicas existentes, algumas das mais importantes são as relacionadas à eletricidade: tensão elétrica, corrente elétrica, fase, etc. Isto porque, em termos das revoluções industriais, a adoção de máquinas movidas a eletricidade garantiu a produção em massa e porque é impossível visualizar a vida moderna sem ela. O consumo de energia elétrica é, inclusive, um dos indicadores da qualidade de vida e do desenvolvimento econômico de uma sociedade. Para se ter uma ideia, o consumo total de energia elétrica no Brasil em 2007 foi de 435.684,43 GWh, sendo o setor industrial o maior responsável por esse consumo [4]. Gerir esse recurso é, portanto, fundamental, mas ao mesmo tempo ele apresenta aspectos críticos por causa das particularidades da geração e transmissão de energia elétrica.

Para diminuir as perdas ôhmicas, a transmissão de energia elétrica é feita a altas tensões, enquanto na geração e no destino final, a tensão é reduzida por motivos de segurança. Linhas de transmissão de energia operam, normalmente, na faixa de 50 a 765 kV, enquanto as linhas de distribuição operam em tensões mais baixas, no intervalo de 10 a 15 kV. Para se trabalhar com essas duas faixas distintas, utilizam-se os chamados transformadores de corrente (TC) e os transformadores de potencial (TP). Por terem como base um núcleo de ferro, esses transformadores podem apresentar o fenômeno da histerese magnética. Além disso, a permeabilidade magnética do ferro, bem como a resistência dos enrolamentos do transformador variam com a temperatura, o que altera a precisão do aparelho de acordo com a faixa de trabalho.

É nesse escopo de aferição e monitoramento sofisticados que, recentemente, a já bem estabelecida tecnologia de fibras ópticas encontrou mais um nicho de aplicação, para além da área de telecomunicações. O uso da luz como elemento sensor permitiu o monitoramento de parâmetros físicos com grande precisão e de modo praticamente instantâneo. Além disso, o fato de ser fabricada em material dielétrico, geralmente a sílica

(SiO₂), traz consigo um isolamento elétrico natural e a possibilidade de se acessar ambientes hostis. Elas são, ainda, compatíveis com sistemas de comunicação óptica, podendo realizar medidas AC e DC com robustez mecânica suficiente para a compactação do produto final. No entanto, a transposição da tecnologia de fibras ópticas para sensoriamento não é, muitas vezes, direta. Isto porque o material usado na fabricação das fibras é, na maioria dos casos, insensível ao parâmetro que se deseja monitorar. Dessa forma, faz-se necessária uma etapa de funcionalização da fibra óptica, visando torná-la sensível ao parâmetro físico em questão. Essa funcionalização pode ser feita de diversas maneiras, sendo os tipos de pós-processamento mais comuns a gravação de redes de *Bragg* (FBGs) [5] ou de redes de período longo (LPGs) [6], o afinamento ou *tapering* [7] e a deposição de filmes finos [8].

No início dos anos 1990, a proposta de um novo tipo de fibras ópticas abriu ainda mais o leque de possibilidades de monitoramento. Philip Russel propôs a fabricação de fibras ópticas com uma estrutura regular de buracos que percorrem todo seu comprimento [9], as chamadas fibras ópticas de cristal fotônico. A primeira vantagem dessas novas fibras ópticas é o alto contraste de índice de refração devido a presença de ar nos buracos da estrutura. Isso permite confinar a luz em regiões menores sem a necessidade de se dopar a região com material de alto índice de refração. Assim, podem-se fabricar fibras ópticas a partir de um único material, aumentando consideravelmente os efeitos não-lineares e o controle da dispersão cromática. Em segundo lugar, a presença do padrão regular de buracos permite, ainda, o confinamento da luz numa região de menor índice de refração, num funcionamento semelhante ao de um cristal fotônico [9,10]. Os próprios buracos podem ser funcionalizados pela inserção de, por exemplo, líquidos ou gases [11,12], metais [13] e material biológico [14]. Por fim, a possibilidade de fabricar diversas geometrias de buracos permite alterar e controlar as propriedades ópticas e mecânicas das fibras, de acordo com a aplicação desejada, a fim de melhorar a performance do sensor.

No trabalho aqui apresentado usamos da tecnologia de fibras ópticas para desenvolver sensores de corrente elétrica e/ou campo magnético. No Capítulo 2, apresentamos uma revisão das principais técnicas encontradas na literatura para sensoriamento de corrente elétrica e/ou campo magnético e temperatura. No Capítulo 3, apresentamos a modelização, fabricação e aplicação de uma fibra de cristal fotônico para sensoriamento de corrente elétrica via efeito Faraday. No Capítulo 4 é apresentada uma revisão bibliográfica sobre sensores de temperatura e mostramos um sensor de

temperatura numa fibra de núcleo deslocado e com eletrodo metálico no seu interior. Além disso, são apresentadas ideias de sensores de campo magnético e corrente elétrica em outros esquemas. Por fim, o Capítulo 5 apresenta as conclusões e perspectivas futuras do trabalho aqui desenvolvido.

Capítulo 2 – Sensores de Campo Magnético e Corrente Elétrica em Fibras Ópticas

2.1 Equipamentos convencionais de medidas elétricas.

As grandezas elétricas (tensões e corrente) podem aparecer na forma contínua ou alternada e cada uma delas necessita de equipamentos distintos para aferição. No caso de correntes elétricas contínuas, é bastante comum o uso de instrumentos de medida que utilizam o efeito Hall como princípio de funcionamento. Nele, o campo magnético externo atua sobre os portadores de carga no fio condutor fazendo surgir uma diferença de potencial perpendicular ao campo magnético e ao fluxo de corrente. Apesar de medirem correntes contínuas, eles apresentam uma grande desvantagem que é necessitar de alimentação externa [15]. Já os instrumentos para medida de correntes alternadas se baseiam, normalmente, no princípio de indução eletromagnética. Assim, são capazes de manter eletricamente isolados os circuitos de alta e baixa tensão, além de manter a segurança ao reduzirem a magnitude das tensões e correntes envolvidas.

Novamente, a evolução tecnológica obriga o aparecimento de tecnologias capazes de reduzirem o custo de produção, instalação e manutenção, preservando ou mesmo aumentando, a precisão das medidas. Sistemas ópticos apresentam, assim, boas condições para substituir os sistemas tradicionais de medida.

2.2 Sensores ópticos para medida de campo magnético e corrente elétrica.

Um sensor óptico consiste, basicamente, de um elemento óptico conectado a um controle optoeletrônico e a uma unidade de processamento que lança luz no elemento sensor e, posteriormente, coleta-a para análise. Como já mencionado, sistemas ópticos

podem reduzir custos de produção, instalação e manutenção, mas uma de suas principais vantagens é que tais sensores são fabricados em materiais dielétricos, o que garante isolamento elétrico e maior imunidade eletromagnética. Além disso, sensores tradicionais estão sujeitos a saturação e podem apresentar problemas quando se trabalha com altas correntes elétricas e/ou altos campos eletromagnéticos [16]. Como resultado disso, nas últimas décadas, surgiram diversos sensores de corrente elétrica e/ou campo magnético em fibras ópticas. Os principais tipos de sensores em fibras ópticas já reportados utilizam como princípios de funcionamento a variação de alguma propriedade de fluidos magnéticos (volume ou índice de refração), a magnetostrição ou o efeito Faraday. Nas próximas seções, discutiremos a utilização de cada método.

2.2.1 Fluidos magnéticos em sensores opto-magnéticos à fibra óptica.

O fluido magnético (FM) ou ferrofluido (FF) foi criado por Steve Papell em 1963 [17]. Seu intuito era ser usado como combustível de foguetes da NASA (do inglês *National American Space Agency*) por sua facilidade de locomoção em ambientes sem gravidade sob a ação de campos magnéticos. FMs são, basicamente, nanopartículas magnéticas (ferromagnéticas) dispersas em algum tipo de líquido transportador, usualmente água ou um solvente orgânico, formando suspensões coloidais estáveis. Eles apresentam a vantagem de reter o comportamento de materiais magnéticos sólidos enquanto incorporam a fluidez dos líquidos. As nanopartículas permanecem suspensas devido ao movimento Browniano e, sob condições normais, não decantam. Cada nanopartícula magnética é coberta com um surfactante a fim de impedir a aglomeração das partículas. Ao longo dos anos, no entanto, o surfactante deixa de fazer efeito e aglomerados de nanopartículas passam a surgir, reduzindo a resposta magnética do fluido.

Os FMs apresentam notáveis propriedades magneto-ópticas dentre as quais podemos citar: índice de refração sintonizável [18,19], birrefringência [20], efeito Faraday [21] e transmissão dependente da magnitude do campo [21,22]. Sob a ação de campos magnéticos externos, as nanopartículas de FM aglomeram-se e formam colunas [23]. Entretanto, ao remover o campo magnético, as nanopartículas retornam rapidamente

ao estado de suspensão coloidal, sem reter a magnetização e não apresentando efeito de histerese. Além disso, por estarem em estado líquido, elas são insensíveis ao aumento de birrefringência causado por fatores externos como temperatura e *stress*.

Dentre as maneiras possíveis de usarmos FMs em sensores ópticos à fibra destacamos a (a) imersão da fibra óptica no FM, a (b) inserção do FM em fibras ópticas e (c) esquemas interferométricos. Esta classificação é meramente ilustrativa, visto que alguns sensores podem se utilizar de mais de uma dessas técnicas.

2.2.1.a Imersão de fibras ópticas em fluidos magnéticos.

As aplicações de fluidos magnéticos neste tipo de sensor baseiam-se na alteração do índice de refração do FM na presença de um campo magnético. Para se detectar tal mudança, no entanto, é preciso funcionalizar a fibra óptica imersa no fluido. As maneiras mais comuns de funcionalização são a gravação de redes de difração, redes de período longo, fibras de perfil D com a lateral polida ou o *tapering* (afinamento).

Redes de difração ou de período longo acoplam luz que se propaga pelo núcleo da fibra óptica com modos de propagação da luz na casca da fibra. O comprimento de onda em que isso ocorre depende tanto do período da rede quanto do índice de refração efetivo do meio. Assim, o efeito de uma rede é permitir a passagem de alguns comprimentos de onda. Normalmente, o índice de refração efetivo é pouco sensível ao meio externo, exceto quando o diâmetro da fibra é reduzido na região da rede. Nessa situação, como ocorre maior sobreposição entre o campo evanescente e o meio externo, o índice efetivo passa a ser fortemente influenciado pelo índice de refração do meio externo. Um esquema pictórico dessa situação é apresentado na figura 2.1.

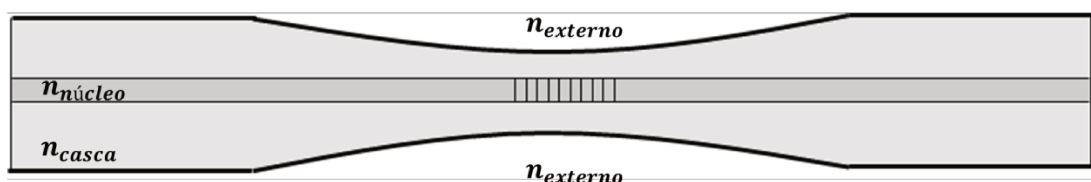


Figura 2.1: esquema pictórico de uma fibra óptica com uma rede de difração ou de período longo na região com diâmetro reduzido.

A variação do índice de refração do fluido magnético ocorre porque a susceptibilidade elétrica χ do fluido varia com o campo magnético externo. Assim, de acordo com a equação 2.1, tanto a constante dielétrica ε_r quanto o índice de refração n variam com o campo externo.

$$n = \sqrt{\varepsilon_r} = \sqrt{1 + \chi} \quad (2.1)$$

Se o índice de refração muda, o comprimento de onda que é transmitido/refletido também muda. Deslocamentos da ordem de 7 nm foram observados em redes de período longo [24,25]. Numa rede de período longo inscrita numa fibra óptica tipo D, alcançou-se o valor de 33,5 nm num campo de 189.7 mT, resultando numa sensibilidade de 176,6 pm/mT [26]. Já em redes de Bragg, deslocamentos da ordem de 86 pm foram observados para campos de 25 mT, o que resulta numa sensibilidade de 3,44 pm/mT [27].

No caso de *tapering* ou afinamento da fibra não adiabático, a luz que se propaga pelo núcleo da fibra, ao chegar na região afinada, é acoplada a modos de casca. Após percorrer toda a região afinada, essa luz é jogada de volta ao núcleo e o resultado disso é um padrão de interferência entre a luz que viajou pelos dois caminhos distintos: núcleo e casca. Nesse sentido, a região afinada atua como um interferômetro Mach-Zehnder. Como a região está afinada, a luz que segue pela casca sente fortemente a presença do meio externo e tem sua fase alterada de acordo com o índice de refração desse meio. Para sensores deste tipo, sensibilidade de 0.056 nm/Oe foram alcançadas [28].

2.2.1.b Inserção de fluidos magnéticos em fibras ópticas.

O aparecimento desse tipo de sensor só foi possível graças ao surgimento das fibras ópticas de cristal fotônico. Nelas, os buracos que percorrem todo seu comprimento, além de providenciarem o contraste de índice necessário para o confinamento da luz, podem ser preenchidos com diversos tipos de materiais, entre eles os fluidos magnéticos.

Quando inserimos materiais nos buracos de uma fibra de cristal fotônico, devemos ter em mente que isso acarretará uma mudança no contraste de índice de refração. A figura 2.2(a) mostra o caso geral do perfil de índice de refração, para uma fibra com ar nos

buracos. O material inserido pode ter índice de refração menor ou maior que o material no qual a fibra foi fabricada, resultando em situações consideravelmente distintas. Quando o material inserido apresenta índice de refração menor que o índice do material da fibra (figura 2.2b), o contraste diminui, mas ainda é possível manter o confinamento da luz no núcleo por reflexão interna total. Quando o índice do material inserido é maior (figura 2.2c), a condição de reflexão interna total não é mais satisfeita. Assim, a luz só pode ser confinada no núcleo se os critérios para o guiamento por *bandgap* fotônico forem satisfeitos.

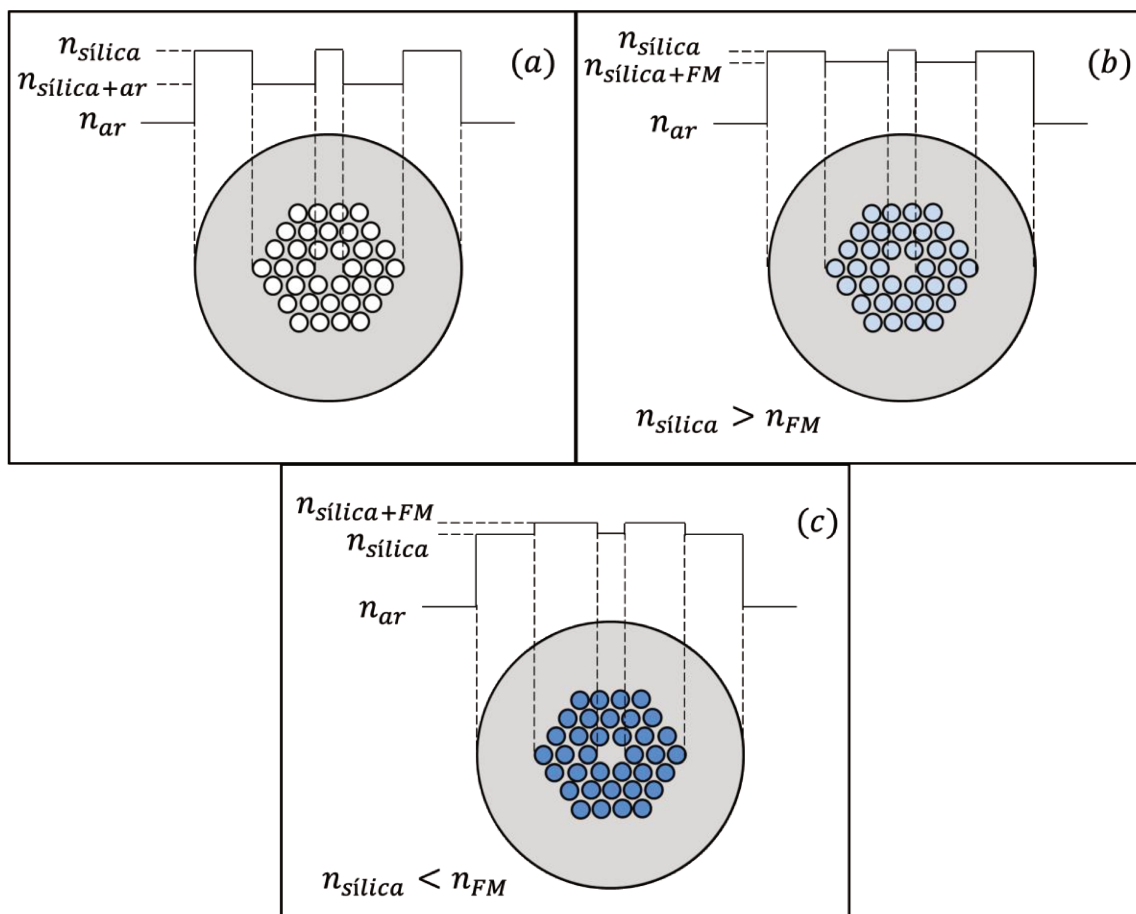


Figura 2.2: Perfil de índice de refração para fibra com a) ar nos buracos (caso geral) b) FM de baixo índice e c) FM de alto índice.

A situação em que o fluido magnético tem índice de refração menor que o do material da fibra (fig. 2.2b) é a mais comum. Em sensores desse tipo, todos os buracos são preenchidos e o índice de refração do FM é ajustado com o campo magnético externo. Monitorando-se a perda por transmissão é possível determinar a magnitude do campo magnético aplicado. Foram reportados, nesta linha de pesquisa, sensores com resolução

de 0,09 Oe [29], com capacidade para medir campos de até 2000 gauss [30] e campos alternados com frequência de até 2,5 kHz [31], além de seu uso como dispositivo modulador de intensidade [32]. Na situação da fig. 2c, onde se faz o uso do efeito de *bandgap* fotônico, sensibilidade de 1,56 nm/Oe e resolução de 0.0064 Oe já foram demonstradas [33].

Ainda na linha de preenchimento de fibras ópticas com fluidos magnéticos, há aqueles sensores que associam essa técnica com as já faladas redes de Bragg e de período longo. Nas redes de período longo, sensibilidade de 1,946 nm/Oe para um intervalo de 0-300 Oe foi obtida [34]. Com as redes de Bragg, variou-se a posição da seção preenchida com FM em relação a localização da rede, estudando-se o deslocamento espectral e a razão de extinção [35] e medindo campos magnéticos no intervalo 317-2500 gauss [36].

2.2.1.c Esquemas interferométricos usando fluidos magnéticos em fibras ópticas.

Diversos esquemas interferométricos são empregados quando se usam fluidos magnéticos. Os mais comuns são os do tipo Fabry-Pérot ou os baseados em interferência multimodal. Tais sensores utilizam como princípio de funcionamento a variação do índice de refração ou do volume do FM sob o efeito do campo magnético externo.

Nos esquemas interferométricos que funcionam com a variação do volume do FM temos, tipicamente, um interferômetro de Fabry-Pérot do tipo *gap* de ar conforme fig. 2.3(a). Nele, parte da luz que viaja pela fibra, ao atingir a interface fibra/ar, é refletida e parte segue seu caminho até ser refletida na interface ar/FM. A diferença de caminho óptico dos dois feixes faz surgir um padrão de interferência que varia de acordo com o tamanho da região do *gap* de ar. Esse tamanho pode ser ajustado alterando-se o volume do FM. Para essa situação, sensibilidade de 117,3 pm/mT foram obtidas [37].

Já nos esquemas que funcionam com índice de refração, a cavidade de ar é preenchida com FM, conforme fig. 2.3(b), e a variação do índice do FM provoca a mudança na fase da luz que viaja por ele. Sensitividades de 0.0431 nm/Gs [38] e 33 pm/Oe [39] foram reportadas para esse tipo de sensor.

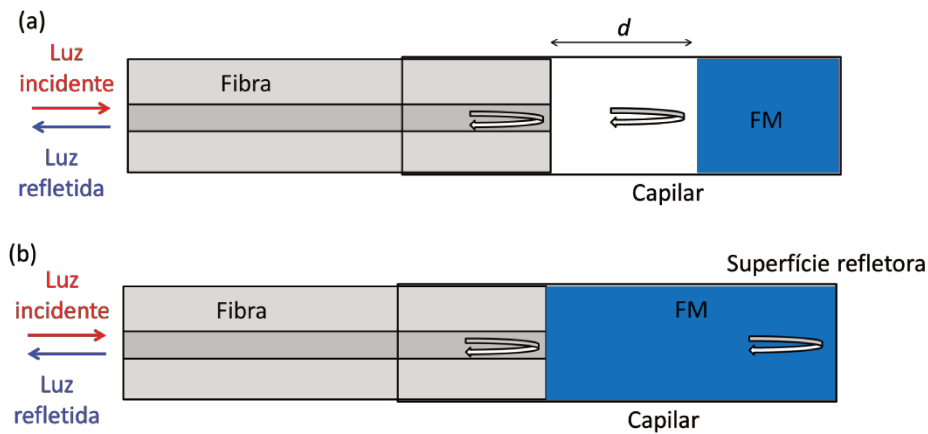


Figura 2.3: Interferômetros de Fabry-Pérot com funcionamento através de (a) variação do volume do FM (b) mudança do índice de refração do FM.

Nos sensores baseados em interferência multimodal temos a junção das técnicas interferométricas com a descrita na seção 2.2.1.a, isto porque o princípio de funcionamento utiliza o campo evanescente e a mudança do índice de refração do FM. A figura 2.4 apresenta um esquema de um dispositivo de interferência multimodal em fibra óptica. Os modos de propagação da luz que viajam pela seção de fibra monomodo (SMF, do inglês *Singlemode Fiber*), ao chegarem à interface SMF-MMF (do inglês *Multimode Fiber*), excitam modos de propagação nessa fibra. Esses modos interferem entre si e são fortemente influenciados pelo índice de refração externo.

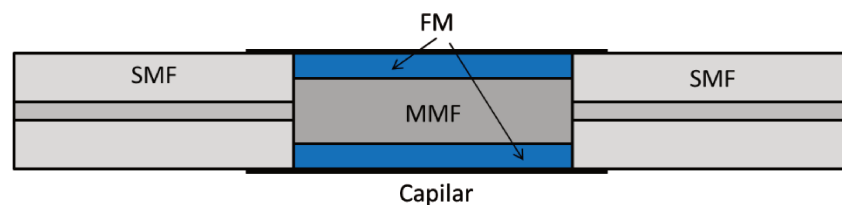


Figura 2.4: Esquema de sensor baseado em interferência multimodal em configuração SMF-MMF-SMF.

A sensibilidade desse tipo de sensor pode ser dada em função do deslocamento espectral ou em termos de perda do sinal. Foram reportadas sensibilidade de -16,86 pm/Oe [40], 905 pm/mT e 0,748 dB/mT [41], -0,01939 dB/Oe [42] e 2,12 dB/A [43], no primeiro sensor direto de corrente elétrica apresentado aqui.

Outros esquemas interferométricos incluem um nó ressonador em microfibras, com um deslocamento espectral de 100 pm em 600 Oe [44], interferômetro de Michelson em

microfibra, com sensibilidade de 64,9 pm/mT [45] e interferômetro de Loyt-Sagnac com sensibilidade de 592,8 pm/Oe [46].

2.2.2 *Magnetostricção em sensores opto-magnéticos à fibra óptica.*

Magnetostricção é o fenômeno sob o qual materiais ferromagnéticos apresentam alteração de forma ou dimensões quando submetidos à magnetização. Microscopicamente, materiais ferromagnéticos são divididos em domínios magnéticos, cada um dos quais possui uma magnetização uniforme. Quando um campo magnético externo atua sobre o material, seus domínios tendem a se alinhar com o campo e, conseqüentemente, alterar a forma ou as dimensões do material.

O elemento puro que apresenta o maior valor de magnetostricção à temperatura ambiente é o cobalto [47]. Entre as ligas, a que apresenta o maior valor de magnetostricção é o Terfenol-D. Seu nome é dado pela presença, na sua composição, de Térbio (Ter), Ferro (Fe) e Disprósio (D) e pelo laboratório onde foi descoberto, o *Naval Ordnance Laboratory* (NOL).

Em diversas aplicações o Terfenol-D é usado na forma de barras ou discos. Quando associado à fibras ópticas, o Terfenol-D é comumente usado na forma de filme fino, sendo depositado, geralmente, sobre uma superfície onde há uma rede de *Bragg* inscrita, conforme figura 2.5. Ao ser colocado numa região de campo magnético, o filme de Terfenol-D responde aumentando de tamanho e causando, assim, tensão na rede de *Bragg*, o que faz o comprimento de onda refletido pela rede mudar. Sensitividades de 0,3 pm/mT [48] a 0,950 pm/mT [49] foram demonstradas dessa maneira.

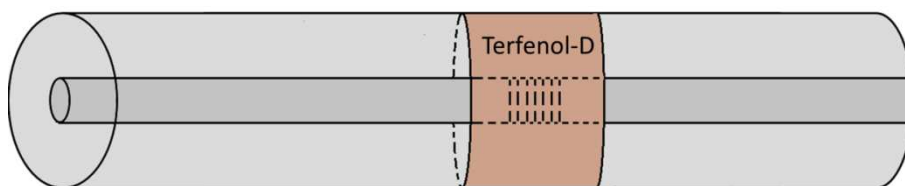


Figura 2.5: Filme de Terfenol-D depositado sobre região de uma fibra com rede de difração.

2.2.3 Efeito Faraday em sensores opto-magnéticos à fibra óptica.

O efeito Faraday recebe esse nome em homenagem ao seu descobridor, Michael Faraday, e foi a primeira evidência da relação entre a luz e o eletromagnetismo. Assim, o efeito Faraday é um fenômeno magneto-óptico no qual o plano de polarização da luz sofre uma rotação quando atravessa um meio que está sob a ação de um campo magnético paralelo à direção de propagação da luz.

Presente, praticamente, em todos os materiais, o efeito Faraday varia linearmente com a intensidade do campo magnético em materiais paramagnéticos e diamagnéticos, mas exibe saturação no caso de materiais ferromagnéticos. A magnitude da rotação depende, também, da temperatura e do comprimento de onda da luz, sendo, normalmente, menor quanto maior o comprimento de onda [50].

O efeito Faraday pode ser pensado como uma birrefringência circular induzida pelo campo magnético. Ele difere da atividade óptica que aparece em alguns materiais no fato de que depende do sinal entre o campo magnético e a direção de propagação da luz, ou seja, o efeito é não-recíproco [50].

Quantitativamente, o ângulo θ_F pelo qual o plano de polarização da luz é rodado pode ser expresso pela equação 2.2, onde \vec{B} é o vetor densidade de fluxo magnético, V a constante de Verdet do meio e $d\vec{h}$ o caminho de integração.

$$\theta_F = V \int \vec{B} \cdot d\vec{h} \quad (2.2)$$

Um estudo sobre a influência da microestrutura da fibra no efeito Faraday foi apresentado por Bevarat et.al. [51], do Instituto Max Planck na Alemanha. Com a fibra do estudo, chegou-se a uma sensibilidade de 1,4 mrad/A.

Se o caminho de integração for uma curva fechada podemos utilizar a Lei de Ampère, dada pela equação 2.3, para associar o fluxo magnético a uma corrente elétrica I .

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{l} = \mu I \quad (2.3)$$

Entre as vantagens dos sensores baseados no efeito Faraday está a já mencionada propriedade dielétrica do material constituinte do sensor. Ainda, esses tipos de sensores são mais rápidos que os sensores feitos a partir de materiais magnetostritivos e mais estáveis que os baseados em esquemas interferométricos, uma vez que usam polarimetria para determinação do campo magnético.

A principal desvantagem desse tipo de sensor é que sua sensibilidade é, geralmente, baixa. Isso ocorre porque a constante de Verdet V , que determina a força do efeito Faraday, é pequena e ainda diminui com o aumento do comprimento de onda da luz. Nesse ponto, o uso da tecnologia de fibras ópticas permite contornar esse problema ao aumentar o caminho percorrido pela luz sob a ação do campo magnético sem, de fato, aumentar as dimensões do sensor. Isso só é possível porque fibras ópticas são flexíveis e permitem ações como curvatura, enrolamento, torção, etc.

No caso descrito, podemos enrolar uma fibra óptica ao redor de um condutor de corrente elétrica, conforme indicado na figura 2.6. Nessa situação, a magnitude da rotação de Faraday θ_F pode ser expressa como indicada na equação 2.4, onde N é o número de voltas da fibra ao redor do condutor e μ a permeabilidade magnética do material.

$$\theta_F = V \int \vec{B} \cdot d\vec{h} = V \oint \vec{B} \cdot d\vec{l} = \mu V N I \quad (2.4)$$

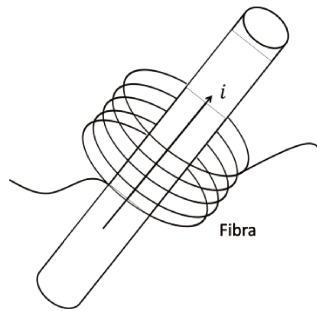


Figura 2.6: Sensor de corrente elétrica a fibra via efeito Faraday.

Dessa forma, é possível relacionar a magnitude da rotação da luz com a corrente elétrica no condutor. Correntes elétricas no intervalo 0,2-2000 A foram determinadas com sensibilidade de 0,25 mrad/A [52]. Campos magnéticos entre 0,02 e 3,2 T foram aferidos com sensibilidade de 0,49 rad/T [53].

O trabalho desta tese se concentra na fabricação de uma fibra óptica de cristal fotônico para utilização como sensor de corrente elétrica via efeito Faraday. Serão

discutidos os requisitos e os problemas tecnológicos na fabricação dessas fibras e no seu posterior uso como sensor. Ainda discutiremos a confecção de um sensor de campo magnético e corrente elétrica com fluidos magnéticos.

Capítulo 3 – Fabricação, caracterização e aplicação de uma Fibra de Cristal Fotônico como sensor de corrente.

O sensor desenvolvido e descrito neste capítulo funciona baseado no efeito Faraday da luz que viaja pelo interior de uma fibra óptica. Da equação (2.4) vimos que a magnitude do efeito Faraday depende da intensidade do campo magnético, do tamanho do caminho percorrido pela luz e de um parâmetro conhecido como constante de Verdet (V). Sobre a intensidade do campo magnético não temos controle, uma vez que isso depende da fonte do campo. No que diz respeito a constante de Verdet, é importante ressaltar que ela não é propriamente uma constante, dependendo da temperatura e, na maioria dos casos, diminuindo com o aumento do comprimento de onda. Para muitos materiais, seu valor pode aproximado pela expressão:

$$V \approx -\frac{\pi\gamma}{\lambda n} \quad (3.1)$$

em que γ representa o coeficiente de magnetogiração, λ o comprimento de onda e n o índice de refração. A tabela 3.1 apresenta alguns valores de constante de Verdet para materiais para comprimentos de onda de 633 nm e 1034 nm [15].

Material	V (rad /T. m)	V (rad /T. m)
	$\lambda = 633 \text{ nm}$	$\lambda = 1064 \text{ nm}$
TGG	-134	-40
LiNbO ₃	96	58,5
MOS – 4	73	21
MOS – 10	87	26
PMMA	3,25	1,9
SiO ₂	3,7	2,2

Tabela 3.1 – Valores das constantes de Verdet para alguns materiais.

Da tabela 3.1 é possível observar que a constante de Verdet é pequena para materiais tipicamente utilizados na fabricação de fibras ópticas: a sílica (SiO_2) e o PMMA (polimetilmetacrilato). A justificativa para a fabricação de um sensor em sílica se dá, então, pelas bem estabelecidas técnicas de fabricação de fibras ópticas nesse material. E como forma de contornar a baixa sensibilidade podemos aumentar o comprimento de interação entre o campo magnético e a luz fabricando comprimentos maiores de fibras ópticas.

O intuito de desenvolver o sensor em fibras de cristal de fotônico é um passo a mais na questão dos graus de liberdade envolvidos no problema. Como já mencionado, fibras de cristal fotônico possuem um padrão de buracos por toda sua extensão que influenciam fortemente as propriedades ópticas e mecânicas da fibra. Esse padrão é definido pelo fabricante e, exceto por questões tecnológicas de fabricação, a fibra pode apresentar qualquer geometria, o que possibilita sua confecção de acordo com as necessidades da medição em questão.

3.1 Requisitos da fibra óptica para utilização como sensor de corrente elétrica.

As medidas do sensor de corrente elétrica podem ser feitas através de esquemas interferométricos ou polarimétricos. Como as medidas polarimétricas são mais estáveis, esse é o esquema com o qual se interrogará o sensor neste trabalho. Assim, precisamos ter em mente como se dá a evolução do estado de polarização da luz no interior de uma fibra óptica.

Para as fibras ópticas tradicionais, aquelas sem padrão de buracos, a seção transversal é praticamente simétrica. Como o grau de simetria é elevado, o modo fundamental da luz que viaja pelo núcleo é degenerado, i.e., o índice de refração que as polarizações ortogonais x e y “enxergam” é o mesmo. Assim, o acoplamento de luz entre essas duas polarizações é extremamente fácil e, numa situação onde queremos medir a polarização da luz na saída da fibra, tal efeito é indesejado. Em termos de birrefringência, como os índices de refração dos modos x e y são muito parecidos, a birrefringência linear ($n_x - n_y$) é baixa.

Para diminuir o acoplamento entre os modos ortogonais de polarização faz-se necessário, então, aumentar a birrefringência linear da fibra. Dizemos aqui aumentar porque, devido a imperfeições no processo de fabricação, as fibras sempre possuem uma ligeira birrefringência linear. Em termos práticos, inserir birrefringência linear significa dizer que é preciso quebrar a simetria circular do núcleo. No caso de fibras tradicionais podemos atingir esse objetivo fabricando uma fibra, por exemplo, com núcleo elíptico. Com as fibras ópticas de cristal fotônico podemos modificar o padrão de buracos de modo a comprimir mais fortemente o núcleo numa das duas direções ortogonais x e y . Quanto maior a compressão, maior a birrefringência linear e, conseqüentemente, menor o acoplamento entre os modos.

No entanto, a presença da birrefringência linear, apesar de necessária, também é indesejada. Se pensarmos na evolução do estado de polarização da luz dentro da fibra, o atraso de fase entre as duas polarizações ortogonais determina o modo como a luz sai polarizada. Esse atraso depende não só do índice de refração, mas do comprimento da fibra. A figura 3.1 apresenta a evolução do estado de polarização dentro da fibra para uma luz linearmente polarizada, sendo lançada entre os dois eixos de polarização da fibra. O comprimento de batimento é o comprimento necessário para que a polarização retorne ao seu estado inicial. Dependendo do comprimento da fibra, a luz pode, na saída, apresentar qualquer estado de polarização: linear, elíptico ou circular.

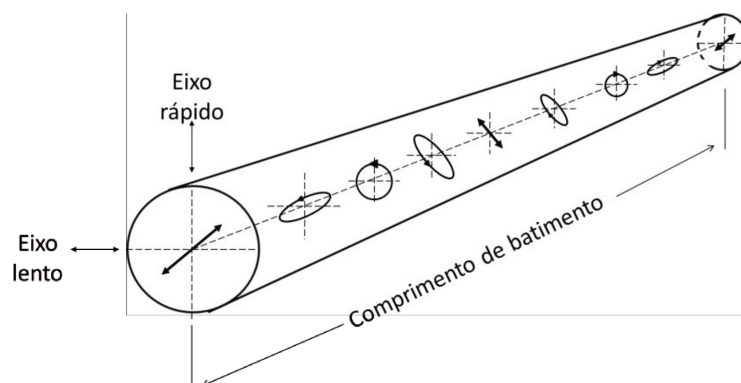


Figura 3.1: evolução do estado de polarização da luz no interior de uma fibra óptica. O comprimento de batimento é o comprimento necessário para que a polarização retorne ao estado inicial.

Por razões óbvias, não queremos que o estado de polarização da luz se modifique por causa da fibra, mas somente por causa do parâmetro a ser sensoriado. Para suplantar

esse problema é preciso inserir algo cujo efeito seja dominante sobre o efeito da birrefringência linear. A ideia dessa etapa é quebrar a simetria longitudinal da fibra e, para isso, acrescentamos a chamada birrefringência circular. A maneira mais simples de se fazer isso é rodar a fibra durante sua fabricação. Isso faz com que os eixos de polarização rodem ao longo da fibra imprimindo uma assinatura permanente da rotação na fibra final. Rodar a fibra diminui o efeito da birrefringência linear porque tem o efeito de fazer uma média espacial dos eixos rápido e lento. Quanto maior a taxa de rotação, maior será a birrefringência circular.

De maneira resumida, os requisitos da fibra óptica para esse sensor são (1) birrefringência linear moderada para diminuir o acoplamento entre as polarizações ortogonais do modo fundamental e (2) alta taxa de rotação para que a birrefringência circular seja dominante sobre a birrefringência linear. O processo de fabricação da fibra se dividiu em três etapas: simulação de estruturas para análise de birrefringência linear, fabricação da estrutura da fibra e rotação da estrutura para inserção de birrefringência circular.

3.2 Simulação da estrutura da fibra.

A figura 3.2 mostra a seção transversal de uma fibra óptica idealizada para simulação. Ela é formada por cinco anéis de buracos numa estrutura hexagonal. No centro da estrutura, onde deveria haver um buraco, há um “defeito”, que formará o núcleo da fibra óptica, por onde a luz é guiada. O padrão de buracos forma o que conhecemos por microestrutura ou casca da fibra. Dois dos buracos mais próximos ao núcleo têm diâmetro D , ligeiramente maior que os demais. Essa diferença é proposital e são esses buracos que causarão a assimetria na estrutura, originando a birrefringência linear. O diâmetro dos demais buracos da casca é indicado por d .

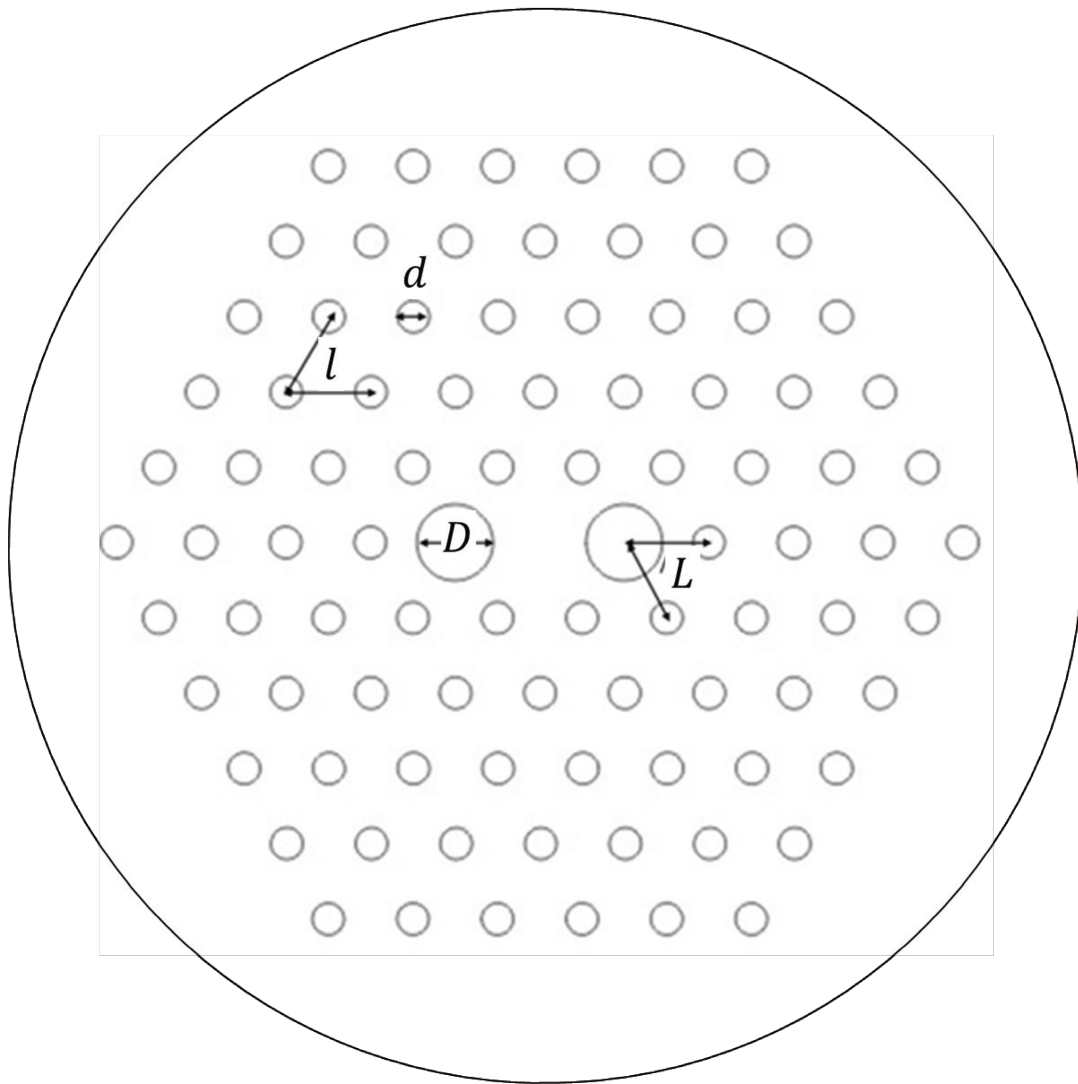
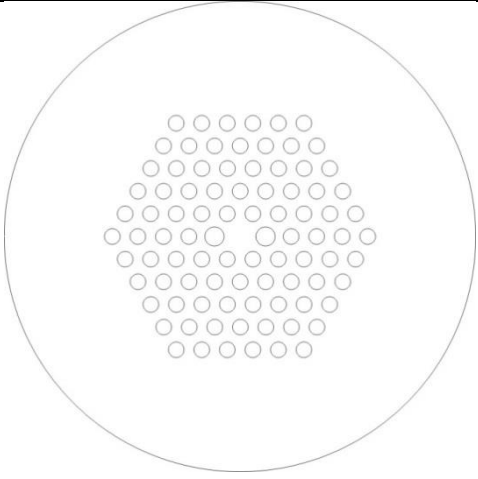
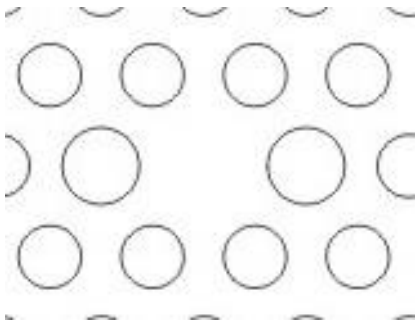
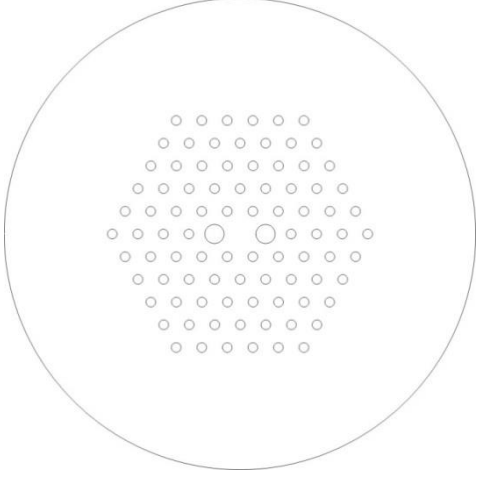
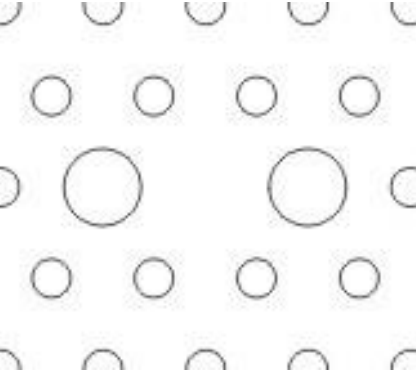
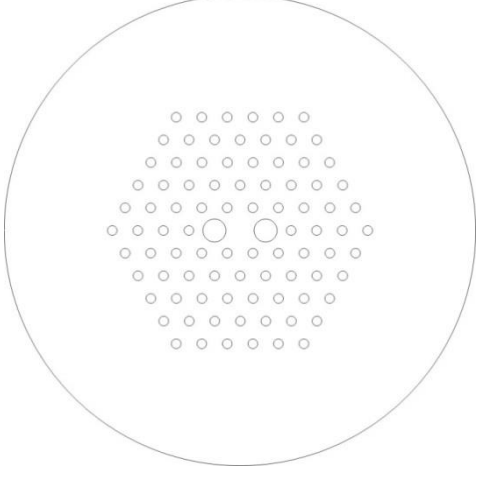
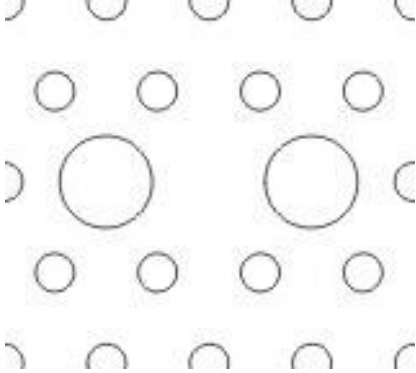


Figura 3.2: Estrutura da fibra óptica simulada.

Um parâmetro importante é a relação entre o diâmetro dos buracos e distância entre eles (l e L). Para os dois buracos maiores próximos ao núcleo temos D/L . Para os demais buracos da casca, temos d/l . Esses valores são importantes porque determinam o caráter mono/multimodal da fibra, bem como sua perda óptica. É importante ressaltar que queremos uma fibra óptica monomodo para, experimentalmente, lidarmos apenas com o modo fundamental da luz no núcleo. A tabela 3.2 apresenta o esquema das seis estruturas estudadas, ressaltando a região central da fibra onde se localiza o núcleo e os dois buracos de tamanho distinto.

Fibra projetada	Esquema da fibra idealizada	Região central da fibra idealizada
#1		
#2		
#3		

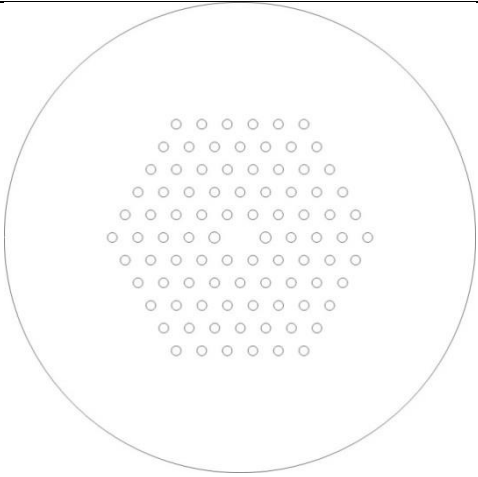
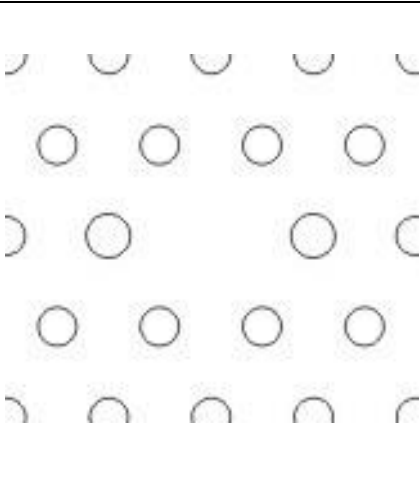
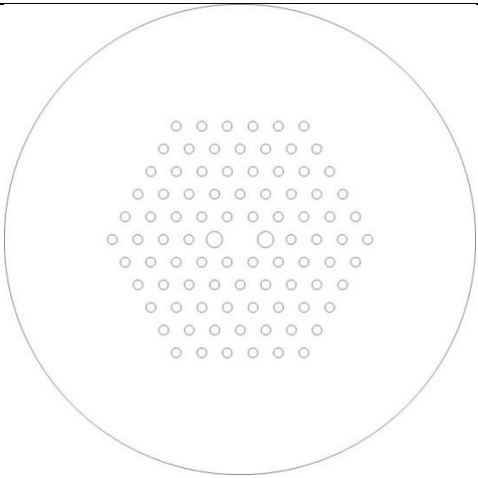
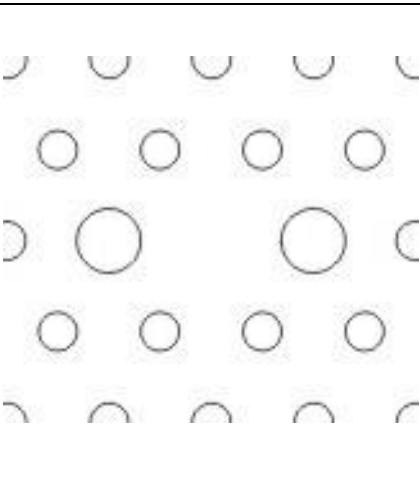
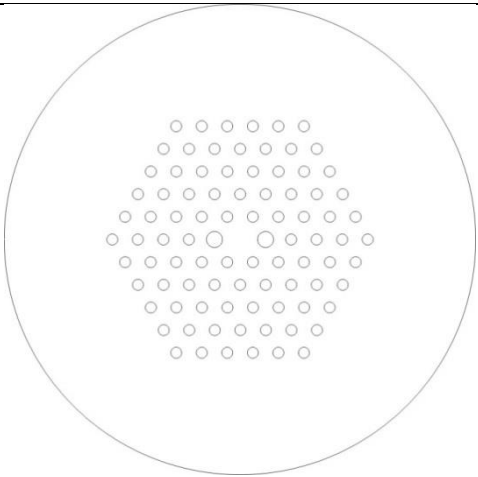
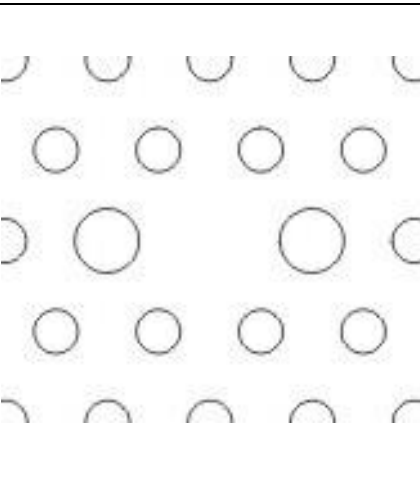
#4		
#5		
#6		

Tabela 3.2: esquema das fibras projetadas com ênfase na região central onde se encontra o núcleo e os buracos maiores próximos dele.

Os valores de d e D e, consequentemente, D/L e d/l utilizados para a simulação foram escolhidos com base nos diâmetros dos tubos de sílica disponíveis para a fabricação da fibra. A simulação foi feita utilizando o método de elementos finitos com o *software* comercial Comsol. Os parâmetros obtidos através da simulação foram os índices de

refração das polarizações ortogonais do modo fundamental e, portanto, o valor da birrefringência linear ($B_{linear} = |n_x - n_y|$) e a perda de confinamento por unidade de comprimento. Os resultados são apresentados na tabela 3.3.

Fibra Simulada	#1	#2	#3	#4	#5	#6
d/l	0,61	0,375	0,375	0,375	0,375	0,428
D/L	0,75	0,75	0,9	0,428	0,625	0,625
$B_{linear} @ 633nm (*10^{-5})$	2,4	4,5	7,3	0,4	2,5	2,1
$B_{linear} @ 1550nm (*10^{-4})$	3,6	6,1	10,3	0,6	3,4	3,0
Perda @1550nm (dB/m)	$< 10^{-7}$	$1,3 \times 10^{-4}$	$1,7 \times 10^{-3}$	$1,3 \times 10^{-5}$	$3,5 \times 10^{-5}$	3×10^{-7}

Tabela 3.3: resultados das simulações das seis fibras projetadas com relação a birrefringência linear e perda por comprimento.

A tabela 3.3 apresenta os valores de birrefringência linear em dois comprimentos de onda: 633 e 1550 nm. O primeiro refere-se à luz de um laser He-Ne, de fácil acesso em laboratórios, e o segundo é o comprimento de onda típico de telecomunicações. Os resultados das perdas de confinamento por comprimento de onda são apresentados apenas para 1550 nm pois todos os valores em 633 nm estiveram abaixo do limite de simulação.

Como esperado, a birrefringência linear é maior para 1550 nm que para 633 nm. De todas as fibras projetadas, a #4 é a que apresentou o menor valor de birrefringência linear: $0,4 * 10^{-5}$ para 633 nm e $0,6 * 10^{-4}$ para 1550 nm. Esse valor é relativamente pequeno e, portanto, a fabricação deste modelo foi descartada. Na outra extremidade, as fibras #2 e #3 apresentaram os maiores valores de birrefringência linear, cerca de 2-3 vezes maiores que os outros modelos e, por isso, também foram descartadas.

As fibras #1, #5 e #6 apresentaram valores similares de birrefringência linear e são, portanto, candidatas igualmente válidas para a fabricação. Entretanto, observando a perda de confinamento por unidade de comprimento, vemos que a fibra #3 é a que apresenta a maior perda e, portanto, também foi descartada. Por fim, levando em consideração a baixa perda e a quantidade de matéria prima disponível para fabricação, escolhemos fabricar a fibra #1.

3.3 Fabricação da pré-forma da fibra.

Fibras ópticas são fabricadas em etapas. Primeiro, reduzimos o diâmetro dos tubos de sílica para fazermos uma versão macroscópica da estrutura da fibra. Essa versão, conhecida como pré-forma da fibra é, então, reduzida até o tamanho final da fibra. Essa redução pode ser feita em uma ou, mais comumente, duas etapas.

Para a fabricação dos buracos cujo $d/l = 0,61$ foi escolhido um tubo de relação $OD \times ID = 31 \times 19$ mm (OD = diâmetro externo e ID = diâmetro interno, $19/31 = 0,61$), Para os dois buracos maiores ao redor do núcleo, utilizou-se o tubo $OD \times ID = 12 \times 9$ mm ($9/12 = 0,75$). Um bastão sólido de sílica foi utilizado para gerar o núcleo da fibra e bastões menores a fim de complementar a estrutura da pré-forma da fibra.

A pré-forma da fibra óptica foi montada manualmente através da técnica de empilhamento dos tubos e bastões de sílica. Uma foto da pré-forma macroscópica real é apresentada na figura 3.3(a). O núcleo, totalmente sólido, está pintado de azul no centro da estrutura para fácil visualização. Ao lado dele encontram-se dois capilares pintados de vermelho, $ID/OD = 0,75$. São os capilares responsáveis por criar a assimetria e, portanto, a birrefringência linear da fibra óptica. A microestrutura ainda é formada por 88 capilares de $ID/OD = 0,61$. Tanto os capilares como o núcleo, nessa fase, possuem diâmetro externo de 1,67 mm. Ao redor da estrutura, pintados de vermelho e preto, foram acrescentados pequenos bastões de sílica com diâmetros variáveis. Esse procedimento visa preencher a pré-forma com mais vidro, para evitar a formação de *gaps* entre os buracos. Por fim, a estrutura foi inserida num tubo de $OD \times ID = 31 \times 19$ mm, processo denominado de enjaquetamento. Ele é necessário para que tenhamos, ao final da fabricação, a relação correta entre os diâmetros do núcleo, dos buracos e da fibra total. O respeito a essa relação é crucial para obtermos o caráter monomodal da fibra.

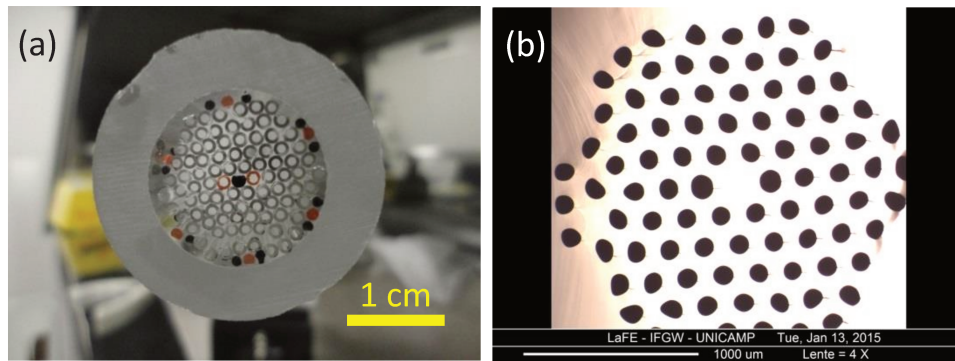


Figura 3.3: Pré-forma da fibra óptica (a) na versão macroscópica e (b) após a primeira redução.

A pré-forma macroscópica da figura 3.3(a) foi reduzida para pré-formas secundárias de diâmetros 2,8 mm e 3,8 mm, esta última mostrada numa foto de microscopia óptica na figura 3.3(b). Tais diâmetros foram escolhidos para que as pré-formas coubessem em tubos de $OD \times ID = 7 \times 3$ mm e 6×4 mm, respectivamente. Esse novo enjaquetamento serve para reduzir a pré-forma ao tamanho padrão de uma fibra óptica (125 μ m de diâmetro) com um núcleo cujo diâmetro é da ordem de 3-4 μ m.

3.4 Processo de fabricação da fibra óptica.

O processo de fabricação da fibra óptica final consiste em afinar a pré-forma secundária, já enjaquetada, até o diâmetro final da fibra óptica, mantendo a razão d/λ dos buracos e inserindo a birrefringência circular através da rotação da pré-forma. Para controlar o tamanho dos buracos usa-se pressão de gás na pré-forma e para rotacioná-la foi desenvolvida uma câmara especial.

3.4.1 Controle do diâmetro dos buracos através de pressão.

O controle do diâmetro dos buracos é imprescindível para o “bom funcionamento” da fibra. Sem os buracos temos, basicamente, um bastão de vidro para guiar a luz e a interface que determinará o confinamento da luz será a interface vidro/meio externo. Para o caso de fibras com buracos na sua estrutura, a presença destes faz com que o índice de

refração médio diminua, uma vez que os buracos são preenchidos com ar. A dimensão dos buracos determina a quantidade de ar no interior da estrutura e, consequentemente, seu índice de refração médio. A diferença entre o índice de refração do núcleo (região totalmente sólida) e da casca (região com os buracos) constitui o contraste de índice que, por sua vez, determina o poder de confinamento da luz, analogamente ao efeito da reflexão interna total.

Se os buracos forem pequenos demais, é mais difícil confinar a luz no núcleo sólido porque o índice de refração da vizinhança é próximo ao índice de refração do núcleo, e a interface núcleo/casca não fica bem definida, acarretando o espalhamento da luz por toda a estrutura e consequente aumento da perda óptica. Por outro lado, se os buracos forem grandes demais, a tendência é que eles comprimam o núcleo sólido excessivamente, tornando-o elíptico. Isso faz com que a birrefringência linear, decorrente da assimetria original da pré-forma, seja alta demais e outros modos de propagação da luz, além do modo fundamental, poderão ser guiados por todo o comprimento da fibra, mesmo que tais modos apresentem perdas ópticas maiores. Para o caso da aplicação aqui proposta, em que se utilizará uma medida polarimétrica, a presença de outros modos é indesejável. Dessa forma, estudamos a variação do diâmetro dos buracos com a pressão do gás no seu interior durante a fabricação da fibra.

A pressão é aplicada inserindo-se o gás inerte argônio no interior da pré-forma (dentro dos buracos). A sua inserção é feita, em primeiro lugar, para fazer os buracos aparecerem na estrutura e, em segundo, para controlar o tamanho deles. A figura 3.4 mostra como o padrão de buracos varia de acordo com a pressão aplicada. Uma pressão baixa, como a mostrada na fig. 3.4(a): 60 mbar, não é suficiente para fazer os buracos aparecerem por completo na estrutura. A medida que a pressão é aumentada para 90 mbar (fig. 3.4(b)) já é possível ver o contorno de todos os buracos, mesmo que alguns deles ainda sejam pequenos demais. Para 100 e 120 mbar, figs. 3.4(c) e 3.4(d), respectivamente, toda a estrutura é bastante visível, com os diâmetros dos buracos levemente diferentes. Para um caso extremo, de pressão em 180 mbar, na fig. 3.4(e), vemos que os buracos são grandes e o núcleo aparece fortemente comprimido na direção horizontal. Concluimos, então, que pressões entre 100 e 120 mbar são as que apresentam os melhores resultados em termos de birrefringência linear e tamanho do núcleo e dos buracos para o objetivo deste trabalho: birrefringência linear moderada e fibra monomodo.

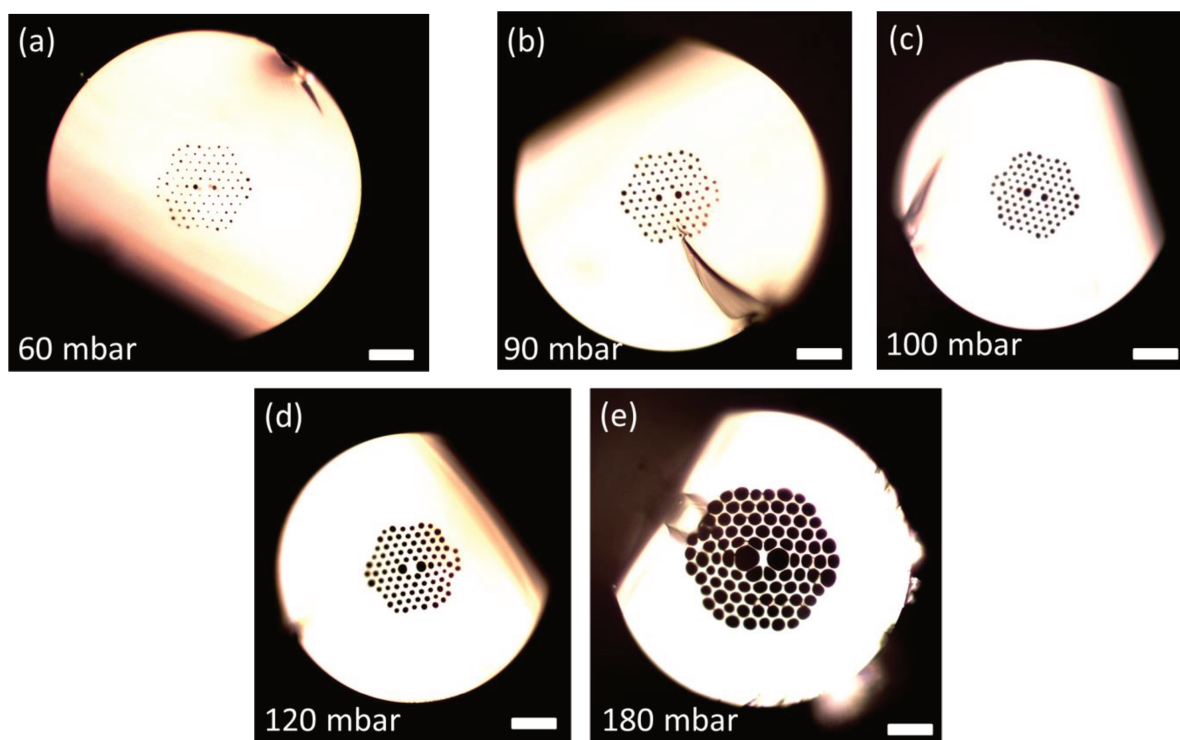


Figura 3.4: evolução da estrutura de buracos para pressão em mbar de (a) 60 (b) 90 (c) 100 (d) 120 e (e) 185. A barra branca representa 20 μm .

3.4.2 Rotação da pré-forma para adição de birrefringência circular.

A adição de birrefringência circular é feita, conforme já discutido, através da rotação da pré-forma durante sua fabricação. No entanto, essa tarefa apresenta alguns desafios tecnológicos. A pré-forma vai ao forno, para redução de diâmetro, a uma temperatura extremamente alta, da ordem de 1900 °C. Ainda nessa situação, faz-se pressão nos buracos para expandi-los até o tamanho desejado e, ao mesmo tempo, faz-se vácuo entre a pré-forma e a jaqueta (tubo externo) para que não haja espaço entre elas na fibra final. Assim, temos uma combinação de pressão no interior da pré-forma, vácuo no seu lado externo e alta temperatura, numa estrutura que deve rodar a altas taxas de rotação.

Para solucionar esse problema, foi desenvolvida a estrutura da figura 3.5(a). O material de fabricação é o aço inoxidável. A estrutura é dividida em duas câmaras vedadas entre si e com o ambiente. A câmara inferior é utilizada para fazer vácuo entre a pré-

forma e a jaqueta de sílica enquanto a superior é destinada a inserção do gás dentro dos buracos da pré-forma. As entradas de gás e vácuo são representadas pelas letras G e V, respectivamente. Entre as câmaras a vedação é feita usando anel de teflon e um rolamento, mostrados na figura 3.5(b). O rolamento, além de vedar as duas câmaras, é a parte móvel da câmara inferior que girará junto com a pré-forma da fibra. A câmara, apesar de não entrar no forno a 1900 °C, aquece por condução de calor na pré-forma da fibra. Para não danificar a vedação e o rolamento, as câmaras são resfriadas continuamente através de fluxo de água gelada. As entradas/saídas de água são feitas pelas mangueiras plásticas das figuras 3.5(a) e (b). A figura 3.5(c) apresenta uma visão esquemática interna da câmara, com a pré-forma (linha tracejada) posicionada no seu interior. Verifica-se que a pré-forma atravessa todas as câmaras até a superior, onde se faz a pressão com gás. Já a jaqueta da pré-forma é inserida até a entrada da câmara de vácuo.

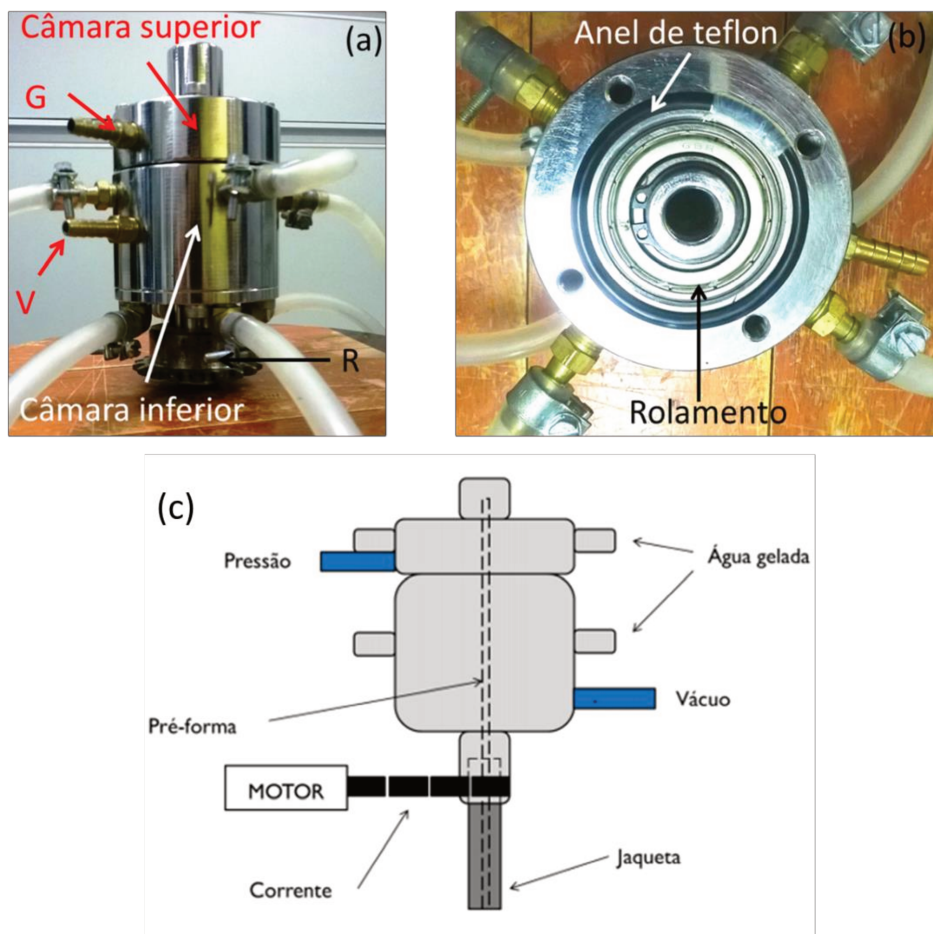


Figura 3.5: (a) câmara de rotação. G representa gás, V vácuo e R roldana (b) vista superior da vedação entre as câmaras. (c) esquema da câmara com a pré-forma no seu interior

A pré-forma da fibra é encaixada na estrutura como mostrado na figura 3.6(a), ficando com a jaqueta acoplada à câmara inferior e com a pré-forma em si subindo até a câmara superior. A figura 3.6(b) mostra uma visão mais detalhada da parte superior da pré-forma com cola de silicone para vedação entre as câmaras. Todas essas vedações são importantes para que seja possível isolar as câmaras de pressão e vácuo.

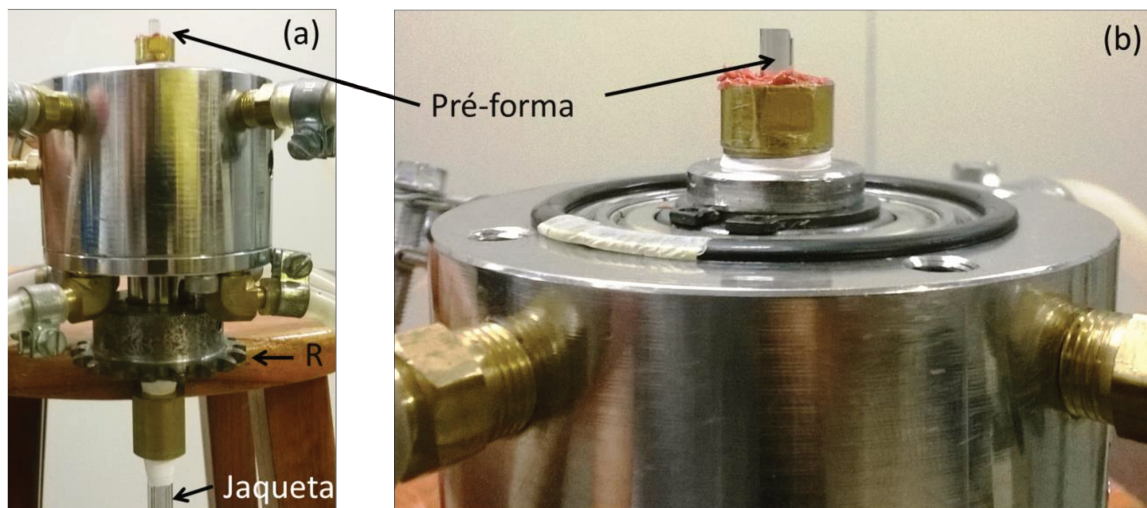


Figura 3.6: (a) Encaixe da pré-forma na estrutura de rotação. (b) Vista mais detalhada da ponta superior da pré-forma.

A rotação da pré-forma é feita acoplando-se uma corrente à roldana. A estrutura completa e preparada para a fabricação é mostrada na figura 3.7, onde as letras T, M e A representam a torre de fabricação, o motor e as mangueiras de água gelada, respectivamente. O motor M é capaz de rodar a pré-forma da fibra com taxas de rotação no intervalo 0-20 rps (rotações por segundo).

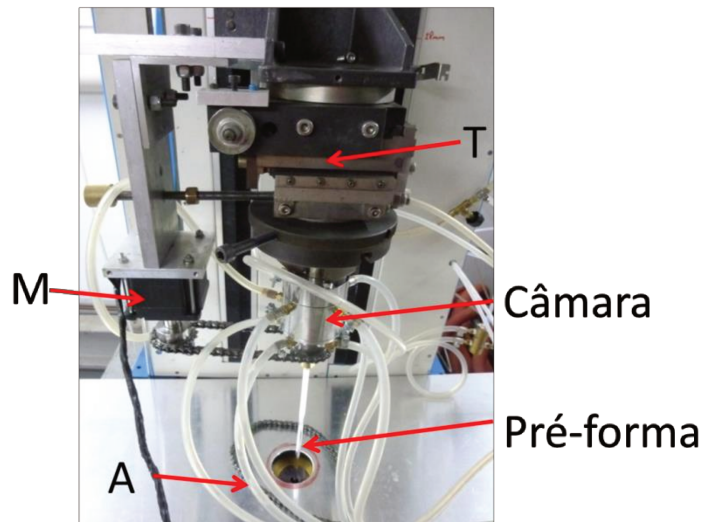


Figura 3.7: Estrutura pronta para fabricação da fibra. As letras T, M e A representam a torre de fabricação, o motor e as mangueiras de água gelada, respectivamente.

3.5 Fibra óptica fabricada.

O motor que roda a pré-forma é capaz de rodá-la com velocidades de até 20 rps. No entanto, o valor máximo de velocidade que conseguimos imprimir à pré-forma foi de 10-12 rps. Valores acima disso causavam forte precessão da pré-forma dentro do forno e prejudicavam o resultado final.

Todos os conjuntos de fibras fabricadas têm fibras sem rotação e com rotações diferentes. A figura 3.8(a) mostra uma foto de microscopia eletrônica da fibra fabricada sem rotação (0 rps). As regiões brancas são sílica, enquanto as regiões pretas representam ar. O diâmetro externo é de aproximadamente $128\ \mu\text{m}$. A figura 3.8(b) mostra a região da microestrutura de buracos ampliada. O núcleo da fibra, região branca no centro da imagem rodeada por buracos, tem aproximadamente $4\ \mu\text{m}$.

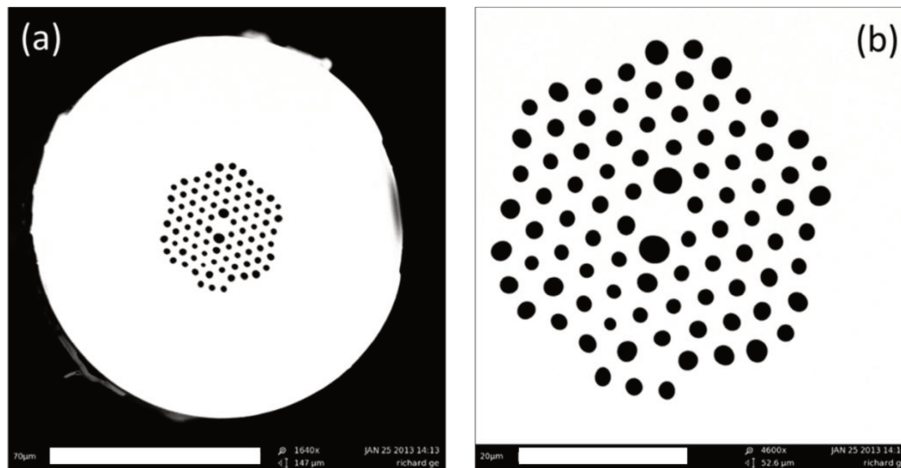


Figura 3.8: (a) Fibra fabricada sem rotação (0 rps). A barra branca representa 70 μm . (b) Ampliação da região da microestrutura. A barra branca representa 20 μm .

É possível observar que a fibra apresenta alguns problemas. O mais evidente deles é a posição de um dos buracos do anel mais externo. Esse problema já era visto na pré-forma secundária (fig. 3.3b). Essa deformação foi causada, provavelmente, durante o enjaquetamento da pré-forma macroscópica, quando o tubo responsável por esse buraco saiu do lugar correto. Além disso, os buracos desse anel mais externo têm diâmetros visivelmente diferentes entre si e dos demais buracos da microestrutura. Esse último anel de buracos, entretanto, está presente apenas para diminuir a perda óptica. Os buracos próximos ao núcleo, que são os que de fato determinam as propriedades da fibra, são bastante uniformes. Ainda, os dois buracos maiores ao redor do núcleo causam uma leve compressão no núcleo da fibra, o que leva a uma birrefringência linear moderada, como desejado. Podemos, assim, dizer que a fibra fabricada, apesar de alguns problemas, melhorou.

O próximo passo foi fabricar fibras ópticas com diferentes taxas de rotação, no intervalo 0-10 rps. A velocidade de rotação foi aumentada linearmente a uma taxa de 0,1 rps/s para evitar variações bruscas na rotação da pré-forma. Durante o processo, a cada acréscimo de 1 rps na velocidade, o aumento era cessado para observação da precessão da pré-forma. Verificada a estabilidade da pré-forma, retomava-se a aceleração. Para diminuir ainda mais a precessão da pré-forma, as velocidades mais altas só eram atingidas quando o comprimento da pré-forma estivesse próximo do valor mínimo.

A figura 3.9 apresenta fotos de microscopia eletrônica da microestrutura de fibras fabricadas com quatro taxas de rotação diferentes: (a) 0 rps, (b) 3 rps (c) 6 rps e (d) 9 rps.

É possível observar que a rotação da pré-forma não acarretou em mudanças visíveis no padrão de buracos. O último anel apresenta os mesmos problemas de não uniformidade dos buracos, mas os buracos mais próximos ao núcleo continuam bastante uniformes. A microestrutura da fibra da figura 3.9(c) parece menor, porém, é apenas um fator de escala da foto. Além disso, a mancha preta é apenas sujeira que ficou na superfície da fibra.

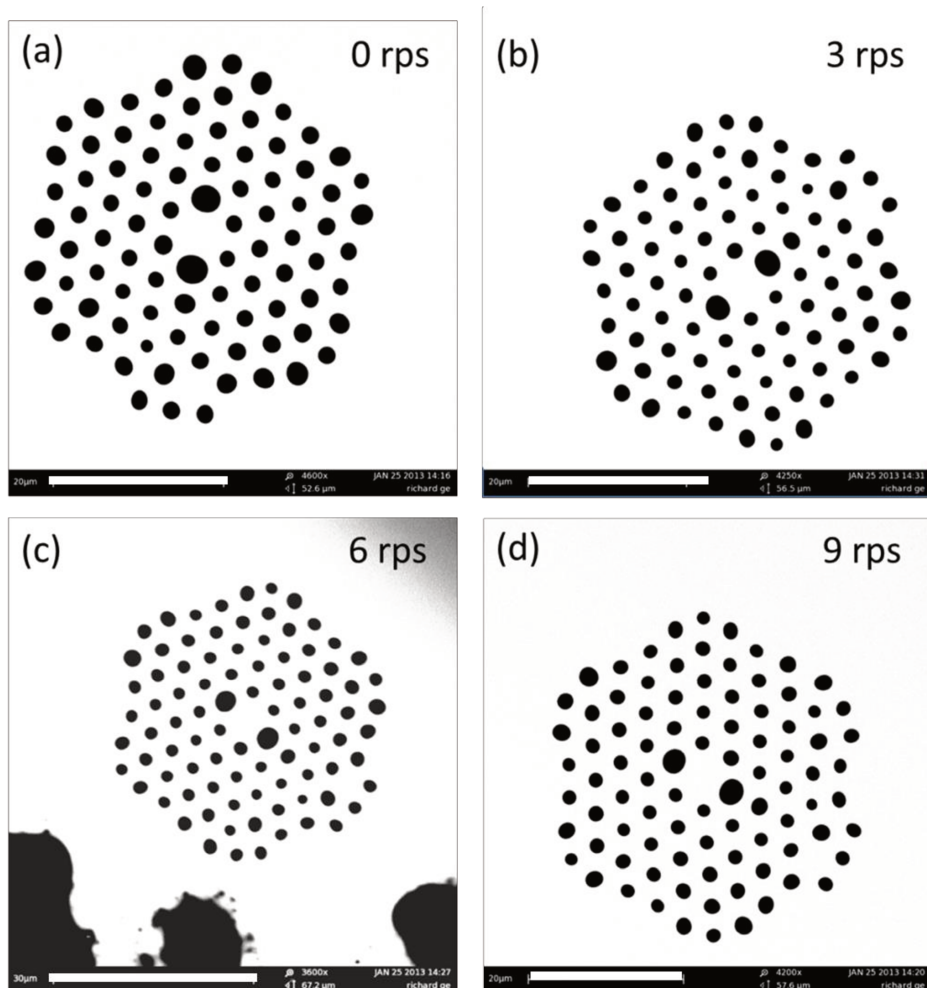


Figura 3.9: Fibra fabricada com taxa de rotação de (a) 0 rps - sem rotação (b) 3 rps (c) 6 rps e (d) 9 rps. Todas as barras brancas representam 20 μm, exceto a barra da fig. c que representa 30 μm.

Com isso, podemos concluir que os processos de fabricação e rotação da pré-forma da fibra para inserção de birrefringência circular foram feitos sem maiores problemas.

3.6 Caracterização óptica da fibra fabricada.

O processo de caracterização óptica da fibra consiste em:

1. Verificar o caráter modal da fibra;
2. Determinar numérica e experimentalmente o valor da sua birrefringência linear;
3. Medir a perda óptica;
4. Estimar teórica e experimentalmente sua birrefringência circular.

3.6.1 Caráter modal.

Nessa etapa verificamos se a fibra óptica fabricada guia modos ópticos além do modo óptico fundamental, ou seja, queremos saber se a fibra é monomodo ou multimodo. Para isso, primeiro, inserimos um feixe laser no núcleo da fibra com uma lente (L_1) de 20x. Na outra extremidade da fibra, usamos uma lente de aumento 60x (L_2) para coletar a luz saindo da fibra, maximizando sua potência. A luz coletada na saída da fibra era direcionada à uma câmera (C), conforme ilustra a figura 3.10.



Figura 3.10: Esquema experimental para investigar o caráter modal da fibra óptica.

Nessa situação, variamos a condição de acoplamento, mexendo no posicionador da lente 20x para ver se algum modo de alta ordem era excitado. Alteramos, também, a polarização do feixe laser utilizando uma lâmina de meia-onda ($\lambda/2$) antes da lente 20x. Na figura 3.11 apresentamos as imagens dos modos ópticos obtidos sobrepostos ao contorno dos buracos próximos ao núcleo para todas as fibras.

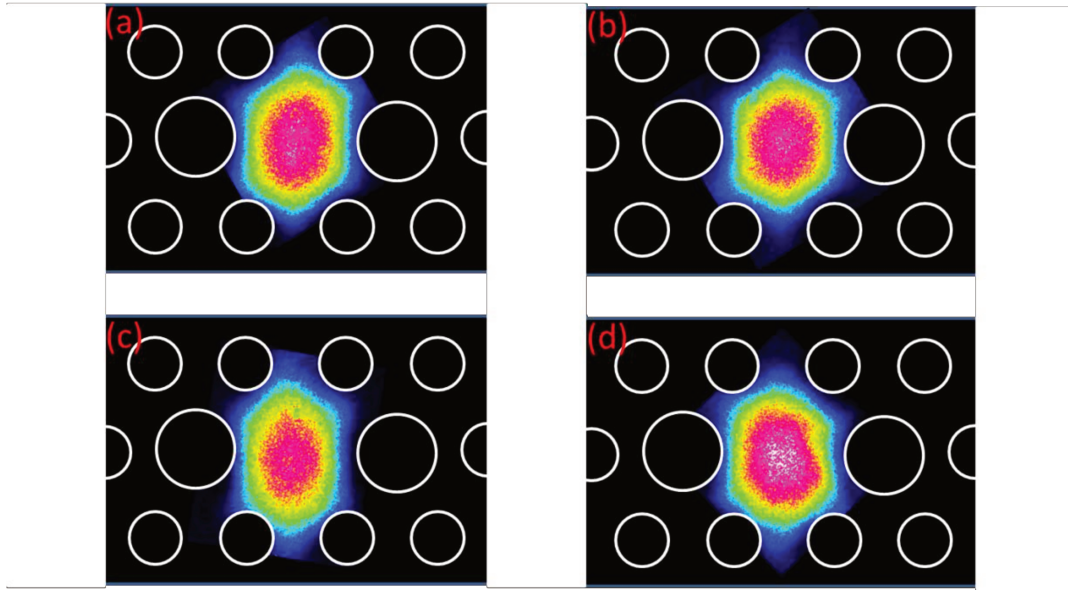


Figura 3.11: Modo óptico fundamental das fibras fabricadas sobrepostos aos contornos dos buracos. Taxas de rotação de (a) 0 rps - sem rotação (b) 3 rps (c) 6 rps e (d) 9 rps.

Como se vê em todos os casos, só foi possível excitar o modo óptico fundamental. O comprimento de onda do feixe laser utilizado foi 633 nm. Sendo monomodo nesse comprimento de onda, a fibra também será monomodo para comprimentos de onda maiores, caso do 1550 nm. Esse procedimento não garante certeza sobre o caráter modal da fibra, mas é um bom indicativo dele.

O caráter modal da fibra é melhor discutido pelo chamado parâmetro V . Para cada solução da equação característica de uma fibra óptica, existem modos que se propagam ao longo de seu comprimento. Esses modos são aqueles que satisfazem todas as condições de propagação no interior da fibra. Cada modo apresenta uma frequência abaixo da qual não pode se propagar (frequência de *cutoff*). O parâmetro V é proporcional à frequência (daí ser conhecido também por frequência normalizada), ou seja, para que um modo possa se propagar pelo comprimento, é necessário que seu parâmetro V seja maior que o parâmetro V da frequência de *cutoff*. O parâmetro V não depende das características específicas do núcleo ou da casca, mas da combinação deles. Para uma fibra convencional, o parâmetro V pode ser calculado através da expressão [54]:

$$V = \frac{\omega a}{c} \sqrt{n_{\text{núcleo}}^2 - n_{\text{casca}}^2} = \frac{2\pi a}{\lambda} (NA) \quad (3.2)$$

em que ω representa a frequência angular do modo, a o raio da fibra óptica, c a velocidade das ondas eletromagnéticas, λ o comprimento de onda e NA a abertura numérica da fibra óptica.

Para uma fibra convencional ser dita monomodo, $V \leq 2,4$. Para uma fibra de cristal fotônico, a expressão da equação (3.2) não pode ser utilizada exatamente na forma descrita porque o índice de refração depende dos parâmetros da estrutura do núcleo e da casca [55]. No entanto, uma expressão similar pode ser definida:

$$V = \frac{2\pi\Lambda}{\lambda} \sqrt{n_{FM}^2(\lambda) - n_{FSM}^2(\lambda)} \quad (3.3)$$

em que Λ representa o período dos buracos e n_{FM} e n_{FSM} indicam o índice efetivo do modo fundamental (FM) e o índice efetivo do primeiro modo de casca (FSM), ambos dependentes do comprimento de onda.

Na prática, devido a variações nas dimensões dos buracos e distâncias entre eles, uma vez que o processo de fabricação das fibras de cristal fotônico são primordialmente manuais, uma fibra fabricada dificilmente será monomodo. Entretanto, os modos de mais alta ordem normalmente apresentam perdas ópticas elevadas e, assim, para longos comprimentos de fibras ópticas, eles acabam por não se sustentarem. Ressaltamos aqui que queremos uma fibra óptica próxima do caráter monomodal porque assim trabalhamos apenas com as duas polarizações ortogonais do modo fundamental.

3.6.2 Birrefringência linear.

A birrefringência linear é um número que indica quão diferente são os índices de refração de dois modos ópticos ortogonais. Como vimos, a fibra fabricada é ligeiramente diferente da fibra idealizada para o projeto. Assim, é importante determinar a birrefringência dessa fibra real. Para isso, utilizando uma foto de microscopia eletrônica da fibra sem rotação, geramos o contorno dos buracos da microestrutura mais próximo possível do real. Esse contorno foi inserido no Comsol para a simulação do modo óptico fundamental. Os resultados obtidos se encontram na tabela 3.4 e são ligeiramente maiores que os da fibra idealizada, fato esperado visto que a fibra real apresenta pequenas deformações. Para a fibra projetada e escolhida para fabricação, os valores de

birrefringência obtidos por simulação no *software* Comsol foram $0,24 \times 10^{-4}$ e $3,6 \times 10^{-4}$ para 633 e 1550 nm, respectivamente. Para a fibra real, esses valores são $0,35 \times 10^{-4}$ e $4,0 \times 10^{-4}$.

Para a determinação experimental da birrefringência linear foi utilizado o método da varredura por comprimento de onda (*scanning wavelength*) [56]. Nesse método, utilizamos o esquema experimental da figura 3.12. Um polarizador *P1* foi colocado entre a fibra óptica e a fonte de espectro largo (supercontínuo) para inserirmos luz a 45° dos eixos de polarização (eixos de birrefringência) da fibra. Na saída da fibra colocamos um polarizador *P2* cruzado com o primeiro, de modo a obtermos uma figura de batimento no analisador de espectro óptico (*OSA*).

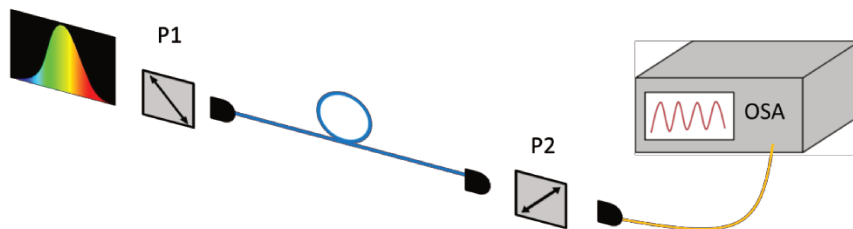


Figura 3.12: Esquema experimental para determinação de birrefringência linear.

O método da varredura em comprimento de onda consiste em utilizar uma fonte de espectro largo para investigar um elemento óptico, no caso a fibra óptica. O polarizador *P1* é utilizado para lançar a luz excitando igualmente os modos de propagação nos dois eixos de birrefringência da fibra. Cada modo, viajando por um dos eixos, estará sujeito a um índice de refração diferente e, conseqüentemente, chegarão ao fim da fibra com fases diferentes. Após serem coletados pela lente, os modos são sobrepostos utilizando o polarizador *P2*, inicialmente cruzado com o polarizador *P1*. Como o índice de refração depende do comprimento de onda, um padrão de interferência é gerado quando se analisa a intensidade da luz no detector em função do comprimento de onda, conforme ilustrado na figura 3.13.

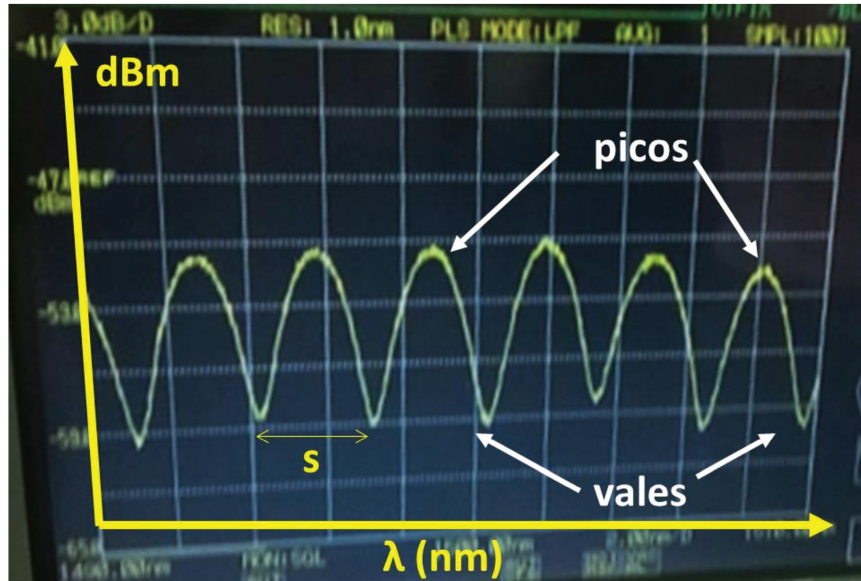


Figura 3.13: Padrão de interferência típico de uma fibra óptica investigada através da varredura de comprimento de onda

Os vales da figura 3.13 representam comprimentos de onda em que ocorre interferência destrutiva e os picos aqueles em que há interferência construtiva. Através da análise da figura é possível determinar a birrefringência de grupo (G) da fibra, utilizando a equação 3.4:

$$G = \frac{s^2}{L \cdot \bar{\lambda}} \quad (3.4)$$

em que s representa a distância entre vales (picos), L o comprimento da fibra e $\bar{\lambda}$ o comprimento de onda médio ($\bar{\lambda}$), entre dois picos ou vales sucessivos.

Analisando o espectro de batimento, podemos também determinar o valor da birrefringência linear através da equação 3.5 e de um processo iterativo:

$$B(\bar{\lambda}) = \frac{\bar{\lambda}}{L} \left[\left(1 + \frac{\Delta\lambda}{\bar{\lambda}} \right)^{k-1} - 1 \right]^{-1} \quad (3.5)$$

onde L é o comprimento da fibra e k um parâmetro numérico a ser estimado iterativamente. Essa equação é válida sob a hipótese de que a dependência de B com o comprimento de onda é do tipo $B(\lambda) = A\lambda^k$, onde k e A são constantes [57]. Para utilizar esse método, determinam-se todos os valores $\Delta\lambda$ entre vales ou picos sucessivos e os respectivos comprimentos de onda médios entre eles ($\bar{\lambda}$). Com estes dados, calculam-se diversos valores de B através da equação 3.5. Ajusta-se, então, uma curva exponencial

($B(\lambda) = A\lambda^k$) aos pontos calculados e encontra-se o valor de k para esta curva. Com este valor de k , recalculam-se os valores de B e ajusta-se uma nova curva. Esse processo é repetido até que o valor de k da curva ajustada fique estável. A figura 3.14(a) apresenta uma figura típica de batimento, análoga à vista na figura 3.13, enquanto a figura 3.14(b) mostra os valores calculados (losangos) e o ajuste de uma curva exponencial, após algumas iterações, em que o valor de k se estabilizou ao redor de 2,62 com $R^2 = 0,99$.

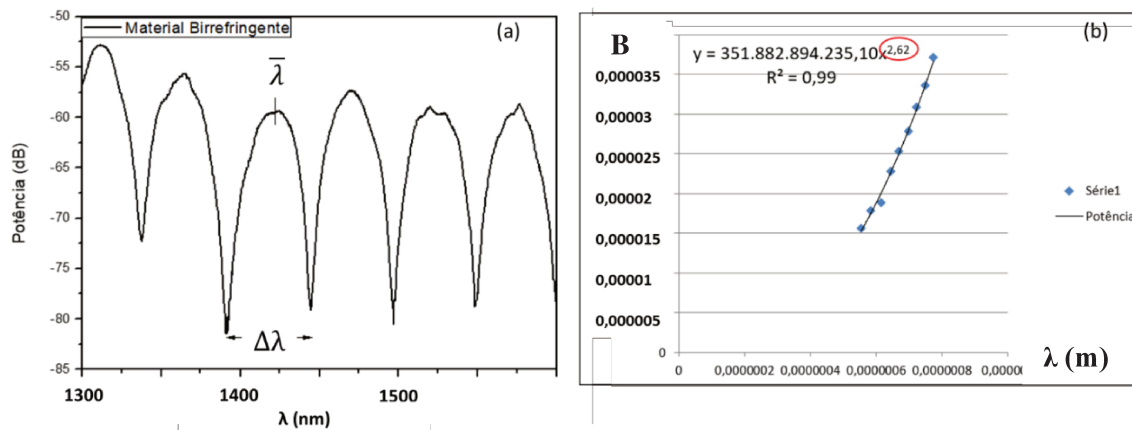


Figura 3.14: (a) Padrão de interferência típico de uma fibra óptica (b) ajuste exponencial para determinação de birrefringência linear.

Os valores da birrefringência linear, determinados pelo método de varredura por comprimento de onda, para a fibra sem rotação são mostrados na tabela 3.4 e são ligeiramente superiores aos previstos numericamente. Para as fibras com rotação não foi determinada a birrefringência linear porque o método não se aplica a eixos de birrefringência que rodam ao longo do eixo de propagação. Aqui usaremos a hipótese de que a birrefringência linear para as fibras com rotação é a mesma da sua equivalente sem rotação.

	Birrefringência linear	633 nm (10^{-4})	1550 nm (10^{-4})
Fibra ideal	Numérica	0,24	3,6
	Experimental	----	----
Fibra real	Numérica	0,38	4,4
	Experimental	0,41	4,5

Tabela 3.4: Birrefringência linear determinada numérica e experimentalmente para a fibra sem rotação.

3.6.3 Perda óptica.

Para determinar a perda óptica da fibra utilizamos o método do *cutback* [58]. Nessa técnica, medimos a potência do laser na entrada da fibra (P_0) e a potência máxima transmitida (P_1) pela fibra com o detector D da figura 3.15(a). Após esse procedimento, cortamos um pedaço L da extremidade final da fibra e medimos novamente a potência transmitida (P_2), conforme a figura 3.15(b).

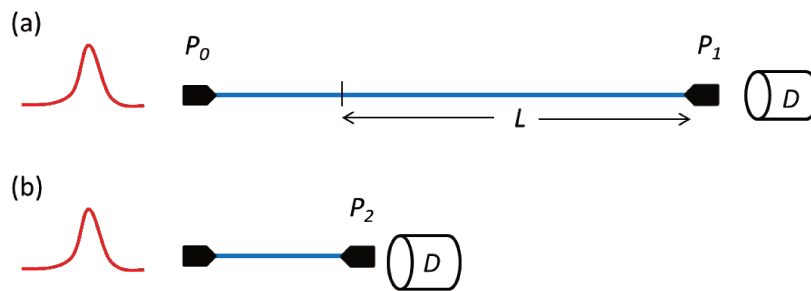


Figura 3.15: Esquema experimental para medição da perda óptica.

O valor da perda (em dB/comprimento) é, então, dado pela equação 3.6:

$$perda \left(\frac{dB}{comprimento} \right) = -\frac{1}{L} \left[10 \log \left(\frac{P_1}{P_0} \right) - 10 \log \left(\frac{P_2}{P_0} \right) \right] \quad (3.6)$$

Determinamos a perda óptica por unidade de comprimento de todas as fibras para dois comprimentos de onda: 633 e 1550 nm. Os valores encontrados são apresentados na tabela 3.5. Todas as fibras apresentam valores próximos de perda no intervalo 0,25-0,35 dB/m. Apesar de serem valores bastante superiores aos da perda de uma fibra óptica convencional (0,2 dB/km), esses valores são comuns às fibras ópticas de cristal fotônico.

Perda (dB/m)					
λ (nm)	0 rps	3 rps	6 rps	9 rps	18 rps
633	0,31	0,27	0,35	0,32	0,27
1550	0,32	0,25	0,35	0,29	0,26

Tabela 3.5: Perda óptica por unidade de comprimento para as fibras fabricadas sem e com rotação.

3.6.4 Birrefringência circular.

Como vimos, birrefringência está relacionada a índices de refração. No caso de birrefringência circular, os índices de refração importantes são os das polarizações circular direita e circular esquerda, difíceis de serem determinados. No entanto, não precisamos conhecer o valor exato da birrefringência circular, mas precisamos saber qual a razão entre ela e a birrefringência linear. Para isso, determinamos o período circular P devido à rotação, a posição dos modos de polarização ortogonais na esfera de Poincaré e a elipticidade da fibra, que nos indicam qual das birrefringências (linear ou circular) é dominante.

3.6.4.a Período circular.

O período circular é uma medida do comprimento de fibra para o qual os eixos de birrefringência rodam 2π radianos. Ele depende da velocidade de rotação da pré-forma e da velocidade de puxamento da fibra óptica. Quanto maior a rotação e menor a velocidade de puxamento, menor será o período circular. Para calculá-lo, usamos a equação 3.7:

$$P = \frac{V_{\text{puxamento}}}{\text{número de rotações}} \quad (3.7)$$

A velocidade de puxamento, por questões técnicas, foi mantida sempre na casa de 8,0 m/min. Para essa velocidade e para as velocidades de rotação de 3, 6 e 9 rps, os valores do período circular são os mostrados na tabela 3.6.

Período circular					
Rotação (rps)	0	3	6	9	18
P (mm)	----	44,4	22,2	14,9	7,45

Tabela 3.6: Período circular das fibras ópticas fabricadas. Velocidade de puxamento de 8,0 m/min.

3.6.4.b Esfera de Poincaré e elipticidade da fibra.

A esfera de Poincaré, mostrada na figura 3.16 é uma representação tridimensional dos estados de polarização da luz. Cada ponto na esfera de Poincaré indica um único estado de polarização. Pontos na superfície da esfera indicam luz 100% polarizada, enquanto pontos no interior da esfera indicam grau de polarização inferior. Luz linearmente polarizada é representada por pontos no equador da esfera. As polarizações circulares direita e esquerda são representadas por pontos nos polos norte e sul, respectivamente. Quaisquer outros pontos representam estados de polarização elípticos.

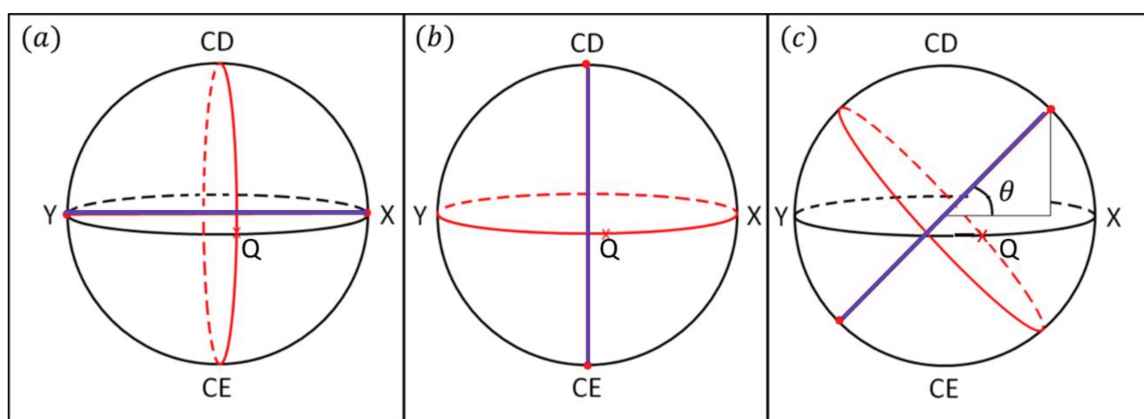


Figura 3.16: Esfera de Poincaré. Equador representa polarização linear enquanto os pólos indicam polarização circular. Modos de polarização são representados por pontos vermelhos.

Retas azuis indicam os eixos de birrefringência (a) linear (b) circular e (c) elíptica.

A evolução dos estados de polarização também pode ser representada na esfera de Poincaré. Os modos de polarização ortogonais são representados por pontos vermelhos

diametralmente opostos. Por exemplo, dois modos ortogonais de polarização linear são representados pelos pontos X e Y. Um estado de polarização linear representado pelo ponto Q, ao viajar por um material linearmente birrefringente (fig. 3.16a) tem seu estado de polarização evoluindo de acordo com a circunferência vermelha da figura 3.16(a), passando de linear para elíptico e circular e retornando a linear. O mesmo estado de polarização Q, ao viajar por um meio circularmente birrefringente (figura 3.16b), cujos estados de polarização ortogonais são descritos pelos pontos CE (Circular Esquerda) e CD (Circular Direita), tem seu estado de polarização modificado de acordo com a circunferência vermelha da figura 3.16b. Para o caso de uma fibra com birrefringência elíptica, a evolução se dá como na figura 3.16(c). Assim, é possível ver que a polarização linear é preservada (mantém-se linear) somente quando o meio é circularmente birrefringente, isto é, a circunferência descrita pela polarização na esfera de Poincaré se encontra totalmente no equador.

A fibra fabricada neste trabalho tem birrefringência linear desde o início. Caso não efetuássemos as rotações, os estados de polarização ortogonais estariam sempre no equador da esfera de Poincaré. O efeito da rotação nessa fibra, portanto, é retirar os estados de polarização do equador e aproximá-los dos polos da esfera. Obviamente, como há um valor não nulo de birrefringência linear, esses estados nunca atingirão os polos da esfera, no entanto, queremos aproximá-los o máximo possível desses pontos. O ângulo θ (figura 3.16c) indica a posição dos modos com relação ao equador da esfera. Assim, $\theta = 0^\circ$ representa birrefringência puramente linear enquanto $\theta = 90^\circ$ representa birrefringência puramente circular. Para $0^\circ < \theta < 90^\circ$ temos a chamada birrefringência elíptica, uma combinação das duas primeiras.

O ângulo θ e a elipticidade ε da fibra podem ser calculados pela equação 3.8 [57, 59], onde $L_p = \lambda/B$ é o comprimento de batimento da fibra sem rotação (B sua birrefringência linear) e P o período circular da fibra com rotação, definido pela equação 3.7.

$$\varepsilon = \tan\left(\frac{\theta}{2}\right) = \tan\left\{\frac{1}{2}\tan^{-1}\left(\frac{2L_p}{P}\right)\right\} \quad (3.8)$$

Os valores de θ e ε , calculados a partir do comprimento de batimento L_p e do período circular P , são apresentados na tabela 3.7, junto com os valores determinados experimentalmente (exceto para $\lambda = 1550$ nm). O ângulo θ e a elipticidade ε da fibra estão

intimamente ligados, ambos indicando qual tipo de birrefringência domina. Em termos da elipticidade ε , quanto mais próximo de 0, maior será o efeito da birrefringência linear. Quanto mais próximo de 1, mais dominante é a birrefringência circular. Na prática, se $\varepsilon > 0,5$, a birrefringência circular é dominante e os modos de polarização são quase circulares [59].

λ (nm)	Fibra (rps)	0	3	6	9	18
633	$\varepsilon_{esperado}$	----	0,31	0,51	0,63	0,84
	$\varepsilon_{experimental}$	----	0,29	0,47	0,61	0,79
	$\theta_{esperado} (^{\circ})$	----	34,7	54,2	64,3	87,2
	$\theta_{experimental} (^{\circ})$	----	32,3	50,3	62,8	85,0
1550	$\varepsilon_{esperado}$	----	0,08	0,15	0,22	0,51
	$\varepsilon_{experimental}$	----	----	----	----	----
	$\theta_{esperado} (^{\circ})$	----	8,8	17,2	24,8	64,5
	$\theta_{experimental} (^{\circ})$	----	----	----	----	----

Tabela 3.7: ângulo θ e elipticidade ε das fibras fabricadas.

Como os modos de polarização das fibras não são lineares, eles não se encontram no equador da esfera de Poincaré e, portanto, não podem ser investigados por polarizadores lineares. Para determinarmos as suas posições θ na esfera, usamos um compensador de fase do tipo Soleil-Babinet (*SBPC*, do inglês *Soleil-Babinet Phase Compensator*). O *SBPC* nada mais é que uma lâmina de onda variável que permite transformar um polarizador linear em elíptico [57]. O esquema experimental da medida é apresentado na figura 3.17.



Figura 3.17: Esquema experimental para medida da elipticidade da fibra.

O procedimento para a determinação de θ e, consequentemente, ε consiste em, primeiro, orientar o polarizador P_1 a 45° dos eixos de birrefringência da fibra. Em seguida, insere-se o polarizador P_2 de modo a minimizar a potência detectada pelo detector D . Nessa situação, o SBPC previamente calibrado é inserido entre a fibra e o polarizador P_2 , com seu eixo alinhado com P_2 . Em sequência, roda-se o SBPC por um ângulo de 45° e a partir daí ajusta-se o atraso de fase dele até que a potência no detector seja mínima novamente. O valor do ângulo θ é, então, determinado pela equação 3.9, onde X é a posição de mínimo medida no procedimento descrito e X_{cal} é a posição de mínimo previamente calibrada. O funcionamento detalhado do SBPC se encontra descrito no Apêndice A.

$$\theta_{exp} = \frac{2\pi X}{X_{cal}} \quad (3.9)$$

Os valores de θ e ε determinados com o SBPC foram apresentados na tabela 3.7, exceto para $\lambda = 1550$ nm porque não temos SBPC para esse comprimento de onda. É possível ver que eles são ligeiramente menores que os valores esperados, mas estão em boa concordância com eles. É importante ressaltar que, por dependerem do mínimo de intensidade, os valores medidos podem sofrer a influência de variações da potência da luz. Além disso, vemos que os valores são menores para $\lambda = 1550$ nm, o que já era esperado, uma vez que a birrefringência linear é maior quanto maior for o comprimento de onda e que a birrefringência circular não varia com o comprimento de onda.

3.6.5 Parâmetros das fibras fabricadas.

Na tabela 3.8 apresentamos todos os dados das caracterizações ópticas realizadas. Fazemos, também, uma mudança na nomenclatura das fibras. Em vez de nos referirmos a elas pelo valor de rotação da pré-forma, passaremos a nomeá-las pelo número de

rotações por unidade de comprimento (rot/m). Assim, as fibras aqui indicadas por 0, 3, 6 e 9 rps passarão a ser identificadas como 0, 22,5, 45 e 67,5 rot/m. Essa mudança é importante porque a velocidade de rotação da pré-forma não é um parâmetro relevante. Para a mesma velocidade de rotação, se alterarmos a velocidade de puxamento da fibra, sua birrefringência circular muda.

λ (nm)	Fibra (rot/m)	0	22,5	45	67,5	135
	P (mm)	----	44,4	22,2	14,9	7,45
633	B linear, num (10^{-5})	3,8	----	----	----	----
	B linear, exp (10^{-5})	4,1	----	----	----	----
	Perda (dB/m)	0,31	0,27	0,35	0,32	0,27
	ϵ esperado	----	0,31	0,51	0,63	0,84
	ϵ experimental	----	0,29	0,47	0,61	0,79
	θ esperado ($^{\circ}$)	----	34,7	54,2	64,3	87,2
	θ experimental ($^{\circ}$)	----	32,3	50,3	62,8	85,0
1550	B linear, num (10^{-4})	4,4	----	----	----	----
	B linear, exp (10^{-4})	4,5	----	----	----	----
	Perda (dB/m)	0,32	0,25	0,35	0,29	0,26
	ϵ esperado	----	0,08	0,15	0,22	0,51
	ϵ experimental	----	----	----	----	----
	θ esperado ($^{\circ}$)	----	8,8	17,2	24,8	64,5
	θ experimental ($^{\circ}$)	----	----	----	----	----

Tabela 3.8: parâmetros da caracterização óptica das fibras fabricadas.

Da tabela 3.8, vemos que a melhor fibra a ser empregada como sensor de corrente elétrica são as fibras 67,5 rot/m no comprimento de onda de 633 nm (coluna amarela) e a

fibra 135 rot/m para 633 e 1550 nm (coluna azul) porque são as que apresentam os melhores valores de elipticidade ($\varepsilon > 0,5$).

3.7 Sensor de corrente elétrica em fibra de cristal fotônico.

Como dito anteriormente, escolhemos trabalhar com esquemas polarimétricos para a determinação da corrente elétrica, uma vez que estes são mais estáveis que os seus correspondentes interferométricos. O esquema experimental usado para sensoriamento de corrente elétrica se encontra na figura 3.18. Luz linearmente polarizada de uma fonte laser (633 ou 1550 nm) atravessa uma lâmina de meia-onda antes de entrar na fibra sensora. A fibra óptica está enrolada sobre o condutor de corrente elétrica sem tocá-lo. Na saída da fibra, a luz coletada pela lente passa por um prisma divisor de polarização. As duas polarizações ortogonais são, então, acompanhadas separada e simultaneamente por dois fotodetectores distintos. A lâmina de meia-onda é utilizada para ajustar o estado de polarização, ou seja, o ângulo da polarização linear com relação aos eixos de birrefringência da fibra, na entrada da fibra.

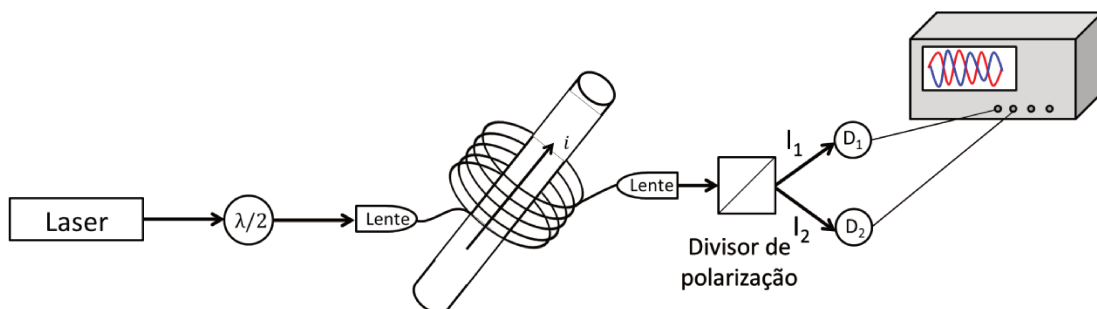


Figura 3.18: esquema experimental para detecção de corrente elétrica via efeito Faraday em fibras ópticas.

Para a nossa análise, vamos definir um parâmetro S que depende da potência medida em cada detector (I_1 e I_2), conforme a equação 3.10. Os valores de I_1 e I_2 representam as potências de cada uma das polarizações ortogonais e o processo de normalização visa melhorar a performance do sensor por eliminar os efeitos indesejados das flutuações de potência da fonte e os ruídos causados por variações da temperatura e vibrações do sistema, uma vez que tais perturbações atingem simultaneamente ambas as

polarizações. No entanto, o procedimento não é capaz de compensar o efeito da birrefringência linear induzida pela curvatura da fibra, que reduz a sensibilidade do sensor.

$$S = \frac{I_1 - I_2}{I_1 + I_2} \quad (3.10)$$

A análise do parâmetro S permite ainda, investigar o estado de polarização da luz na saída da fibra. Caso este seja totalmente linear, ao rodarmos a lâmina de meia-onda na entrada da fibra, observaremos uma situação em que o valor de S tende a um porque toda a potência se encontra num dos estados de polarização. Caso a luz ao sair da fibra esteja no estado circularmente polarizado, isso se refletirá no fato de que I_1 e I_2 terão potências aproximadamente iguais e, portanto, o valor de S tenderá a zero.

3.8 Sensor de corrente elétrica.

Para a caracterização da fibra sensora, conforme setup experimental da figura 3.18, foram utilizados um laser de He-Ne (633 nm) e um gerador de corrente AC - 1000 A, fabricado pela Globalmag Transdutores Magnéticos Ind. e Com. Ltda, mostrado na figura 3.19a. A figura 3.19b mostra uma foto do enrolamento da fibra ao redor do condutor elétrico.

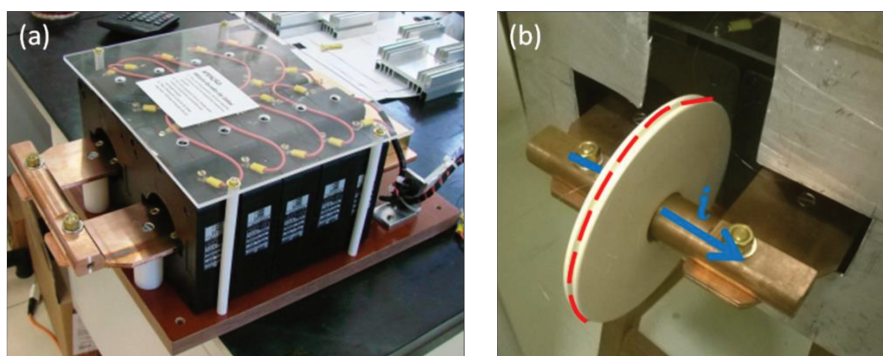


Figura 3.19: (a) Gerador de corrente AC – 1000 A. (b) suporte para enrolamento da fibra ao redor do condutor.

Para a detecção de corrente elétrica foi utilizada luz polarizada a 45° na entrada da fibra e um divisor de polarização na saída da fibra, pois assim podemos usar a equação

$$S \approx \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{\pi^2 B_L^2}{\alpha^2 \lambda^2}}} 2\mu_0 V N i \quad (3.11)$$

onde B_L é a birrefringência linear do meio, λ o comprimento de onda e α a taxa de torção da fibra. Maiores detalhes da equação (3.11) são discutidos no apêndice B.

Ao acionarmos o gerador de corrente, observam-se no osciloscópio os sinais das duas polarizações ortogonais tipicamente em oposição de fase, como mostra a figura 3.20.

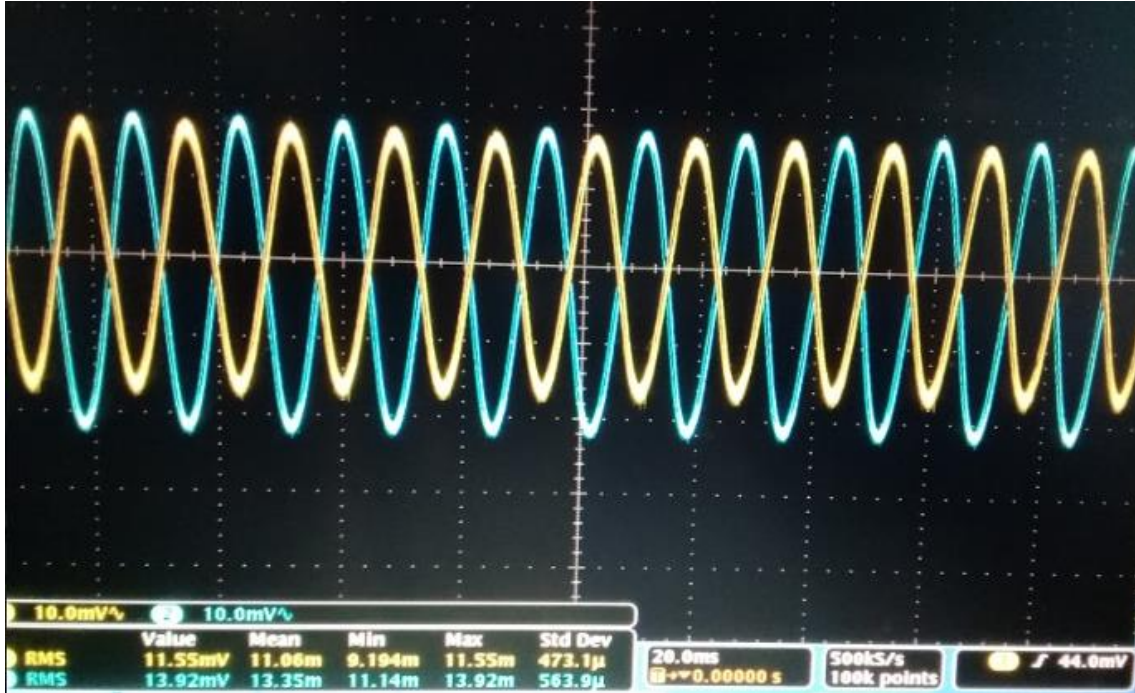


Figura 3.20: Sinal típico observado no osciloscópio quando o gerador de corrente está ligado e a fibra enrolada ao redor do condutor. As polarizações ortogonais se apresentam em oposição de fase.

Para a determinação de S utilizamos a média dos valores rms, fornecidas pelo próprio osciloscópio com a função RMS, e observando seu respectivo desvio padrão. A medida sempre foi feita após a estabilização tanto do valor rms como do desvio padrão para cada um dos sinais. Assim, a equação (3.10) deve ser reescrita como:

$$S = \frac{I_{1,RMS} - I_{2,RMS}}{I_{1,RMS} + I_{2,RMS}} \quad (3.12)$$

Quatro fibras diferentes foram submetidas às mesmas condições (corrente elétrica, número de voltas do enrolamento e raio de curvatura do enrolamento) para efeitos de comparação. As duas primeiras foram as fibras deste trabalho, com taxas de torção 67,5

e 135 rot/m. A figura 3.21 apresenta o resultado para S em função da corrente elétrica para três valores de número de voltas (N): 5, 10 e 15 e enrolamento com raio de curvatura $R = 7,5$ cm. O número de voltas foi determinado pelo comprimento de fibra disponível.

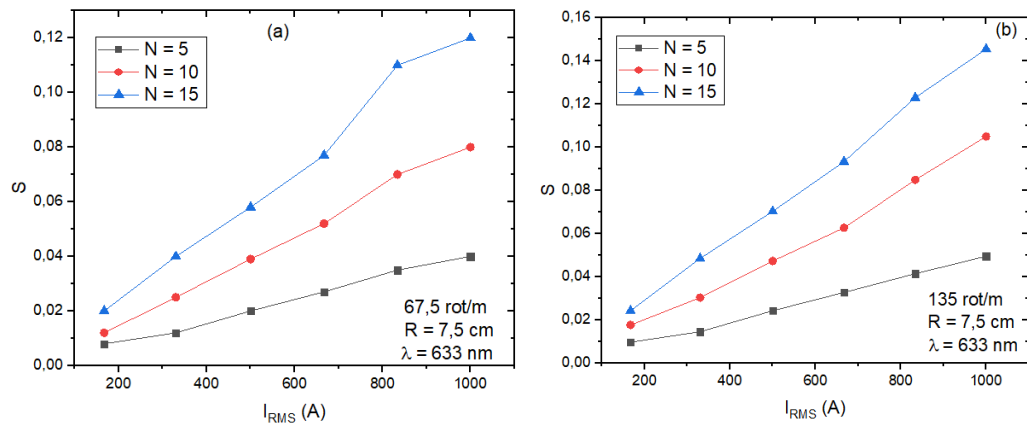


Figura 3.21: S em função da corrente elétrica para fibras com taxa de torção (a) 67,5 rot/m e (b) 135 rot/m, ambas enroladas num suporte com raio $R = 7,5$ cm.

Conforme esperado pela equação (3.11), o valor de S cresce conforme se aumenta o número de voltas do enrolamento. Ele também cresce conforme aumentamos a corrente elétrica que percorre o condutor. Da mesma equação (3.11) esperava-se que o comportamento fosse perfeitamente linear, o que não é o caso. Isso pode ser explicado pelo efeito da birrefringência linear induzida pela curvatura da fibra ao redor do condutor. Quanto mais voltas são dadas, maior esse efeito. Comparando as fibras 67,5 rot/m e 135 rot/m, é possível ver que, para esta última, o desvio da linearidade é menor, o que se justifica pelo fato de ela apresentar uma maior taxa de torção.

Comparando as fibras com taxas de torção de 67,5 rot/m e 135 rot/m, vê-se que esta última apresenta valores de S superiores para correntes e número de voltas iguais, fato também esperado, uma vez que quanto maior a taxa de torção, menor o efeito da birrefringência linear e mais próximo do valor esperado se encontra o parâmetro S .

Duas fibras comerciais foram comparadas com a fibra deste trabalho, a fibra F-SV da Newport, monomodo em 633 nm e a fibra LB600 da Oxford, cuja sigla LB significa *low birefringence*. A figura 3.22 apresenta as respostas de ambas à corrente elétrica. É possível observar que a fibra F-SV apresenta valores de S maiores que a fibra LB600 e que a fibra deste trabalho, no entanto, S diminui conforme se aumenta o número de voltas, um indicativo de que a fibra é fortemente sensível à birrefringência linear induzida pela curvatura. Já a fibra LB600 demonstra menor sensibilidade à curvatura,

mas de $N = 10$ para $N = 15$, a variação aparenta ser menor que a esperada, mostrando que, provavelmente, a partir desse ponto, a influência da curvatura começa a se fazer presente.

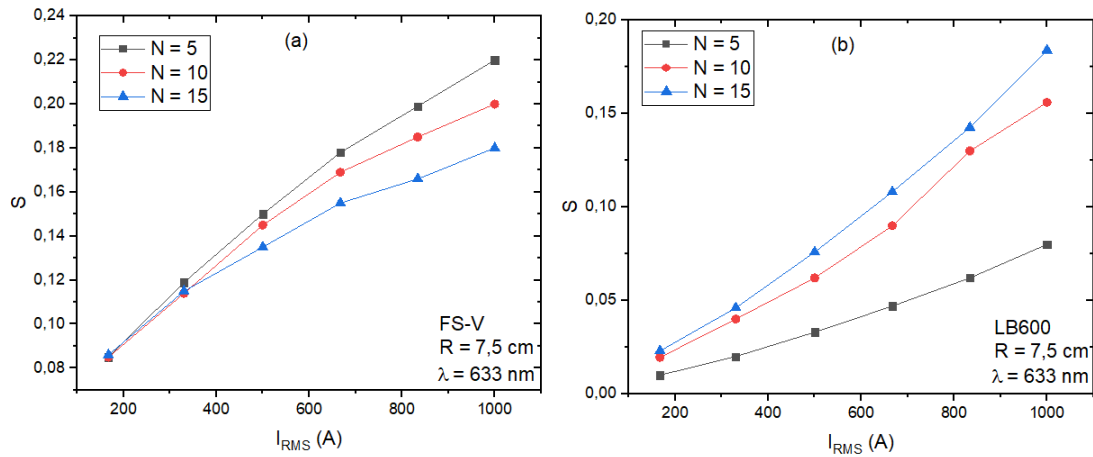


Figura 3.22: S em função da corrente elétrica para fibra (a) F-SV e (b) LB 600 enroladas em suporte com raio $R = 7,5$ cm.

As fibras fabricadas com taxas de torção 67,5 e 135 rot/m foram submetidas a um novo enrolamento, agora com raio de curvatura $R = 4$ cm ($C = \frac{1}{R} = 0,25$ cm⁻¹), ou seja, a uma curvatura mais forte. A figura 3.23 apresenta o resultado de S em função da corrente elétrica para os dois diferentes enrolamentos, para cada uma das fibras fabricadas. É possível observar que praticamente não há diferença entre os resultados, o que mostra que a fibra fabricada neste trabalho se mostra bastante robusta quando curvada.

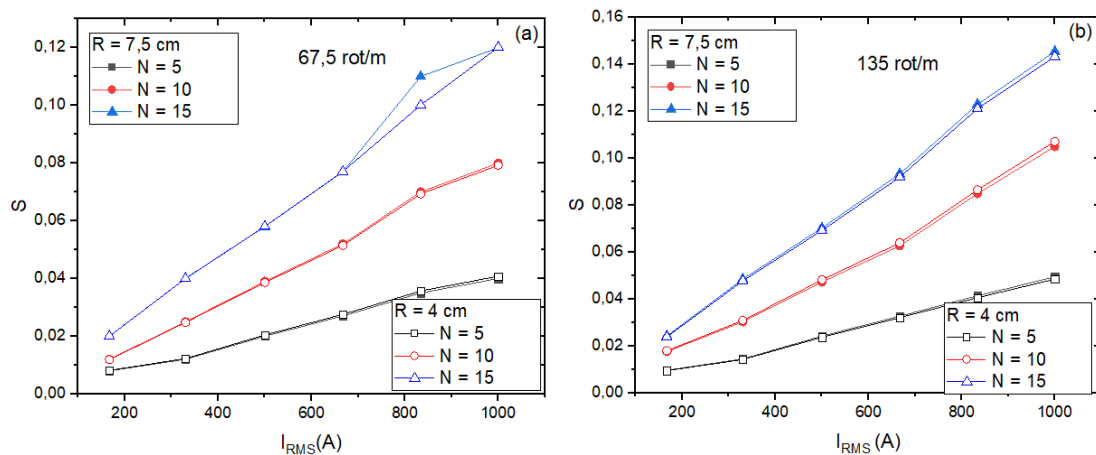


Figura 3.23: S em função da corrente elétrica para fibras (a) 67,5 rot/m e (b) 135 rot/m, ambas submetida à curvaturas com raio $R = 7,5$ cm e $R = 4$ cm.

As fibras F-SV e LB600 foram submetidas ao mesmo teste e os resultados são mostrados na figura 3.24, juntamente com o resultado da figura 3.23b para efeito de

comparação. Verifica-se que a fibra LB600, se comparada às fibras fabricadas no escopo desse projeto, sofre influência da curvatura enquanto a fibra F-SV, apesar de apresentar o maior valor absoluto para S , é extremamente sensível à curvatura. Esse fator é um impedimento para a aplicação de uma fibra como sensor porque, para cada enrolamento diferente, seria necessária uma nova calibração do sensor.

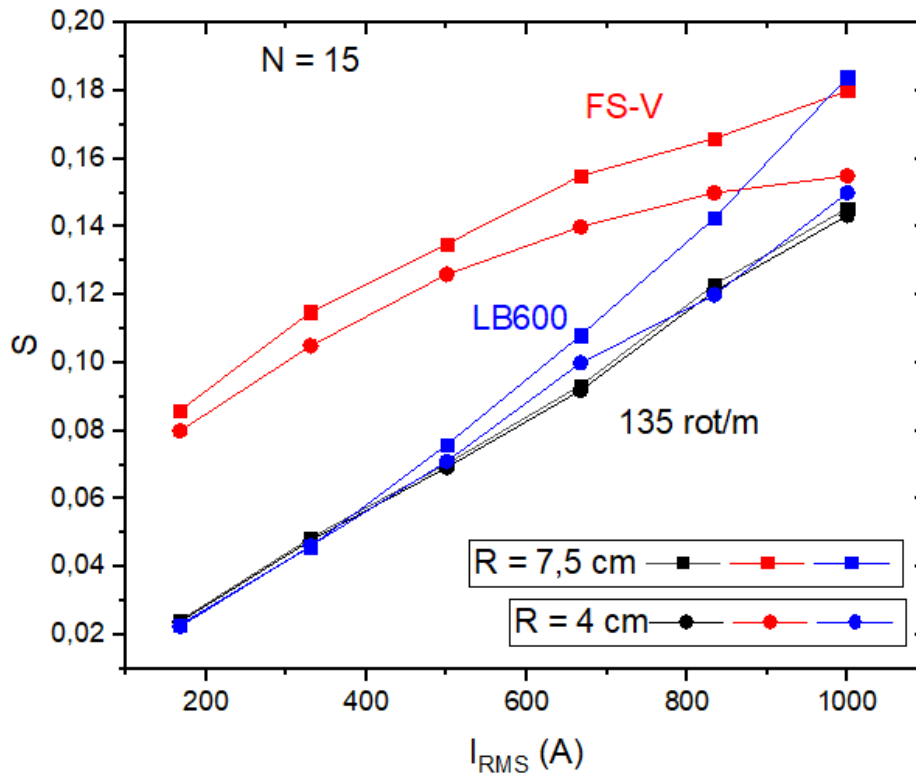


Figura 3.24: S em função da corrente elétrica para fibra 135 rot/m (curva preta), FS-V (curva vermelha) e LB600 (curva azul) submetidas à curvatura com raio $R = 7,5$ cm (quadrado) e $R = 4$ cm (círculo).

Se compararmos, agora, os valores esperados de S , a partir da equação 3.11 com os resultados obtidos experimentalmente podemos verificar se as aproximações se mantêm coerentes. A figura 3.25 mostra a comparação entre o caso ideal e os valores experimentais para a fibra de 67,5 rot/m, para $N = 5, 10$ e 15 voltas, onde se vê que os valores experimentais são ligeiramente inferiores aos esperados no caso ideal. Assim, fazendo-se a comparação direta entre eles, verificamos que $S \sim 0,85 S_{ideal}$, muito próximo ao valor determinado a partir da tabela 3.8 que é de 90%.

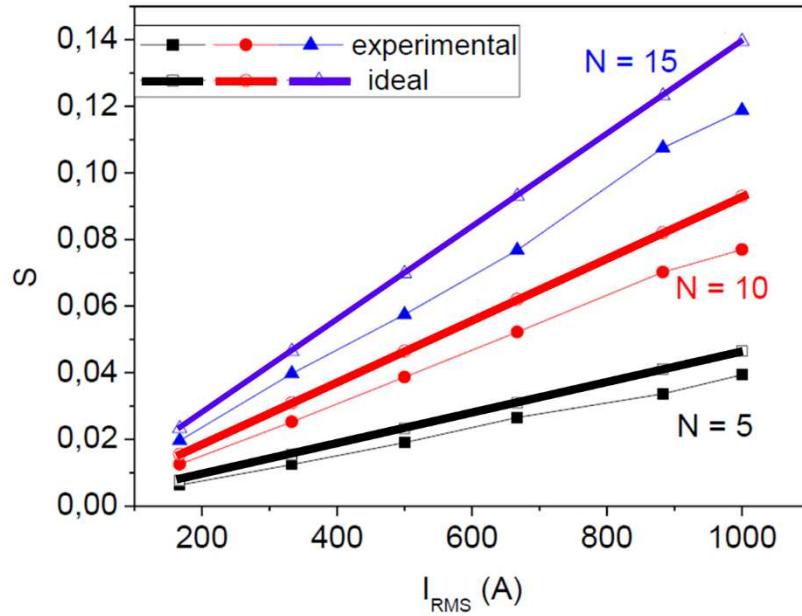


Figura 3.25: Comparação entre os valores de S experimental e ideal em função da corrente elétrica para fibra com 67,5 rot/m. N é o número de voltas ao redor do condutor.

Os resultados mostram que o procedimento de rodar a fibra durante sua fabricação imprime uma taxa de torção na fibra final que se traduz como uma birrefringência circular. Este tipo de birrefringência é importante para um sensor que opera via rotação de Faraday, uma vez que, conforme observado na figura 3.23 e 3.24, ela blindar o sensor do efeito das birrefringências lineares induzidas pela curvatura quando se enrola o sensor ao redor de um condutor. A birrefringência linear, como visto, atua no sentido de reduzir a sensibilidade do sensor e deixar seu resultado pouco confiável, como mostra a fibra FS-V.

A partir dos resultados das figuras 3.23 e 3.25 podemos estimar a sensibilidade do sensor utilizando a expressão:

$$s = \frac{1}{N} \frac{dS}{dI_{RMS}} \quad (3.21)$$

onde normalizamos o resultado para o número de voltas da fibra ao redor do condutor. Para os resultados das figuras 3.23 e 3.25, o valor obtido para o parâmetro “ s ” da equação 3.21 é aproximadamente $(1,00 \pm 0,04) \times 10^{-5} \text{ A}^{-1}$ para a fibra de 135 rot/m. A comparação do resultado obtido aqui com os apresentados na literatura não é direta, uma vez que vários esquemas de investigação e tipos de fibras são usados. Recentemente, foi obtido o valor de rotação de Faraday de aproximadamente 5° em 5 A, ou 1,4 mrad/A utilizando

corrente elétrica DC [60]. Para compararmos com os resultados deste trabalho, precisamos levar em conta as taxas de torção das duas fibras. A fibra do trabalho [60] apresenta taxa de torção $\alpha = \pi$ rad/mm, aproximadamente, 3140 rad/m, cerca de 3,7 vezes superior à taxa de torção do trabalho aqui apresentado. Além disso, não há comentários sobre o valor da birrefringência linear nos comprimentos de onda utilizados, o que não permite a comparação direta entre os resultados.

Outro ponto do trabalho [60] é que se utiliza uma corrente elétrica DC e a medida é feita com a fibra no interior de um solenoide. No caso deste trabalho, cujo objetivo foi estudar um método para aferição de corrente elétrica em linhas de transmissão de energia, a técnica do enrolamento é mais adequada e, portanto, o foco deste trabalho foi construir um sensor com baixa sensibilidade à curvatura.

Com o intuito de aprimorar o sensor, aumentando sua sensibilidade, pode-se pensar em aumentar a taxa de torção e diminuir o valor de birrefringência linear. Para o aparato experimental de fabricação de fibras do Laboratório de Fibras Especiais da UNICAMP, a taxa de torção pode ser ligeiramente aumentada, mas ela já se encontra próximo do limite máximo. O valor de birrefringência linear pode, em princípio, ser reduzido, mas devemos ter em conta que, no tipo de fibra deste trabalho, ela é necessária. Uma alternativa seria, ainda, fabricar fibras a partir de materiais com alta constante de Verdet, o que significaria trabalhar com sílica dopada. No laboratório da UNICAMP existe, também, uma torre de fabricação de fibras poliméricas, cuja constante de Verdet apresenta valor comparável à da sílica. No entanto, a torre permite imprimir na fibra taxas de torção consideravelmente maiores. Uma das desvantagens desse tipo de fibra é que ela apresenta alta perda para comprimentos de onda que não sejam visíveis, ou seja, ela não pode ser usada em 1550 nm, ao contrário da fibra de sílica.

O trabalho experimental apresentado nesta seção foi desenvolvido no Laboratório de Fibras Especiais da UNICAMP. As simulações feitas no *software Comsol* foram realizadas em colaboração com o Prof. Dr. Marco Antonio Ruggieri Franco e o pesquisador Me. Valdir Augusto Serrão, do Instituto de Estudos Avançados (IEAv), em São José dos Campos.

3.9 Perspectivas futuras.

O trabalho apresentado nas seções anteriores teve um forte caráter exploratório no sentido de investigar quais parâmetros são relevantes para a fabricação de fibras de cristal fotônico para sensoriamento de corrente elétrica. A caracterização e demonstração da aplicabilidade de tais fibras foi realizada neste trabalho, cujos resultados mostram que a presença de birrefringência circular ajuda a blindar a fibra dos efeitos da birrefringência linear induzida pela curvatura da fibra no enrolamento.

Um detalhe deste trabalho é que ele foi desenvolvido utilizando-se óptica “*free space*”, ou seja, com posicionadores, lentes, polarizadores e divisores de feixes não integrados à fibra sensora. O desafio futuro é justamente realizar essa integração, utilizando polarizadores e divisores de polarização totalmente a fibra, compactados num suporte adequado para realizar o monitoramento de uma linha de transmissão de energia elétrica, dentro do escopo do projeto TECCON.

No escopo do projeto, várias gerações de suportes foram desenvolvidas e vem sendo aperfeiçoados pela equipe do Laboratório de Fibras Especiais (LaFE) da UNICAMP, em especial pelos alunos Luiz (design dos suportes) e Hugo (medidas com o suporte).

Um dos detalhes mais importantes da caixa sensora é o casamento da polarização com os eixos de birrefringência da fibra sensora. Foi discutido anteriormente que a luz deve incidir linearmente polarizada a 45° dos eixos, assim, o polarizador à fibra deve estar previamente alinhado aos eixos e a emenda entre as duas fibras deve preservar esse alinhamento, o que acrescenta um novo grau de dificuldade, uma vez que não é possível visualizar os eixos de birrefringência, apenas estimá-los com base em medidas de grau de polarização ou batimento entre os modos ortogonais que viajam pela fibra. De fato, esse é um ponto que, para o desenvolvimento comercial de um sensor de corrente elétrica à fibra, utilizando fibras de cristal fotônico e o efeito Faraday, deverá ser resolvido.

A impressão dos suportes é um processo que surgiu ao fim deste trabalho e, portanto, não fazia parte do escopo original dele, mas se tornou uma evolução natural. No entanto, conforme foi dito, essa etapa segue em desenvolvimento por outros alunos do Laboratório de Fibras Especiais da UNICAMP.

Capítulo 4 – Outros sensores de campo magnético e corrente elétrica e sensor de temperatura.

A criação de um sensor de corrente elétrica via efeito Faraday utilizando uma fibra de cristal fotônico exige a fabricação e as características da fibra como descritas no Capítulo 3. Apesar das claras vantagens desse tipo de sensor, sua confecção demanda tempo. Como alternativa, há a possibilidade de se trabalhar com fibras ópticas convencionais, integrando a elas materiais sensíveis aos parâmetros de interesse ou fabricar fibras ópticas com estruturas mais simples. Nesta linha, exploramos aqui duas situações.

4.1 Sensor de campo magnético DC via efeito magnetostritivo num filme fino de terfenol-D.

O efeito magnetostritivo (ou magnetostricção) foi observado pela primeira vez por Joule, em 1842, numa amostra de ferro. Ele consiste, basicamente, na alteração da forma e/ou dimensões de um material ferromagnético quando submetido a um campo magnético externo.

O ferromagnetismo é a forma mais forte de magnetismo. Exibem este efeito materiais como o ferro, cobalto, níquel, gadolínio e suas ligas. Em seu estado natural, materiais ferromagnéticos apresentam regiões microscópicas onde os dipolos magnéticos de átomos vizinhos estão em rígido paralelismo, os chamados domínios magnéticos (fig. 4.1). A orientação desses domínios magnéticos é aleatória, o que faz com que, macroscopicamente, o efeito magnético nem sempre seja apreciável (fig. 4.1.a).

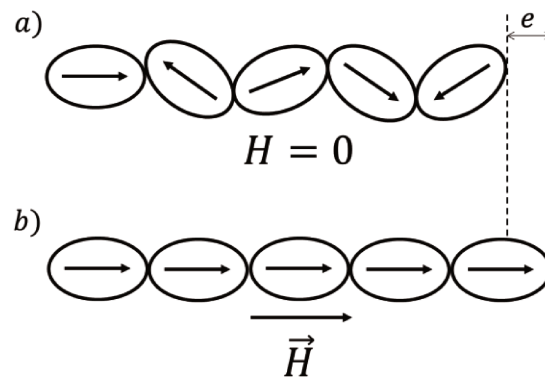


Figura 4.1: domínios magnéticos em materiais ferromagnéticos (a) na ausência de campo magnético externo e (b) na presença de campo magnético externo

Quando submetidos à ação de um campo magnético externo, as fronteiras entre os domínios magnéticos se deslocam e estes podem rotacionar. A combinação desses efeitos acarreta, conforme mencionado, numa alteração da forma e/ou das dimensões do material (fig. 4.1.b). Essa alteração é explicada pela anisotropia magneto-cristalina, efeito decorrente do fato de que são necessárias quantidades diferentes de energia para magnetizar o material dependendo da relação entre a direção de magnetização e os eixos cristalinos.

Dentre os elementos puros, o Cobalto (Co) é o que apresenta a maior magnetostricção à temperatura ambiente. Entre as ligas, aquela que apresenta o maior efeito magnetostritivo é o *Terfenol-D*. Seu nome advém dos elementos que a constituem: térbio (*Ter*), ferro (*Fe*) e disprósio (*D*), além do termo *nol* em referência ao laboratório que a criou (*Naval Ordnance Laboratory*).

O *terfenol-D* é comercializado em diversas formas: barras, discos etc. Para integrá-lo à fibra óptica e desenvolver um sensor de campo magnético, foram necessárias duas etapas de pós-processamento e funcionalização da fibra óptica. Na primeira etapa, redes de Bragg foram gravadas em fibras ópticas convencionais (SMF28) usando uma máscara de fase e um laser ultravioleta (UV) com comprimento de onda de 248 nm.

Na segunda etapa, filmes finos de *Terfenol-D* foram depositados, via *sputtering* magnético, na superfície da fibra óptica ao redor da região onde se gravaram as redes de Bragg. O *terfenol-D* foi depositado a uma taxa de 40 nm/min, no Laboratório Multiusuário (LAMULT), num processo realizado em quatro etapas. Cada etapa consistiu na deposição do filme e posterior rotação de 90° da fibra óptica, para garantir a uniformidade do filme ao longo de toda a superfície. Filmes finos de 0,8 e 1,6 µm de

espessura foram depositados numa região de comprimento de aproximadamente 20 mm, com a rede de Bragg na porção central da região. A figura 4.2.a mostra uma imagem de microscopia eletrônica da seção reta da fibra óptica enquanto a fig. 4.2.b mostra o *zoom* da superfície da fibra com o filme de *terfenol-D* depositado, evidenciando a uniformidade do filme depositado. As espessuras dos filmes depositados foram escolhidas de forma arbitrária, atentando-se apenas a questões técnicas, como quantidade de material disponível e tempo de uso de equipamentos, mantendo uma sensibilidade adequada para o sensor.

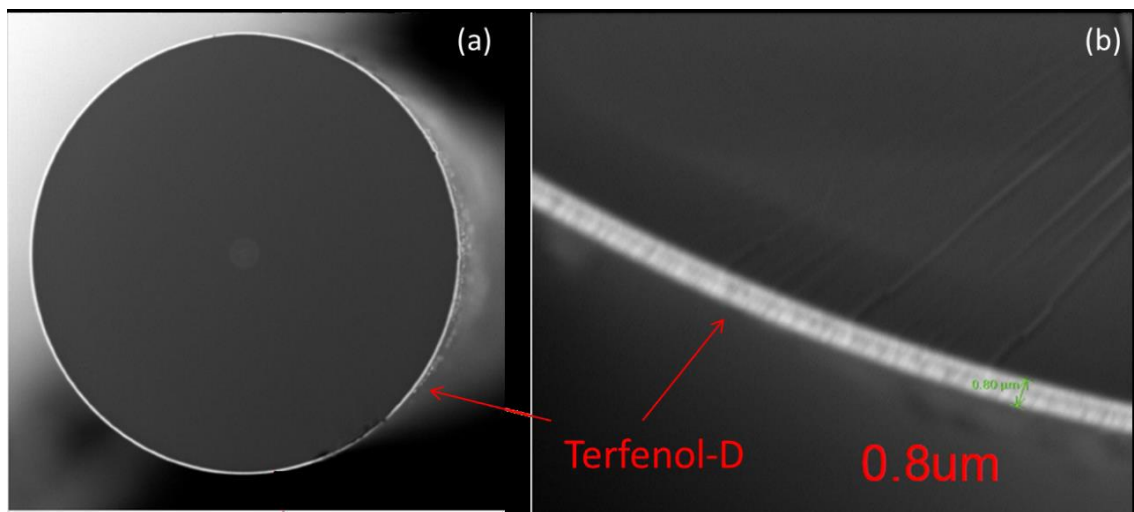


Figura 4.2: imagem de microscopia eletrônica da (a) seção reta de uma SMF28 coberta por um filme de *terfenol-D* de 0,8 μm de espessura. (b) *zoom* da superfície da fibra óptica.

A fibra óptica sensora foi utilizada para detecção de campos magnéticos DC gerados por ímãs e por uma bobina de corrente. Dois sistemas de interrogação óptica também foram utilizados: um sistema de varredura de comprimento de onda (*FS2200 Braggmeter, FiberSensing, SA*) e um interferômetro Mach-Zehnder.

4.1.1 Sensor de campo magnético com ímã.

Nessa montagem, a fibra sensora é mantida fixa enquanto o ímã se movimenta numa determinada direção, aproximando-se e afastando-se da fibra, conforme figura 4.3. O valor do campo magnético gerado pelo ímã foi aferido

através de um gaussímetro enquanto o efeito do campo magnético sobre o filme de *terfenol-D* foi acompanhado pelo *Braggmeter* (FS2200).

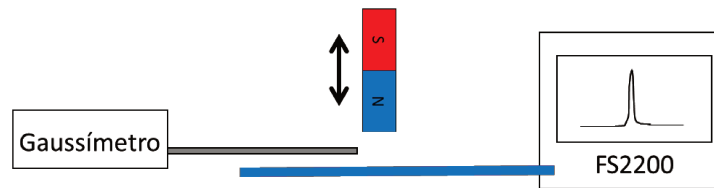


Figura 4.3: montagem experimental para sensores de campo magnético utilizando um ímã e a *Braggmeter* FS2200.

Ao movimentarmos o ímã com relação à fibra óptica, mudamos a distribuição e intensidade das linhas de campo magnético na região onde se encontra a fibra óptica. A mudança no campo magnético a que o filme fino de *terfenol-D* está submetido, por causa do efeito magnetostritivo, acarreta numa mudança nas dimensões do *terfenol-D* e altera a condição de *stress* e *strain* locais da fibra. Como na mesma região há uma rede de Bragg, essa mudança mecânica altera a periodicidade da rede de Bragg e, consequentemente, o comprimento de onda refletido pela rede. Dessa forma, é possível traduzir o valor do campo magnético num parâmetro óptico. A figura 4.4 mostra o deslocamento espectral em função do campo magnético aplicado ao filme quando afastamos o ímã (diminuímos o campo magnético).

Foi tomada como referência uma posição do ímã próxima à fibra, na qual o gaussímetro indicava o valor de $(94,9 \pm 0,1)$ mT para o campo magnético. A medida foi aferida temporalmente, também, mantendo-se o ímã em cada posição por aproximadamente 100 s. Obteve-se, para o sistema em questão, um deslocamento de cerca de 0,03 nm para uma variação de campo magnético de 24,1 mT. É importante notar aqui que o efeito não é linear, visto que as linhas de campo magnético não se distribuem uniformemente pela região onde se encontra a fibra. Para variações na intensidade do campo magnético de aproximadamente 5 mT, o deslocamento espectral do comprimento de onda refletido pela rede de Bragg foi cada vez menor quanto mais longe estava o ímã. A resolução do equipamento de medida (FS2200) é 1 pm.

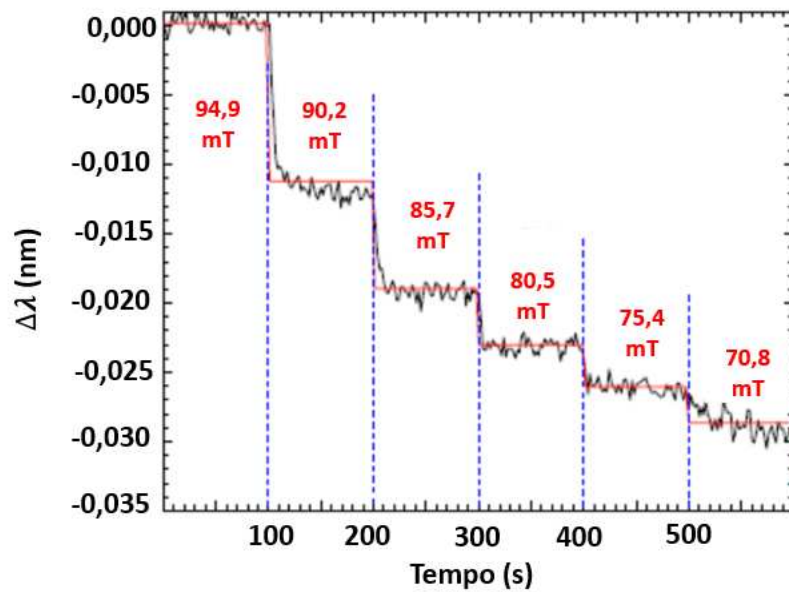


Figura 4.4: resposta de uma FBG coberta com um filme fino de *terfenol-D* quando interrogada por um sistema de varredura de comprimento de onda.

Para o sistema de varredura de comprimento de onda, uma resolução de 1,81 mT foi obtida usando-se a *FS2200*, cuja resolução é de 1 pm. Mesmo com resolução razoável, a não linearidade das respostas é a principal desvantagem, uma vez que a variação da intensidade do campo magnético é pequena.

4.1.2 Sensor de campo magnético com bobina de corrente.

Para detecção de campos magnéticos neste esquema, uma bobina de corrente foi construída com aproximadamente 774 voltas de fio de cobre de espessura 0,75 mm. A caracterização deste solenoide foi feita aplicando-se corrente elétrica DC no intervalo de 0 a 5,0 A e aferindo-se o campo magnético no seu interior com um gaussímetro. A figura 4.5 mostra o resultado de três ensaios distintos (círculos azul, vermelho e verde) e do valor teórico esperado para um solenoide ideal (curva preta). Como se vê, o valor do campo magnético gerado pela bobina concorda perfeitamente com o esperado pela teoria. Para uma corrente de 5,0 A a intensidade do campo magnético é de aproximadamente 70 mT.

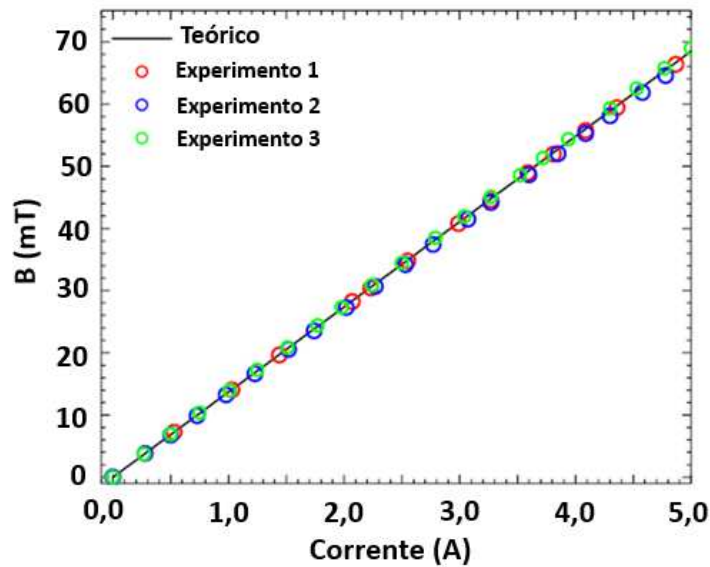


Figura 4.5: caracterização da bobina de corrente. Os círculos nas cores azul, vermelha e verde representam valores de campo magnético aferidos com um gaussímetro em três ensaios distintos. A curva preta representa o valor esperado da teoria.

Para esta medida, utilizamos o sistema de interrogação óptica de varredura de comprimento de onda e duas *FBGs*, uma para a detecção de campo magnético e outra, sem o revestimento de *terfenol-D*, para monitorar a temperatura. Esse passo é interessante porque estamos trabalhando com campos magnéticos gerados por correntes elétricas em fios e, assim, não é possível descartar a influência do aumento de temperatura via efeito Joule.

O esquema experimental dessa medida é mostrado na figura 4.6. As duas *FBGs* são colocadas no interior do solenoide, próximas a seu eixo central. Ambas as *FBGs* são conectadas a *FS2200* para monitoramento do pico de reflexão de cada uma simultaneamente. O comprimento de onda central para a *FBG* sensora de campo magnético é 1540 nm enquanto o da *FBG* sensora de temperatura é 1550 nm. A resolução da *FS2200* é de 1 pm, num intervalo espectral de 100 nm. Uma fonte de corrente elétrica DC alimenta o solenoide e gera o campo magnético no seu interior.

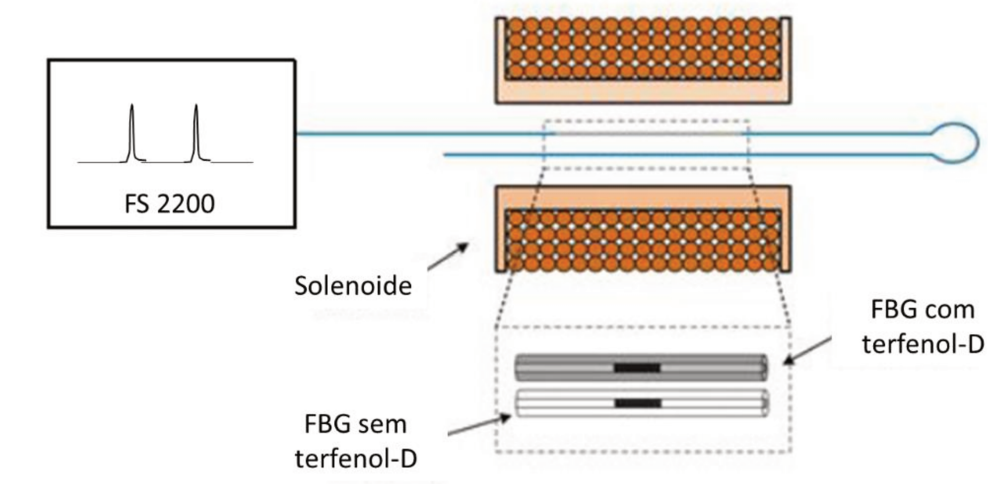


Figura 4.6: esquema experimental para detecção de campo magnético gerado por uma bobina de corrente e de temperatura.

A figura 4.7 apresenta o deslocamento espectral de ambas as *FBGs* quando o campo magnético é variado de 0 a 70 mT. A *FBG* com *terfenol-D* está representada pelos círculos azuis enquanto a *FBG* sem *terfenol-D* está representada pelos triângulos verdes. É interessante notar que, até determinado valor de campo magnético, cerca de 25 mT, a *FBG* revestida de *terfenol-D* é insensível ao campo magnético. Isso indica que existe um valor crítico de campo magnético para qual o sensor funciona.

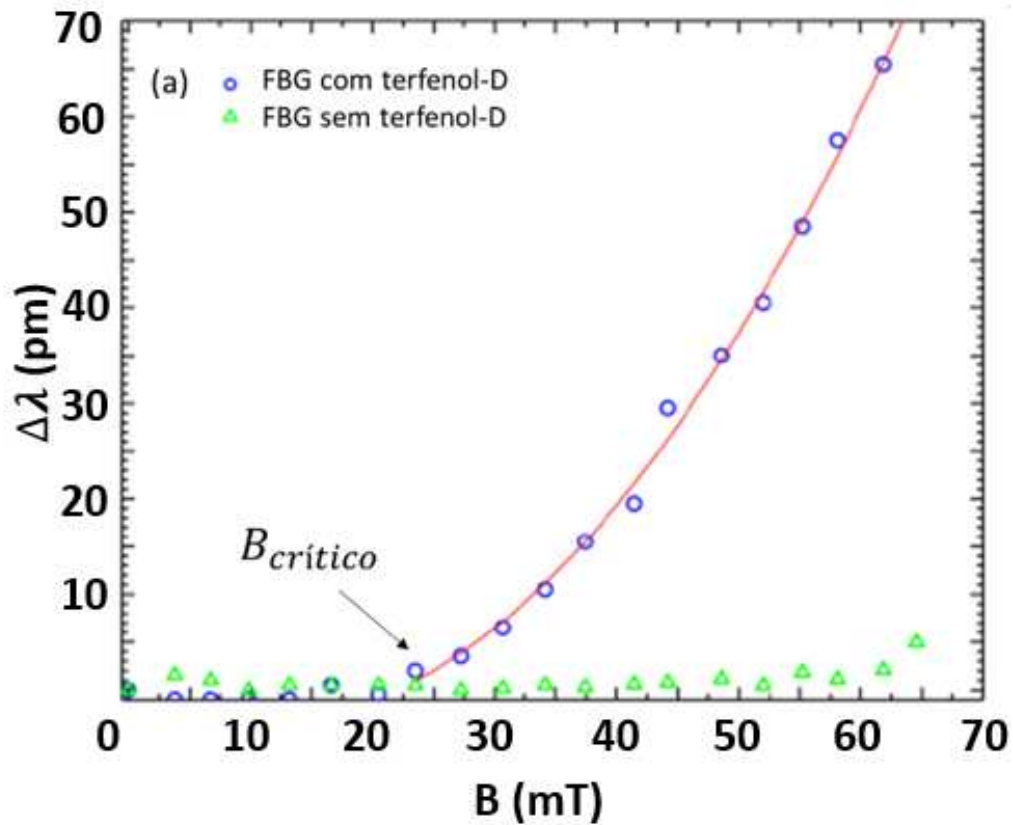


Figura 4.7: resposta de uma FBG revestida com terfenol-D (círculo azul) e de uma FBG sem revestimento (triângulo verde) ao campo magnético.

A existência de um valor crítico de campo magnético é um comportamento esperado dada a curva de magnetostricção do *terfenol-D*. O valor crítico de campo magnético depende, além do material, da espessura do filme. A figura 4.9 mostra a comparação entre dois filmes finos de *terfenol-D*, depositados pelo mesmo procedimento, mas com espessuras de 1,6 μm (círculos azuis cheios) e 0,8 μm (triângulos vermelhos cheios). É evidente que, quanto maior a espessura do filme fino, menor o valor crítico de campo magnético. Para o filme de 1,6 μm , o valor crítico de campo magnético é aproximadamente 25 mT enquanto para o filme de 0,8 μm esse valor é cerca de 30 mT. Vê-se, no entanto, que uma redução de 50% na espessura do filme fino causa uma variação de aproximadamente 20% no valor de campo crítico.

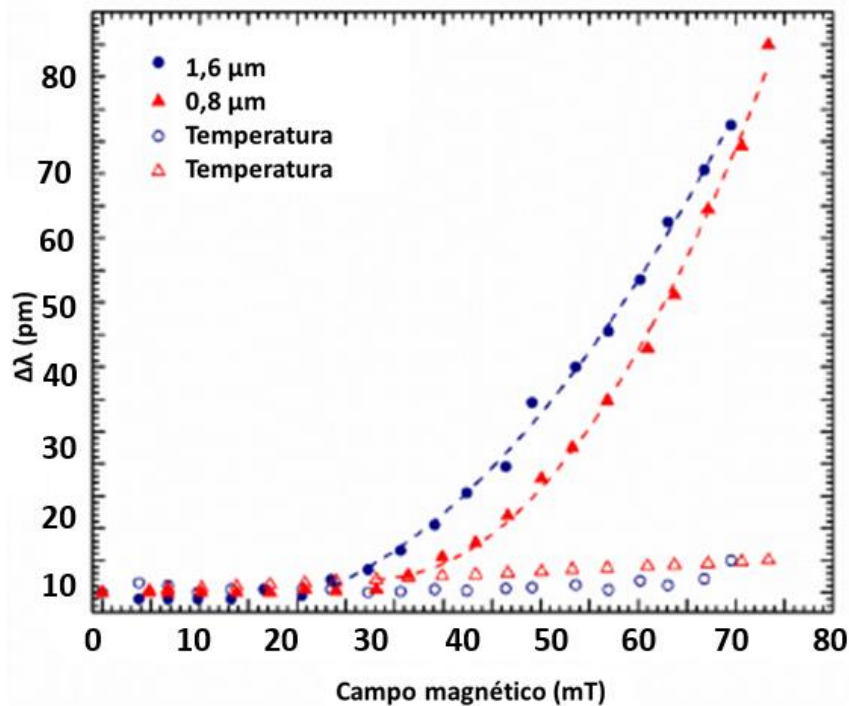


Figura 4.8: resposta de duas FBGs revestidas com terfenol-D ao campo magnético e a temperatura. As espessuras dos filmes finos são 1,6 μm (círculo azul) e 0,8 μm (triângulo vermelho).

As respostas à temperatura da *FBG* sem revestimento de *terfenol-D* também são apresentadas na figura 4.8. O deslocamento espectral máximo é da ordem de 5 pm. A sensibilidade típica de uma *FBG* à temperatura é de cerca de 10 pm/°C, o que indica que a variação da temperatura no interior da bobina é de aproximadamente 0,5 °C. Para os propósitos deste trabalho e para o intervalo de campo magnético monitorado, a correção da resposta do sensor devido à sensibilidade cruzada não se mostrou necessária. Por fim, testou-se o sensor com campos magnéticos AC. Entretanto, como o valor desses campos era inferior ao valor crítico da figura 4.7, nada foi observado.

O trabalho desenvolvido na seção 4.1 foi realizado, primordialmente, na Faculdade de Ciências da Universidade do Porto (FCUP), em colaboração com os pesquisadores Carlos J. Gouveia e Ricardo M. Silva.

4.2 Sensores de temperatura

Entre as principais vantagens de se trabalhar com sensores a fibra óptica estão, além da imunidade a ruídos eletromagnéticos, a capacidade de realizar sensoriamento remoto e a possibilidade de compactar o sensor mantendo sua robustez mecânica. Quando tratamos, especificamente, de sensores de temperatura, diversas configurações, e sistemas de interrogação são encontrados na literatura.

A grande e complexa variedade de sensores de temperatura apresentados na literatura se dá, principalmente, pelo fato de as fibras ópticas convencionais não se apresentarem adequadas para tal monitoramento. Isso ocorre porque as fibras ópticas apresentam sensibilidade à curvatura, tipicamente não preservam a polarização ao longo de seu comprimento e apresentam baixa sensibilidade à temperatura em si [61].

Para minimizar os efeitos de curvatura e polarização, em geral, empregam-se fibras do tipo *HiBi* (do inglês *High Birefringence*). Estas fibras apresentam alguma assimetria em sua estrutura, geralmente um núcleo elíptico, responsável por originar os eixos de birrefringência. Para as fibras de cristal fotônico, a assimetria normalmente advém da própria microestrutura de buracos.

Em linhas gerais, um sensoriamento óptico passa pelas etapas de escolha da característica da fibra ou da luz a ser utilizada (polarização, birrefringência, comprimento de onda etc.), preparação da fibra e do sinal óptico para interrogação do sistema e, por último, após a interação da luz com o parâmetro sensoriado, a reconstituição do sinal e comparação com o sinal original. É nesse âmbito de interação entre a luz dentro da fibra e o meio externo que se escolhem as fibras *HiBi*, uma vez que a luz que viaja pelos eixos fica menos sujeita à influência de parâmetros externos e, conseqüentemente, podemos restringir as mudanças no sinal óptico ao parâmetro sensoriado em questão.

Um esquema de interrogação bastante utilizado com fibras *HiBi* é o *FLM* (do inglês *Fiber Loop Mirror*), em que a luz se propaga pela fibra, é refletida em alguma interface, recombina e um padrão de interferência é observado, como ilustrado na figura 4.9. O padrão de interferência resulta da diferença de fase acumulada entre os modos ortogonais que se propagam dentro da fibra e depende tanto do comprimento da fibra como de sua birrefringência linear. Sensores desse tipo são, em geral, longos porque

o comprimento de batimento é inversamente proporcional à birrefringência linear, o que os torna não tão compactos. Para este tipo de sensores, sensibilidades da ordem de $0,94 \text{ nm}/^\circ\text{C}$ já foram demonstradas [62].

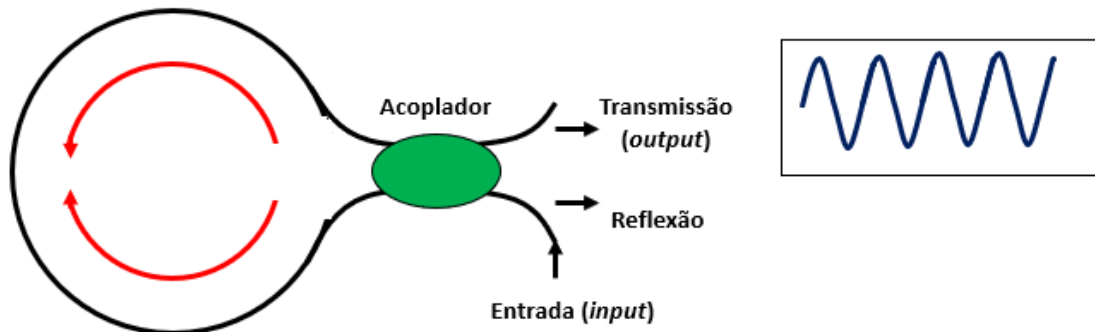


Figura 4.9: esquema de uma montagem do tipo *FLM* (*fiber loop mirror*).

O advento das fibras ópticas microestruturadas, com suas inúmeras possibilidades de padrões de buracos, trouxe a possibilidade de se funcionalizar a fibra, após a sua fabricação, de acordo com o objetivo desejado. No caso específico dos sensores de temperatura, uma vez que a sílica em si apresenta baixo coeficiente de expansão térmica ($0,55 \times 10^{-6}/^\circ\text{C}$ a temperatura ambiente), é comum inserir-se na fibra algum material cuja resposta ao parâmetro seja alta, contornando o problema da baixa sensibilidade da fibra. Metais e líquidos podem ser inseridos em alguns ou até mesmo todos os buracos da fibra óptica microestruturada para fazer o sensoriamento direto da temperatura ou para ajustar a birrefringência linear da fibra e, conseqüentemente, o comprimento do sensor.

No que diz respeito a esse tipo de sensor, destacam-se duas alternativas. A primeira envolve uma fibra microestruturada com, tipicamente, poucos buracos com diâmetro da ordem de dezenas de microns, conforme figura 4.10a. Esse tipo de estrutura facilita a inserção de metais com baixo ponto de fusão, como o índio (aproximadamente 157°C), seja pela seção transversal da fibra ou pela criação de um buraco lateral. Nesses sensores já foram reportadas sensibilidades de $-6,3 \text{ nm}/^\circ\text{C}$ [63] e $-9,0 \text{ nm}/^\circ\text{C}$ [64]. Quando a microestrutura apresenta muitos buracos, como ilustra a figura 4.10b, e estes são de diâmetros reduzidos, da ordem de alguns microns, inserir metal é desafiador, mesmo no estado líquido. Assim, é mais comum optar-se pela inserção de líquidos menos viscosos, como o álcool. Um sensor em fibra de cristal fotônico preenchido com álcool foi realizado e apresentou sensibilidade de $6,6 \text{ nm}/^\circ\text{C}$ [65].

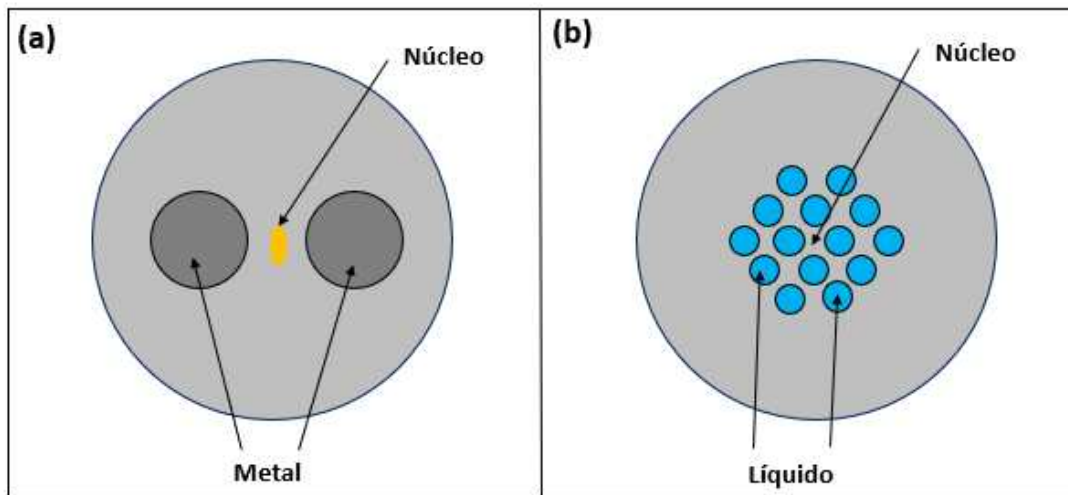


Figura 4.10: (a) Fibra preenchida com metal (b) Fibra preenchida com líquido.

Outras configurações também foram exploradas na literatura como fibras com regiões afinadas, os chamados *tapers* [66], *tapers* com a cintura alargada por fusão (*waist-enlarged fusion bitapers*) [67], além das tradicionais redes de Bragg (FBG) e redes de período longo (LPG). Um recorde de sensibilidade, 16,49 nm/°C, foi obtido empregando-se uma fibra de cristal fotônico (PCF) com dois núcleos seletivamente preenchida com um polímero casador de índice [68].

Os sensores discutidos nos parágrafos anteriores envolvem desafios de produção e confecção em diferentes graus. As fibras *HiBi* convencionais, totalmente sólidas e com núcleo elíptico, são, usualmente, adquiridas comercialmente. Já as outras configurações, fibras microestruturadas com poucos buracos ou fibras de cristal fotônico, *tapers*, *FBGs*, *LPGs* necessitam ou de fabricação própria ou de etapas de pré-funcionalização das fibras, realizadas pelo usuário do sensor.

Fabricar fibras de cristal fotônico, como a apresentada no Capítulo 3, é um processo demorado e que requer cuidado e paciência, uma vez que a estrutura é montada de forma manual e alguns padrões de buracos são especialmente desafiadores. Fibras com redes de Bragg ou de período longo e *tapers*, mesmo não apresentando o mesmo grau de manufatura de uma fibra de cristal fotônico, ainda consomem tempo e recursos. Processos de funcionalização como, por exemplo, a inserção de metal ou líquidos em um ou mais buracos da fibra óptica podem ser demorados a depender do tipo de material inserido e das dimensões dos buracos da fibra.

Assim, busca-se um compromisso entre os desafios de fabricação e o grau de dificuldade dos processos de funcionalização da fibra. Seguindo essa abordagem, apresentamos aqui um sensor de temperatura que se utiliza de um *design* simplificado, conhecido por *embedded core capillary fiber* [69], ou seja, uma fibra capilar cujo núcleo se encontra imerso na parede do capilar.

4.3 Fibra capilar com núcleo imerso na parede.

O processo de fabricação da fibra capilar com o núcleo imerso em sua parede é relativamente simples. São necessários, inicialmente, um bastão dopado com germânio de espessura 0,8 mm que é “colado” a um tubo de sílica utilizando uma chama que derrete localmente o vidro e gruda o bastão ao tubo, conforme mostra a figura 4.11a. Essa pré-forma é, então, inserida numa jaqueta, outro tubo de sílica, conforme ilustrado na figura 4.11b. Essa etapa garante que o núcleo que será formado pelo bastão dopado com germânio ficará imerso na parede da fibra capilar final. A pré-forma macroscópica é levada, então, à torre de fabricação de fibras, onde vácuo é feito entre os dois tubos. A dimensão do bastão dopado com germânio é determinante para a localização do núcleo no interior da parede do capilar [70].

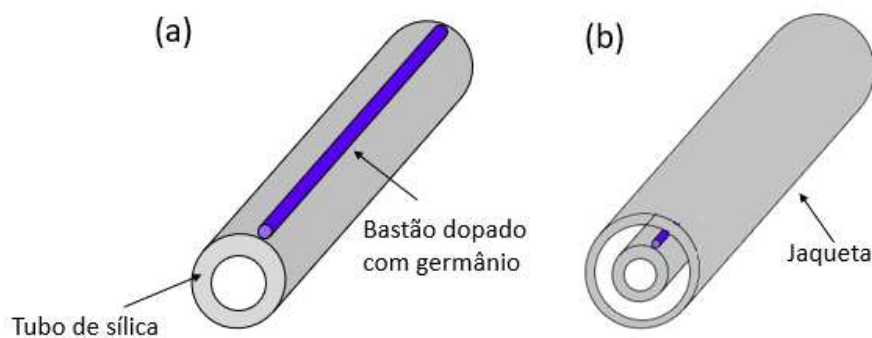


Figura 4.11: (a) Bastão dopado com germânio por fora de um tubo de sílica (b) pré-forma enjaqueta da fibra capilar.

A figura 4.12a apresenta a seção transversal de uma fibra capilar fabricada com o núcleo imerso em sua parede. A barra branca representa 40 μm . Como a sílica em si é pouco sensível à temperatura, um processo de pós-funcionalização da fibra capilar foi realizado, inserindo-se índio em todo o volume interno do capilar, como mostrado na

figura 4.12b. O metal escolhido foi o índio, por apresentar baixo ponto de fusão, e por proporcionar uma variação na birrefringência do material com relação a temperatura ligeiramente maior que seus semelhantes estanho e bismuto.

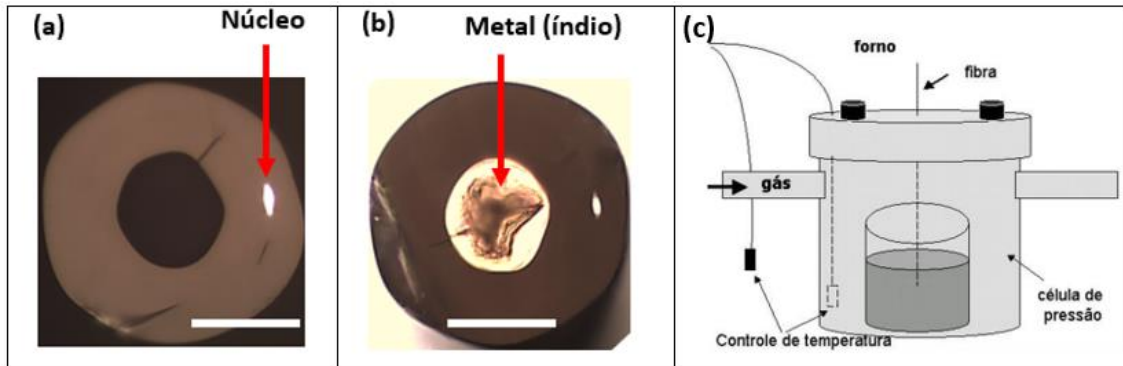


Figura 4.12: (a) fibra capilar com núcleo na parede e (b) fibra capilar preenchida com índio. A barra branca representa 40 μm . (c) Método para inserção do metal no estado líquido dentro da fibra capilar.

O processo de inserção do metal no interior da fibra se deu através da técnica conhecida por *molten alloy technique* [71]. Nela, o metal é fundido dentro de uma célula de pressão vedada, e com o auxílio de gás nitrogênio ele é impulsionado pelo comprimento da fibra, como ilustra a figura 4.12c. O gás, ao adentrar a célula, pressiona a superfície do metal no estado líquido, forçando-o a preencher a fibra, cuja extremidade inferior se encontra dentro do metal fundido. Após o preenchimento, o metal se solidifica quando a temperatura do conjunto é reduzida até a temperatura ambiente, num processo realizado de maneira paulatina para que se evite o aparecimento de descontinuidades no metal ao longo do comprimento da fibra.

A fibra capilar apresenta aproximadamente 40 μm de diâmetro interno e cerca de 100 μm de diâmetro externo. O núcleo, de forma elíptica, dista 41 μm do centro da fibra e apresenta dimensões de aproximadamente 11 μm (eixo maior) por 3,5 μm (eixo menor). O comprimento da fibra capilar utilizada para o sensoriamento é 34 cm, dos quais 17 cm apresentavam o preenchimento com metal.

Para caracterizar a resposta da fibra à temperatura, utilizamos a medida polarimétrica da varredura em comprimento de onda (*scanning wavelength technique*) já apresentada no Capítulo 3. O esquema experimental é apresentado na figura 4.13, em que são empregados uma fonte de espectro largo (BLS), duas lentes (L1 e L2) para inserção e coleta da luz, respectivamente, e dois polarizadores cruzados (P1 e P2). O primeiro

polarizador (P1) é responsável por excitar igualmente os dois estados ortogonais de polarização do modo fundamental da fibra. O sinal transmitido pela fibra é re combinado no polarizador da saída (P2) e direcionado a um analisador de espectro óptico (OSA).

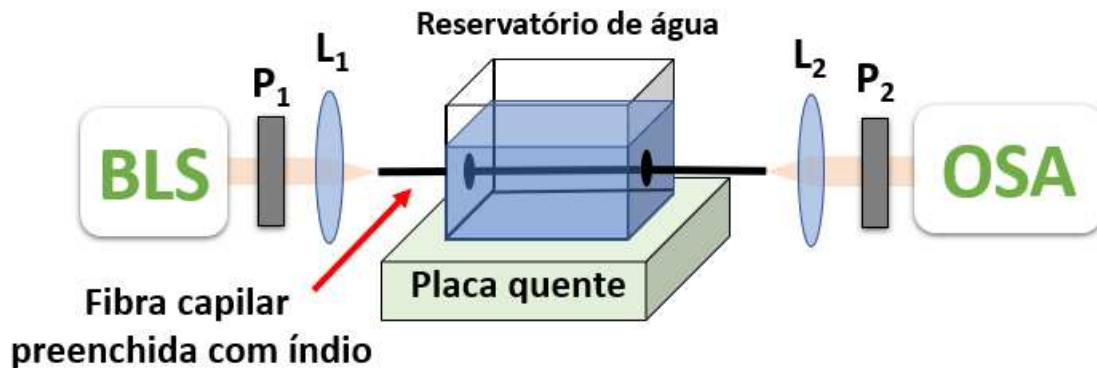


Figura 4.13: esquema experimental para sensoriamento de temperatura com a fibra capilar preenchida com índio. BLS: fonte óptica de espectro largo, P1 e P2: polarizadores, L1 e L2: lentes.

A figura 4.14a apresenta um espectro típico do sinal transmitido pela fibra, um padrão de máximos e mínimos de intensidade devido a interferência entre os dois modos ortogonais que se propagam pela fibra. A temperatura de referência foi aleatoriamente escolhida como 30 °C. Para variar a temperatura, utilizou-se um banho térmico, aquecendo água de um reservatório com uma placa quente. Na figura 4.14b são apresentados os espectros obtidos quando se varia a temperatura no intervalo de 35,8-36,8 °C, escolhido por ser uma temperatura interessante para processos biológicos. É possível observar que, conforme, a temperatura aumenta, as franjas de interferência se deslocam para a direita. Isso ocorre porque o aquecimento do sensor, em especial do metal no seu interior, causa um aumento de suas dimensões e uma consequente compressão interna da parede do capilar. Essa expansão e compressão é traduzida opticamente como uma mudança na birrefringência linear da fibra, o que acarreta em mudanças no seu comprimento de batimento e na posição dos mínimos e máximos de interferência. Desse modo, a variação na temperatura pode ser observada e caracterizada opticamente.

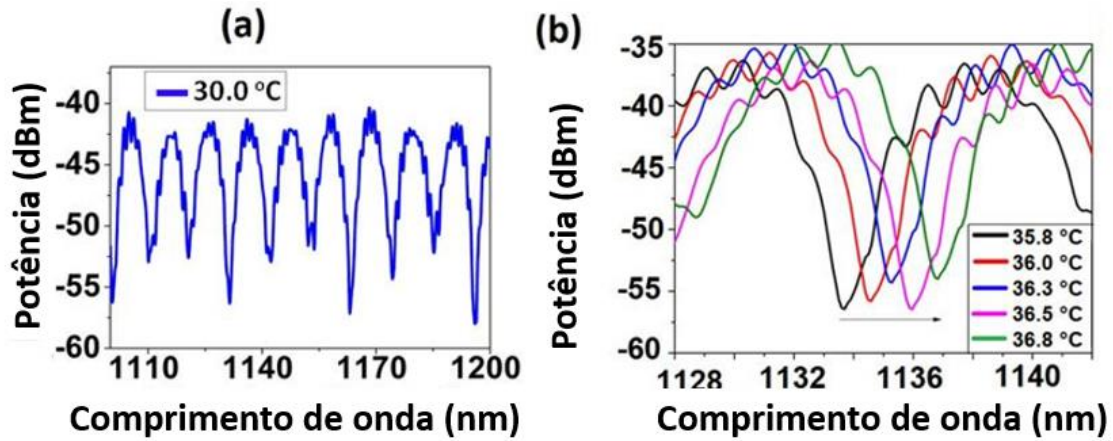


Figura 4.14: (a) espectro típico de uma fibra capilar preenchida com índio. (b) padrão de interferência em função da temperatura.

Para caracterizar a resposta do sensor à temperatura, podemos definir um coeficiente de sensibilidade (C_s) em função do deslocamento em comprimento de onda, com relação à temperatura, de acordo com a equação 4.1:

$$C_s \equiv \frac{d\lambda}{dT} = \frac{\lambda}{G} \frac{\partial B_{modal}}{\partial T} \quad (4.1)$$

onde G é a birrefringência de grupo e $\frac{\partial B_{modal}}{\partial T}$ expressa a derivada da birrefringência de fase com respeito à temperatura.

O valor de G é influenciado pela pressão (do gás) com que se preencheu a fibra capilar com índio. A tabela 4.1 apresenta o valor de G para três pressões de preenchimento distintas: 2, 8 e 20 bar. Os valores de G foram determinados empregando-se o procedimento descrito no Capítulo 3, seção 3.6.2. Nota-se que, quanto maior a pressão de preenchimento, menor o valor da birrefringência de grupo. Como o valor de G aparece no denominador da expressão 4.1, é desejável que seu valor seja o menor possível, para maximizar a sensibilidade da fibra. A única desvantagem é que quanto maior a pressão de preenchimento, melhor deve ser a vedação da célula de pressão. Para os resultados apresentados neste trabalho, utilizamos uma pressão de preenchimento intermediária (8 bar).

Pressão de preenchimento (bar)	G (10⁻⁴)
2	20
8	3,4
20	1,4

Tabela 4.1: birrefringência de grupo em função da pressão de preenchimento.

Para avaliar experimentalmente o coeficiente de sensibilidade, a fibra capilar foi colocada no banho térmico, conforme figura 4.13, cuja temperatura foi variada entre 30 °C e 45 °C e monitorada com um termopar. Para cada valor de temperatura, um padrão de interferência, como o da figura 4.14a, foi observado. Acompanhando um mínimo específico e seu deslocamento espectral, determinamos experimentalmente o valor do coeficiente de sensibilidade. A escolha do mínimo a ser acompanhado também foi realizada de modo aleatório, procurando-se apenas a melhor resolução na imagem.

A figura 4.15 apresenta o deslocamento espectral em função da temperatura para a fibra capilar preenchida com índio. Nota-se que, para o intervalo de temperatura estudado (30-45 °C), o padrão de interferência apresenta um deslocamento da ordem de 40 nm.

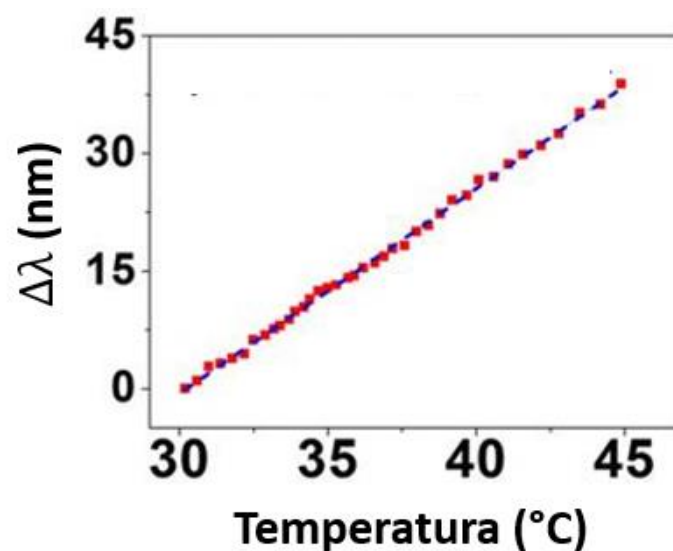


Figura 4.15: deslocamento espectral, em função da temperatura, para uma fibra capilar com núcleo imerso na parede e preenchida com índio.

Para determinar experimentalmente o valor do coeficiente de sensibilidade C_s , é importante notar duas limitações do próprio experimento. Primeiramente, a fibra capilar não foi completamente preenchida com índio. Apenas 17 cm dos 34 cm de comprimento da fibra estavam preenchidos com índio. Em segundo lugar, pela necessidade de fixar as extremidades das fibras nos posicionadores ópticos, nem toda a fibra se encontrava mergulhada no banho térmico. Para levar esses fatores em consideração, é preciso fazer a média entre as contribuições da parte preenchida com metal e dentro do banho térmico com a parte não preenchida com metal e fora do banho térmico, como nos indica Lee et al. [72]. Como resultado dessa análise, o valor experimentalmente encontrado ($C_{s,experimental}$) deve ser corrigido segundo a expressão 4.2:

$$C_s' = \left(\frac{L_{fibra}}{L_{metal}} \right) C_{s,experimental} \quad (4.2)$$

Com essa consideração e sabendo que o comprimento da fibra é 34 cm e o comprimento preenchido com metal é de 17 cm, o coeficiente de sensibilidade determinado para esse tipo de sensor é de $(8,40 \pm 0,06) \text{ nm}/^\circ\text{C}$. Com essa análise, encontramos o valor típico para um sensor de temperatura numa fibra capilar de núcleo imerso na parede, independentemente do comprimento da fibra. Como já discutido aqui, alterar a pressão de preenchimento da fibra e, conseqüentemente, o valor da birrefringência de grupo (G), pode levar a sensibilidades substancialmente diferentes, mesmo se os comprimentos forem mantidos.

A sensibilidade obtida com a fibra capilar de núcleo imerso na parede e preenchida com índio é comparável as obtidas com outras configurações apresentadas na literatura. Podemos pensar, ainda, em maneiras de otimizar essa resposta usando, além de pressões de preenchimento maiores, o posicionamento do núcleo com relação à parede interna do capilar. Para efeito de comparação, análise numérica da posição do núcleo revela que posicioná-lo a $8 \mu\text{m}$ da parede interna, em vez dos $17 \mu\text{m}$ do sensor apresentado, resultaria num aumento de 60% em $\frac{\partial B_{modal}}{\partial T}$ e, de acordo com a equação 4.1, no aumento de 60% da própria sensibilidade do sensor.

Para analisar com mais cuidado a relação entre a posição do núcleo e a resposta de B_{modal} com respeito a temperatura, é importante perceber que a birrefringência do material pode surgir ou se tornar mais acentuada devido a assimetria da estrutura. Essa assimetria pode ser de fabricação ou pode ser induzida por pressão, como quando o metal

no interior da fibra é aquecido e se expande comprimindo a estrutura internamente. Como os coeficientes de expansão térmica do índio e da sílica são diferentes, $32,1 \times 10^{-6} \text{ }^{\circ}\text{C}^{-1}$ para o índio e $0,55 \times 10^{-6} \text{ }^{\circ}\text{C}^{-1}$ para a sílica [63], a expansão não se dá de maneira livre. De acordo com [70], a expansão pode ser modelada impondo três condições: os deslocamentos e o *stress* radiais são contínuos, a superfície externa do capilar sofre uma expansão livre e, como o comprimento do capilar é muito maior que sua seção transversal, podemos usar a aproximação de *plane strain*. Neste caso, quanto mais próximo da parede interna do capilar estiver o núcleo, maior será a variação birrefringência do material e, portanto, maior a resposta da fibra à variação da temperatura que causou a mudança na birrefringência do material [70]

Com relação à posição do núcleo dentro do capilar, modificações na posição do núcleo, na pressão de preenchimento e até mesmo na birrefringência do núcleo não foram o escopo deste trabalho, mas são propostas que podem ser desenvolvidas futuramente.

O trabalho apresentado nesta seção foi desenvolvido no Laboratório de Fibras Especiais da UNICAMP, em colaboração com o pesquisador Jonas Henrique Osório.

Capítulo 5 - Conclusões

No trabalho aqui apresentado, fibras ópticas especiais foram fabricadas e estudadas para fins de sensoriamento de corrente elétrica e parâmetros magnéticos relacionados, como o campo magnético. Propusemos e fabricamos uma fibra óptica especial com dois tipos de birrefringência: linear e circular, para o sensoriamento via efeito Faraday. Para a adição de birrefringência linear, um padrão de buracos levemente assimétrico foi criado na pré-forma da fibra, de modo a produzir um núcleo elíptico. Para a adição de birrefringência circular, adotamos a estratégia de imprimir uma torção na fibra durante sua fabricação, de modo a rodar espacialmente os eixos de birrefringência linear da fibra. Essa fibra óptica especial foi modelada, fabricada e analisada teórica (método dos elementos finitos com o software Comsol) e experimentalmente (modos guiados, perda, birrefringência)

O uso da fibra especial com taxa de torção como sensor de corrente elétrica se baseou no efeito Faraday, em que a luz tem seu estado de polarização alterado ao atravessar uma região sob a influência de um campo magnético. Para o estabelecimento do sensor foi utilizado um método de interrogação polarimétrico com luz linearmente polarizada, sob o qual obtivemos uma sensibilidade de $(1,00 \pm 0,04) \times 10^{-5} \text{ A}^{-1}$ e, mais importante, demonstramos que o procedimento de adicionar birrefringência circular à fibra torna-a menos sensível a perturbações externas, em especial, ao efeito da birrefringência linear induzida pela curvatura da fibra.

Ainda no âmbito de sensoriamento de corrente elétrica e campo magnético, discutimos alguns sensores utilizando fibras convencionais, com redes de Bragg e filmes finos de terfenol-D (material magnetostriativo). Por fim, desenvolvemos um sensor de temperatura empregando uma fibra capilar com núcleo imerso na parede (*embedded-core fiber*) e preenchida com material metálico (índio). Com este sensor, obtivemos uma sensibilidade de $(8,40 \pm 0,06) \text{ nm.}^{\circ}\text{C}^{-1}$, valor comparável aos mais elevados encontrados na literatura.

Lista de Publicações

Conferências

1. Fabrication of a spun elliptically birefringent photonic crystal fiber and its characterization as an electrical current sensor. Brigida, A. C. S.; Nascimento, I. M.; Chesini, G.; et al. 5th European Workshop on Optical Fibre Sensors Local: Krakow, POLAND Data: MAY 1922, 2013

2. Magnetic field sensor with Terfenol-D thin-film coated FBG. Silva, Ricardo M.; Chesini, G.; Gouveia, C. J.; et al. 22nd International Conference on Optical Fiber Sensors (OFS) Local: Beijing, PEOPLES R CHINA Data: OCT 15-19, 2012

3. Application of a Photonic Crystal Fiber LPG for vibration monitoring Nascimento, I. M.; Chesini, G.; Sousa, Marco; et al. 5th European Workshop on Optical Fibre Sensors Local: Krakow, POLAND Data: MAY 1922, 2013

Artigos

1. Simultaneous measurement of refractive index and temperature using multimode interference inside a high birefringence fiber loop mirror. Gouveia, Carlos; Chesini, Giancarlo; Cordeiro, Cristiano M. B.; et al. SENSORS AND ACTUATORS B-CHEMICAL Volume: 177 Páginas: 717-723 Publicado: FEB 2013

2. Temperature sensibility of the birefringence properties in side-hole photonic crystal fiber filled with Indium . Reyes-Vera, Erick; Gomez-Cardona, Nelson D.; Chesini, Giancarlo; et al. APPLIED PHYSICS LETTERS Volume: 105 Edição: 20 Número do artigo: 201101 Publicado: NOV 17 201

3. Simplifying the design of microstructured optical fibre pressure sensors. Jonas H. Osório, Giancarlo Chesini, Valdir A. Serrão, Marcos A. R. Franco & Cristiano M. B. Cordeiro. Scientific Reports volume 7, Article number: 2990 (2017)

4. Chesini, Giancarlo & Osório, Jonas & Serrao, Valdir & Franco, Marcos & Cordeiro, Cristiano. (2018). Metal-filled embedded-core capillary fibers as highly sensitive temperature sensors. IEEE Sensors Letters. PP. 1-1. 10.1109/LSSENS.2018.2815586.

Apêndice A – Compensador de fase Soleil-Babinet

O controle e o conhecimento do estado de polarização da luz são partes importantes de alguns experimentos. Características como refletividade e perda por inserção dependem do estado de polarização da luz. O próprio estado de polarização de um feixe pode carregar informações importantes, mesmo que a intensidade da luz seja constante. O acompanhamento e conhecimento do estado de polarização da luz conta como ela interagiu ao longo de seu caminho. O sensor de corrente elétrica via efeito Faraday, por exemplo, funciona acompanhando as mudanças no estado de polarização da luz.

Para compreender o funcionamento do Soleil-Babinet, vamos analisar a luz do ponto de vista de uma onda eletromagnética, composta de campos elétrico \vec{E} e magnético \vec{B} , viajando perpendicularmente entre si, na mesma direção e a mesma velocidade. Tipicamente, analisamos apenas o campo elétrico para definir o estado de polarização da luz. Existem, basicamente, três tipos de polarização: linear, circular e elíptica, determinadas a partir do caminho traçado pela ponta do vetor campo elétrico. Pode-se transformar um estado de polarização em outro empregando-se lâminas de onda e compensadores de fase.

Ao viajar por um meio transparente, a luz interage com os átomos do material e se desloca a uma velocidade menor que c (velocidade da luz no vácuo). O atraso de fase acumulado pela luz depende da sua velocidade, comprimento de onda e o caminho percorrido. O caso mais simples dessa classe de materiais é o cristal birrefringente com simetria cúbica, ou seja, com índice de refração idêntico em todas as direções (isotrópico). Qualquer estado de polarização que viaja por esse cristal permanecerá inalterado, acumulando apenas uma fase constante em todas as direções. O caso mais interessante, no entanto, ocorre quando o cristal não é isotrópico, ou seja, quando há diferenças entre os índices de refração dependendo da direção de propagação da luz. Assim, diferentes polarizações acumularão diferentes atrasos de fase, o que pode alterar substancialmente o estado de polarização da luz ao final do meio.

Cristais birrefringentes uniaxiais (um índice de refração diferente dos demais) podem ser utilizados como lâminas de onda, que são nada mais que fatias de cristais uniaxiais cortadas e polidas. O plano da fatia contém os dois eixos com índices de refração distintos e, portanto, luz que viaja pelo cristal acumulará atrasos de fase diferentes, dependendo da incidência sobre o cristal. Experimentalmente, trabalha-se com frequência com lâminas de meia-onda ou de quarto-de-onda. No entanto, na prática, é extremamente difícil fatiar e polir um cristal para um atraso de fase menor que um comprimento de onda (lâmina de ordem zero). Em geral, como as ondas se repetem periodicamente, qualquer múltiplo inteiro de 2π poderia fornecer o mesmo resultado, mas lâminas de onda de mais alta ordem apresentam maior sensibilidade a desvios da incidência normal da luz, temperatura e comprimento de onda da luz.

Para contornar esses problemas pode-se usar um compensador de fase do tipo Soleil-Babinet. Ele consiste, basicamente, conforme mostrado na figura A1, em dois cristais uniaxiais (1 e 2). Os eixos extraordinários das duas lâminas são perpendiculares entre si, fazendo com que o acúmulo de fase da primeira lâmina possa ser parcial ou totalmente anulado pela segunda. Quando se divide a primeira lâmina em duas complementares (1a e 1b), temos um compensador de fase, cuja espessura total da primeira lâmina pode ser ajustada movendo-se uma das fatias. Quando a espessura das duas lâminas é igual, o atraso de fase é zero.

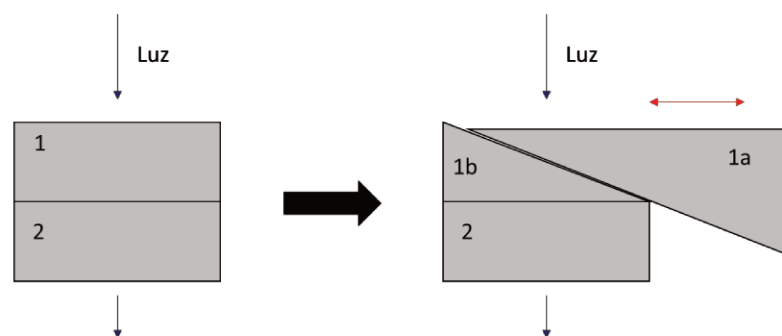


Figura A1. Estrutura do compensador de fase Soleil-Babinet.

A.1. Calibração e utilização do Soleil-Babinet

Para a calibração do compensador de fase do tipo Soleil-Babinet (SBC) da Thorlabs, para utilizá-lo para medir a elipticidade das fibras ópticas, utiliza-se a configuração mostrada na figura A2, inicialmente.

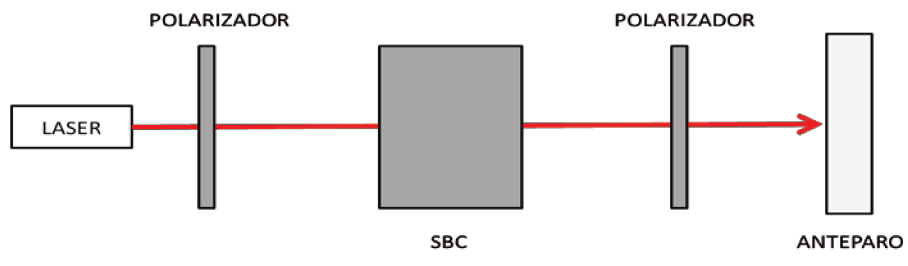


Figura A2. Aparato para calibração do compensador de fase Soleil-Babinet.

Passo a passo.

1. Insira um polarizador na frente do laser e verifique no anteparo que o polarizador não bloqueia o laser.
2. Coloque o segundo polarizador e gire-o até que a intensidade no anteparo seja mínima (polarizadores cruzados).
3. Insira o SBC entre os polarizadores de modo que ele fique perpendicular ao feixe laser. Nesta situação, um pouco de luz aparecerá no anteparo.
4. Solte o parafuso de rotação e gire o SBC até que a luz no anteparo desapareça. Aperte o parafuso. Nesta situação, o eixo rápido do SBC está alinhado com um dos eixos dos polarizadores.
5. Com o parafuso preso, gire o SBC 45°. Um pouco de luz aparecerá no anteparo. (O SBC anda, nesta situação, em passos de 45°)
6. Ajuste o micrômetro até que a luz desapareça. Este é o primeiro de dois pontos nulos.
7. Aperte o botão ZERO/ABS
8. Continue a girar o micrômetro no mesmo sentido até que a luz reapareça e desapareça novamente.
9. Leia o valor indicado no micrômetro. Esta é a distância de calibração (X_{cal}) e corresponde a um atraso de onda de λ

Para determinar a elipticidade da fibra óptica com o Soleil-Babinet emprega-se o seguinte procedimento, conforme figura A3:

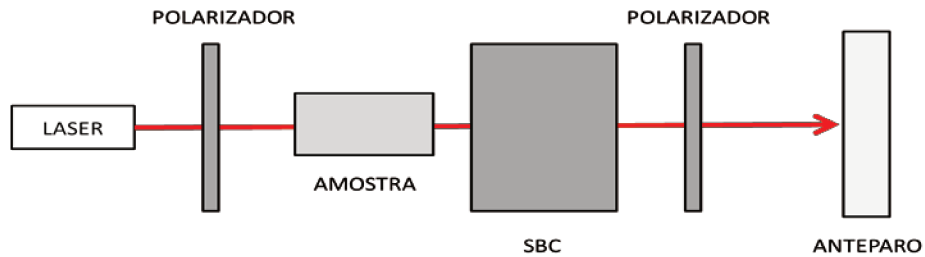


Figura A3. Aparato para determinação da elipticidade de uma amostra óptica utilizando o compensador de fase Soleil-Babinet.

1. Siga os passos da calibração até o passo 3.
2. Insira a amostra a ser medida, no caso a fibra óptica.
3. Rode a amostra até que a luz desapareça do anteparo. Nesta situação, o eixo óptico da amostra está perpendicular ao caminho óptico.
4. Rode a amostra 45° .
5. Gire o SBC 45° .
6. Ajuste o SBC até que a luz desapareça do anteparo. Anote o valor do micrômetro (X_{SBC})
7. Anote o valor do micrômetro (R_1)
8. Continue a girar o micrômetro no mesmo sentido até que a luz reapareça e desapareça novamente. Anote o valor (R_2).
9. A diferença entre as duas leituras é equivalente a um ângulo de π . A elipticidade é dada por:

$$\varepsilon = \left(\frac{R_1}{R_2 - R_1} \right) \pi$$

Apêndice B – Propagação de ondas eletromagnéticas em meios com birrefringência linear e circular

O sensor de corrente elétrica em fibra de cristal fotônico pode ser encarado como um problema de propagação de ondas eletromagnéticas em meios com birrefringência linear e rotação de Faraday (ou birrefringência circular). Esse problema pode ser modelado conforme a figura B.1, onde E_0 e E_z são os vetores campo elétrico antes e depois de passar pelo meio, respectivamente, e T é a matriz que descreve o meio.

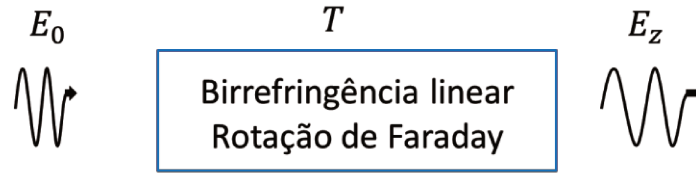


Figura B.1: problema de propagação de ondas eletromagnéticas em meios com birrefringência linear e rotação de Faraday.

Para simplificar o problema, vamos supor que o meio não apresente atividade óptica natural nem absorva energia eletromagnética. Além disso, vamos considerar que a direção de magnetização é a mesma da propagação da luz. Nessa situação, a relação entre os vetores \vec{E} , \vec{D} , \vec{B} e \vec{H} pode ser escrita conforme a equação B.1:

$$\vec{D} = \begin{pmatrix} \epsilon_x & i\gamma & 0 \\ -i\gamma & \epsilon_y & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_z \end{pmatrix} \vec{E} \quad \vec{B} = \mu \vec{H} \quad (\text{B.1})$$

onde seguimos a orientação de colocar o efeito Faraday ($\pm i\gamma$) no tensor $\vec{\epsilon}$ e não no tensor $\vec{\mu}$. Essa orientação se baseia no fato de que, para as frequências ópticas, $\mu \approx 1$, ou seja, os vetores \vec{B} e \vec{H} são iguais. Matematicamente, não há diferença entre as soluções também. Resolvendo, então, as equações de Maxwell, encontramos os modos de propagação da luz dentro desse meio, descritos pelas equações B.2:

$$\begin{pmatrix} E'_x \\ E'_y \end{pmatrix} = \frac{\sigma}{1+\sigma^2} \begin{pmatrix} 1 \\ -i/\sigma \end{pmatrix} \exp[i(\omega t - k_+ z)] \quad (\text{B.2.a})$$

$$\begin{pmatrix} E'_x \\ E'_y \end{pmatrix} = \frac{1}{1+\sigma^2} \begin{pmatrix} 1 \\ i\sigma \end{pmatrix} \exp[i(\omega t - k_- z)] \quad (\text{B.2.b})$$

onde k_{\pm} são os vetores de onda ortogonais e σ uma constante que depende da magnetização e da permissividade elétrica do meio, ambos descritos pelas equações B.3 e B.4.

$$(k_{\pm})^2 = \frac{1}{2} \mu \omega^2 \left\{ (\epsilon_x + \epsilon_y) \pm \sqrt{(\epsilon_x - \epsilon_y)^2 + 4\gamma^2} \right\} \quad (\text{B.3})$$

$$\sigma = \frac{2\gamma}{\left(2\epsilon_x - \left\{ (\epsilon_x + \epsilon_y) + \sqrt{(\epsilon_x - \epsilon_y)^2 + 4\gamma^2} \right\} \right)} \quad (\text{B.4})$$

Trabalhar diretamente com os modos de propagação da luz nem sempre é uma tarefa fácil e, comumente, optamos por trabalhar com os estados de polarização da luz. Assim, sabendo que os modos são, na verdade, autovetores da equação $E_z = T E_0$, podemos determinar a matriz T em função de parâmetros mais facilmente reconhecidos. Com um pouco de álgebra chegamos à seguinte matriz T :

$$T = \begin{pmatrix} \cos \frac{\varphi}{2} + iA \sin \frac{\varphi}{2} & B \sin \frac{\varphi}{2} \\ -B \sin \frac{\varphi}{2} & \cos \frac{\varphi}{2} - iA \sin \frac{\varphi}{2} \end{pmatrix} \quad (\text{B.5})$$

onde $\varphi = (k_+ - k_-)z$, $A = \frac{1-\sigma^2}{1+\sigma^2}$, $B = \frac{2\sigma}{1+\sigma^2}$.

Vamos analisar mais profundamente o que nos diz a matriz T . Para isso, analisamos o parâmetro σ da equação B.4. No caso em que não há efeito magneto-óptico ($\gamma = 0$) o parâmetro σ também se anula e, conseqüentemente, $A = 1$ e $B = 0$. Assim, a matriz T se reduz à matriz T_L da equação B.6, facilmente reconhecida como a matriz que descreve um meio com birrefringência linear apenas.

$$T_L = \begin{pmatrix} \cos \frac{\varphi}{2} + i \sin \frac{\varphi}{2} & 0 \\ 0 & \cos \frac{\varphi}{2} - i \sin \frac{\varphi}{2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{-i\varphi} \end{pmatrix} \quad (\text{B.6})$$

Na situação oposta, onde temos uma rotação de Faraday pura ($\gamma \neq 0$) e nenhuma birrefringência ($\epsilon_x = \epsilon_y$), o parâmetro σ é igual a unidade e, conseqüentemente, $A = 0$ e

$B = 1$. Assim, a matriz T se reduz a matriz T_R da equação B.7, imediatamente reconhecida como uma matriz de rotação.

$$T_R = \begin{pmatrix} \cos \frac{\varphi}{2} & \sin \frac{\varphi}{2} \\ -\sin \frac{\varphi}{2} & \cos \frac{\varphi}{2} \end{pmatrix} \quad (\text{B.7})$$

Desse modo, a matriz T descreve bem o nosso meio com birrefringências linear e circular, retomando, nos limites $\sigma = 0$ e $\sigma = 1$, os dois tipos de birrefringência discutidos, respectivamente.

B.1 Evolução do estado de polarização da luz em meios com birrefringência linear e circular.

Vamos estudar como se comporta a polarização da luz num meio descrito pela matriz T . Vamos utilizar como *input* na fibra um estado de polarização arbitrário, porém linear, representado na equação B.8, onde o ângulo ϑ é determinado a partir da horizontal.

$$\begin{pmatrix} E_{0x} \\ E_{0y} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \vartheta \\ \sin \vartheta \end{pmatrix} \quad (\text{B.8})$$

Aplicando a matriz T ao estado de polarização representado na equação B.8, obtemos como resultado, na saída da fibra, o estado de polarização indicado na equação B.9.

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} B \sin \frac{\varphi}{2} \sin \vartheta + \cos \vartheta \cos \frac{\varphi}{2} + iA \sin \frac{\varphi}{2} \cos \vartheta \\ -B \sin \frac{\varphi}{2} \cos \vartheta + \sin \vartheta \cos \frac{\varphi}{2} - iA \sin \vartheta \sin \frac{\varphi}{2} \end{pmatrix} \quad (\text{B.9})$$

O estado de polarização na saída da fibra depende, obviamente, do atraso de fase φ , da direção de polarização na entrada da fibra ϑ e da relação entre as birrefringências linear e circular expressas em A e B . Vamos determinar o parâmetro $S = \frac{I_1 - I_2}{I_1 + I_2}$, em que I_1 e I_2 representam as potências de cada uma das polarizações ortogonais, da equação 3.10 para luz polarizada de acordo com a equação B.9, ou seja, vamos determinar o estado de polarização da luz ao sair de uma fibra óptica em que estão presentes as birrefringências linear e circular concomitantemente. Para isso, tomamos o quadrado do campo elétrico e

após um pouco de álgebra, podemos mostrar que a expressão de S fica da forma apresentada na equação B.10:

$$S = B \sin \varphi \sin(2\vartheta) - \cos(2\vartheta) \left[\sin^2 \left(\frac{\varphi}{2} \right) (B^2 - A^2) - \cos^2 \left(\frac{\varphi}{2} \right) \right] \quad (\text{B.10})$$

Do modo como está apresentada, a equação B.10 não é de interpretação direta. Vamos analisá-la em três casos separados: fibra com birrefringência puramente linear, puramente circular e um caso intermediário. Para uma fibra com birrefringência puramente linear ($\sigma = 0, A = 1$ e $B = 0$) o valor de S se resume ao valor constante $\cos(2\vartheta)$. A figura B.2 apresenta o valor de S , para várias polarizações de entrada, em função da corrente elétrica.

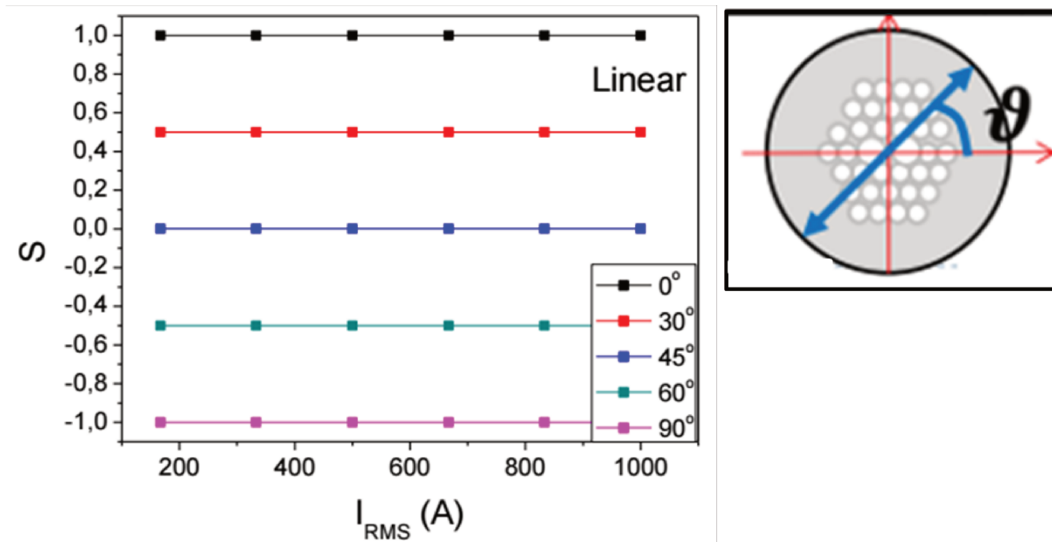


Figura B.2: Parâmetro S em função da corrente elétrica para diferentes polarizações da luz na entrada de uma fibra com birrefringência linear. Ao lado, uma representação dos eixos e do ângulo ϑ com relação a esses eixos.

Para o cálculo de S , usamos o fato de que, da equação (B.7), que indica o comportamento da rotação de Faraday, associada à corrente elétrica, podemos assumir que $\varphi = 2\mu_0 V N I_{RMS}$, em que V é a constante de Verdet do meio, N o número de voltas da fibra ao redor do condutor e I_{RMS} a corrente elétrica rms que percorre o condutor, uma vez que neste trabalho utilizou-se uma fonte de corrente AC cuja frequência era a da rede elétrica brasileira (60 Hz). Aqui usamos também o valor rms porque não estamos interessados no caráter alternado da corrente elétrica, mas no seu valor. Como é possível ver, o valor de S muda de acordo com a polarização de entrada, sendo 0 para $\vartheta = 45^\circ$, no

entanto, ele é insensível à corrente elétrica o que, obviamente, não é o caso desejado no trabalho.

Para o caso oposto, quando a fibra apresenta birrefringência puramente circular ($\sigma = 1, A = 0$ e $B = 1$), o comportamento do parâmetro S é periódico, conforme mostrado na figura B.3, com seu valor variando entre -1 e 1. O comportamento periódico é visto quando utilizamos correntes elevadas, acima de 2000 A. Para correntes pequenas, a figura B.3 indica um comportamento linear de S com a corrente (elipses verdes)

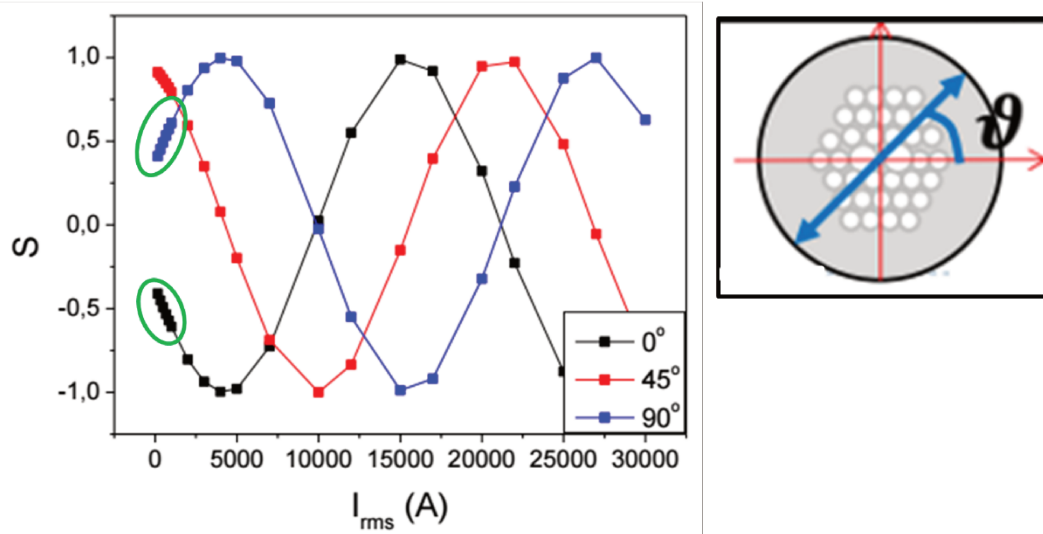


Figura B.3: Parâmetro S em função da corrente elétrica para diferentes polarizações da luz na entrada da fibra com birrefringência circular. Ao lado, uma representação dos eixos e do ângulo ϑ com relação a esses eixos.

Um olhar mais atento à equação B.10 revela que se ajustarmos a polarização de entrada a 45° dos eixos ortogonais, o segundo termo da expressão de S se anula e ela se reduz a:

$$S = B \sin \varphi = \frac{2\sigma}{1+\sigma^2} \sin \varphi \quad (\text{B.11})$$

No caso em que não há birrefringência linear no meio em que a luz se propaga, ou seja, quando $\sigma = 1$, temos que $S = \sin \varphi$. Em linhas gerais, o que a equação B.11 indica é que a presença de birrefringência linear ($0 \leq \sigma < 1$) tem por efeito reduzir o valor do

parâmetro S . A figura B.4 mostra o gráfico de $\frac{2\sigma}{1+\sigma^2}$ em função de σ , ou seja, em função da intensidade da birrefringência linear. Quando o meio é exclusivamente linear em termos de birrefringência ($\sigma = 0$), o valor de S será igualmente zero e o sensor não detectará nenhuma variação de corrente elétrica. A medida que a birrefringência linear se torna menos influente, ou seja, conforme σ cresce de 0 a 1, o fator $\frac{2\sigma}{1+\sigma^2}$ apresenta o comportamento mostrado pela curva azul da figura B.4.

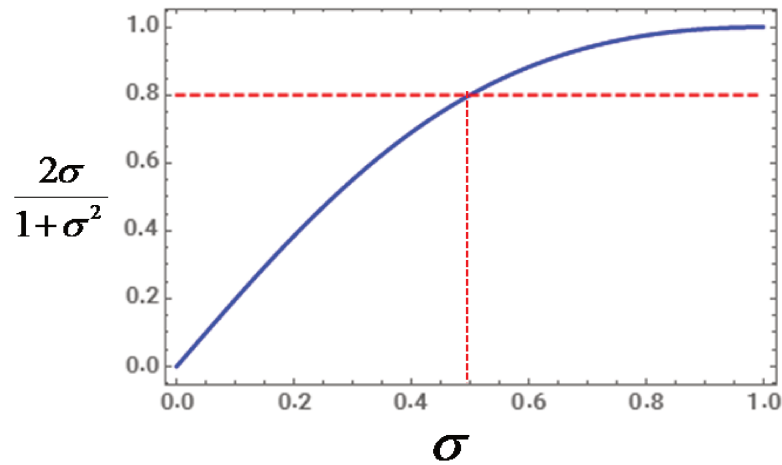


Figura B.4: Fator de correção do parâmetro S em função da presença de birrefringência linear. Para $\sigma > 0,5$, S é pelo menos 80% do valor ideal.

Para um sensor com birrefringência circular dominante sobre a birrefringência linear, ou seja, $\sigma > 0,5$, a figura B.4 mostra que o valor de S é pelo menos 80% do caso ideal (birrefringência puramente circular). Assim, podemos estabelecer uma linha de corte para o funcionamento adequado do sensor de corrente elétrica. Para que o sensor opere no intervalo 80-100% do ideal é necessário que a birrefringência circular seja dominante perante a sua correspondente linear.

Nosso objetivo agora é determinar quando, em termos dos parâmetros de fabricação da fibra (birrefringência linear e taxa de torção), podemos afirmar que a birrefringência circular de fato domina a birrefringência linear. No caso de um meio que difere levemente de um meio com birrefringência circular pura, a equação B.11 pode ser aproximada por:

$$S = \frac{\alpha}{\sqrt{\alpha^2 + \frac{\rho^2}{4}}} \sin \left(2z\alpha \sqrt{\alpha^2 + \frac{\rho^2}{4}} \right) \quad (\text{B.12})$$

onde α é a taxa de torção do meio e ρ a birrefringência linear, ambas expressas em radianos por unidade de comprimento, e z o comprimento de propagação [60]. Utilizando $\rho = \frac{2\pi B_L}{\lambda}$, o parâmetro S pode ser escrito, após um pouco de álgebra, como:

$$S = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{\pi^2 B_L^2}{\alpha^2 \lambda^2}}} \sin \left(2z\alpha \sqrt{1 + \frac{\pi^2 B_L^2}{\alpha^2 \lambda^2}} \right) \quad (\text{B.13})$$

onde B_L é a birrefringência linear do meio e λ o comprimento de onda. A expressão B.13 retoma os dois casos limítrofes já estudados. Se tivermos uma fibra com birrefringência puramente circular, ou seja, com $B_L = 0$, a equação B.13 se resume a $S_{ideal} = \sin(2\alpha z)$, cujo comportamento senoidal é o mesmo encontrado na figura B.3. Já se estivermos lidando com uma fibra com birrefringência puramente linear, ou seja, sem torção ($\alpha = 0$), a equação B.13 resulta em $S = 0$ e retomamos o caso da curva azul da figura B.2.

A equação B.13 também nos permite estimar qual a razão B_L/α entre a taxa de torção do meio e a birrefringência linear para que a linha de corte de 80% seja válida.

Para isso, fazemos o termo $\frac{1}{\sqrt{1 + \frac{\pi^2 B_L^2}{\alpha^2 \lambda^2}}} = 0,8$. Verifica-se que isso ocorre quando $\frac{B_L}{\alpha} <$

$0,75 \frac{\lambda}{\pi}$. Para as fibras da tabela 3.8, mostramos na tabela B.1 a nomenclatura da fibra em rot/m (segunda coluna), a taxa de torção α a que corresponde cada uma das fibras, o valor de $0,75 \frac{\lambda}{\pi}$ (quarta coluna) para o qual a razão $\frac{B_L}{\alpha}$ deve ser inferior e, por fim, na quinta coluna, o valor de $\frac{B_L}{\alpha}$ para cada uma das fibras.

λ (nm)	rot/m	α (rad/m)	$0,75 \frac{\lambda}{\pi} (10^{-7})$	$B_L/\alpha (10^{-7})$
633	22,5	141	1,5	2,9
	45	283		1,45
	67,5	424		0,97
	135	848		0,49
1550	22,5	141	3,7	31,9
	45	283		15,9
	67,5	424		10,6
	135	848		5,3

Tabela B.1: Relação entre birrefringência linear e taxa de torção para as fibras fabricadas.

Da tabela B.1, é possível verificar que a razão $\frac{B_L}{\alpha}$ para as fibras fabricadas deve ser inferior a $1,5 \cdot 10^{-7}$ para 633 nm e $3,7 \cdot 10^{-7}$ para 1550 nm. Assim, apenas para 633 nm obtivemos fibras capazes de serem utilizadas como sensores de corrente elétrica, as fibras com taxas de torção de 45, 67,5 e 135 rot/m. Utilizando os valores calculados de $\frac{B_L}{\alpha}$ podemos determinar o fator de correção do parâmetro S, o termo $\frac{1}{\sqrt{1 + \frac{\pi^2 B_L^2}{\alpha^2 \lambda^2}}}$. Para as fibras fabricadas cujo valor de $\frac{B_L}{\alpha}$ está dentro do requisito, espera-se que o valor do parâmetro S real seja aproximadamente 81%, 90% e 97% do valor ideal de S, respectivamente.

A equação B.13 mostra como determinar S a partir das propriedades da fibra. Quando submetemos a fibra à ação de um campo magnético, o efeito Faraday acrescenta uma rotação proporcional ao campo magnético, calculada a partir das equações 2.3 e 2.4. Para uma fibra enrolada N voltas ao redor de um condutor elétrico, como na figura 3.18, podemos reescrever o parâmetro S como:

$$S \approx \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{\pi^2 B_L^2}{\alpha^2 \lambda^2}}} 2\mu_0 V N i \quad (\text{B.14})$$

onde usamos o fato de que o produto $\mu_0 V$ é pequeno para a sílica. Nessa aproximação, o comportamento de S é linear com a corrente elétrica. A figura B.5 mostra os valores de S para a fibra fabricada com taxa de torção $\alpha = 424$ rad/m (curva vermelha). A curva preta mostra o resultado caso a fibra não apresentasse birrefringência linear. As curvas azul e rosa corroboram o fato de que aumentar a birrefringência linear resulta na diminuição do valor de S . Para as curvas da figura B.5, usou-se um valor de $N = 10$.

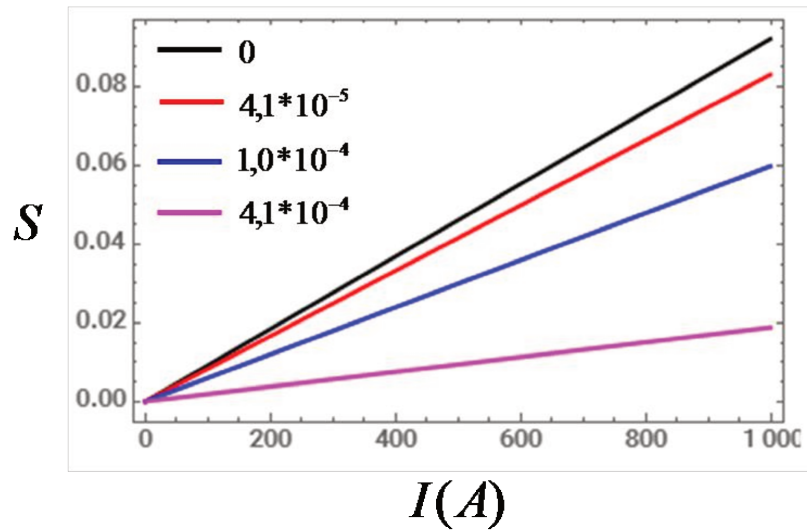


Figura B.5: S em função da corrente elétrica para fibras com taxa de torção 424 rad/m e diferentes birrefringências lineares.

Referências bibliográficas

- [1] Idade da pedra. Disponível em: < <https://www.portalsaofrancisco.com.br/historia-geral/idade-da-pedra>>. Acesso em 20 jan 2015.
- [2] Primeira Revolução Industrial. Disponível em: < <https://www.portalsaofrancisco.com.br/historia-do-brasil/primeira-revolucao-industrial..> Acesso em 20 jul 2018
- [3] Terceira Revolução Industrial: Atividades empregam alta tecnologia. Disponível em: < <https://educacao.uol.com.br/disciplinas/geografia/terceira-revolucao-industrial-atividades-empregam-alta-tecnologia.htm>>. Acesso em 20 jul 2018
- [4] GOLDEMBERG, José. Energia e desenvolvimento. Estud. av. [online]. 1998, vol.12, n.33 [cited 2018-11-05], pp.7-15. Disponível em: < http://www.scielo.br/scielo.php?script=sci_arttext&pid=S0103-40141998000200002>. Acesso em 19 ago 2018
- [5] K. O. Hill and G. Meltz, "Fiber Bragg grating technology fundamentals and overview," in Journal of Lightwave Technology, vol. 15, no. 8, pp. 1263-1276, Aug. 1997.
- [6] Heather J. Patrick, Alan D. Kersey, and Frank Bucholtz, "Analysis of the Response of Long Period Fiber Gratings to External Index of Refraction," J. Lightwave Technol. 16, 1606- (1998)
- [7] Ping Lu, Liqui Men, Kevin Sooley, and Qiying Chen, "Tapered fiber Mach-Zehnder interferometer for simultaneous measurement of refractive index and temperature," Applied Physics Letters 2009
- [8] Minghong Yang, Jixiang Dai, Ciming Zhou, and Desheng Jiang, "Optical fiber magnetic field sensors with TbDyFe magnetostrictive thin films as sensing materials," Opt. Express 17, 20777-20782 (2009)
- [9] P. Russel, "Photonic Crystals Fibers: a historical account", IEEE Leos Newsletter, 11-15 (2007)
- [10] P. Russell, "Photonic crystal fibers", Science 299, 358-362 (2003).
- [11] John M Fini 2004 Meas. Sci. Technol. 15 1120
- [12] Cristiano M. B. Cordeiro, Marcos A. R. Franco, Giancarlo Chesini, Elaine C. S. Barretto, Richard Lwin, C. H. Brito Cruz, and Maryanne C. J. Large, "Microstructured-core optical fibre for evanescent sensing applications," Opt. Express 14, 13056-13066 (2006)
- [13] Giancarlo Chesini, Cristiano M.B. Cordeiro, Christiano J.S. de Matos, Michael Fokine, Isabel C.S. Carvalho, and J. C. Knight, "All-fiber devices based on photonic crystal fibers with integrated electrodes," Opt. Express 17, 1660-1665 (2009)
- [14] Yinlan Ruan, Tze Cheung Foo, Stephen Warren-Smith, Peter Hoffmann, Roger C. Moore, Heike Ebendorff-Heidepriem, and Tanya M. Monro, "Antibody immobilization

within glass microstructured fibers: a route to sensitive and selective biosensors," *Opt. Express* 16, 18514-18523 (2008)

[15] Jorge, Pedro Alberto da Silva. Luminescence based optical fiber systems for biochemical sensing applications. 2006. 407 f. Tese (doutorado) - Universidade do Porto, Departamento de Física da Faculdade de Ciências da Universidade do Porto, PT

[16] Ning, Y. N.; Wang, Z. P.; Palmer, A. W.; Grattan, K. T. V.; Jackson, D. A. "Recent progress in optical current sensing techniques" *Review of Scientific Instruments*, vol. 66, no. 5, p. 3097-3111, May 1995.

[17] US Patent # 3215572 filed Oct 9, 1963 <https://www.google.com/patents/US3215572>

[18] H. E. Horng, Chin-Yin Hong, S. Y. Yang, and H. C. Yang, "Designing the refractive indices by using magnetic fluids". *Appl. Phys. Lett.* 82, 2434 (2003)

[19] H. E. Horng, J. J. Chieh, Y. H. Chao, S. Y. Yang, C. Y. Hong, and H. C. Yang, "Optical fiber magnetic field sensor based on single-mode-multimode-single-mode structure and magnetic fluid". *Opt. Lett.* 30, 543 (2005).

[20] Z. Di, X. Chen, S. Pu, X. Hu, and Y. Xia, "Magnetic-field-induced birefringence and particle agglomeration in magnetic fluids". *Appl. Phys. Lett.* 89, 211106 (2006).

[21] Martinez, L. M., Cecelja, F., and Rakowski, R. T. "A novel magneto-optic ferrofluid material for sensor applications". *Sens. Actuators A Phys.* 123, 438 (2005)

[22] H. E. Hornga, C. S. Chen, K. L. Fang, S. Y. Yang, J. J. Chieh, Chin-Yih Hong and H. C. Yang, "Tunable optical switch using magnetic fluids". *Appl. Phys. Lett.* 85, 5592 (2004)

[23] S. Y. Yang, Y. P. Chiu, B. Y. Jeang, H. E. Horng, Chin-Yih Hong and H. C. Yang "Origin of field-dependent optical transmission of magnetic fluid films", *Appl. Phys. Lett.* 79, 2372 (2001)

[24] W. Liao, X. Chena, Y. Chen, S. Pu, Y. Xia, and Q. Li "Tunable optical fiber filters with magnetic fluids" *Appl. Phys. Lett.* 87, 151122 (2005)

[25] T. Liu, X. Chena, Z. Di, J. Zhang, X. Li and J. Chenb "Tunable magneto-optical wavelength filter of long-period fiber grating with magnetic fluids" *Appl. Phys. Lett.* 91, 121116 (2007)

[26] L. Gao, T. Zhu, M. Deng, K. S. Chiang, X. Sun, X. Dong, Y. Hou "Long-Period Fiber Grating Within D-Shaped Fiber Using Magnetic Fluid for Magnetic-Field Detection" *IEEE Photonics Journal* vol. 4, no 6, 2095 (2012)

[27] J. Dai, M. Yang, X. Li, H. Liu, and X. Tong. "Magnetic field sensor based on magnetic fluid clad etched fiber Bragg grating". *Optical Fiber Technology* 17, 210-213 (2011)

[28] Y. Miao, J. Wu, W. Lin, K. Zhang, Y. Yuan, B. Song, H. Zhang, B. Liu, and J. Yao "Magnetic field tunability of optical microfiber taper integrated with ferrofluid" *Opt. Express* 21, 29914 (2013)

- [29] R. Gao, Y. Jiang, and S. Abdelaziz. “All-fiber magnetic field sensors based on magnetic fluid-filled photonic crystal fibers” *Opt. Lett.* 38 (9), 1539 (2013)
- [30] A. Candiani, A. Argyros, S. G. Leon-Saval, R. Lwin, S. Selleri, and S. Pissadakis, “A loss-based, magnetic field sensor implemented in a ferrofluid infiltrated microstructured polymer optical fiber” *Appl. Phys. Lett.* 104, 111106 (2014)
- [31] Petr M. Agruzov, Ivan V. Pleshakov, Efim E. Bibik, and Alexander V. Shamray, “Magneto-optic effects in silica core microstructured fibers with a ferrofluidic cladding” *Appl. Phys. Lett.* 104, 071108 (2014)
- [32] Y. Miao, B. Liu, K. Zhang, H. Zhang, R. Wang, Y. Liu, J. Yao, “Magneto-optical tunability of magnetic fluid infiltrated microstructured optical fiber” *Opt. Laser Technology* 48, 280-284 (2013)
- [33] P. Zu, C. C. Chan, T. Gong, Y. Jin, W. C. Wong, and X. Dong “Magneto-optical fiber sensor based on bandgap effect of photonic crystal fiber infiltrated with magnetic fluid” *Appl. Phys. Lett.* 101, 241118 (2012)
- [34] Miao Y., Zhang K., Liu B., Lin W., Zhang H., Lu Y., Yao J. “Ferrofluid-infiltrated microstructured optical fiber long-period grating”. *IEEE Phot. Techn. Lett.* 25, 306 (2013)
- [35] A. Candiani, M. Konstantaki, W. Margulis, and S. Pissadakis, “A spectrally tunable microstructured optical fibre Bragg grating utilizing an infiltrated ferrofluid”! *Opt. Express* 18 (24), 24654 (2010)
- [36] A. Candiani, M. Konstantaki, W. Margulis, and S. Pissadakis, “Optofluidic magnetometer developed in a microstructured optical fiber”. *Opt. Lett.* 37, 4467 (2012)
- [37] S. Dong, S. Pu, and J. Huang “Magnetic field sensing based on magneto-volume variation of magnetic fluids investigated by air-gap Fabry-Pérot fiber interferometers” *Appl. Phys. Lett.* 103, 111907 (2013)
- [38] Ri-Qing Lv, Y. Zhao, D. Wang, Q. Wang, “Magnetic Fluid-Filled Optical Fiber Fabry-Pérot Sensor for Magnetic Field Measurement” *IEEE Phot. Techn. Lett.* 26, 217 (2014)
- [39] Y. Zhao, Ri-qing Lv, Y. Ying, Q. Wang, “Hollow-core photonic crystal fiber Fabry-Pérot sensor for magnetic field measurement based on magnetic fluid” *Opt. And Laser Techn.* 44, 899-902 (2012)
- [40] H. Wang, S. Pu, N. Wang, S. Dong, and J. Huang, “Magnetic field sensing based on singlemode-multimode-singlemode fiber structures using magnetic fluids as cladding” *Opt. Lett.* 38, 3765 (2013)
- [41] Y. Chen, Q. Han, T. Liu, X. Lan, and H. Xiao, “Optical fiber magnetic field sensor based on single-mode-multimode-single-mode structure and magnetic fluid” *Opt. Lett.* 38, 3999 (2013)
- [42] W. Lin, Y. Miao, H. Zhang, B. Liu, Y. Liu, B. Song, “Fiber-optic in-line magnetic field sensor based on the magnetic fluid and multimode interference effects” *Appl. Phys. Lett.* 103, 151101 (2013)

- [43] L. Li, Q. Han, Y. Chen, Ti. Liu, R. Zhang, "An All-Fiber Optic Current Sensor Based on Ferrofluids and Multimode Interference" *IEEE Sensors Journal* 14, 1749 (2014)
- [44] Xianli Li and Hui Ding "All-fiber magnetic-field sensor based on microfiber knot resonator and magnetic fluid" *Opt. Lett.* 37, 5187 (2012)
- [45] M. Deng, X. Sun, M. Han, D. Li "Compact magnetic-field sensor based on optical microfiber Michelson interferometer and Fe₃O₄ nanofluid" *Appl. Opt.* 52, 734 (2013)
- [46] P. Zu, C. C. Chan, G. W. Koh, W. S. Lew, Y. Jin, H. F. Liew, W. C. Wong, X. Dong, "Enhancement of the sensitivity of magneto-optical fiber sensor by magnifying the birefringence of magnetic fluid film with Løyt-Sagnac interferometer" *Sensors and Actuators B* 191, 19-23 (2014)
- [47] "Magnetostriction and Magnetostrictive Materials". Active Material Laboratory. UCLA. Archived from the original on 2006-02-02.
- [48] G.N. Smith, T. Allsop, K. Kalli, C. Koutsides, R. Neal, K. Sugden, P. Culverhouse, and I. Bennion, "Characterisation and performance of a Terfenol-D coated femtosecond laser inscribed optical fibre Bragg sensor with a laser ablated microslot for the detection of static magnetic fields" *Opt. Exp.* 19, 363 (2011)
- [49] M. Yang, J. Dai, C. Zhou, D. Jiang, "Optical fiber magnetic field sensors with TbDyFe magnetostrictive thin films as sensing materials" *Opt. Exp.* 17, 20777 (2009)
- [50] G. W. Day and A. H. Rose, "Faraday effect sensors: the state of the art, *Proc. SPIE* 985, Fiber Optic and Laser Sensors VI, Boston, MA, 1988, pp. 138-150.
- [51] R. Beravat, G. K. L. Wong, X. M. Xi, M. H. Frosz, and P. ST.J. Russell, "Current sensing using circularly birefringent twisted solid-core photonic crystal fiber", *Opt. Letters* 41 (7), 1672-1675 (2016)
- [52] S. C. Rashleigh and R. Ulrich, "Magneto-optic current sensing with birefringent fibers" *Appl. Phys. Lett.* 34, 768 (1979)
- [53] L. Sun, S. Jiang, and J. R. Marcianite, "All-fiber optical magnetic-field sensor based on Faraday rotation in highly terbium-doped fiber" *Opt. Express* 18, 5407 (2010)
- [54] FIBER OPTICS Prof. R.K. Shevgaonkar Department of Electrical Engineering Indian Institute of Technology, Bombay. Disponível em: < <https://nptel.ac.in/courses/117101002/downloads/Lec07.pdf>>. Acesso em 28 out 2018
- [55] Martin Dybendal Nielsen and Niels Asger Mortensen, "Photonic crystal fiber design based on the V-parameter," *Opt. Express* 11, 2762-2768 (2003)
- [56] K. Kikuchi and T. Okoshi, "Wavelength-sweeping technique for measuring the beat length of linearly birefringent optical fibers," *Opt. Lett.* 8, 122-123 (1983)
- [57] A. Argyros, J. Pla, F. Ladouceur, L. Poladian, "Circular and elliptical birefringence in spun microstructured optical fibres" *Opt. Express* 17, 15983 (2009)
- [58] D. Marcuse, *Principles of Optical Fiber Measurements*, p.226, New York:Academic, 1981.

- [59] L. Li, J. R. Qian, and D. N. Payne, "Miniature multiturn fibre current sensors," *Int. J. Optical Sensors*, vol. 2, no. 1, pp. 25-31, 1987.
- [60] R. Beravat, G. K. L. Wong, X. M. Xi, M. H. Frosz, and P. ST.J. Russell, "Current sensing using circularly birefringent twisted solid-core photonic crystal fiber", *Opt. Letters* 41 (7), 1672-1675 (2016)
- [61] Kim B H, Lee S, Son D H, Ahn T, Kim S, Han W (2013), "Optical properties of the fiber-optic temperature sensor based on the side-hole fiber filled with indium," *Appl. Opt.* 52, 666–673.
- [62] Liu Y, Liu B, Feng X, Zhang W, Zhou G, Yuan S, Kai G, Dong X (2005), "High-birefringence fiber loop mirrors and their applications as sensors," *Appl. Opt.* 44, 2382–2390.
- [63] Kim B H, Lee S H, Lin A, Lee A, Lee J, Han W (2009), "Large temperature sensitivity of Sagnac loop interferometer based on the birefringent holey fiber filled with metal indium," *Opt. Express* 17, 1789–1794.
- [64] Reyes-Vera E, Cordeiro C M B, Torres P (2017), "Highly sensitive temperature sensor using a Sagnac loop interferometer based on a side-hole photonic crystal fiber filled with metal," *Appl. Opt.* 56 (2), 156-162.
- [65] Xin Y, Dong X, Meng Q, Qi F, Zhao C-L (2013), "Alcohol-filled sidehole fiber Sagnac interferometer for temperature measurement," *Sens. Actuators A Phys.* 193, 182–185.
- [66] Yang R, Yu Y S, Xue Y, Chen C, Wang C, Zhu F, Zhang B L, Chen Q D, Sun H B (2013), "A highly sensitive temperature sensor based on a liquid-sealed S-tapered fiber," *IEEE Photon. Technol. Lett.* 25, 829–832.
- [67] Geng Y, Li X, Tan X, Deng Y, Yu Y (2011), "High-sensitivity Mach–Zehnder interferometric temperature fiber sensor based on a waist-enlarged fusion bitaper," *IEEE Sens. J.* 11, 2891–2894.
- [68] Naeem K, Kim B H, Kim B, Chung Y (2015), "High-sensitivity temperature sensor based on a selectively-polymer-filled two-core photonic crystal fiber in-line interferometer," *IEEE Sens. J.* 15, 3998–4003
- [69] Osório J H, Chesini G, Serrão V A, Franco M A R, Cordeiro C M B (2017), "Simplifying the design of microstructured optical fibre pressure sensors," *Scientific Reports*, 7, 2990.
- [70] Osório, Jonas Henrique. Specialty optical fibers for sensing = Fibras ópticas especiais para sensoriamento. 2017. 230 f. Tese (doutorado) - Universidade Estadual de Campinas, Instituto de Física Gleb Wataghin, Campinas, SP
- [71] Fokine M, Nilsson L E, Claesson A, Berlemont D, Kjellberg L, Krummenacher L, Margulis W (2002), "Integrated fiber Mach-Zehnder interferometer for electro-optic switching," *Opt. Lett.* 27, 1643-1645.
- [72] Lee S H, Kim B H, Han W (2009), "Effect of filler metals on the temperature sensitivity of side-hole fiber," *Opt. Express*, 17, 9712–9717.