

FACULDADE DE ENGENHARIA DA UNIVERSIDADE DO PORTO



Caracterização das propriedades ópticas de fibras microestruturadas contendo cristais líquidos

Luis Carlos Chéu Pires

Mestrado Integrado em Engenharia Eletrotécnica e de Computadores

Orientador: Maria Inês Barbosa de Carvalho

Co-orientador: Henrique Manuel de Castro Faria Salgado

25 de Julho de 2013

Resumo

O principal objetivo deste projeto é o estudo das propriedades óticas das fibras microestruturadas que têm como um dos seus constituintes materiais os cristais líquidos.

O conjunto de buracos que constituem a bainha ao longo de todo o seu eixo longitudinal, com uma distribuição periódica, são preenchidos então com cristais líquidos por forma a avaliar propriedades como a dispersão, a birrefringência, as perdas de confinamento e o coeficiente não linear. Este estudo foi feito para fibras microestruturadas de núcleo sólido e de núcleo oco, considerando sempre fibras que guiavam a luz através do fenómeno da reflexão interna total.

A versatilidade no *design* deste tipo de fibras permite que haja um grande grau de liberdade na construção das mesmas, abrindo um vasto leque de opções para estudar as suas propriedades. A existência de diversos cristais líquidos justifica também que se faça um estudo considerando quatro tipos diferentes.

A construção das fibras e respetivas simulações foram feitas usando o Software COMSOL Multiphysics 4.2a, que permite desenhar as estruturas pretendidas e alterar os diversos parâmetros. Os dados retirados deste software foram tratados no Matlab, com o qual se obtiveram os gráficos apresentados.

Abstract

The main goal of this project was to study the optical properties of microstructured fibers which contain liquid crystals in their constitution.

The holes in the cladding, along the entire longitudinal axis of the fiber and with regular distribution, were filled with liquid crystals in order to evaluate optical properties like dispersion, birefringence, confinement losses and the nonlinear coefficient. The focus of this study was on solid core and hollow core fibers, always considering the guiding of light by total internal reflection.

The design versatility of these fibers allows a high number of degrees of freedom in their construction, opening a wide range of options to study their properties. The existence of several liquid crystals motivated a study on four of them.

The construction of the fibers and respective simulations were done using the software COMSOL Multiphysics 4.2a, which allows to design and change parameters in the structure. The results provided by this software were processed in Matlab, with which the presented plots were drawn.

Agradecimentos

Em primeiro lugar, quero deixar um profundo agradecimento à minha orientadora Prof. Maria Inês Barbosa de Carvalho pelo apoio prestado e disponibilidade que sempre demonstrou.

Quero deixar também um agradecimento ao meu co-orientador, professor Henrique Salgado.

À instituição INESC-TEC Porto pela cedência de um espaço de trabalho e um computador, fundamentais na realização desta dissertação.

Aos meus amigos João Santos, Diogo Pernes, João Granja, Hugo Cruz e Sofia Carvalho. Um especial agradecimento ao Diogo pelo companheirismo, amizade sincera e pela disponibilidade de ajuda que sempre demonstrou e à Sofia pela força e motivação.

Aos meus pais, os principais responsáveis por tudo isto.

Ao meu irmão, companheiro de todas as horas.

Luis Carlos Chéu Pires

“The mind that opens to a new idea never returns to its original size.”

Albert Einstein

Conteúdo

1	Introdução	1
1.1	Estrutura da Dissertação	3
1.2	Publicações	3
2	Fibras de cristal Fotônico	5
2.1	Fibras Ópticas	5
2.2	Cristais Fotônicos	8
2.3	Tipos e princípios de funcionamento	9
2.3.1	Reflexão Interna Total Modificada	11
2.3.2	Bandgap Fotônico	13
3	Cristais Líquidos	15
3.1	História	15
3.2	O Que É Um Cristal Líquido?	16
3.3	Mesofases	17
3.3.1	Nemática	18
3.3.2	Esmética	19
3.3.3	Colunar	20
3.4	Birrefringência	20
3.5	Dependência de n_e e n_o com λ	21
3.6	Dependência de n_e e n_o com T	21
4	Fibras Fotônicas Com Cristais Líquidos - Simulações	23
4.1	Materiais usados	24
4.1.1	Sílica	24
4.1.2	Telurite	25
4.1.3	Cristais Líquidos	26
4.2	Propriedades ópticas Das Fibras	29
4.2.1	Perdas de Confinamento	30
4.2.2	Dispersão	30
4.2.3	Birrefringência	31
4.2.4	Área Modal Efetiva e Coeficiente Não Linear	31
4.3	Fibras de Núcleo Sólido	31
4.3.1	Birrefringência e Área Modal Efetiva	32
4.3.2	Dispersão e Coeficiente Não Linear	43
4.3.3	Perdas de Confinamento	51
4.4	Estrutura Hexagonal - Núcleo Oco	55
4.4.1	Estrutura Com 6 Anéis	55

4.4.2	Estrutura Com 5 Anéis	57
5	Conclusões e Trabalho Futuro	61
5.1	Conclusões	61
5.2	Trabalho Futuro	61
	Referências	63

Lista de Figuras

2.1	Experiência de John Tyndall [11]	5
2.2	Reflexão Interna Total no interior do núcleo de uma fibra ótica	6
2.3	Lei de Snell	6
2.4	Atenuação de uma fibra ótica constituída por sílica [13].	7
2.5	Ilustração de cristais fotônicos periódicos em uma, duas ou três dimensões [16].	8
2.6	As cores vivas presentes em algumas espécies animais são devidas aos cristais fotônicos naturais.	9
2.7	Fibra Fotônica	9
2.8	Fibras fotônicas de núcleo sólido e núcleo oco [19].	10
2.9	Parâmetros geométricos de uma fibra fotônica.[20]	11
2.10	Fibra Fotônica com Núcleo Sólido.	11
2.11	Propagação da luz em fibras de núcleo sólido: a) Modo fundamental propaga-se no núcleo sólido. b) e c) Modos de ordens superiores escapam por entre os buracos. [22]	12
2.12	Diagrama de propagação da luz. [22]	13
2.13	Primeira fibra com efeito “bandgap” fotônico. [25]	14
3.1	Amostra de um cristal líquido no tubo de ensaio. É possível observar a transição para um líquido turvo e para um outro transparente [29].	15
3.2	Representação da ordem molecular em sólidos, cristais líquidos e líquidos [30].	16
3.3	Representação da ordem orientacional e posicional em materiais anisotrópicos.	18
3.4	Vetor diretor [39].	19
3.5	Organização das moléculas num cristal líquido colestérico.	19
3.6	Representação do posicionamento das moléculas em diferentes fases esmélicas.	20
3.7	Arranjo hexagonal de uma mesofase colunar. [32]	20
4.1	Estrutura da sílica: à esquerda um cristal de sílica e à direita sílica de vidro (SiO ₂). Após a dopagem (à direita), notam-se mudanças na estrutura que resultam em alterações do índice de refração	24
4.2	Índice de refração da Sílica em função do comprimento de onda	25
4.3	Índice de refração da Telurite em função do comprimento de onda	26
4.4	Cristal líquido 5PCH.	27
4.5	Cristal líquido 5CB.	27
4.6	Cristal líquido E7.	28
4.7	Cristal líquido E44.	28
4.8	Valores dos índices de refração e da birrefringência dos cristais líquidos 5CB e 5PCH em função da temperatura.	29
4.9	Fibra fotônica com núcleo sólido.	32

4.10	Valores do índice de refração efetivo para as polarizações x e y. Parâmetros estrutura: $\Lambda = 2.3\mu m$. Materiais usados: Telurite e 5CB.	33
4.11	Valores da birrefringência e área efetiva. Parâmetros estrutura: $\Lambda = 2.3\mu m$. Materiais usados: Telurite e 5CB.	33
4.12	Valores do índice de refração efetivo para a polarização x e y. Parâmetros estrutura: $d = 1.84\mu m$. Materiais usados: Telurite e 5CB.	34
4.13	Valores da birrefringência e área efetiva. Parâmetros estrutura: $d = 1.84\mu m$. Materiais usados: Telurite e 5CB.	35
4.14	Valores da birrefringência e índice de refração efetivo. Parâmetros estrutura: $d = 1.84\mu m, \Lambda = 2.3\mu m$. Materiais usados: telurite e os quatro cristais líquidos considerados.	36
4.15	Fibra fotônica com um anel (azul) preenchido com cristal líquido.	36
4.16	Birrefringência para um anel preenchido com CL. Parâmetros $d = 1.84\mu m, \Lambda = \Lambda_{CL} = 2.3\mu m$. Materiais usados: telurite, ar e os quatro cristais líquidos considerados.	37
4.17	Fibra fotônica com um anel (azul) preenchido com cristal líquido. Ajuste do valor de Λ do anel central.	37
4.18	Birrefringência para estrutura com CL apenas no anel mais interior. Parâmetros $d = 1.38\mu m, \Lambda = 2\mu m$. Materiais usados: telurite, ar e 5CB.	38
4.19	Birrefringência em duas estrutura: uma com um anel preenchido com CL e outra com apenas um buraco preenchido com CL. Parâmetros $d = 1.84\mu m, \Lambda = 2.3\mu m$. Materiais usados: telurite, ar e 5CB.	39
4.20	Birrefringência e área efetiva em função da Temperatura (K). Parâmetros: $\Lambda = 2.3\mu m$. Materiais usados: telurite e 5CB.	40
4.21	Birrefringência e área efetiva em função da Temperatura (K). Parâmetros: $d = 1.84\mu m$. Materiais usados: telurite e 5CB.	41
4.22	Valores da birrefringência em função da temperatura (K). Parâmetros: $\Lambda = 2.3\mu m$. Materiais usados: telurite e 5PCH.	41
4.23	Valores da área efetiva em função da temperatura (K). Parâmetros: $\Lambda = 2.3\mu m$. Materiais usados: telurite e 5PCH.	42
4.24	Valores da birrefringência em função da temperatura (K). Parâmetros: $d = 1.84\mu m$. Materiais usados: telurite e 5PCH.	42
4.25	Valores da área efetiva em função da temperatura (K). Parâmetros: $d = 1.84\mu m$. Materiais usados: telurite e 5PCH.	43
4.26	Fibra fotônica com estrutura hexagonal e com diferentes números de anéis.	43
4.27	Dispersão em função de λ para diferentes número de anéis da estrutura. A linha contínua corresponde à polarização x, e a linha a tracejado à polarização y. Parâmetros da estrutura: $d = 2\mu m, \Lambda = 1\mu m$. Materiais usados: telurite e 5CB.	44
4.28	Perdas em função de λ para diferentes número de anéis da estrutura. A linha contínua corresponde à polarização x, e a linha a tracejado à polarização y. Parâmetros da estrutura: $d = 2\mu m, \Lambda = 1\mu m$. Materiais usados: telurite e 5CB.	44
4.29	Dispersão e coeficiente não linear em função do comprimento de onda. Parâmetros: $\Lambda = 2\mu m$. Materiais usados: telurite e 5CB.	45
4.30	Dispersão e coeficiente não linear em função do comprimento de onda. Parâmetros: $\Lambda = 1.75\mu m$. Materiais usados: telurite e 5CB.	46
4.31	Dispersão em função do comprimento de onda. Parâmetros: $\Lambda = 1.5\mu m$. Materiais usados: telurite e 5CB.	46

4.32	Coefficiente não linear em função do comprimento de onda. Parâmetros: $\Lambda = 1.5\mu m$. Materiais usados: telurite e 5CB.	47
4.33	Dispersão em função do comprimento de onda. Parâmetros: $\Lambda = 1.25\mu m$. Materiais usados: telurite e 5CB.	47
4.34	Coefficiente não linear em função do comprimento de onda. Parâmetros: $\Lambda = 1.25\mu m$. Materiais usados: telurite e 5CB.	48
4.35	Dispersão em função do comprimento de onda. Parâmetros: $d/\Lambda = 0.5$. Materiais usados: telurite e 5CB.	48
4.36	Estrutura hexagonal.	49
4.37	Dispersão e coeficiente não linear em função do comprimento de onda. Parâmetros: $\Lambda = 2\mu m$. Materiais usados: telurite, ar e 5CB.	49
4.38	Dispersão e coeficiente não linear em função do comprimento de onda. Parâmetros: $\Lambda = 1.75\mu m$. Materiais usados: telurite, ar e 5CB.	50
4.39	Dispersão e coeficiente não linear em função do comprimento de onda. Parâmetros: $d = 0.75\mu m$, $\Lambda = 1.5\mu m$. Materiais usados: telurite, ar e 5CB.	51
4.40	Perdas por confinamento. Parâmetros estrutura: $\Lambda = 1\mu m$. Materiais usados: telurite e 5CB.	52
4.41	Perdas por confinamento. Parâmetros estrutura: $\Lambda = 1\mu m$ e $d = 0.9\mu m$. Materiais usados: telurite e os quatro cristais líquidos considerados.	52
4.42	Perdas por confinamento. Parâmetros estrutura: $d/\Lambda = 0.5$. Materiais usados: telurite e 5CB.	53
4.43	Perdas por confinamento para diferentes números de anéis preenchidos com o CL. Parâmetros estrutura: $d = 0.5\mu m$, $\Lambda = 1\mu m$. Materiais usados: telurite, ar e 5CB.	53
4.44	Perdas por confinamento em função do comprimento de onda. Parâmetros estrutura: $d = 0.5\mu m$. Materiais usados: telurite e 5CB.	54
4.45	Perdas de Confinamento para as polarizações x e y para dois comprimentos de onda λ diferentes. Parâmetros estrutura: $d = 0.5\mu m$, $\Lambda = 1\mu m$	54
4.46	Índices de refração efetivo para as polarizações x e y. Parâmetros: $\Lambda = 2.3\mu m$ e $d_{nucleo} = 2.392\mu m$. Materiais usados: sílica, ar e 5CB.	55
4.47	Variação da birrefringência e da área modal efetiva com o comprimento de onda. Parâmetro: $d_{nucleo} = 2.392\mu m$ e $\Lambda = 2.3\mu m$. Materiais usados: sílica, ar e 5CB.	56
4.48	Variação da birrefringência e da área modal efetiva com o comprimento de onda. Parâmetros: $d = 1.84\mu m$ e $\Lambda = 2.3\mu m$. Materiais usados: sílica, ar e 5CB.	57
4.49	Fibra fotônica de núcleo oco sem o anel mais central.	58
4.50	Variação da birrefringência com o comprimento de onda. Parâmetros: $d_{nucleo} = 2.76\mu m$ e $\Lambda = 2.3\mu m$. Materiais usados: sílica, ar e 5CB.	58
4.51	Variação da birrefringência e área modal efetiva com o comprimento de onda. Parâmetros: $d = 1.84\mu m$ e $\Lambda = 2.3\mu m$. Materiais usados: sílica, ar e 5CB.	59
4.52	Variação da birrefringência comprimento de onda. Parâmetros: $d = 1.84\mu m$, $\Lambda = 2.3\mu m$ e $d_{nucleo} = 2.76\mu m$. Materiais usados: sílica, ar e quatro cristais líquidos.	59

Lista de Tabelas

4.1	Coeficientes da série de Sellmeier para a Sílica e Telurite.	26
4.2	Coeficientes dos índices de refração extraordinário e ordinário dos cristais líquidos usados (Dependência de n_e e n_o com λ) para $T=25$ °C.	27
4.3	Coeficientes dos índices de refração extraordinário e ordinário dos cristais líquidos usados para $\lambda = 0.589\mu m$ (Dependência de n_e e n_o com T) [37].	29

Abreviaturas e Símbolos

n_e	Índice de refração extraordinário
n_o	Índice de refração ordinário
CL	Cristal Líquido
λ	Comprimento de onda
Λ	<i>pitch - Distância entre centros de buracos</i>
T_m	Temperatura de fusão de um sólido cristalino
T_c	Temperatura de passagem de um cristal líquido para um líquido isotrópico
PC	Perdas por Confinamento
D	Dispersão a
B	Birrefringência
A_{eff}	Área Modal Efetiva
γ	Coefficiente Não Linear
\hat{n}	Vetor diretor da mesofase nemática
f	“Air filling fraction”
V	Número de modos guiados numa fibra convencional
n_2	Parâmetro não linear

Capítulo 1

Introdução

O aparecimento das fibras ópticas em 1970 revolucionou por completo os sistemas de telecomunicações existentes devido à capacidade de transportar elevadas quantidades de informação. Os sistemas de telecomunicações baseados em fibras ópticas vieram então alterar completamente a forma de comunicar, e expandiram-se de tal forma que hoje existem milhões de quilómetros de fibra ótica espalhados pelo planeta terra e também debaixo dos mares. As fibras ópticas são consideradas um dos maiores sucessos a nível tecnológico do século XX, e tiveram um taxa de desenvolvimento incrivelmente rápida, desde o ano em que surgiram, 1970, até que se tornaram um elemento chave nos sistemas de telecomunicações.

Hoje em dia, o uso das fibras ópticas não se limita às telecomunicações, e começa a ter impacto em diversas outras áreas. Dispositivos baseados em fibras ópticas são usados por exemplo no diagnóstico de doenças e mesmo em intervenções cirúrgicas, oferecendo portanto uma importante ajuda na área da medicina. Outras aplicações como iluminação, amplificação e sensoriamento (sensores de luz, temperatura, pressão...) são também bastante comuns nesta área.

As exigências impostas pela enorme quantidade de novas aplicações baseadas em fibras ópticas resultaram numa evolução tanto a nível estrutural como a nível material, aparecendo então novos tipos de fibras.

É neste contexto que aparecem as fibras microestruturadas também conhecidas por fibras de cristal fotónico ("Photonic Crystal Fibers"), que apresentam uma estrutura completamente distinta das fibras convencionais. Neste tipo de fibras, a luz pode ser guiada através da reflexão interna total modificada [1] no núcleo. De facto, a estrutura desta fibra, normalmente constituída por sílica (índice de refração da sílica $n_{sílica} \approx 1.46$), apresenta uma matriz periódica de buracos, normalmente constituídos por ar (índice de refração do ar $n_{ar} \approx 1$) que fazem baixar o índice de refração na bainha, possibilitando assim a reflexão interna total num núcleo constituído por sílica. Este tipo de fibras é caracterizado por ter também a possibilidade de guiar a luz através do efeito de *bandgap* fotónico [2] (PBG - *Photonic Band Gap*). Este efeito torna-se possível quando o índice de refração do núcleo é inferior ao índice de refração da bainha, e quando a fibra apresenta uma geometria com uma determinada periodicidade, que bloqueia uma gama de frequências, impedindo-as que se propagarem na bainha. A luz com frequências que fazem parte

deste intervalo que são lançadas no núcleo, ficam ali confinadas, propagando-se no seu interior com baixas perdas, uma vez que estão impossibilitadas de se propagarem na bainha. Juntando esta propriedade à elevada flexibilidade no seu *design*, este tipo de fibras proporciona um variadíssimo conjunto de características interessantes.

Uma seleção adequada dos parâmetros estruturais e materiais da fibra permite uma adaptação (em função da futura utilização) das propriedades óticas fundamentais, tais como dispersão, birrefringência e não linearidades. Além disso, existe ainda a possibilidade de infiltrar os buracos constituintes da bainha com materiais apropriados. Entre os vários materiais possíveis para a infiltração, os cristais líquidos nemáticos apresentam-se como bons candidatos, visto que apresentam baixo consumo de energia, propriedades anisotrópicas inerentes e são sensíveis à temperatura e campos elétricos exteriores.

Existem alguns componentes de sistemas óticos baseados em fibras microestruturadas infiltradas com cristais líquidos nemáticos, tais como polarímetros de banda larga (“broadband polarimeters”) [3] ou filtros ajustáveis (“tunable filters”) [4]. Estes elementos têm grande importância nas comunicações óticas ou em sistemas de sensores, que cobrem uma vasta gama de aplicações como por exemplo suprimir a interferência da polarização ou da dispersão, ou ainda adicionar um grau extra de liberdade em aplicações não lineares [5].

O ajuste de propriedades como a área efetiva, a dispersão cromática e as perdas de confinamento permite que as fibras fotônicas sejam usadas em algumas aplicações de telecomunicações, tais como: compensadores de dispersão, geração do efeito supercontinuum [5] e transmissão utilizando multiplexagem do comprimento de onda (WDM - “Wavelength-division Multiplexing”).

A infiltração de cristais líquidos faz com que as fibras microestruturadas fiquem susceptíveis à variação do campo externo, uma propriedade que pode ser usada no fabrico de todos os sensores baseados em fibras óticas, para parâmetros como temperatura [6], campos magnéticos [6] e campos elétricos [7].

A birrefringência é uma característica crucial nas telecomunicações e em aplicações que usam sensores. A existência de birrefringência pode provocar uma alteração indesejada na polarização e, em transmissões de dados a débitos elevados e em longas distâncias, pode ocorrer assim a dispersão modal, provocando uma interferência inter simbólica. Por outro lado, a birrefringência induzida numa fibra fotónica é fundamental em aplicações que envolvem sensores.

Existem outros dispositivos baseados nas fibras com cristais líquidos. É possível obter filtros Gaussianos (“Gaussian filter”) [8], filtros passa banda (“bandpass filter”) [9] ou ainda filtros rejeita banda (“notch filters”) [10] utilizando este tipo de fibras.

Este trabalho foi feito com o intuito de estudar o comportamento de diversas propriedades óticas das fibras microestruturadas, quando se introduz cristais líquidos nos buracos que se encontram ao longo de todo o seu eixo longitudinal. Um dos objetivos principais foi perceber como variavam as principais propriedades das fibras óticas com a alteração dos seus parâmetros geométricos e dos materiais constituintes.

1.1 Estrutura da Dissertação

Esta dissertação é dividida em 5 capítulos. O capítulo 2 começa com uma breve referência ao aparecimento das fibras ópticas e à descoberta do modo usado por elas para guiar a luz no seu interior. É feita uma breve explicação relativa aos cristais fotônicos, materiais fundamentais no aparecimento das fibras microestruturadas também conhecidas como fibras de cristais fotônicos. O conceito de fibra microestruturada é introduzido neste capítulo, onde são explicadas as suas propriedades geométricas e as formas de guiar a luz no seu interior.

No capítulo 3 é introduzido o termo cristal líquido, e são explicadas algumas propriedades importantes destes materiais. É feita uma referência às diferentes mesofases existentes e também à forma como variam os índices de refração dos cristais com o comprimento de onda e temperatura.

No capítulo 4 é feita uma análise a várias propriedades das fibras ópticas como dispersão, birrefringência, coeficiente não linear, perdas por confinamento e dispersão para vários parâmetros geométricos das fibras e também para diferentes materiais.

Finalmente no capítulo 5 são tiradas as conclusões e faz-se um breve resumo dos resultados obtidos. Faz-se também uma referência ao trabalho futuro que pode ter interesse.

1.2 Publicações

- M. I. Carvalho, M. Facão, L. Pires, H. M. Salgado. "Supercontinuum generation in highly nonlinear microstructured birefringent fibers", II Porto Meeting on Theory and Experiment in Nonlinear Physics, Porto, 20-22 Junho de 2013

Capítulo 2

Fibras de cristal Fotónico

2.1 Fibras Ópticas

Em 1870, John Tyndall demonstrou pela primeira vez, através de uma simples experiência [11], a transmissão de luz guiada. O material usado consistia apenas em dois recipientes e uma mesa. Um deles, que continha um buraco, era cheio de água e colocado sobre a mesa, enquanto que o outro era colocado de forma a que a água que saísse do primeiro, caísse no seu interior, criando-se assim uma trajetória descendente (figura 2.1). Tyndall verificou que luz do sol que incidia no primeiro recipiente seguia a trajetória da água em direção ao segundo, provando assim a transmissão de luz guiada.

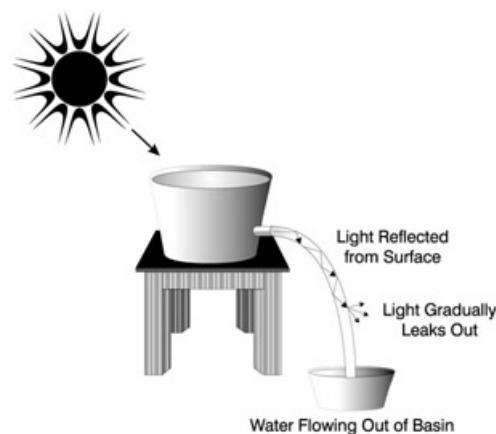


Figura 2.1: Experiência de John Tyndall [11]

As fibras ópticas, que transmitem informação através de pequenos impulsos óticos a velocidades elevadas, foram um dos maiores desenvolvimentos tecnológicos do século XX, tendo havido grandes avanços na segunda metade desse século.

O sucesso inicial surgiu no ano de 1950 com o aparecimento de um dispositivo, o fibroscópio (“Fiberscope”), desenvolvido por Brian O’Brien [12], que foi o primeiro aparelho a usar uma fibra de vidro para a transmissão de dados, neste caso a transmissão de imagens. Isto motivou alguns cientistas a desenvolver uma fibra de vidro com duas camadas distintas. A camada mais interior,

designada por núcleo, seria para transmitir a luz, enquanto que a camada mais exterior, ou bainha, serviria para impedir que a luz escapasse do núcleo, através de reflexões na sua superfície mais interior.

Os conceitos de reflexão e refração podem ser interpretados considerando raios luminosos associados a ondas planas que viajam em meios dielétricos. Quando um raio luminoso incide na interface de separação de dois meios diferentes, parte é refletido para o meio inicial, enquanto o restante sofre uma curvatura (ou refração) ao entrar no segundo meio. A refração resulta da diferença da velocidade da luz nos dois meios caracterizados por índices de refração diferentes.

A estrutura de uma fibra ótica assemelha-se à de um cilindro sólido. É constituída pelo núcleo, de índice de refração n_1 rodeado pela bainha de índice de refração n_2 ($n_1 > n_2$) (Figura 2.2).



Figura 2.2: Reflexão Interna Total no interior do núcleo de uma fibra ótica

A teoria da fibra ótica geométrica permite que qualquer raio de luz incidente na fibra, com um ângulo maior que θ_i , possa propagar-se ao longo do núcleo através de uma reflexão interna total.

Esta forma de guiar a luz no interior do núcleo é explicada pela lei de Snell, ilustrada na figura 2.5.

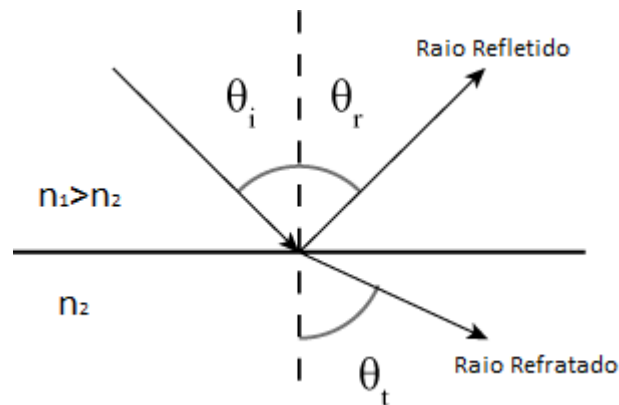


Figura 2.3: Lei de Snell

Esta figura mostra que o valor mínimo do ângulo incidente θ_i para o qual existe reflexão total da luz no interior do núcleo, depende dos índices de refração do núcleo n_1 e da bainha n_2 , através da relação:

$$\theta_i = \sin^{-1}(n_1/n_2) \quad (2.1)$$

O facto de a capacidade de transporte de informação por parte da luz ser muito elevada comparativamente com as ondas de radio-frequência despertou o interesse dos engenheiros para o seu

uso em telecomunicações. De facto, a luz pode propagar-se num meio dielétrico a velocidades muito superiores aquelas que um eletrão consegue atingir num fio metálico e além disso consegue transportar uma grande quantidade de informação por segundo. As transmissões num sistema óptico são feitas através de ondas eletromagnéticas com frequências na ordem dos THz. Além disso, o facto de os fótons não serem fortemente interativos como acontece com os eletrões, permite que as perdas sejam menores nas transmissões que usam a luz.

O passo seguinte no desenvolvimento das fibras ópticas foi o aparecimento do laser, único dispositivo capaz de gerar grandes quantidades de luz e concentrá-la na direção de um dispositivo com dimensões tao pequenas como é a fibra ótica. Estes dispositivos seriam então uma alternativa ao ar na transmissão de informação uma vez que o laser era fortemente atenuado por fatores atmosféricos como chuva, neve e granizo. Verificou-se contudo que, numa primeira fase a atenuação da luz numa fibra ótica era de aproximadamente 1000dB/km ou superior. A principal causa seriam as impurezas encontradas no material constituinte da fibra (sílica), que poderiam ser removidas, através da sua purificação. Foi então que em 1970, Robert Maurer, Donald Keck e Peter Schultz conseguiram desenvolver uma fibra de vidro com atenuações inferiores a 20dB/km [11], que seria o limite que tornava viável a tecnologia das fibras ópticas. Atualmente, as fibras ópticas no uso das telecomunicações apresentam perdas na ordem de 0,2 dB/km.

A atenuação do sinal ótico é um dos parâmetros mais importantes da fibra, pois determina, em grande parte, a distância máxima que é possível ter entre um transmissor e o respetivo recetor. Em sistemas de comunicação por fibras ópticas é usual exprimir a atenuação em decibéis por unidade de comprimento (dB/km), através da seguinte expressão:

$$\alpha(\text{dB/km}) = 10\log_{10}\left(\frac{P_{in}}{P_{out}}\right), \quad (2.2)$$

onde P_{in} representa a potência ótica injetada na fibra e P_{out} a potência ótica à saída da mesma.

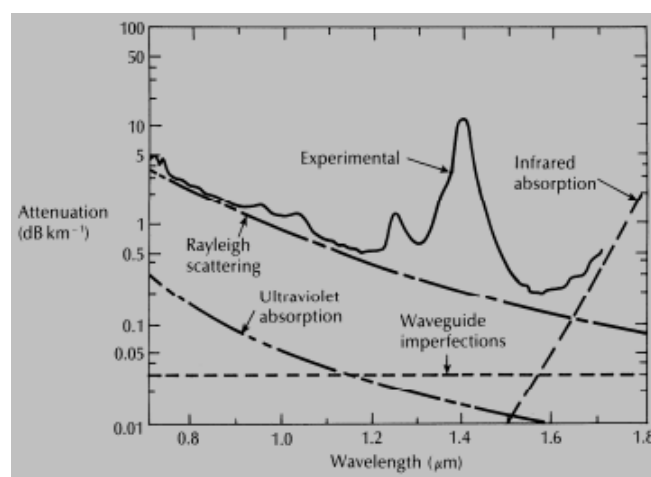


Figura 2.4: Atenuação de uma fibra ótica constituída por sílica [13].

A Figura 2.4 representa a atenuação em função do comprimento de onda para uma fibra constituída por sílica. Existem vários mecanismos responsáveis pela atenuação em fibras ópticas, como

absorção, espalhamento ("Rayleigh Scattering"), perdas por curvaturas, perdas por radiação devido a acoplamento de modos e perdas devidas aos "Leaky-rays". Olhando para a Figura 2.4 verifica-se que as perdas por espalhamento são dominantes até $\lambda \approx 1.6\mu m$, e diminuem com o aumento comprimento de onda. A partir de $\lambda = 1.6\mu m$ a atenuação passa a ser definida essencialmente pela absorção infravermelha.

Geralmente distinguem-se três regiões, designadas por janelas de transmissão, onde a atenuação apresenta valores atrativos: a primeira para λ entre $0.8\mu m - 0.9\mu m$, com perdas de $\approx 3dB$, a segunda entre $1.26\mu m - 1.31\mu m$ com perdas de $\approx 0.5dB$ e a terceira entre $1.5\mu m - 1.6\mu m$ com perdas $\approx 0.2dB$.

2.2 Cristais Fotónicos

O interesse nas fibras fotónicas foi inicialmente despertado pelo desenvolvimento dos cristais fotónicos. O termo cristal fotónico foi introduzido pela primeira vez por Yablonovitch [14] numa edição da revista "Physical Review Letters" em 1986. Estes materiais dielétricos, com uma estrutura da mesma ordem de grandeza do comprimento de onda da luz foram propostos por Yablonovitch [14] e John [15] em 1987. A ideia deles seria criar materiais que pudessem afetar as

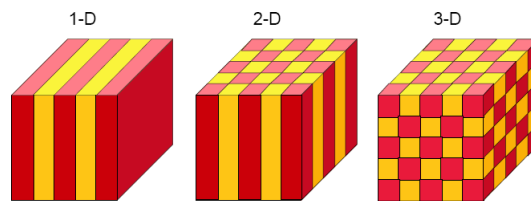


Figura 2.5: Ilustração de cristais fotónicos periódicos em uma, duas ou três dimensões [16].

propriedades dos fótons, partículas constituintes da luz. Sugeriram então que estruturas com variações periódicas na constante dielétrica poderiam influenciar a natureza dos modos fotónicos num material. Estes materiais são modelados com periodicidade na constante dielétrica, que pode criar uma gama de frequências proibidas, chamada "bandgap", permitindo um controlo interferométrico das ondas guiadas. Os cristais fotónicos oferecem uma maneira completamente diferente de guiar a luz da reflexão interna total, que pode ser descrita pela solução das equações de Maxwell num meio dielétrico periódico.

A principal diferença reside no conceito de um "bandgap" fotónico (banda proibida) que consiste numa gama de frequências para as quais a luz fica proibida de se propagar no interior do cristal. A luz incidente neste tipo de estrutura com um comprimento de onda igual ao da banda proibida é refletida. Estas estruturas periódicas, com período idêntico ao comprimento de onda da luz visível, existem na natureza, podendo ser encontradas em alguns seres vivos como por exemplo borboletas [17] ou até mesmo o rato marinho. As cores vivas presentes no corpo destes animais devem-se a uma reflexão seletiva da luz incidente.

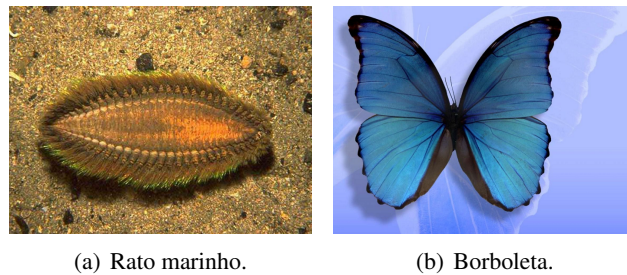


Figura 2.6: As cores vivas presentes em algumas espécies animais são devidas aos cristais fotónicos naturais.

2.3 Tipos e princípios de funcionamento

As fibras fotónicas, também conhecidas como fibras micro-estruturadas ou fibras perfuradas usam as propriedades dos cristais fotónicos bi-dimensionais para guiar a luz no seu interior. A aparência destas fibras é completamente diferente da das fibras convencionais, possuindo um conjunto de buracos ou túneis microscópicos ao longo de todo o seu comprimento (figura 2.7).

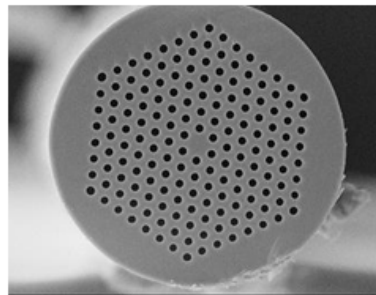
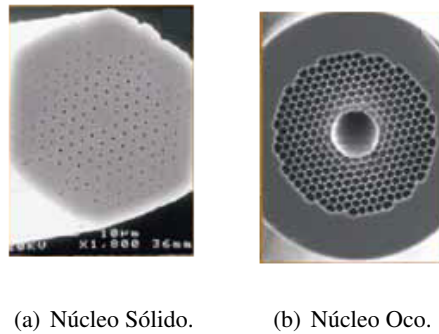


Figura 2.7: Fibra Fotónica

Em 1991, quando Philip Russel se propôs a desenvolver um novo tipo de fibras ópticas, a que inicialmente chamou de “holey fibers”, as reações não foram as melhores e houve até quem questionasse a sua sanidade mental. De facto era difícil acreditar num tipo de fibras compostas por um conjunto de buracos microscópicos ao longo de todo o seu comprimento. O seu objetivo seria então tentar criar uma fibra que guiasse a luz no interior de um núcleo através da criação de um cristal fotónico de duas dimensões na bainha. A ideia de criar um novo tipo de fibras ópticas surge em 1976, aquando do seu doutoramento em Oxford, tendo sido dois os principais motivos que levaram Russel à tentativa de desenvolvimento deste novo tipo de fibras: a simples curiosidade pelo uso das bandas proibidas e o facto de querer melhorar as características das fibra convencionais. Nesta altura, e mais precisamente quando começou a trabalhar com Laszlo Solymar, Russel ficou fascinado com o comportamento da luz em materiais com estruturas periódicas tornando-se muito recetivo à ideia de Eli Yablovitch e Jonh Sajeev.

Em 1995 e depois de várias tentativas foi finalmente produzida a primeira fibra fotónica [18], em inglês “Photonic Crystal Fiber”, realizada através de uma técnica de empilhamento de camadas.



(a) Núcleo Sólido. (b) Núcleo Oco.

Figura 2.8: Fibras fotónicas de núcleo sólido e núcleo oco [19].

A criação deste tipo de fibras abriu pela primeira vez as portas a um novo modo de guiar a luz numa fibra ótica. Enquanto que nas fibras convencionais o único método possível era a reflexão interna total, agora adicionava-se também a transmissão através de um “bandgap” fotónico.

As fibras fotónicas são então formadas por um cristal fotónico bidimensional constituído por uma distribuição periódica de buracos que percorrem o seu eixo longitudinal. Nesta estrutura, a criação de um núcleo que elimina a sua periodicidade permite que a luz seja guiada no seu interior. Existem essencialmente dois tipos de fibras fotónicas diferentes: fibras fotónicas de núcleo sólido 2.8(a) e fibras fotónicas de núcleo oco 2.8(b). As primeiras são caracterizadas por guiarem a luz através do efeito da reflexão interna total modificada e as segundas por guiarem a luz através do efeito “bandgap” fotónico.

Estas fibras são constituídas usualmente por sílica e buracos de ar, e são caracterizadas por uma elevada flexibilidade no seu “design” (Figura 2.9). O diâmetro dos buracos d , e a distância entre os seus centros Λ são as duas principais características geométricas nestas fibras. Estes 2 parâmetros caracterizam diretamente a quantidade de ar (“air filling fraction”) existente na bainha, a qual, para uma estrutura hexagonal, é dada por [19]:

$$f = \frac{\pi}{2\sqrt{3}} \frac{d^2}{\Lambda^2} \quad (2.3)$$

Verifica-se que quando d aumenta e Λ diminui, ou seja, para buracos maiores e mais próximos, f aumenta. Numa fibra de núcleo sólido, as dimensões do núcleo dependem diretamente destes dois parâmetros $d_{nucleo} = 2\Lambda - d$. O núcleo oco é representado por um buraco extra no centro da fibra.

Combinando estas propriedades geométricas das fibras fotónicas com diferentes tipos de materiais que as podem constituir, fica-se assim com um enorme número de possibilidades na construção das mesmas, sendo possível obter características que lhes permitem ter aplicabilidade em diversas aplicações.

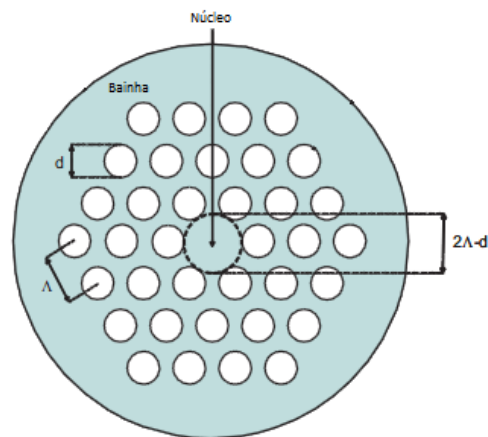


Figura 2.9: Parâmetros geométricos de uma fibra fotônica.[20]

2.3.1 Reflexão Interna Total Modificada

Este tipo de fibras é geralmente composto por um núcleo sólido, envolto por uma matriz de buracos periodicamente distribuídos na secção transversal, e que se estendem ao longo de todo o comprimento da fibra. De facto, a existência dos buracos, constituídos por um material com um índice de refração menor do que o material que os rodeia, faz com que o índice de refração médio nessa zona diminua, permitindo assim que a luz seja guiada no interior de um núcleo sólido através do fenómeno da reflexão interna total modificada. Para estas fibras, o índice efetivo dos modos guiados está entre o índice de refração da bainha e o índice de refração do núcleo.

O núcleo pode ser obtido através da ausência de um dos buracos que constituem a bainha, neste caso o buraco central, como se pode ver na figura 2.10.

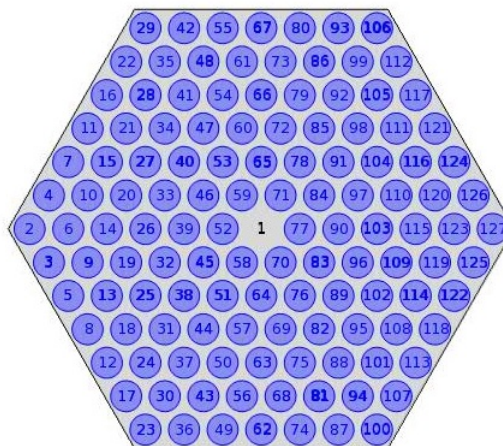


Figura 2.10: Fibra Fotônica com Núcleo Sólido.

É assim possível usar um cristal fotônico bi-dimensional servindo de bainha para este tipo de fibras, escolhendo um material constituinte do núcleo que apresenta um índice de refração mais

elevado que o índice de refração efetivo da bainha. Um exemplo deste tipo de estrutura é uma fibra constituída por um núcleo de sílica, rodeado por um cristal fotónico constituído por buracos de ar.

Apesar de usarem o mesmo modo para conduzir a luz no interior do núcleo, as fibras fotónicas apresentam no entanto diferentes propriedades das fibras convencionais.

Neste caso, é possível propagar-se apenas um único modo, independentemente do comprimento de onda da luz.

Segundo [21], numa fibra convencional com raio do núcleo igual a ρ e índice de refração da bainha e núcleo respetivamente iguais a n_{cl} e n_{co} , o número de modos que são guiados é dado por $V^2/2$, onde V é:

$$V = \frac{2 \cdot \pi \cdot \rho}{\lambda} \cdot \sqrt{n_{co}^2 - n_{cl}^2} \quad (2.4)$$

Para que numa dada fibra se propague apenas um modo é necessário que o valor de V seja ser menor que 2.405 [21]. Como V varia inversamente com o comprimento de onda da luz λ , então uma fibra facilmente se torna multimodo para valores de λ relativamente baixos.

Pelo contrário, as fibras fotónicas podem tornar-se monomodo independentemente do comprimento de onda da luz λ que se propague. Segundo Russel [22], este fenómeno pode ser explicado se virmos o conjunto buracos que constituem a bainha como uma rede. Como o modo fundamental se propaga no núcleo sólido com um único lobo de diâmetro aproximadamente igual a 2Λ e a distância entre os buracos da bainha é igual a Λ , então torna-se impossível para este modo escapar do núcleo sólido, tal como se pode observar na figura 2.11a).

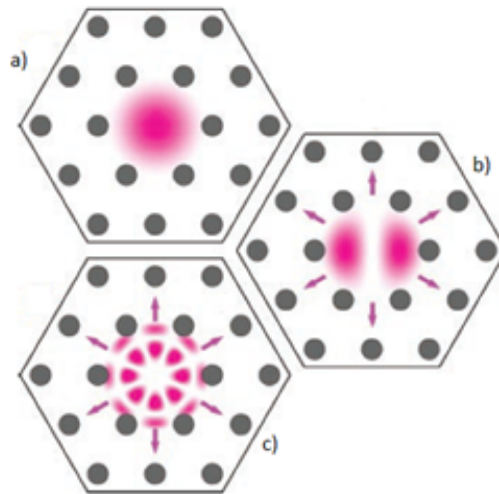


Figura 2.11: Propagação da luz em fibras de núcleo sólido: a) Modo fundamental propaga-se no núcleo sólido. b) e c) Modos de ordens superiores escapam por entre os buracos. [22]

Para modos de ordens superiores, como as dimensões dos lobos são mais pequenas, existe a possibilidade de escaparem do núcleo para a bainha (figura 2.11b) e c)). Um aumento da relação d/Λ , traduz-se numa diminuição do espaçamento entre os buracos da bainha, o que aumenta o número de modos guiados no núcleo que ficam impossibilitados de se escapar . Uma escolha

correta dos parâmetros d e Λ permite que apenas o modo fundamental se propague no interior do núcleo sólido. É possível demonstrar que para valores de d/Λ menores que 0.42 a fibra é monomodo [23]. É possível verificar em [24] os limites da fibra ser monomodo para núcleos sólidos formados pela ausência de um, três ou sete buracos centrais.

2.3.2 Bandgap Fotônico

Quando o índice de refração do núcleo é mais pequeno que o da bainha, a luz não pode ser guiada através da reflexão interna total modificada. Neste tipo de fibras a luz é transmitida através do efeito de “bandgap” fotônico, onde certos comprimentos de onda da luz estão proibidos de se propagarem na bainha, ficando confinados no núcleo. Um cristal fotônico bi-dimensional

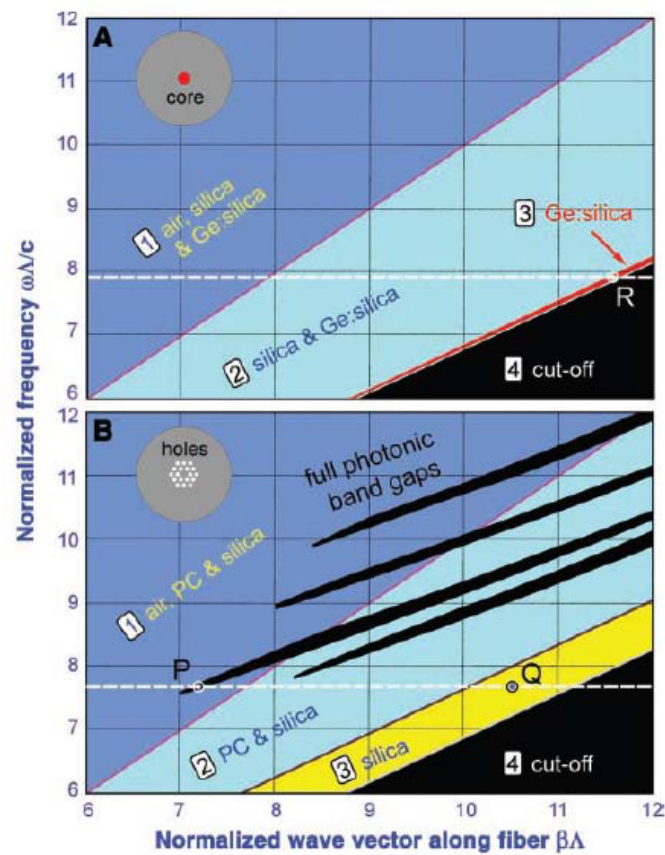


Figura 2.12: Diagrama de propagação da luz. [22]

possui uma chamada banda proibida (“bandgap”) que impede a luz de uma determinada gama de comprimento de ondas de propagar-se no seu interior. Todos os comprimentos de onda que fazem parte desta gama, são totalmente refletidos quando incidem no cristal fotônico. Ao introduzir uma irregularidade (por exemplo um buraco de ar) num material caracterizado por apresentar este tipo de bandas, a gama de comprimentos de onda proibidas pode agora propagar-se no interior dessa

irregularidade, ficando assim a funcionar como um guia de onda, visto que o material que a envolve irá refletir a luz. É isto que acontece nas fibras fotónicas constituídas por um núcleo oco, que se apresenta como o responsável por destruir a simetria da estrutura periódica do material.

A gama de frequências que se podem propagar no núcleo são definidas pelo cristal fotónico bidimensional que o envolve. Este processo pode ser entendido como um espelho com multicamadas que existe na bainha que, para determinados ângulos e comprimentos de onda soma de forma coerente várias reflexões, mantendo a luz confinada num núcleo de índice de refração mais baixo.

Para haver modos guiados no núcleo de ar têm de se satisfazer a condição $\beta/k_0 < 1$. Esta condição garante que são formados modos que se podem propagar no núcleo e que estão proibidos de se propagarem na bainha.

O diagrama de propagação de luz numa fibra convencional e numa fibra fotónica é apresentado na figura 2.12.

Neste diagrama os eixos adimensionais, representam $\omega\Lambda/c$ em função de $\beta\Lambda$, onde Λ representa a distância entre os buracos de ar, e c é a velocidade de propagação da luz no vázio. Para uma determinada frequência, o valor máximo possível para β é dado por $kn = \omega n/c$, onde n representa o índice de refração da região que se está a considerar. Para $\beta < kn$, a luz consegue propagar-se enquanto que para valores de β maiores que kn a luz torna-se evanescente (incapaz de se propagar).

Nas fibras convencionais, os modos guiados aparecem quando a luz é guiada no núcleo e evanescente na bainha, e são formados em zonas como R (figura 2.12A), onde a luz se propaga no núcleo e é refletida pela bainha. A vermelho está representada a zona de operação das comunicações ópticas.

Na figura 2.12B é possível ver o diagrama de propagação da luz numa fibra fotónica constituída por sílica e buracos de ar. Na região (1) a luz é livre de se propagar em todas as regiões da fibra. Na região 2 e 3 a propagação da luz deixa de ser possível nos buracos de ar, e no cristal fotónico respetivamente. Em 4, a luz deixa de se poder propagar em todos os meios. Os modos guiados numa fibra de núcleo sólido são formados em pontos como Q, onde a luz é livre de se propagar no núcleo, e incapaz de escapar para o cristal fotónico.

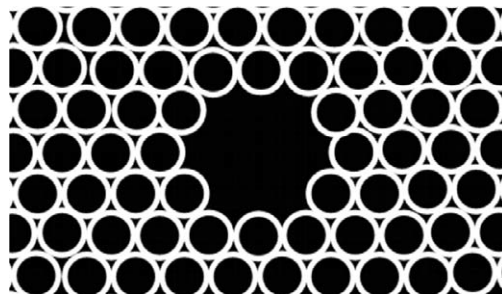


Figura 2.13: Primeira fibra com efeito “bandgap” fotónico. [25]

A primeira fibra deste género foi apresentada pela primeira vez em 1998 [26]. Os progressos registados nesta área permitiram ter fibras com perdas de 13 dB/km em 2003 [27] que foram reduzidas para 1.2dB/km em 2005 [28].

Capítulo 3

Cristais Líquidos

Foi há praticamente 125 anos que o alemão Friedrich Reinitzer observou um fenómeno um pouco estranho no benzoato de colesterol, chegando à conclusão que aquela substância continha dois pontos de fusão. Hoje considera-se essa data como o primeiro passo dado no descobrimento dos cristais líquidos. Durante 75 anos, o estudo destas substâncias foi feito praticamente apenas a nível académico, até que surgiu a ideia de os utilizar em monitores. Hoje em dia, estes materiais são mais conhecidos devido à sua utilização em LCDs (“Liquid Crystal Displays”).

Os cristais líquidos são uma classe fascinante de materiais caracterizados por possuírem um elevado grau de fluidez combinado com uma ordem de longo alcance. O que os torna especiais é que eles conseguem fluir como líquidos apresentando contudo uma ordem posicional, orientacional ou mesmo ambas. Estes materiais possuem diversas propriedades únicas que lhes permitem ser um enorme potencial para a ciência e para novas aplicações tecnológicas.

3.1 História

Os primeiros trabalhos na área dos cristais líquidos surgiram pela mão de Friedrich Reinitzer (1858-1927) no ano de 1888. Reinitzer, um bioquímico austríaco, trabalhava naquela época como assistente do professor Weiss no instituto de Fisiologia Vegetal da Universidade alemã de Praga. Friedrich Reinitzer tinha como principal interesse determinar a fórmula química do colesterol,

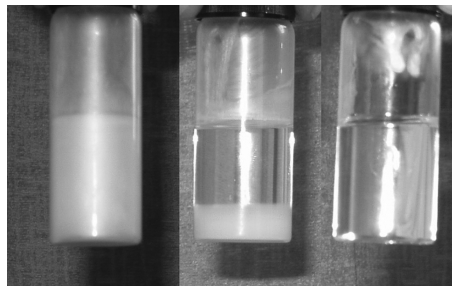


Figura 3.1: Amostra de um cristal líquido no tubo de ensaio. É possível observar a transição para um líquido turvo e para um outro transparente [29].

extraindo-o de cenouras e analisando-o, tentando encontrar a tal fórmula até aí desconhecida. Durante os seus estudos, e nomeadamente durante o aquecimento de uma amostra de benzoato de colesterol verificou que aquela substância parecia ter dois pontos de fusão distintos. No primeiro ponto a 145.5°C , a substância transformava-se num líquido turvo, que se tornava transparente aquecendo-a até 178.5°C .

Esta sequência era reversível, desenrolando-se o processo por ordem inversa quando se arrefecia o líquido transparente. Confrontado com este estranho fenómeno Reinitzer decide escrever ao Doutor Otto Lhemann, pedindo ajuda. Depois de observar o material, Lhemann verificou que este continha cristallitos, surgindo assim a designação cristal líquido, por pensar que a única diferença entre estes e os cristais sólidos era apenas o grau de fluidez.

3.2 O Que É Um Cristal Líquido?

Os materiais comuns que existem no planeta Terra podem encontrar-se em três fases possíveis: sólido, líquido ou gasoso. Os sólidos são rígidos e firmes e preservam a sua forma própria. Os líquidos entram em movimento quando agitados e não preservam a sua forma, assumindo a forma do recipiente onde se encontram. Os gases são muito mais leves que os dois anteriores, e tal como os líquidos assumem a forma do recipiente. Os cristais líquidos são caracterizados por apresentarem um grau de desordem molecular entre a ordem orientacional e posicional dos sólidos cristalinos e a desordem dos gases e líquidos.

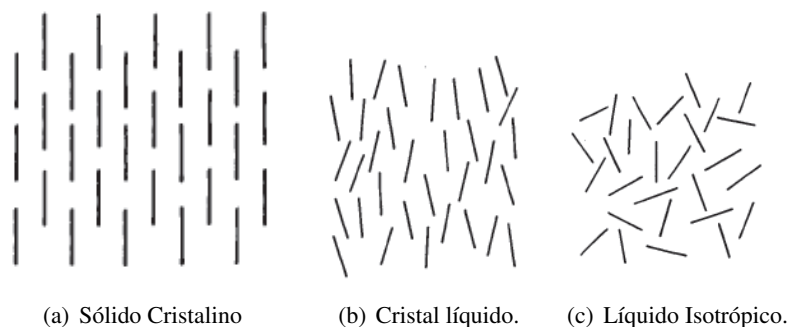


Figura 3.2: Representação da ordem molecular em sólidos, cristais líquidos e líquidos [30].

A passagem entre as fases é determinada por uma temperatura específica, que varia de substância para substância. Existem contudo certas substâncias que fundem inicialmente a uma determinada temperatura para um estado intermédio de aparência turva, transitando depois a uma outra temperatura, mais elevada, para um outro estado líquido normal, de aparência clara ou transparente. Quando se observa a substância neste estado intermédio num microscópio polarizante, é possível observar que existe uma anisotropia das suas propriedades ópticas, semelhante às de um sólido cristalino anisotrópico, enquanto que o estado líquido observado a temperaturas superiores é isotrópico, tal como os líquidos ordinários. A designação cristal líquido refere-se a esta fase intermédia que existe entre as duas temperaturas de fusão distintas, designando-se por mesofase

ou fase líquida-cristalina que permite às substâncias fluir como líquidos, e possuir algumas propriedades características dos cristais. As transições de fase ocorrem devido à quebra da ordem posicional e/ou orientacional das moléculas, aumentando ou diminuindo o seu grau de liberdade. Todas as substâncias que originam fases líquidas-cristalinas têm uma característica comum, que é a sua constituição por moléculas anisométricas, que são moléculas em que uma ou duas dimensões são muito maiores que a terceira. Os cristais líquidos podem ser constituídos por substâncias calamíticas, discópticas, sanídicas, piramídicas e ploméricas, consoante a forma geométrica das suas moléculas se assemelhe respetivamente a um bastonete, um disco, uma tábua, uma pirâmide ou uma cadeia(polímero).

Existem essencialmente duas grandes categorias de cristais líquidos, que se distinguem pela forma através da qual se dão as transições de fase: termotrópicos e liotrópicos.

Os cristais líquidos termotrópicos têm como principais parâmetros relevantes nas transições de fase, tal como o nome indica, a temperatura e a pressão, ainda que esta última seja em menor grau. A fase do cristal líquido é essencialmente determinada pela temperatura, existindo dois valores T_m e T_c que definem as mudanças de fase. A primeira representa o ponto de fusão do sólido cristalino, enquanto que a segunda, chamada “clearing point” marca a passagem para um líquido isotrópico. O nome dado a T_c vem do facto de a partir desta temperatura o material ficar com um aspeto transparente [31].

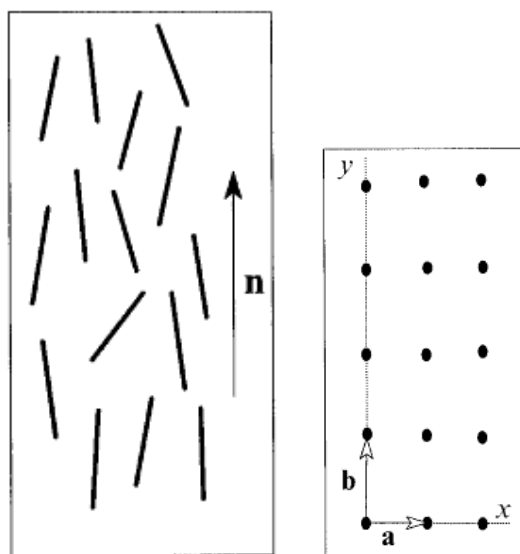
Os cristais líquidos liotrópicos são obtidos por solução de um ou mais constituintes. Uma mistura de compostos anfífilos, caracterizados por terem na mesma molécula uma parte hidrofílica e outra hidrofóbica são normalmente dissolvidos em água. A fase liotrópica é normalmente constituída por um conjunto de moléculas agregadas, denominado micela. Nas micelas, as moléculas estão organizadas com a cauda não polar para dentro ficando assim protegidas do contacto da água pelas cabeças polares que estão direcionadas para o exterior.

3.3 Mesofases

As mesofases agrupam-se normalmente em 3 categorias, que dependem dos diversos modos de organização das moléculas: nemáticas (N), esmétricas (S) e colunares (D). Esta classificação é feita tendo em conta a ordem posicional e/ou orientacional das moléculas constituintes do cristais líquidos, que originam diferentes simetrias macroscópicas e diferentes propriedades físicas. A ordem orientacional verifica-se quando em média, os eixos de simetria das moléculas são paralelos a uma determinada direção, no caso dos cristais líquidos, a direção de um vetor diretor \hat{n} (figura 3.3).

Ordem posicional ou ordem de translação existe quando perante a translação de camadas, o sistema se mantém invariante. Para a maioria dos cristais líquidos a ordem posicional é no máximo bidimensional.

Enquanto que nos sólidos cristalinos existe uma ordem posicional e orientacional das moléculas, nos líquidos as moléculas encontram-se sem qualquer tipo de orientação.



(a) Ordem orientacional segundo o veto diretor \hat{n} (b) Ordem posicional segundo a direção dos vetores a e b . Qualquer translação efetuada segundo um destes vetores mantém a estrutura igual.

Figura 3.3: Representação da ordem orientacional e posicional em materiais anisotrópicos [38].

A distinção das diferentes mesofases foi feita em 1992 por Friedel para os cristais líquidos termotrópicos, que eram até então os únicos conhecidos.

3.3.1 Nemática

A mesofase nemática (N) é caracterizada por ter uma ordem orientacional de longo alcance das suas moléculas. As moléculas, que possuem normalmente uma forma alongada, orientam-se paralelamente umas às outras, em média, estendendo-se ao longo de um grande comprimento, comparado com o seu tamanho.

$$S = \frac{1}{2} \langle 3\cos^2\theta - 1 \rangle \quad (3.1)$$

A ordem orientacional é quantificada pelo parâmetro S (3.1), que se designa por parâmetro de ordem orientacional, onde $\langle \dots \rangle$ representa o valor médio da grandeza considerada para um grande número de moléculas e θ representa o ângulo que o eixo maior de uma molécula faz com o vetor diretor \hat{n} [31].

O parâmetro S pode tomar valores entre $0 \leq S \leq 1$. Quando todas as moléculas estão exatamente alinhadas segundo o vetor diretor \hat{n} , então $S = 1$ e estamos na presença de um cristal. À medida que a temperatura aumenta, a desordem nos cristais líquidos também aumenta, e portanto o parâmetro S diminui. Este parâmetro depende diretamente da temperatura, e é igual a zero para temperaturas maiores que T_c , devido ao facto de as moléculas estarem completamente

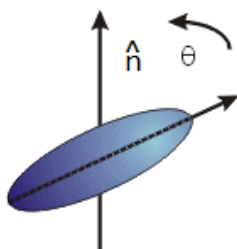


Figura 3.4: Vetor diretor [39].

desorientadas. Este ponto corresponde à transição entre a fase líquida cristalina e a fase isotrópica, o denominado “clearing point”. Na fase nemática, apenas algumas das moléculas estão orientadas segundo o vetor \hat{n} , tendo S valores compreendidos entre $0 \leq S \leq 1$, que dependem também do valor da temperatura considerada. Na prática $S \approx 0.5$ para temperaturas próximas de T_c e $S \approx 0.7 - 0.9$ no limite inferior da fase nemática, para temperaturas próximas de T_m . Os cristais líquidos usados neste trabalho são cristais líquidos nemáticos, que se caracterizam por apresentarem uma birrefringência $\Delta_n = n_e - n_o$ tipicamente entre 0.1 e 0.3, o que traduz um efeito considerável desta propriedade.

Existe uma outra mesofase que é considerada como um caso particular dos nemáticos, a mesofase colestérica ou nemática quiral (N^*) (figura 3.5).

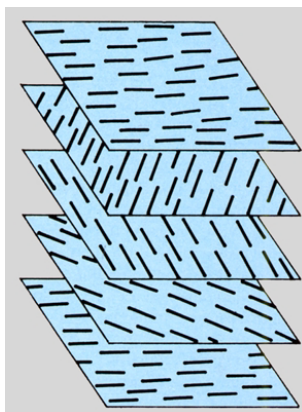


Figura 3.5: Organização das moléculas num cristal líquido colestérico.

Neste caso a estrutura líquida-cristalina é formada por moléculas quirais, que originam torções dos cristais líquidos segundo um eixo normal ao do vetor diretor \hat{n} . Esta mesofase possui uma estrutura helicoidal ou em hélice, onde cada camada tem um alinhamento das moléculas segundo o vetor diretor \hat{n} .

3.3.2 Esmética

Nas fases esméticas, as moléculas dos cristais líquidos apresentam uma ordem posicional de uma dimensão. Esta mesofase é caracterizada pela existência de camadas sobrepostas, de igual

espessura e periódicas, sendo esta a principal característica que as diferencia da fase nemática. Existem vários tipos de mesofases esmélicas designadas por esmélica A, B, C..., nomes que foram atribuídos consoante a ordem cronológica da sua descoberta. Na fase esmélica A, as moléculas estão alinhadas perpendicularmente com as camadas enquanto que na fase esmélica C, as moléculas alinham-se segundo um ângulo θ (figura 3.6).

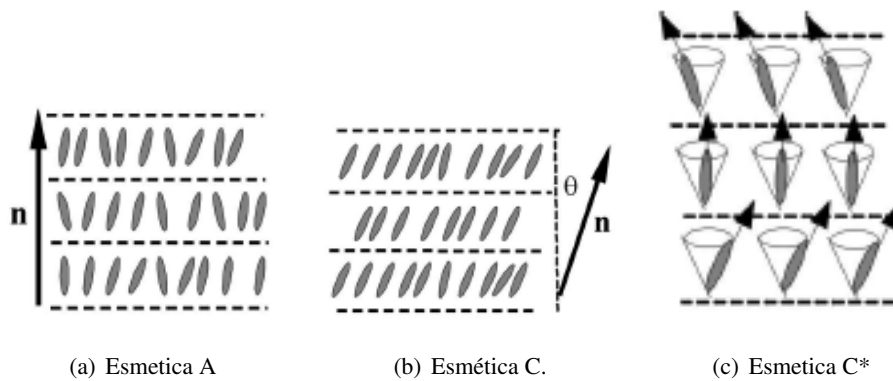


Figura 3.6: Representação do posicionamento das moléculas em diferentes fases esmélicas.

3.3.3 Colunar

As fases colunares exibem uma estrutura organizada de colunas constituídas pelo empilhamento dos discos moleculares. As colunas podem ainda organizar-se lado a lado, dando origem a estruturas hexagonais, retangulares ou oblíquas.

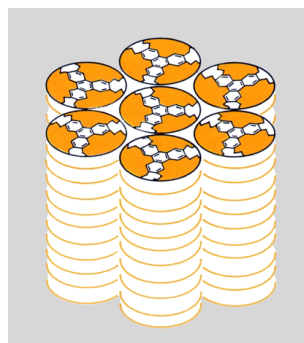


Figura 3.7: Arranjo hexagonal de uma mesofase colunar. [32]

A ordem posicional nestas estruturas é bidimensional, sendo que no interior de cada coluna as moléculas se podem movimentar livremente.

3.4 Birrefringência

Uma importante propriedade apresentada pelos cristais líquidos é a birrefringência, sendo fundamental para as aplicações onde estes são utilizados. Esta propriedade não se encontra em mais

nenhum outro fluido, o que desperta inúmeras investigações à volta deles.

A propagação da luz numa certa direção possui um campo elétrico e um campo magnético, perpendiculares a essa mesma direção. Quando o vetor diretor \hat{n} está posicionado perpendicularmente à direção de propagação da luz, então um dos campos existentes será paralelo a \hat{n} , e o outro perpendicular. Este fenómeno leva a que os 2 campos apresentem velocidades de propagação diferentes quando se propagam através do cristal líquido, dando origem a esta propriedade denominada por birrefringência.

Os cristais líquidos são então opticamente anisotrópicos, sendo que a sua birrefringência é dada pela diferença entre os índices de refração extraordinário n_e e ordinário n_o através de [32]:

$$\Delta_n = n_e - n_o \quad (3.2)$$

Quando a luz está linearmente polarizada com o vetor diretor do cristal líquido, o índice de refração visto é o extraordinário n_e . Quando a luz incidente está polarizada perpendicularmente ao vetor diretor do cristal líquido, passa a haver um índice de refração ordinário n_o . A birrefringência é uma propriedade que diminui com a temperatura, tornando-se nula quando ocorre a transição entre a fase nemática e isotrópica. Esta propriedade também é afetada por fatores externos, principalmente por campos elétricos e magnéticos, que podem alterar facilmente as propriedades macroscópicas do cristal líquido, forçando o vetor diretor a alinhar-se numa direção específica. A anisotropia dos cristais líquidos revela-se nas propriedades ópticas, bem como nas dielétricas e nas elásticas.

3.5 Dependência de n_e e n_o com λ

As expressões para os índices de refração ordinário e extraordinário em função do comprimento de onda são baseadas no modelo de Cauchy alargado [33]. O modelo original de Cauchy que foi inicialmente projetado para líquidos isotrópicos e gases é assim alargado para poder caracterizar também os cristais líquidos, e pode ser descrito pelas equações 3.3 e 3.4.

$$n_e(\lambda) = A_e + \frac{B_e}{\lambda^2} + \frac{C_e}{\lambda^4} \quad (3.3)$$

$$n_o(\lambda) = A_o + \frac{B_o}{\lambda^2} + \frac{C_o}{\lambda^4} \quad (3.4)$$

Estas equações dependem de três parâmetros $A_{e,o}$, $B_{e,o}$ e $C_{e,o}$ que podem ser obtidos através de dados experimentais.

3.6 Dependência de n_e e n_o com T

Os índices de refração dos cristais líquidos podem ser facilmente modificados através de fatores externos como temperatura e campo elétrico. Nos cristais líquidos termotrópicos, a mudança

de fase ocorre, como o próprio nome indica devido a mudanças de temperatura. Quando se atingem temperaturas elevadas, o cristal líquido acaba por se transformar num líquido convencional enquanto que para temperaturas demasiado baixas, a maioria dos cristais líquidos forma um cristal [34]. A temperatura introduz portanto alterações na ordem molecular dos cristais líquidos, levando assim a mudanças nos índices de refração ordinário n_o e extraordinário n_e .

O índice de refração médio de um cristal líquido vem dado por [35]:

$$\langle n \rangle = \frac{n_e + 2n_o}{3} \quad (3.5)$$

Rearranjando 3.2 e 3.5 é possível escrever diretamente o valor de n_e e n_o em função de $\langle n \rangle$ e Δ_n :

$$n_e = \langle n \rangle + \frac{2}{3}\Delta_n \quad (3.6)$$

$$n_o = \langle n \rangle - \frac{1}{3}\Delta_n \quad (3.7)$$

Por outro lado sabe-se que a dependência da birrefringência com a temperatura pode ser descrita usando a aproximação de Haller [36] através de:

$$\Delta_n(T) = (\Delta_n)_0 \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^\beta, \quad (3.8)$$

onde $(\Delta_n)_0$ representa a birrefringência do cristal líquido na fase cristalina ($T \approx 0$), β é uma constante do material e T_c é a temperatura à qual se dá uma transição entre a fase nemática e a fase isotrópica (“clearing point”).

Segundo [37], o índice de refração médio de um cristal líquido em função da temperatura é dado por:

$$\langle n(T) \rangle = A - BT \quad (3.9)$$

Substituindo as equações 3.8 e 3.9 nas expressões dos índices de refração extraordinário 3.6 e ordinário 3.7, chega-se a um modelo de quatro parâmetros que descreve a dependência dos índices de refração de um cristal líquido com a temperatura [37]:

$$n_e(T) \approx A - BT + \frac{2}{3}(\Delta_n)_0 \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^\beta \quad (3.10)$$

$$n_o(T) \approx A - BT - \frac{1}{3}(\Delta_n)_0 \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^\beta \quad (3.11)$$

$$n_e(T) \approx A - BT + \frac{2}{3}(\Delta_n)_0 \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^\beta \quad (3.12)$$

$$n_o(T) \approx A - BT - \frac{1}{3}(\Delta_n)_0 \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^\beta \quad (3.13)$$

Capítulo 4

Fibras Fotônicas Com Cristais Líquidos - Simulações

Tem havido um grande aumento no interesse pelas fibras fotônicas a nível científico e industrial nos últimos anos, tentando-se encontrar aplicações promissoras em comunicações e também na área dos sensores. Devido à sua estrutura e também ao mecanismo de propagação de luz, este tipo de fibras têm mostrado um elevado potencial para fazer parte de sistemas de sensoriamento, sobretudo em sensores de temperatura, pressão [38] e elétricos [39]. As infiltrações de materiais nos buracos de ar que constituem as fibras fotônicas são hoje em dia uma prática comum, tentando com isso obter-se funcionalidades adicionais e melhores propriedades ópticas. Alguns materiais usualmente usados são os cristais líquidos nemáticos. A atenção especial dedicada às infiltrações de cristais líquidos nos buracos de ar deve-se essencialmente às propriedades únicas de propagação e polarização que estes apresentam e também devido à sua elevada sensibilidade a fatores externos como a temperatura e o campo elétrico [40].

Quando se infiltram os buracos de ar com cristais líquidos, a estrutura resultante oferece uma grande flexibilidade do seu “design”, uma vez que se torna possível combinar as já conhecidas propriedades geométricas d e Λ (ver figura 2.9) com os vários cristais líquidos existentes.

Esta liberdade na escolha de materiais e na geometria da fibra possibilita um estudo muito diversificado em diversas áreas. Existem vários dispositivos baseados em fibras fotônicas infiltradas com cristais líquidos quer nos buracos presentes na bainha, quer ainda num núcleo oco tais como atenuadores [41], interruptores termo-óticos [42], acopladores direcionais [43], controladores de birrefringência [44], filtros [45] entre outros.

Nestas simulações consideram-se essencialmente dois tipos de fibras distintas: fibra de núcleo sólido e fibras de núcleo oco, usando ambas a reflexão interna total modificada para guiar a luz no núcleo. Nestas últimas, um núcleo infiltrado com cristal líquido com índices de refração superiores aos da sílica permite que a luz seja guiada através de uma reflexão interna total modificada.

Nas fibras de núcleo sólido, constituídas por telurite e com os buracos preenchidos com cristais líquidos, a luz é guiada num núcleo com índice de refração mais elevado, devido ao uso da telurite como material da bainha, que tem um índice de refração superior ao dos cristais líquidos. Já

nas fibras de núcleo oco, constituídas por sílica, e por buracos de ar, a luz é guiada num núcleo preenchido por cristais líquidos, que têm ambos os índices de refração maiores que os da sílica.

Faz-se variar o número de anéis bem como as propriedades geométricas das fibras d e Λ , por forma a avaliar como é que as propriedades ópticas variam com estes parâmetros. São também utilizados quatro tipos de cristais líquidos, fazendo um estudo da variação das propriedades das fibras em função do comprimento de onda, mas também em função da temperatura. Os materiais usados nestas simulações, bem como as propriedades ópticas que vão ser estudadas são descritos nas secções 4.1 e 4.2 respetivamente.

Importa referir que nas simulações efetuadas se considera, no software Comsol Multiphysics 4.2a, para cada cristal líquido, o valor do índice de refração extraordinário n_e segundo a direção x , e o valor do índice de refração ordinário n_o segundo a direção y .

4.1 Materiais usados

4.1.1 Sílica

A sílica (SiO_2) tem sido uns dos materiais mais usados na indústria ótica, devido às propriedades físicas e químicas vantajosas que apresenta: resistência ao choque térmico, baixa constante dielétrica, maleabilidade [46]. A possibilidade de ajustar o índice de refração deste material, através de dopantes tornam-no um elemento muito atrativo na tecnologia das fibras ópticas. Este é também um dos materiais mais comum nas fibras microestruturadas.

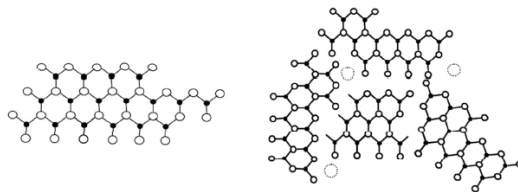


Figura 4.1: Estrutura da sílica: à esquerda um cristal de sílica e à direita sílica de vidro (SiO_2). Após a dopagem (à direita), notam-se mudanças na estrutura que resultam em alterações do índice de refração .

Devido aos avanços que houve nas técnicas de purificação e controlo de qualidade, é possível hoje em dia produzir sílica com elevados níveis de pureza, possibilitando perdas de $\approx 0.2\text{dB/m}$ para comprimentos de onda próximos de $1.5\mu\text{m}$.

O índice de refração da sílica varia com o comprimento de onda, podendo ser descrito através da equação de Sellmeier [47]:

$$n(\lambda) = \sqrt{1 + \sum_i \frac{a_i \lambda^2}{\lambda^2 - b_i}}, \quad (4.1)$$

onde o valor dos parâmetros a_i e b_i está indicado na Tabela 4.1.

Observando a Figura 4.2, a qual ilustra a variação da índice de refração com o comprimento de onda, pode concluir-se que na gama $1.3\mu m$ a $2\mu m$, o índice de refração da sílica varia entre 1.447 e 1.4385.

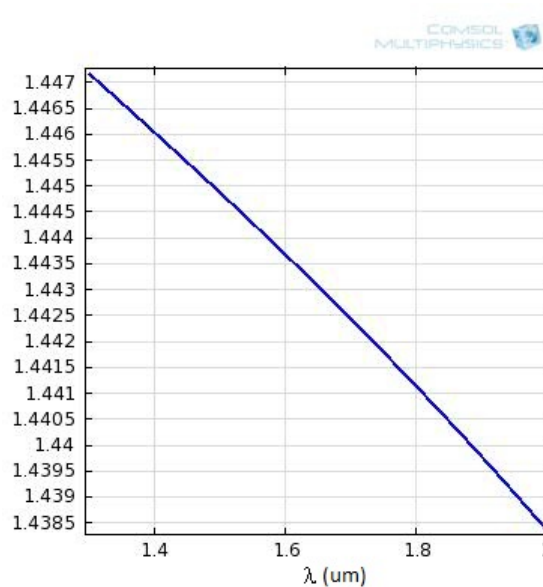


Figura 4.2: Índice de refração da Sílica em função do comprimento de onda

Como a maioria das fibras fotônicas são constituídas por sílica, material caracterizado por um índice de refração de ≈ 1.46 , a presença de buracos de ar (que tem um índice de refração de ≈ 1) diminui o índice de refração na bainha possibilitando que a luz seja guiada através da reflexão interna total modificada no núcleo.

No entanto, quando os buracos de ar são infiltrados com cristais líquidos, este fenómeno deixa de ser possível uma vez que os índices de refração extraordinário e ordinário da maioria dos CLs disponíveis comercialmente são superiores ao índice de refração da sílica.

4.1.2 Telurite

A telurite TeO_2 é um material que apresenta uma boa transmissão da luz na região do visível e do infravermelho. Têm sido desenvolvidos vários tipos de vidros, entre os quais se encontra a telurite, que contém iões de materiais pesados, cuja presença aumenta o seu índice de refração não linear. Estes materiais, que apresentam assim uma grande não linearidade das propriedades ópticas têm sido bastante estudados, com o objetivo de os utilizar para a construção de dispositivos fotônicos. Além disso, a telurite apresenta um índice de refração elevado (≈ 2), caracterizado também através da série de Sellmeier 4.1 e pelos coeficientes da Tabela 4.1.

Ao contrário do que acontecia com a sílica, neste caso o índice de refração da telurite é mais elevado do que os índices de refração que caracterizam a maioria dos cristais líquidos. Esta característica permite assim garantir que a luz seja guiada através de uma reflexão interna total modificada no núcleo para todos os comprimentos de onda.

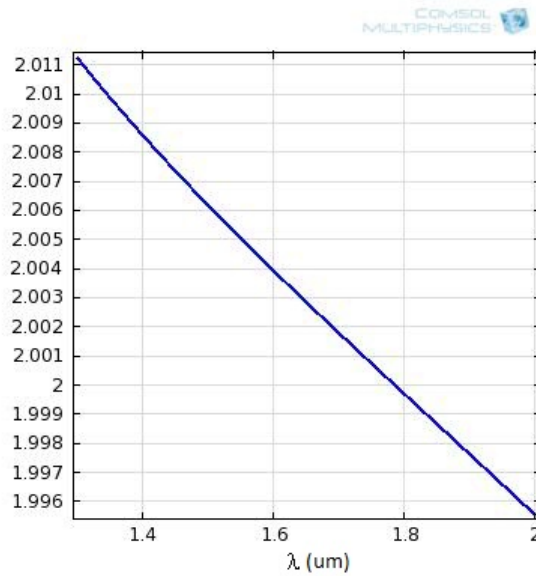


Figura 4.3: Índice de refração da Telurite em função do comprimento de onda

Os coeficientes da série de Sellmeier para a sílica [46] e telurite [48] estão representados na tabela, onde os coeficientes b_i são apresentados em μm^2 :

	a_1	a_2	a_3	b_1	b_2	b_3
Sílica (SiO_2)	0.6965325	0.4083099	0.8968766	0.004368309	0.01394999	97.93399
Telurite (TeO_2)	1.67190	1.34862	0.62186	0.0004665	0.0574608	46.72542736

Tabela 4.1: Coeficientes da série de Sellmeier para a Sílica e Telurite.

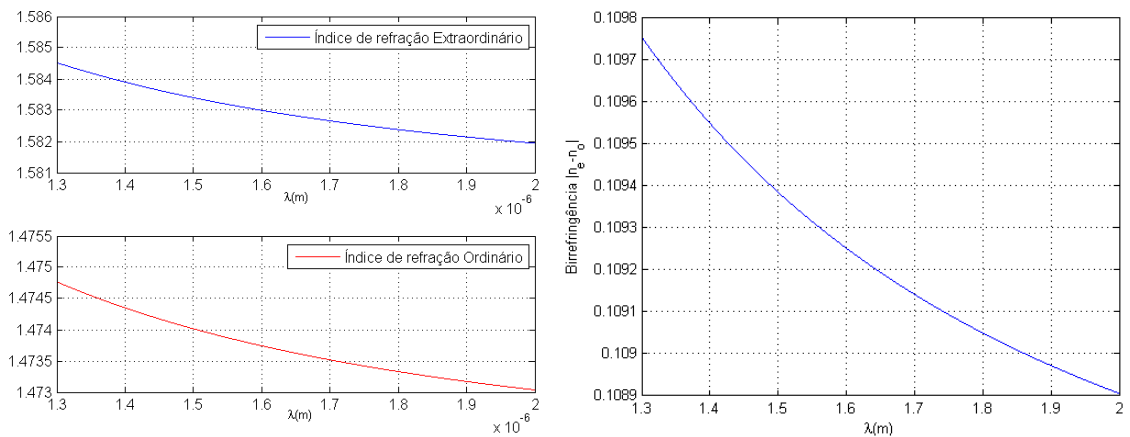
4.1.3 Cristais Líquidos

Neste trabalho foram estudados quatro cristais líquidos diferentes: 5PCH, 5CB, E7 e E44. Os coeficientes $A_{e,o}$, $B_{e,o}$ e $C_{e,o}$ que caracterizam a variação dos índices de refração extraordinário ($n_e = A_e + B_e/\lambda^2 + C_e/\lambda^4$) e ordinário ($n_o = A_o + B_o/\lambda^2 + C_o/\lambda^4$) desses cristais líquidos com o comprimento de onda, são obtidos em [49] e são apresentados na tabela 4.2, onde B e C se apresentam em μm^2 e μm^4 respectivamente.

A variação dos índices de refração destes cristais líquidos com o comprimento de onda estão representadas nas Figuras 4.4, 4.5, 4.6 e 4.7. Como se pode observar, o valor do índice de refração ordinário dos 4 cristais líquidos representados não é muito diferente, andando à volta de 1.5. Assim, o que faz com que a birrefringência dos materiais seja diferente são os índices de refração extraordinários que variam um pouco mais, para os quatro cristais líquidos. É possível ver na Figura 4.7(b) que a maior birrefringência pertence ao cristal líquido E44, enquanto a menor se verifica no 5PCH (Figura 4.4(b)).

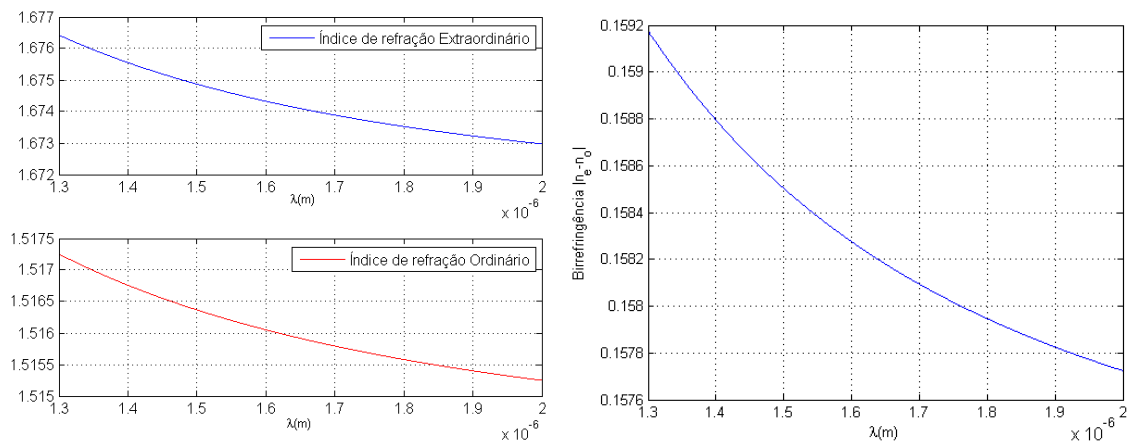
	Ae	Be	Ce	Ao	Bo	Co
5PCH	1.5801	0.0073	0.0003	1.4718	0.0049	0.0002
5CB	1.6708	0.0081	0.0024	1.5139	0.0052	0.0008
E7	1.6933	0.0078	0.0028	1.4990	0.0072	0.0003
E44	1.7282	0.0121	0.0027	1.5006	0.0091	0.0001

Tabela 4.2: Coeficientes dos índices de refração extraordinário e ordinário dos cristais líquidos usados (Dependência de n_e e n_o com λ) para $T=25^\circ\text{C}$.



(a) Índices de refração do cristal líquido em função do comprimento de onda. (b) Birrefringência do cristal líquido em função do comprimento de onda.

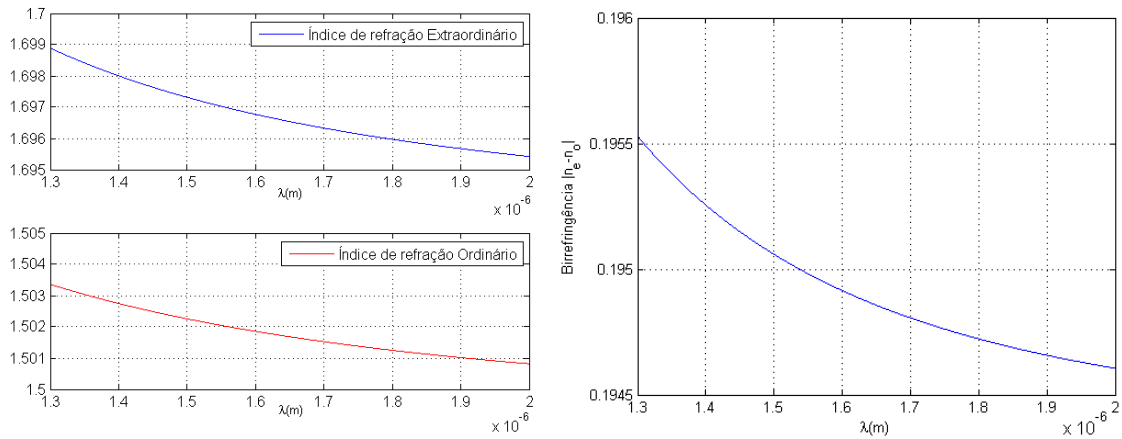
Figura 4.4: Cristal líquido 5PCH.



(a) Índices de refração do cristal líquido em função do comprimento de onda. (b) Birrefringência do cristal líquido em função do comprimento de onda.

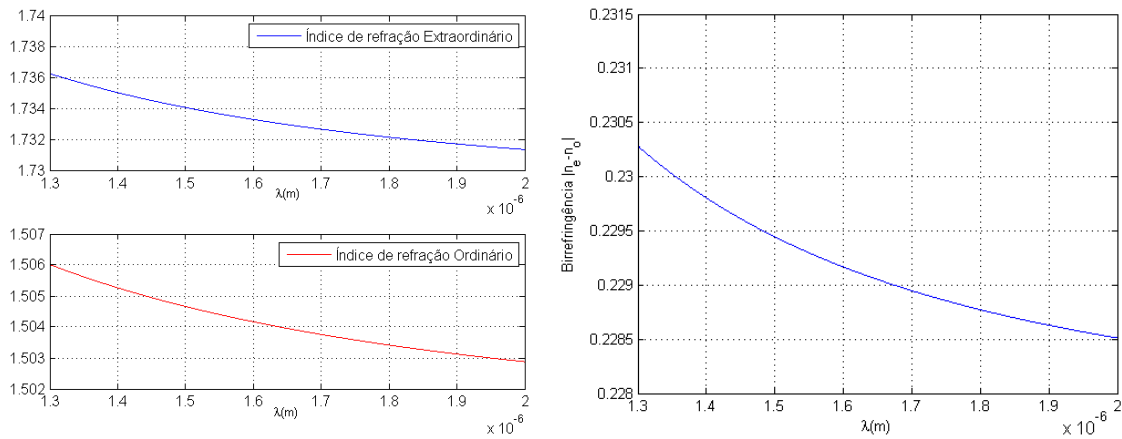
Figura 4.5: Cristal líquido 5CB.

A dependência do índice de refração dos cristais líquidos com a temperatura é caracterizada pelo já referido modelo de quatro parâmetros $n_e(T) \approx A - BT + 2/3(\Delta_n)_0(1 - T/T_c)^\beta$ e $n_o(T) \approx$



(a) Índices de refração do cristal líquido em função do comprimento de onda (b) Birrefringência do cristal líquido em função do comprimento de onda.

Figura 4.6: Cristal líquido E7.

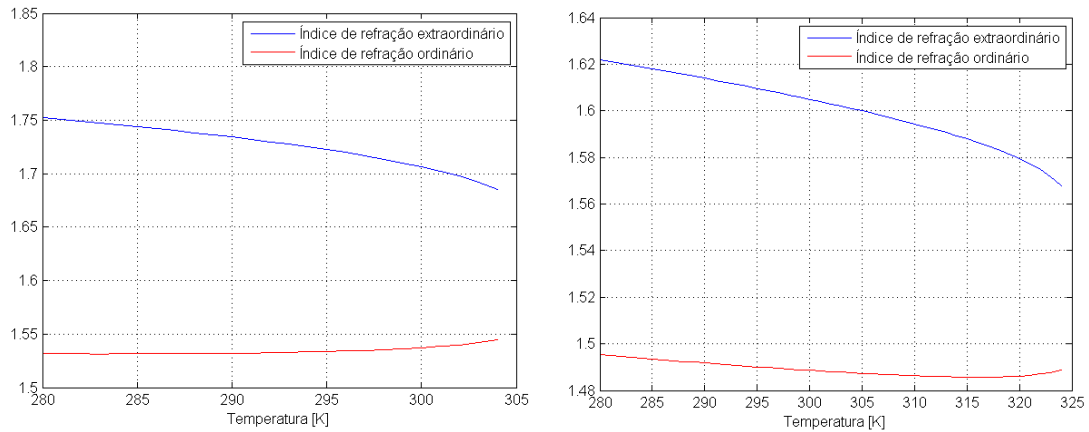


(a) Índices de refração do cristal líquido em função do comprimento de onda. (b) Birrefringência do cristal líquido em função do comprimento de onda.

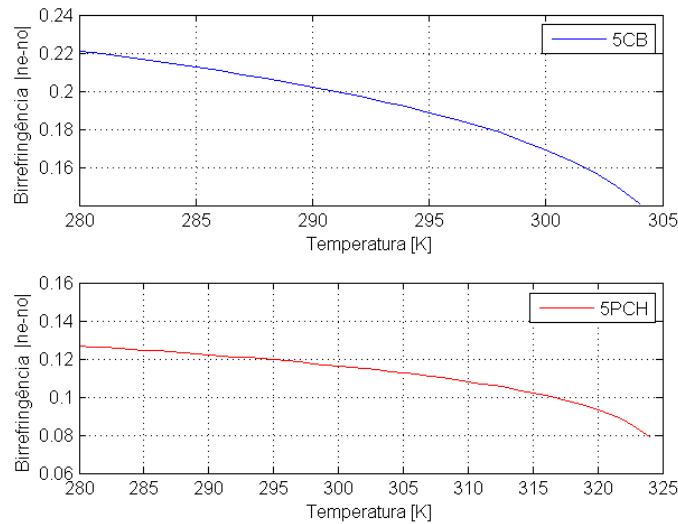
Figura 4.7: Cristal líquido E44.

$A - BT - 1/3(\Delta_n)_0(1 - T/T_c)^\beta$, os quais estão indicados na tabela 4.3 para dois dos cristais líquidos escolhidos.

É possível ver na figura 4.8 que a birrefringência de ambos os cristais líquidos diminui com a temperatura, algo que era expectável uma vez que a desordem molecular aumenta com este parâmetro. A partir de T_c , os cristais líquidos transitam para a fase isotrópica, comportando-se a partir daqui como líquidos convencionais. As temperaturas T_c diferem para os diferentes cristais líquidos, e por isso os gráficos têm escalas diferentes.



(a) Índices de refração extraordinário e ordinário do cristal líquido 5CB em função da temperatura (K). (b) Índices de refração extraordinário e ordinário do cristal líquido 5PCH em função da temperatura (K)



(c) Birrefringência dos cristais líquidos 5CB e 5PCH em função da temperatura.

Figura 4.8: Valores dos índices de refração e da birrefringência dos cristais líquidos 5CB e 5PCH em função da temperatura.

	A	B	Δ_n	β	$T_c(K)$
5CB	1.7674	5.79×10^{-4}	0.3505	0.1889	306.4
5PCH	1.6795	5.07×10^{-4}	0.1703	0.1512	326

Tabela 4.3: Coeficientes dos índices de refração extraordinário e ordinário dos cristais líquidos usados para $\lambda = 0.589\mu m$ (Dependência de n_e e n_o com T) [37].

4.2 Propriedades ópticas Das Fibras

Nesta secção são referidas quais as as propriedades ópticas que vão ser avaliadas. Dá-se uma breve noção de perdas de confinamento, dispersão, birrefringência, área modal efetiva e coeficiente

não linear, e são referidas as expressões que permitem calcular estes parâmetros.

4.2.1 Perdas de Confinamento

As perdas de confinamento (“Confinement Losses”) ocorrem em fibras de núcleo sólido e núcleo oco devido à presença dos buracos na bainha, que percorrem todo o eixo longitudinal da fibra. Para determinados valores de d e Λ , a luz terá tendência para escapar do núcleo, aumentando assim o valor das perdas. Uma escolha acertada nos parâmetros geométricos da fibra possibilita atingir menores perdas de confinamento [19].

As perdas de confinamento são avaliadas pela parte imaginária do índice de refração efetivo da fibra n_{eff} , através da expressão 4.2, onde $n_{eff} = \beta/k_0$, sendo $k_0 = 2\pi/\lambda$ o número da onda no vazio, e β a constante de propagação na fibra.

$$PC(dB/m) = \frac{40 \times \pi \times Im(n_{eff})}{\lambda \times \ln(10)} \quad (4.2)$$

4.2.2 Dispersão

O exemplo mais conhecido de ocorrência de dispersão é provavelmente o arco-íris, fenômeno no qual ocorre a separação da luz branca em diferentes cores de diferentes comprimentos de onda. A dispersão cromática ocorre também em fibras ópticas, degradando os sinais que se propagam ao longo de grandes distâncias e é avaliada pela soma de duas dispersões distintas: a dispersão material e a dispersão de guia de onda. A dispersão material resulta da variação do índice de refração do material em função do comprimento de onda, visível nas equações de Sellmeier 4.1 e de Cauchy 3.3, 3.4.

A dispersão de guia de onda ocorre quando a velocidade de uma onda depende da frequência por razões geométricas. Normalmente este tipo de dispersão ocorre quando as ondas se propagam através de uma estrutura não homogênea. A dispersão pode ser quantificada através da chamada Dispersão de Velocidade de Grupo (GVD - Group Velocity Dispersion) a qual é dada pela expressão:

$$\beta_2 = \frac{\partial^2 \beta}{\partial \omega^2}, \quad (4.3)$$

onde $\beta(\omega)$ representa a constante de propagação ou ainda pela dispersão D:

$$D(ps/nm/km) = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \frac{\partial^2 \beta}{\partial \omega^2} = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 \quad (4.4)$$

Se D for inferior a zero, diz-se que o meio tem dispersão positiva ou normal, e neste caso as componentes de frequência mais elevadas propagam-se de uma forma mais lenta relativamente às frequências mais baixas, causando assim um espalhamento do impulso com o tempo. Quando D é maior que zero, considera-se que o meio tem dispersão negativa ou anômala, sendo que neste caso são as componentes de alta frequência a propagarem-se mais rápido, o que faz com que os impulsos alargam com o tempo.

4.2.3 Birrefringência

A birrefringência (B) representa um importante parâmetro nos sistemas de telecomunicações. A birrefringência pode ser definida como a diferença entre as partes reais dos índices de refração n_{eff}^x e n_{eff}^y . Estes representam respectivamente os índices de refração para os modos fundamentais linearmente polarizados segundo x e segundo y, onde x e y coincidem com os eixos principais.

$$B = |Re(n_{eff}^x) - Re(n_{eff}^y)| \quad (4.5)$$

4.2.4 Área Modal Efetiva e Coeficiente Não Linear

A distribuição espacial do campo ótico é caracterizada pela área modal efetiva (A_{eff}). A área modal efetiva foi originalmente introduzida como uma medida de não linearidade. Este parâmetro é definido para cálculos de efeitos não lineares, e é calculado através da distribuição do campo modal efetivo através da expressão:

$$A_{eff}(m^2) = \frac{[\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} |F(x,y)|^2 dx dy]^2}{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} |F(x,y)|^4 dx dy} \quad (4.6)$$

O coeficiente não linear [50] depende da área efetiva, do parâmetro não linear (n_2) e do comprimento de onda. A importância da medição deste parâmetro torna-se importante quando as fibras são desenhadas para aplicações óticas não lineares. As fibras com elevado coeficiente não linear são importantes em várias aplicações, tal como na geração do “supercontinuum”. Verifica-se pela expressão que o coeficiente não linear varia inversamente com o comprimento de onda e com a área efetiva (A_{eff}), constatando-se assim que uma baixa área efetiva fornece uma densidade de energia necessária para os efeitos não lineares serem significativos.

$$\gamma \left(\frac{1}{Wkm} \right) = \frac{2\pi n_2}{\lambda A_{eff}} \quad (4.7)$$

Os valores do parâmetro não linear para a sílica e para a telurite são: $n_{2,silica} = 3 \times 10^{-20}$
 $n_{2,telurite} = 5.2 \times 10^{-19}$.

4.3 Fibras de Núcleo Sólido

As fibras fotônicas de núcleo sólido são normalmente constituídas por sílica, e por buracos de ar onde a propagação da luz se faz num núcleo através da reflexão interna total modificada. Uma característica que diferencia este tipo de fibras das fibras convencionais é a diferença entre os índices de refração do núcleo e bainha. Neste caso, a bainha apresenta um índice de refração efetivo (n_{cl}) que corresponde a um valor que está entre o índice de refração do ar e o da sílica.

Neste caso, como os buracos de ar são infiltrados com cristais líquidos, para garantir que o mecanismo de condução da luz é a reflexão interna total modificada, é necessário usar um outro material com um índice de refração superior, a telurite, garantindo para todos os comprimentos

de onda uma superioridade do índice de refração do núcleo em relação ao da bainha. As fibras fotônicas de núcleo sólido usadas nesta simulação são constituídas por seis anéis de buracos na região da bainha, possuindo no total 126 buracos, identificados na figura 4.9 pelos números [2-127].

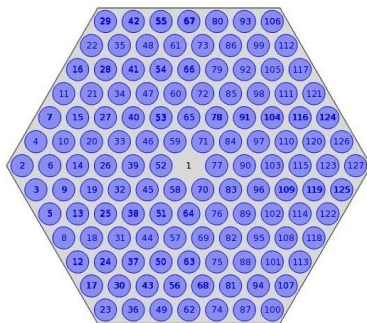


Figura 4.9: Fibra fotônica com núcleo sólido.

Neste tipo de fibras, existem essencialmente dois parâmetros geométricos que podem ser controlados: o diâmetro dos buracos d , e a distância entre os centros de dois buracos consecutivos Λ . Combinando estes dois parâmetros com a escolha dos materiais constituintes das fibras, atinge-se um grau de liberdade na sua produção que não se pode ter nas fibras convencionais.

Nesta primeira simulação parte-se então de uma estrutura hexagonal simétrica, constituída por seis anéis de buracos, baseada na primeira fibra fotônica [51]. Esta fibra apresenta um núcleo sólido rodeado por uma matriz periódica de buracos que se estendem ao longo de todo o comprimento da fibra.

4.3.1 Birrefringência e Área Modal Efetiva

São várias as estruturas estudadas com o objetivo de atingir elevada birrefringência para o comprimento de onda de $\lambda = 1.55\mu\text{m}$. Suzuki et al. [52] estudaram uma estrutura com dois buracos maiores no primeiro anel que introduzia birrefringência de 1.4×10^{-3} . O uso de buracos com forma elíptica [53] e uma mistura entre estas duas estruturas [54] permite também elevados valores de birrefringência. Diferentes estruturas são também usadas para obter elevada birrefringência [55] [56].

A birrefringência nas fibras fotônicas é conseguida através da destruição da simetria da estrutura, que aumenta a diferença do índice de refração efetivo entre os dois modos de polarização ortogonais. Nestas simulações, essa simetria é destruída pela introdução dos cristais líquidos nos buracos.

Inicialmente preenchemos todos os buracos constituintes da fibra com o cristal líquido nemático 5CB caracterizado por uma birrefringência de ≈ 0.15 (Figura 4.5(b)). Como os índices de refração do cristal líquido são sempre menores que os da telurite (Figura 4.3), a fibra vai conduzir a luz através da reflexão interna total modificada, para todos os comprimentos de onda.

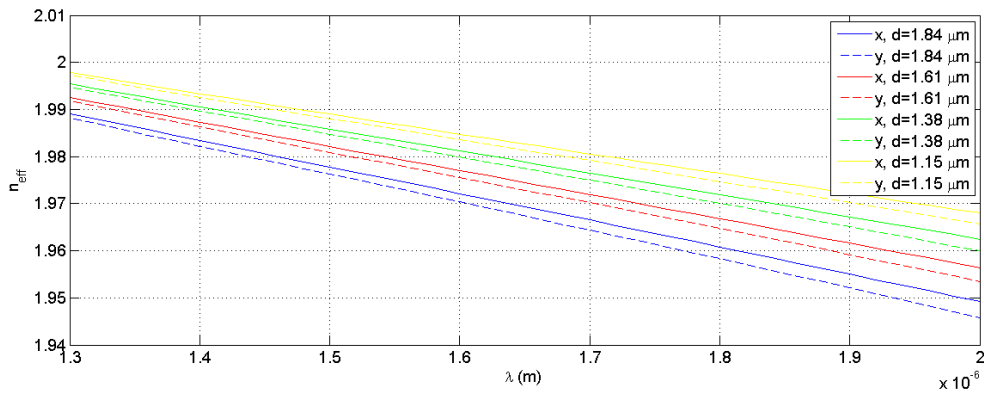
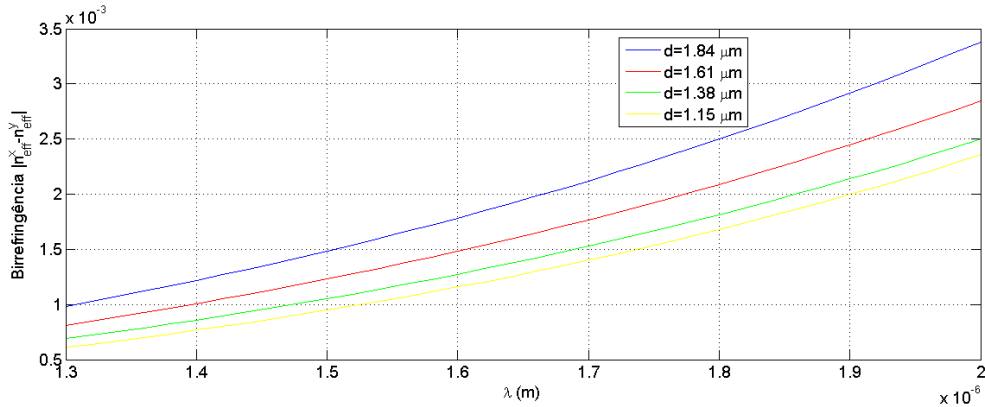
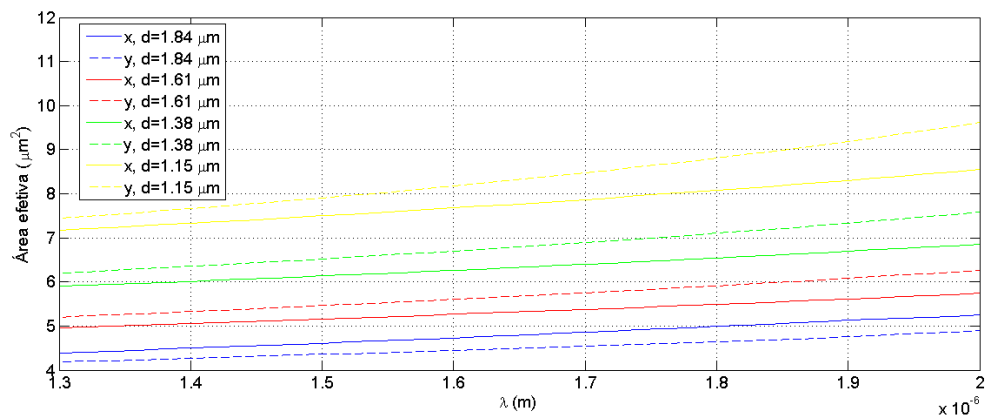


Figura 4.10: Valores do índice de refração efetivo para as polarizações x e y. Parâmetros estrutura: $\Lambda = 2.3 \mu\text{m}$. Materiais usados: Telurite e 5CB.



(a) Valores da birrefringência em função do comprimento de onda.



(b) Valores da área efetiva em função do comprimento de onda.

Figura 4.11: Valores da birrefringência e área efetiva. Parâmetros estrutura: $\Lambda = 2.3 \mu\text{m}$. Materiais usados: Telurite e 5CB.

Neste caso investiga-se a influência do diâmetro dos buracos d na birrefringência e na área modal efetiva, mantendo o valor de $\Lambda = 2.3 \mu\text{m}$ fixo. Consideram-se então quatro valores de d , $1.84 \mu\text{m}$, $1.61 \mu\text{m}$, $1.38 \mu\text{m}$ e $1.15 \mu\text{m}$, o que dá origem a quatro relações $d/\Lambda = 0.9, 0.8, 0.7$ e 0.6

respetivamente. É visível na Figura 4.10 que para um valor de Λ fixo, o índice de refração efetivo em toda a gama de comprimentos de onda considerada diminui com o aumento da relação d/Λ . Isto acontece devido a uma maior quantidade de cristal líquido na bainha, que vai ter assim mais influencia nos valores do índice de refração efetivo. Os valores da birrefringência e área efetiva para a estrutura descrita anteriormente são apresentados na figura 4.11. É visível que um aumento no diâmetro dos buracos se reflete numa maior birrefringência. É evidente que quanto maiores são os buracos, maior é a quantidade de cristal líquido inserida na fibra, que por sua vez se irá traduzir num aumento da assimetria introduzida por este material na nossa estrutura, que faz aumentar a birrefringência. A área efetiva comporta-se de maneira diferente. À medida que o diâmetro dos buracos aumenta, o confinamento da luz no núcleo aumenta. Assim, a luz fica impedida de escapar para a bainha, concentrando-se mais na zona do núcleo, o que faz com que a área efetiva diminua à medida que d aumenta.

Uma outra forma de alterar a nossa estrutura e avaliar o comportamento da birrefringência e da área modal efetiva é fazer variar a distância entre os buracos Λ mantendo um valor do diâmetro d fixo. Neste caso, para $d = 1.84\mu\text{m}$, faz-se variar o valor de d/Λ usando quatro valores de Λ , $2.3\mu\text{m}$, $2.2\mu\text{m}$, $2.1\mu\text{m}$ e $2.0\mu\text{m}$.

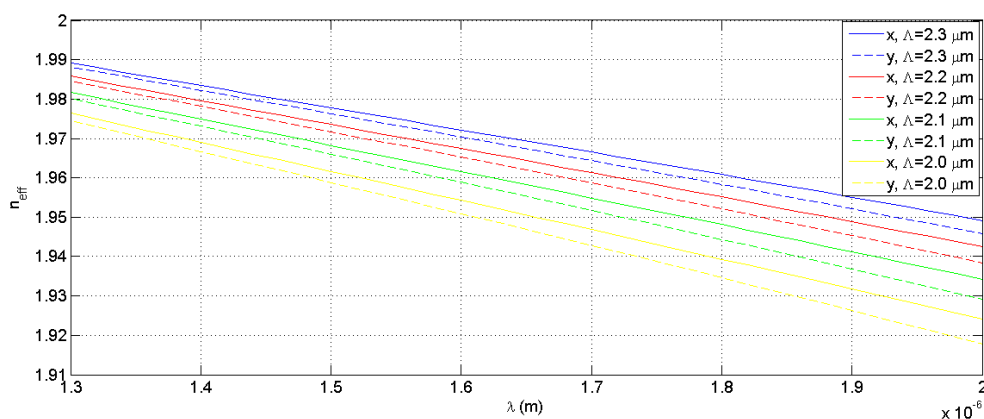
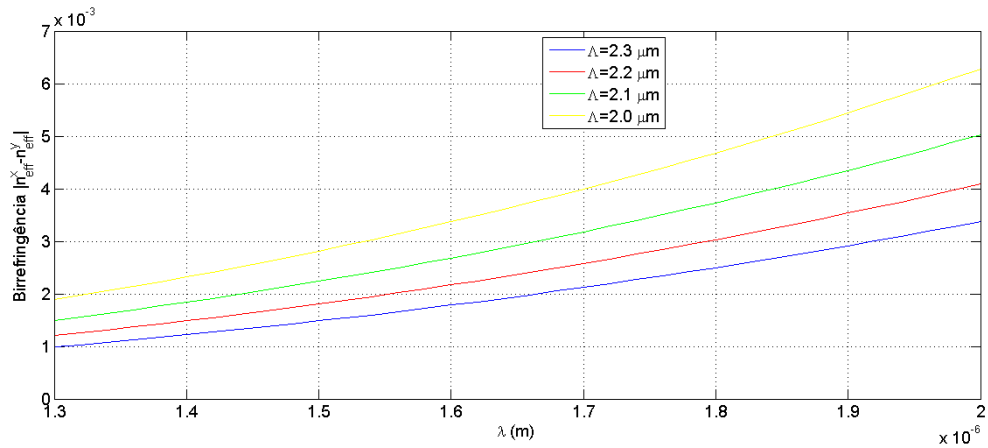


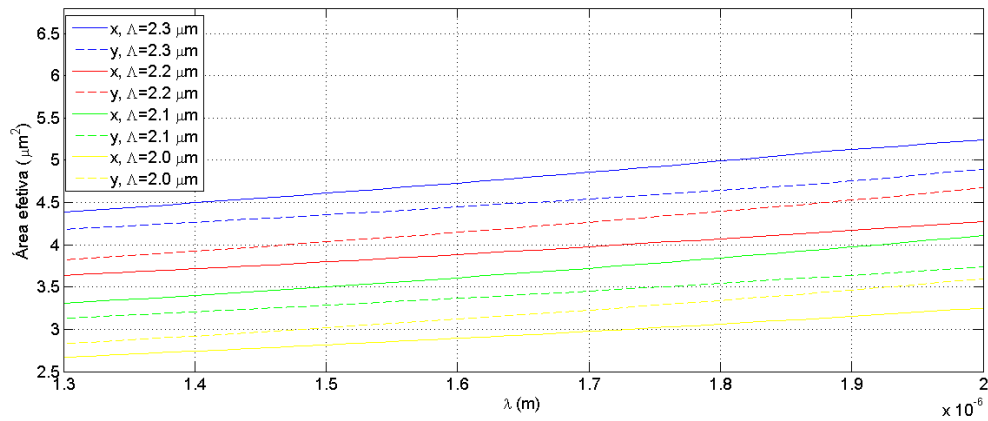
Figura 4.12: Valores do índice de refração efetivo para a a polarização x e y. Parâmetros estrutura: $d = 1.84\mu\text{m}$. Materiais usados: Telurite e 5CB.

Observando a figura 4.12, verifica-se que o valor do índice de refração efetivo aumenta com o aumento da distância entre buracos Λ para um valor de d fixo, obtendo-se os maiores valores de n_{eff} para o maior valor de Λ considerado. Na figura 4.13 encontram-se os valores da birrefringência para os valores geométricos da fibra que são considerados. É possível observar que à medida que o Λ diminui, ou seja, quando existe menos espaço entre os buracos da bainha, a birrefringência aumenta. De facto, com uma diminuição do espaçamento entre os buracos, os seis anéis aproximam-se da zona do núcleo, aumentando assim a influência dos cristais líquidos na birrefringência.

Também na Figura 4.13 se pode observar que à medida que Λ diminui, a área efetiva também diminui. Para valores de Λ mais pequenos, a luz fica mais confinada na zona central da fibra, ficando assim a luz confinada no núcleo.



(a) Valores da birrefringência em função do comprimento de onda.

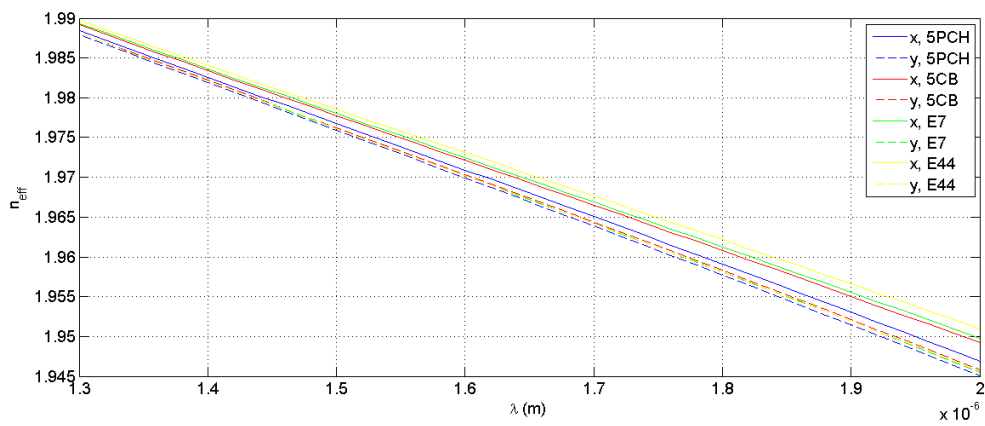
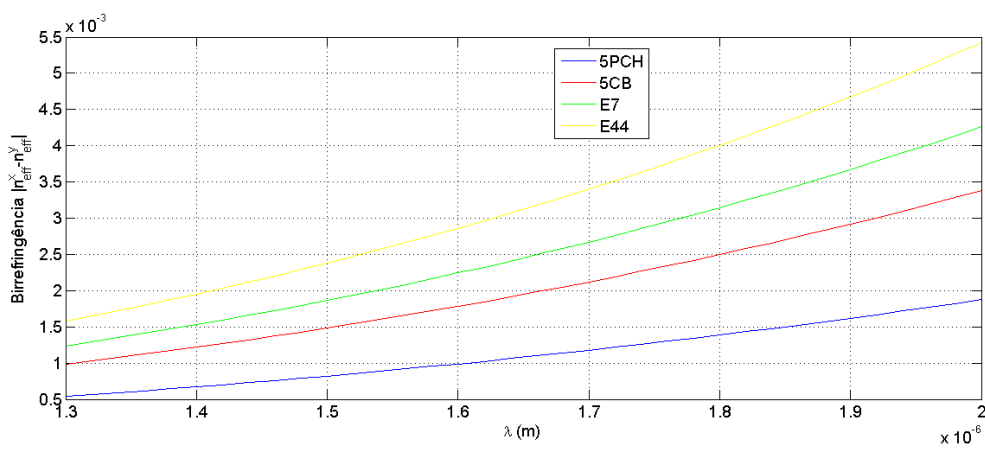


(b) Valores da área efectiva em função do comprimento de onda.

Figura 4.13: Valores da birrefringência e área efectiva. Parâmetros estrutura: $d = 1.84\mu\text{m}$. Materiais usados: Telurite e 5CB.

Diferentes cristais líquidos são caracterizados por diferentes valores dos índices de refração ordinário e extraordinário, o que leva a que possuam diferentes valores de birrefringência. Os quatro cristais líquidos usados neste trabalho, são caracterizados por birrefringências distintas, como se pode ver nas Figuras 4.4(b), 4.5(b), 4.6(b), 4.7(b). Os valores de n_{eff} para a polarização x e y, e para os diferentes cristais líquidos estão representados em 4.14(a). É possível observar que para a polarização y, os valores de n_{eff} são mais elevados para o cristal líquido 5CB. Isto deve-se ao facto de o índice de refração ordinário deste cristal líquido ser o maior entre os 4 considerados (figura 4.5(b)). Já em relação aos valores de n_{eff} para a polarização x, que se relaciona com o índice de refração extraordinário, vemos que os maiores valores correspondem ao cristal líquido E44.

Na figura 4.14(b) encontram-se os resultados para a birrefringência para diferentes cristais líquidos infiltrados nos buracos da bainha, para $d = 1.84\mu\text{m}$ e $\Lambda = 2.3\mu\text{m}$. Como era de esperar, cristais líquidos com maiores birrefringências, dão origem a fibras mais birrefringentes também, devido à maior diferença entre os valores de n_{eff}^x e n_{eff}^y . Quando o cristal líquido usado é o E44,

(a) Valores de n_{eff} para a polarização x e y.

(b) Valores da birrefringência em função do comprimento de onda.

Figura 4.14: Valores da birrefringência e índice de refração efetivo. Parâmetros estrutura: $d = 1.84\mu m$, $\Lambda = 2.3\mu m$. Materiais usados: telurite e os quatro cristais líquidos considerados.

caracterizado por uma birrefringência de ≈ 0.23 4.7(b), atinge-se um valor de birrefringência da fibra de $2.6 \cdot 10^{-3}$ para $\lambda = 1.55\mu m$.

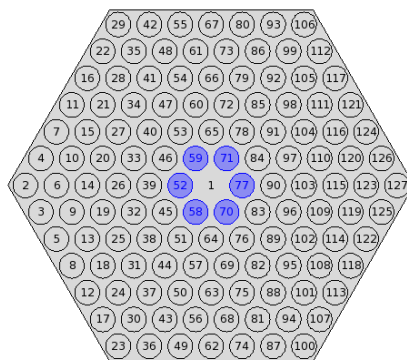


Figura 4.15: Fibra fotônica com um anel (azul) preenchido com cristal líquido.

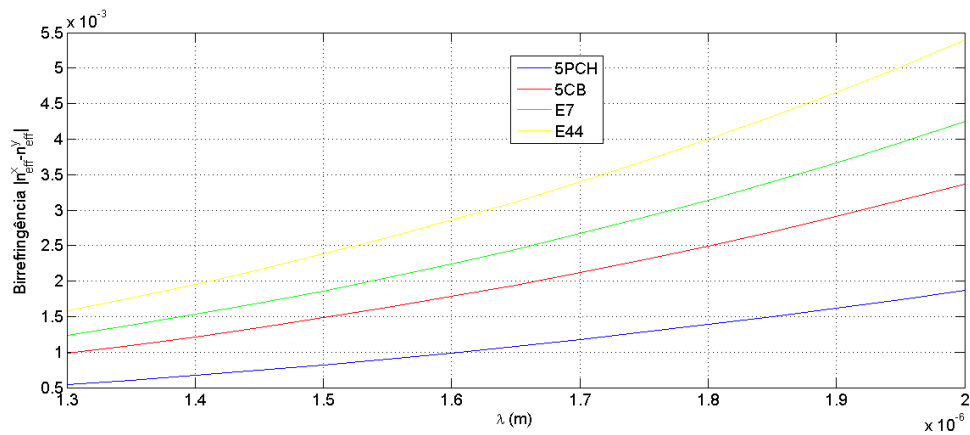


Figura 4.16: Birrefringência para um anel preenchido com CL. Parâmetros $d = 1.84\mu\text{m}$, $\Lambda = \Lambda_{CL} = 2.3\mu\text{m}$. Materiais usados: telurite, ar e os quatro cristais líquidos considerados.

Por forma a diminuir a quantidade de material usado nas infiltrações dos buracos das fibras fotônicas pode fazer-se essa infiltração apenas num dos anéis (Figura 4.15).

De facto, usando uma estrutura em que apenas o anel mais próximo do núcleo é preenchido com cristal líquido, a birrefringência tem alterações pouco significativas (relativamente ao caso de estudo anterior), ou quase nulas, mantendo-se com os valores praticamente inalteráveis, tal como se pode ver na Figura 4.16. A influência dos cristais líquidos que se encontram nos anéis mais afastados do núcleo é praticamente nula nos valores da birrefringência da fibra. Efetivamente, como o campo elétrico está confinado no núcleo, o anel que se encontra mais próximo é o principal responsável por afetar as propriedades da transmissão da luz. Assim, com uma quantidade bastante menor de material infiltrado, conseguem-se atingir birrefringências praticamente idênticas, o que por si só representa uma grande vantagem.

Além disso, é possível ainda ajustar os parâmetros geométricos do anel em causa (Figura 4.17), para obter birrefringências elevadas. Neste caso, a distância entre os buracos preenchidos com o CL é representada por Λ_{CL} , sendo que Λ representa a distância entre os restantes buracos, preenchidos com ar.

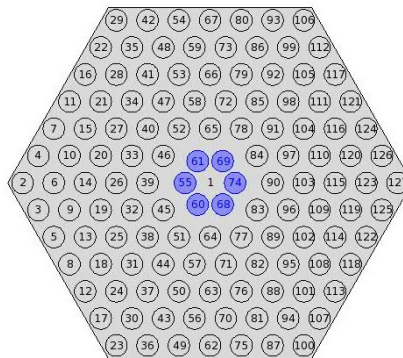
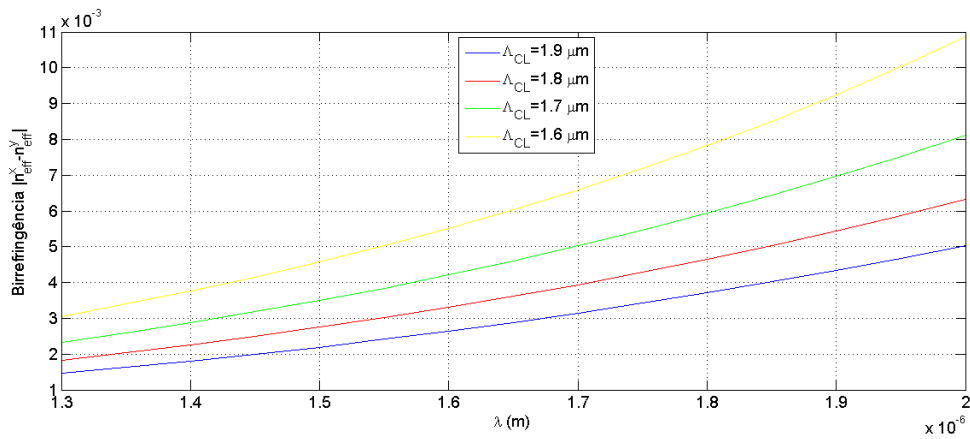
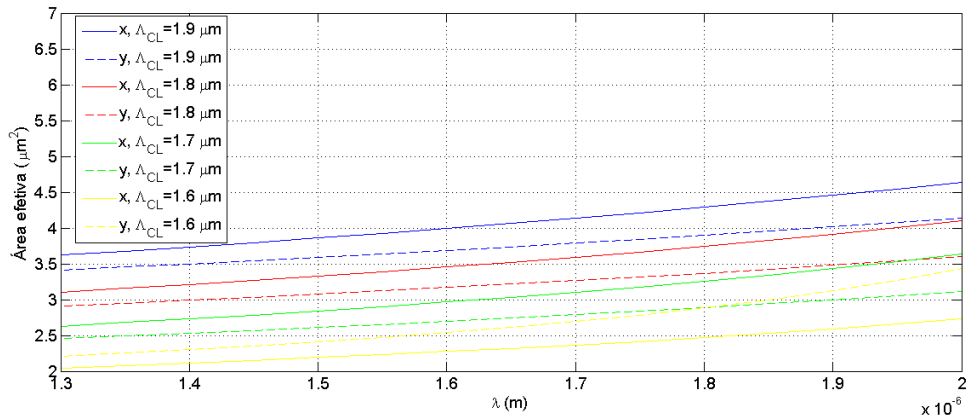


Figura 4.17: Fibra fotônica com um anel (azul) preenchido com cristal líquido. Ajuste do valor de Λ do anel central.



(a) Valores da birrefringência em função do comprimento de onda.



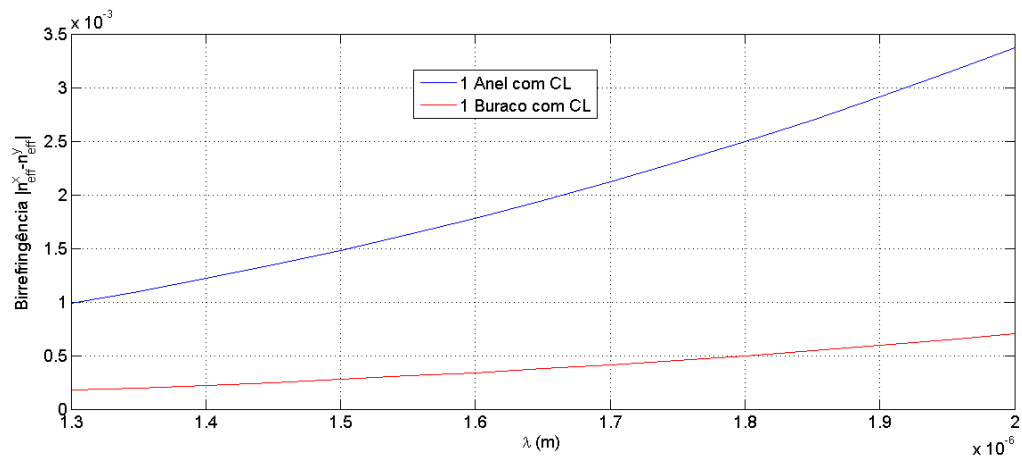
(b) Valores da área efetiva em função do comprimento de onda

Figura 4.18: Birrefringência para estrutura com CL apenas no anel mais interior. Parâmetros $d = 1.38 \mu\text{m}$ $\Lambda = 2 \mu\text{m}$. Materiais usados: telurite, ar e 5CB.

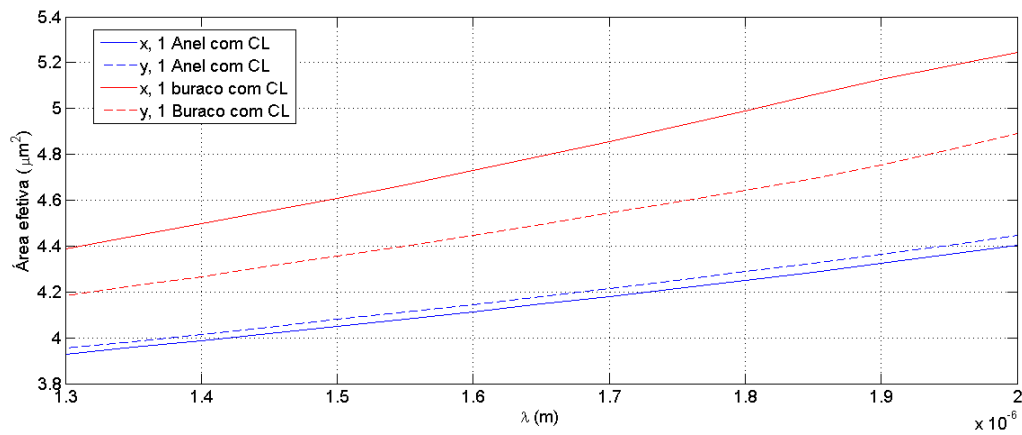
Nesta simulação, os valores do diâmetro para todos os buracos que contêm ar é $d = 1.38 \mu\text{m}$ e o espaçamento entre eles é $\Lambda = 2 \mu\text{m}$. Em relação ao anel mais interior, aquele que contém o cristal líquido, considera-se também $d = 1.38 \mu\text{m}$ e quatro valores de $\Lambda_{CL} = 1.9 \mu\text{m}$, $1.8 \mu\text{m}$, $1.7 \mu\text{m}$ e $1.6 \mu\text{m}$. A forma como se ajusta esta estrutura é ilustrada na figura 4.17. À medida que o valor de Λ_{CL} diminui, os buracos desse anel ficam mais próximos entre si e mais distantes dos restantes anéis. Os resultados para esta simulação estão representados na Figura 4.18. Observa-se que a birrefringência aumenta relativamente aos casos anteriores, obtendo-se um valor máximo de 5.10^{-3} para $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$, para um valor de Λ_{CL} igual a $1.6 \mu\text{m}$. As alterações do valor de Λ_{CL} são portanto mais sensíveis, e alteram de forma mais significativa os valores da birrefringência.

Quando consideramos o cristal líquido E44 com Λ_{CL} igual a $1.6 \mu\text{m}$, a birrefringência aumenta para 8.10^{-3} , para um comprimento de onda $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$.

Quando apenas um dos buracos é preenchido com cristal líquido, verificam-se alterações significativas na birrefringência. A figura (4.19) mostra as curvas da birrefringência e área efetiva para uma estrutura com o anel mais próximo do núcleo preenchido com cristal líquido e outra que



(a) Valores da birrefringência em função do comprimento de onda.



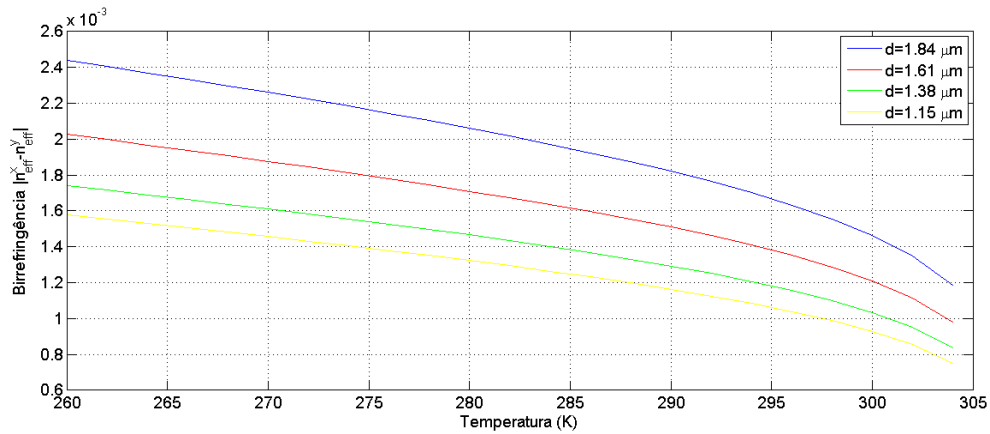
(b) Valores da área efectiva em função do comprimento de onda.

Figura 4.19: Birrefringência em duas estrutura: uma com um anel preenchido com CL e outra com apenas um buraco preenchido com CL. Parâmetros $d = 1.84\mu m$, $\Lambda = 2.3\mu m$. Materiais usados: telurite, ar e 5CB.

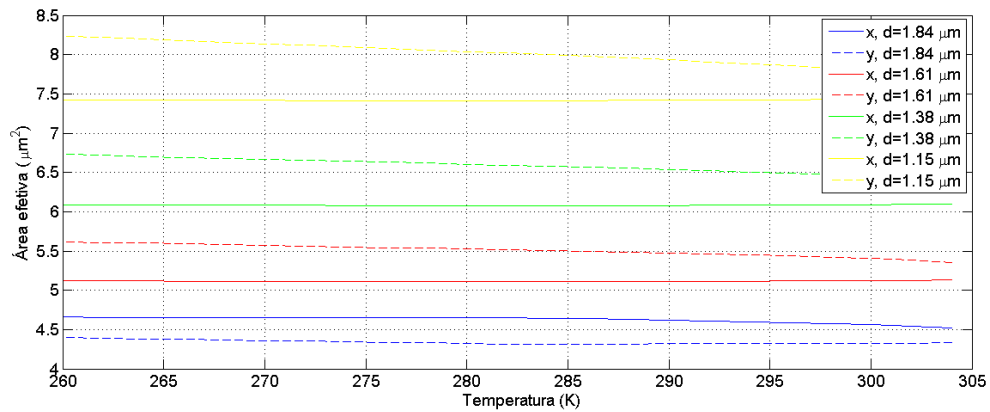
tem apenas um dos buracos junto ao núcleo com o mesmo material. Verifica-se neste caso que os valores da birrefringência baixam significativamente e portanto, a introdução do cristal líquido em apenas um buraco da bainha não traz vantagens, relativamente aos valores da birrefringência.

4.3.1.1 Variação Com a Temperatura

Analisa-se agora as variações da birrefringência e área efetiva com a temperatura para os cristais líquidos termotrópicos 5CB e 5PCH. O intervalo de temperaturas considerado é diferente, e relaciona-se com o facto de a temperatura de transição T_c ser diferente para os dois materiais escolhidos. Considera-se um valor de temperaturas até ao ponto onde se dá a transição para a fase isotrópica T_c , pois é nesse ponto que o CL se transforma num líquido convencional deixando portanto de interessar para o estudo.



(a) Valores da birrefringência em função da Temperatura.



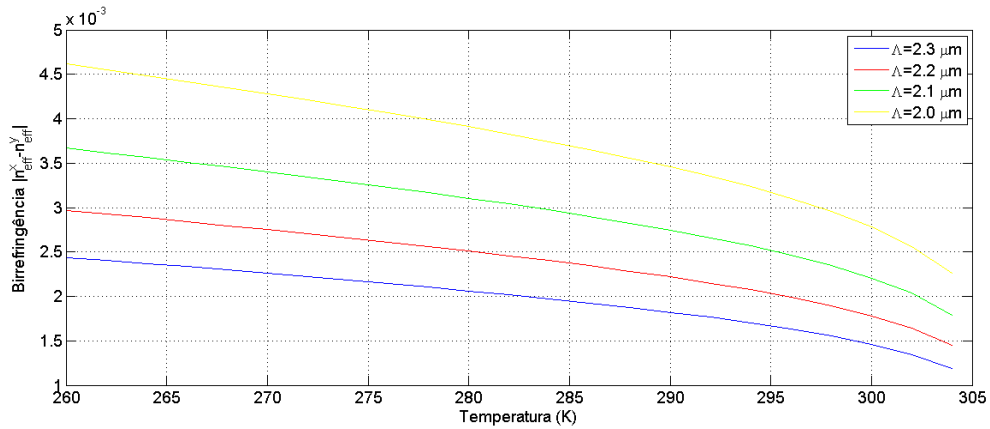
(b) Valores da área efetiva em função da Temperatura

Figura 4.20: Birrefringência e área efetiva em função da Temperatura (K). Parâmetros: $\Lambda = 2.3 \mu\text{m}$. Materiais usados: telurite e 5CB.

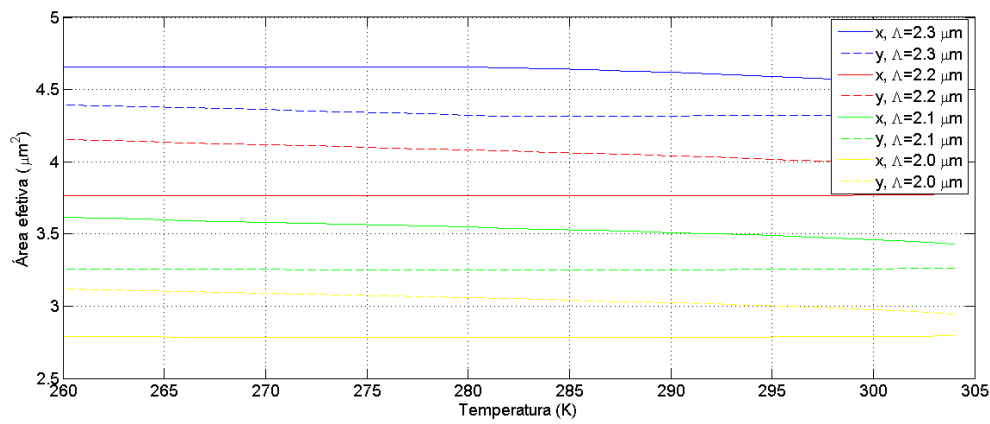
Considera-se inicialmente uma fibra com os buracos preenchidos com o cristal 5CB, e com um valor de $\Lambda = 2.3 \mu\text{m}$ fixo, considerando 4 valores para d : $d = 1.84 \mu\text{m}$, $1.61 \mu\text{m}$, $1.38 \mu\text{m}$ e $1.15 \mu\text{m}$. A variação dos índices de refração ordinário e extraordinário com a temperatura para o material considerado encontra-se na Figura 4.8(a).

Como se pode observar na figura 4.20, a birrefringência diminui com a temperatura. Estes resultados derivam da definição do parâmetro de ordem S que caracteriza a ordem das moléculas que constituem os cristais líquidos nemáticos. À medida que a temperatura aumenta, a desordem dos cristais líquidos também aumenta, até ao limite quando $T = T_c$, em que $S = 0$, no qual os cristais líquidos passam a ser líquidos isotrópicos, deixando de ter as propriedades de elevada birrefringência. O facto de a birrefringência aumentar com o aumento do diâmetro dos buracos prende-se com o facto de haver uma maior quantidade de cristal líquido no seu interior, aumentando a assimetria introduzida pelo mesmo, como já havíamos constatado anteriormente.

A área efetiva mantém os seus valores praticamente constantes com a variação da temperatura.



(a) Valores da birrefringência em função da Temperatura.



(b) Valores da área efetiva em função da Temperatura

Figura 4.21: Birrefringência e área efetiva em função da Temperatura (K). Parâmetros: $d = 1.84\mu\text{m}$. Materiais usados: telurite e 5CB.

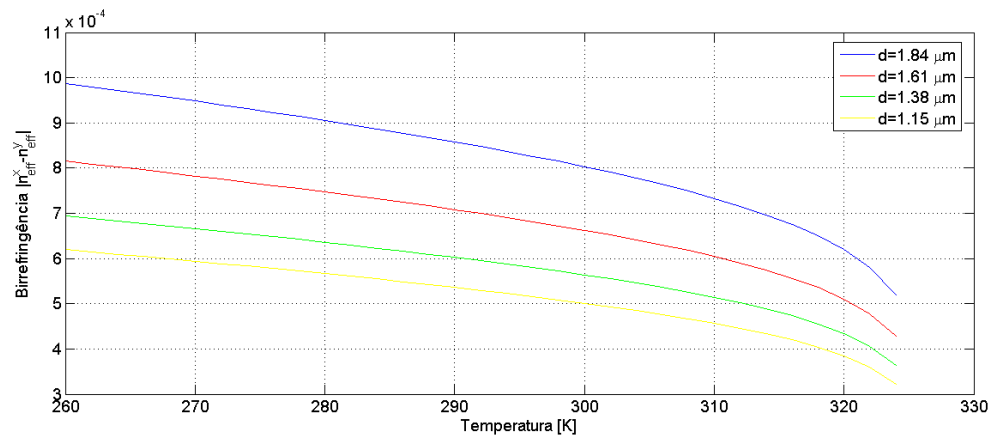


Figura 4.22: Valores da birrefringência em função da temperatura (K). Parâmetros: $\Lambda = 2.3\mu\text{m}$. Materiais usados: telurite e 5PCH.

Para um valor de d constante e Λ variável (Figura 4.21) os resultados são idênticos, ou seja, a birrefringência diminui com a temperatura e a área efetiva mantém-se praticamente constante.

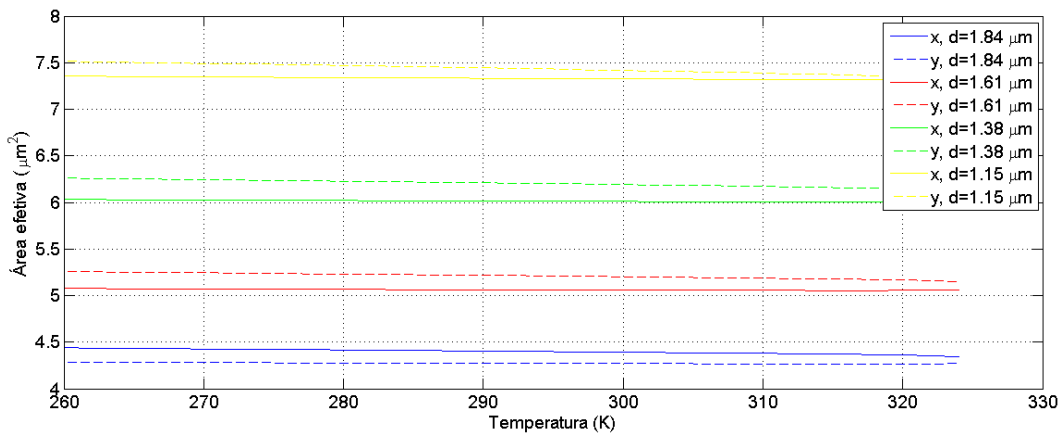


Figura 4.23: Valores da área efetiva em função da temperatura (K). Parâmetros: $\Lambda = 2.3\mu\text{m}$. Materiais usados: telurite e 5PCH.

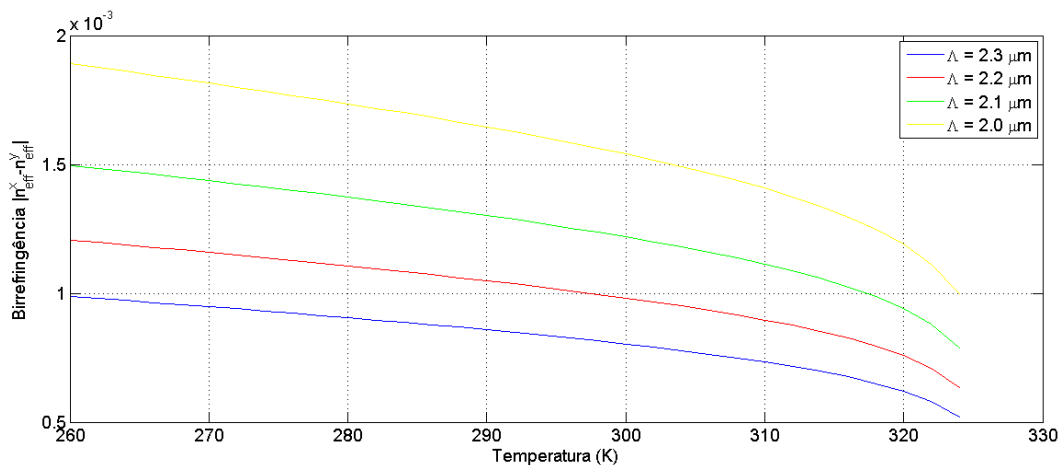


Figura 4.24: Valores da birrefringência em função da temperatura (K). Parâmetros: $d = 1.84\mu\text{m}$. Materiais usados: telurite e 5PCH.

Para os mesmos valores geométricos de d e Λ considerados anteriormente, repetem-se agora as duas simulações feitas para um outro cristal líquido, 5PCH. De facto os resultados são idênticos àqueles que foram obtidos para 5CB, uma vez que ambos os cristais líquidos são termotrópicos comportando-se assim da mesma maneira com a variação da temperatura. De notar apenas o facto de que os valores da birrefringência para a fibra constituída por este segundo material serem mais pequenos, devido às características do próprio cristal líquido que apresenta também uma birrefringência mais pequena (Figura 4.4(b)) relativamente a 5CB. Os valores da área efetiva, também neste caso se mantêm praticamente constantes com a variação da temperatura. Estes resultados podem ser vistos nas Figuras 4.22 e 4.23 para Λ fixo e d variável e nas Figuras 4.24 e 4.25 para d fixo e Λ variável.

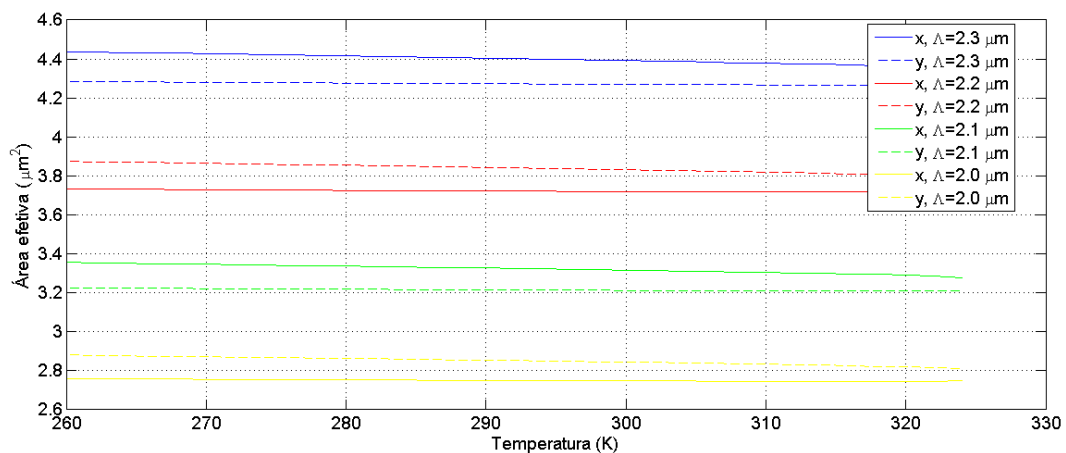
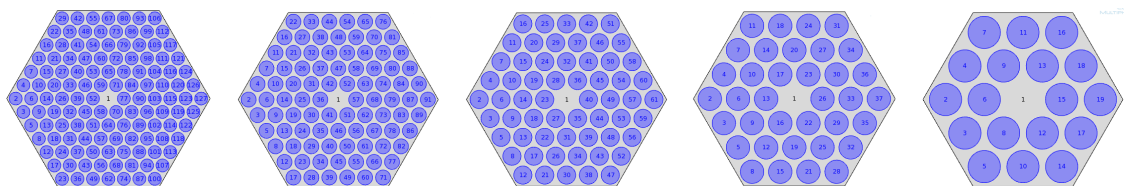


Figura 4.25: Valores da área efetiva em função da temperatura (K). Parâmetros: $d = 1.84\mu\text{m}$. Materiais usados: telurite e 5PCH.

4.3.2 Dispersão e Coeficiente Não Linear

A dispersão e o coeficiente não linear das fibras fotônicas de núcleo sólido e que contêm cristais líquidos são estudados nesta secção.

4.3.2.1 Variação Do Número De Anéis



(a) Estrutura hexagonal com 6 anéis. (b) Estrutura hexagonal com 5 anéis. (c) Estrutura hexagonal com 4 anéis. (d) Estrutura hexagonal com 3 anéis. (e) Estrutura hexagonal com 2 anéis.

Figura 4.26: Fibra fotônica com estrutura hexagonal e com diferentes números de anéis.

Inicialmente é feita uma análise à variação da dispersão e das perdas de confinamento com o número de anéis que constituem a estrutura, com $d = 1\mu\text{m}$ e $\Lambda = 2\mu\text{m}$ o que dá origem a uma relação de $d/\Lambda = 0.5$. São considerados estruturas com 2,3,4,5 e 6 anéis (Figura 4.26).

É possível observar na Figura 4.27 que para $d = 2\mu\text{m}$ e $\Lambda = 1\mu\text{m}$ o número de anéis que constituem a estrutura da fibra fotônica tem pouca influência nos resultados da dispersão, verificando-se mesmo que com 6, 5, 4 e 3 anéis a dispersão se mantém praticamente idêntica. É possível notar algumas diferenças apenas quando consideramos o número mínimo de anéis (2), observando uma ligeira alteração a partir de $\lambda = 1.6\mu\text{m}$.

Contudo, como se observa na Figura 4.28 as perdas para estas 5 estruturas variam bastante. De facto, quando se diminui o número de buracos as perdas aumentam, tendo-se para 2 e 3 anéis perdas bastante elevadas nas 2 polarizações. Para os restantes casos, nota-se que a diferença

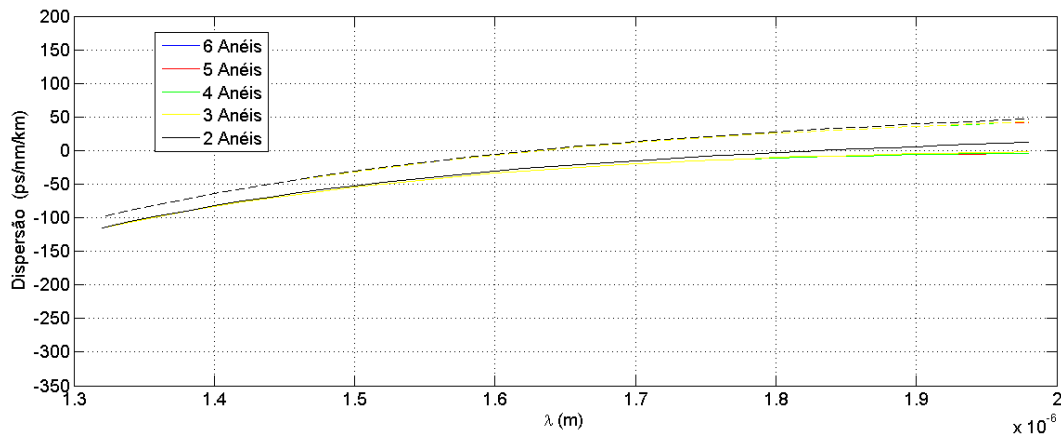


Figura 4.27: Dispersão em função de λ para diferentes número de anéis da estrutura. A linha contínua corresponde à polarização x, e a linha a tracejado à polarização y. Parâmetros da estrutura: $d = 2\mu m$, $\Lambda = 1\mu m$. Materiais usados: telurite e 5CB.

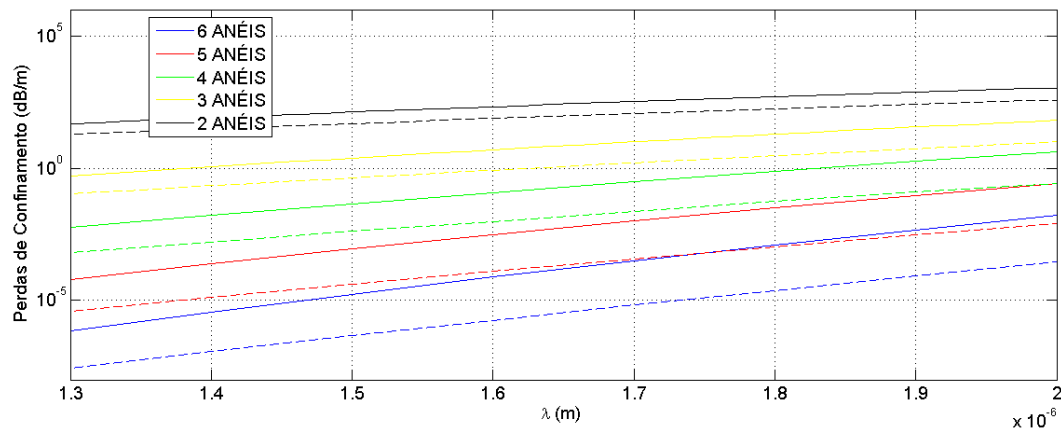


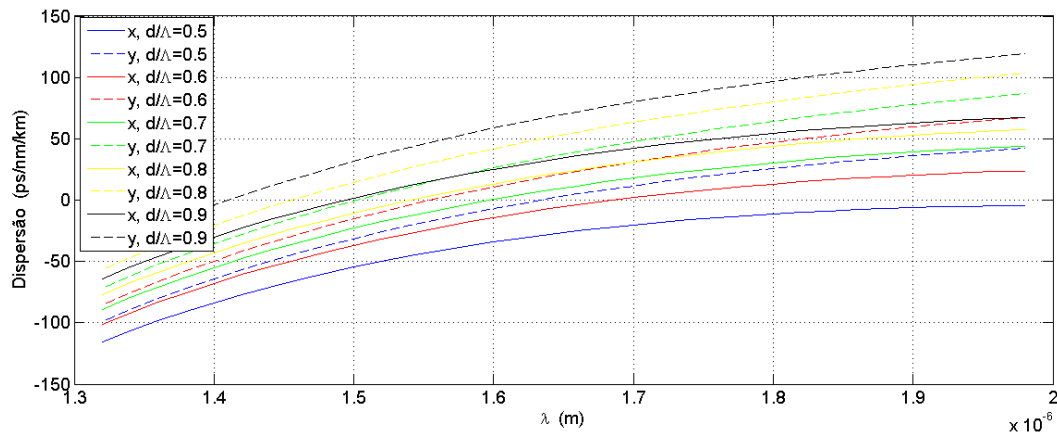
Figura 4.28: Perdas em função de λ para diferentes número de anéis da estrutura. A linha contínua corresponde à polarização x, e a linha a tracejado à polarização y. Parâmetros da estrutura: $d = 2\mu m$, $\Lambda = 1\mu m$. Materiais usados: telurite e 5CB.

entre as perdas para as duas polarizações é mais pequena quando se consideram 4 anéis. Por esta razão, e devido ao tempo de simulação mais curto, no que se segue será considerada uma estrutura com 4 anéis.

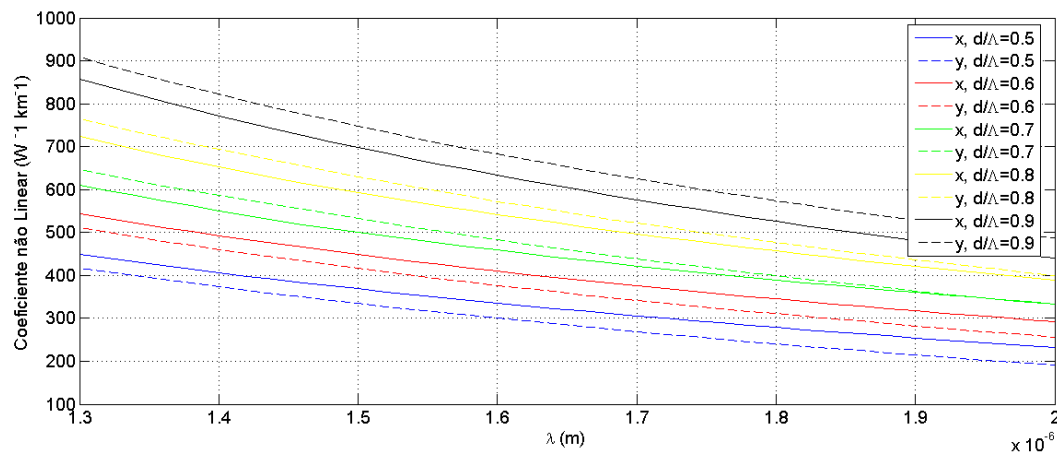
4.3.2.2 Estrutura Com 4 anéis

A dispersão é agora analisada para uma estrutura com 4 anéis, constituída por buracos com diâmetros iguais. O objetivo é verificar como variam as duas curvas da dispersão e do coeficiente não linear para 5 valores de Λ distintos, $\Lambda = 2\mu m$, $\Lambda = 1.75\mu m$, $\Lambda = 1.5\mu m$, $\Lambda = 1.25\mu m$, e $\Lambda = 1\mu m$, fazendo também variar o diâmetro dos buracos para cada um destes valores de Λ . Para cada valor de Λ vamos ter então 5 relações de $d/\Lambda = 0.5, 0.6, 0.7, 0.8$ e 0.9 .

No caso de $\Lambda = 2\mu m$ (Figura 4.29), a dispersão e o coeficiente não linear aumentam com o diâmetro dos buracos d , para ambas as polarizações. Neste caso a dispersão cresce com o



(a) Dispersão.



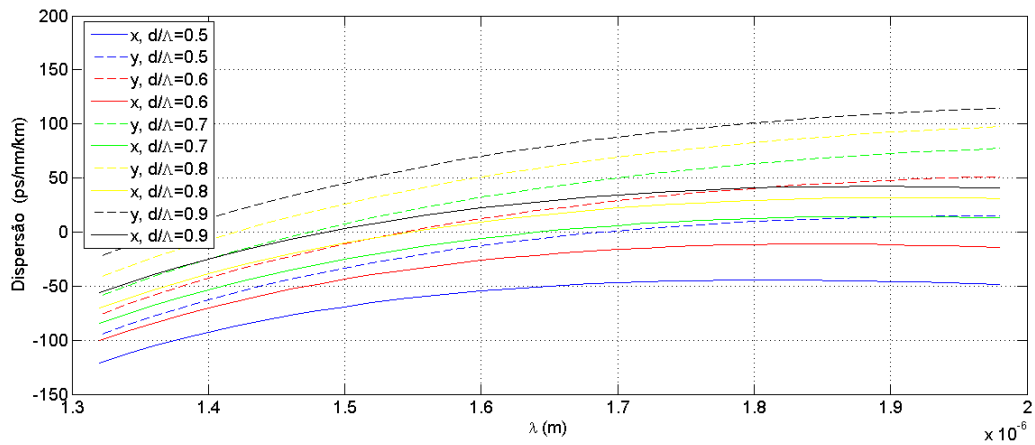
(b) Coeficiente não linear.

Figura 4.29: Dispersão e coeficiente não linear em função do comprimento de onda. Parâmetros: $\Lambda = 2\mu m$. Materiais usados: telurite e 5CB.

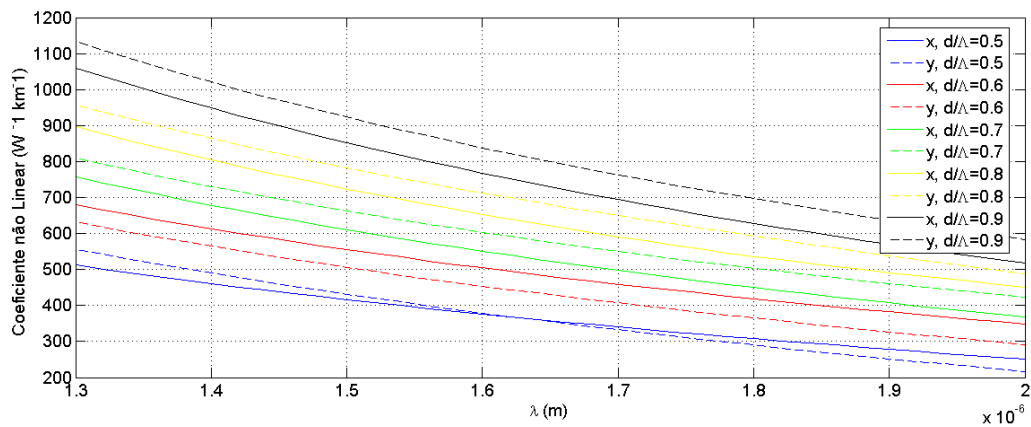
comprimento variando para o intervalo considerado entre $[-100ps/nm/km]$ e $[-100ps/nm/km]$. O inverso ocorre com o coeficiente não linear, que decresce à medida que λ aumenta.

Quando se diminui o valor de Λ para $1.75\mu m$ (Figura 4.30), nota-se uma diferença na evolução da dispersão e do coeficiente não linear ao longo do comprimento de onda. Neste caso a dispersão varia mais lentamente com o comprimento de onda do que para $\Lambda = 2\mu m$. A partir de $\lambda = 1.6\mu m$ observa-se que para a polarização x, a dispersão mantém o seu valor praticamente constante, enquanto que para a polarização y continua a aumentar, ainda que mais lentamente relativamente a $\Lambda = 2\mu m$. O coeficiente não linear aumenta relativamente a $\Lambda = 2\mu m$, verificando-se também que aumenta com o diâmetro dos buracos d .

Para $\Lambda = 1.5\mu m$ (Figuras 4.31 e 4.32), verifica-se que para a polarização y, a dispersão fica mais plana a partir de $\lambda = 1.6\mu m$, e que para a polarização x começa a diminuir com o comprimento de onda a partir deste mesmo valor. É possível observar também que no geral, a dispersão diminui relativamente aos valores de Λ considerados anteriormente. O coeficiente não linear tem neste caso valores mais elevados do que para $\Lambda = 2\mu m$ e $\Lambda = 1.75\mu m$, atingindo os 1400



(a) Dispersão.



(b) Coeficiente não linear.

Figura 4.30: Dispersão e coeficiente não linear em função do comprimento de onda. Parâmetros: $\Lambda = 1.75 \mu m$. Materiais usados: telurite e 5CB.

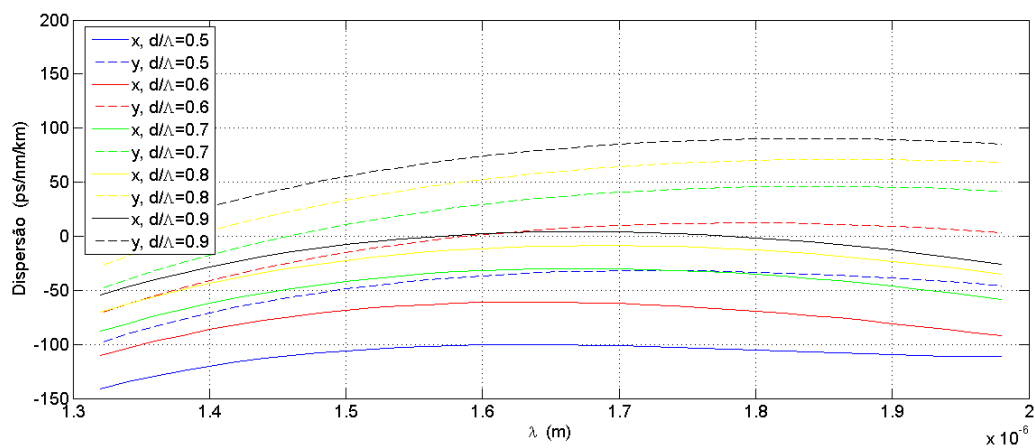


Figura 4.31: Dispersão em função do comprimento de onda. Parâmetros: $\Lambda = 1.5 \mu m$. Materiais usados: telurite e 5CB.

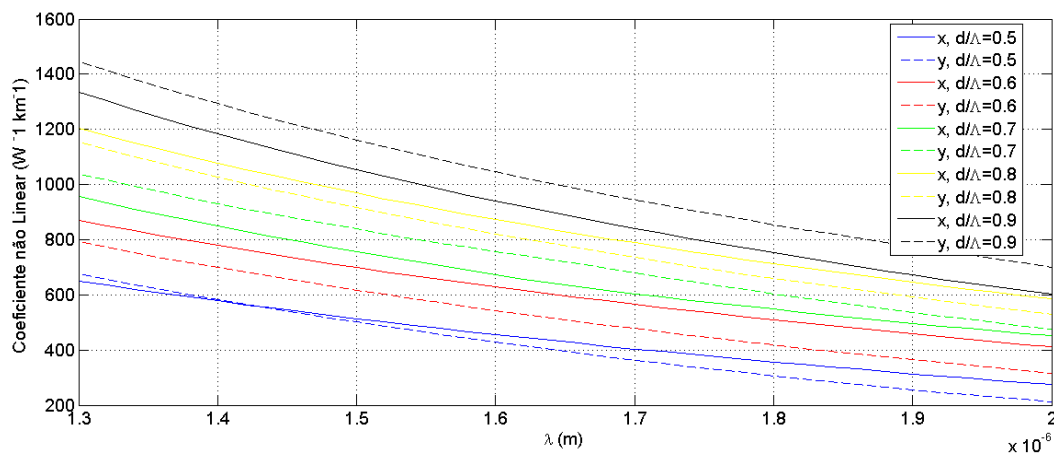


Figura 4.32: Coeficiente não linear em função do comprimento de onda. Parâmetros: $\Lambda = 1.5\mu m$. Materiais usados: telurite e 5CB.

$W^{-1}km^{-1}$. Este resultado seria de esperar porque a diminuição de distância entre buracos implica uma diminuição do tamanho da estrutura, e traduz-se ainda numa diminuição da área efetiva, com o conseqüente aumento do coeficiente não linear.

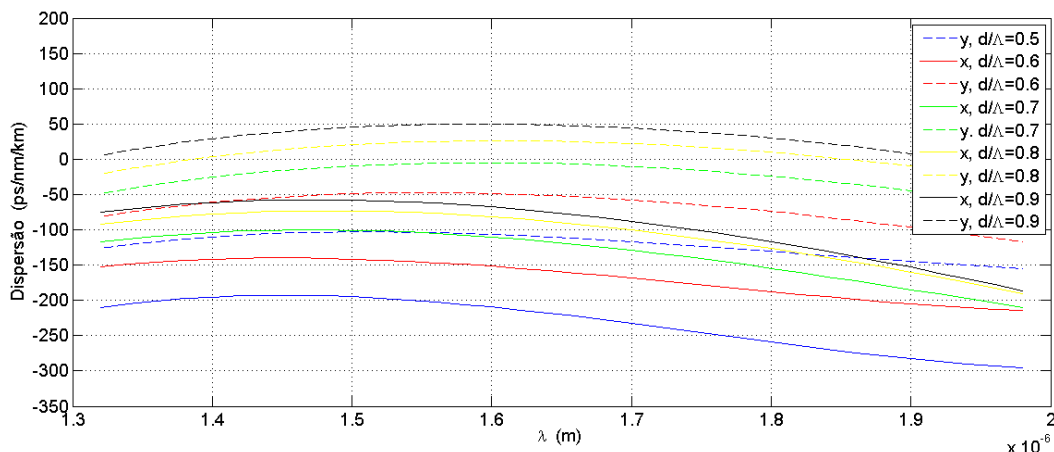


Figura 4.33: Dispersão em função do comprimento de onda. Parâmetros: $\Lambda = 1.25\mu m$. Materiais usados: telurite e 5CB.

Quando se diminui Λ para $1.25\mu m$ (Figuras 4.33 e 4.34), os resultados vêm no seguimento do se tinha observado anteriormente.

Os valores da dispersão aumentam até $\lambda = 1.5\mu m$ e depois diminuem, sendo que agora a diminuição acontece mais rapidamente. A polarização y comporta-se de forma semelhante, sendo que para esta, o valor máximo da dispersão ocorre para $\lambda = 1.6\mu m$. Neste caso, os valores mais baixos da dispersão são obtidos para comprimentos de onda mais elevados, o que não acontecia nas estruturas anteriores. O aumento da dispersão entre $1.3\mu m$ e $1.5\mu m$ ocorre de forma muito suave, tendo para este intervalo valores quase constante. O coeficiente não linear continua com o mesmo comportamento relativamente a $\Lambda = 2\mu m, 1.75\mu m$ e $1.5\mu m$.

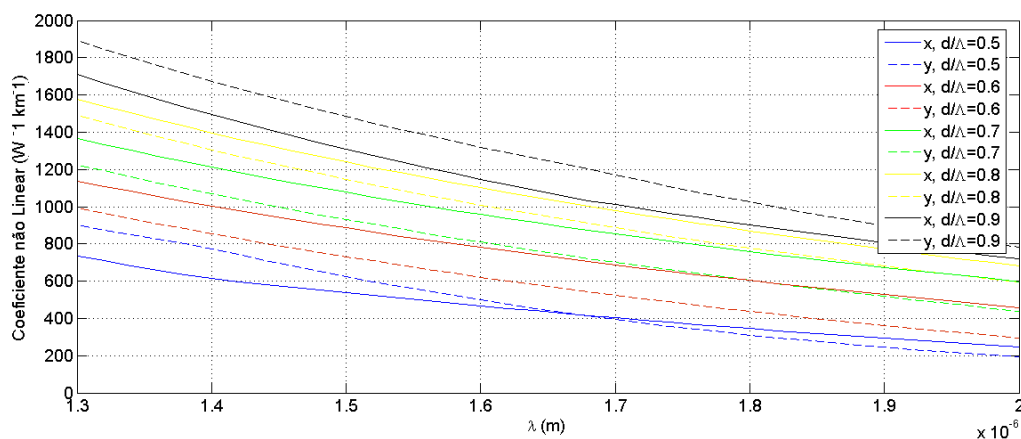


Figura 4.34: Coeficiente não linear em função do comprimento de onda. Parâmetros: $\Lambda = 1.25\mu m$. Materiais usados: telurite e 5CB.

Feita esta análise à dispersão e ao coeficiente não linear em função dos parâmetros d e Λ verifica-se para o intervalo considerando que: o coeficiente não linear para todos os valores de Λ aumenta à medida que o valor da relação de d/Λ aumenta. É também fácil de identificar que, para valores de Λ maiores, o coeficiente não linear é mais pequeno.

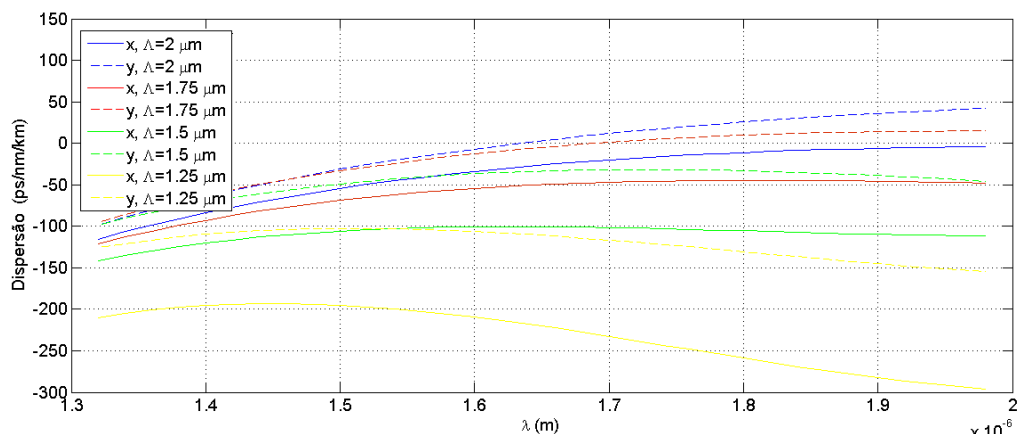
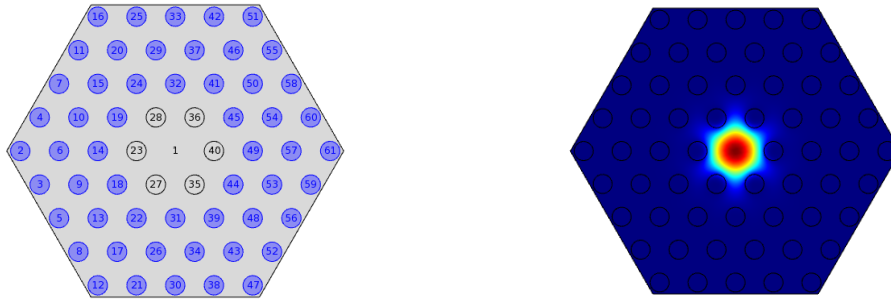


Figura 4.35: Dispersão em função do comprimento de onda. Parâmetros: $d/\Lambda = 0.5$. Materiais usados: telurite e 5CB.

A dispersão não se comporta de forma tão linear, variando de formas diferentes, dependendo do comprimento de onda. Na figura 4.35 é possível observar o comportamento da dispersão para uma relação $d/\Lambda = 0.5$, com diferentes valores de Λ .

Para avaliar o efeito do anel mais interior na dispersão e no efeito não linear usa-se uma estrutura, representada na Figura 4.36(a) na qual o anel que está mais próximo do núcleo, em vez de conter o CL 5CB, vai ser constituído por ar.

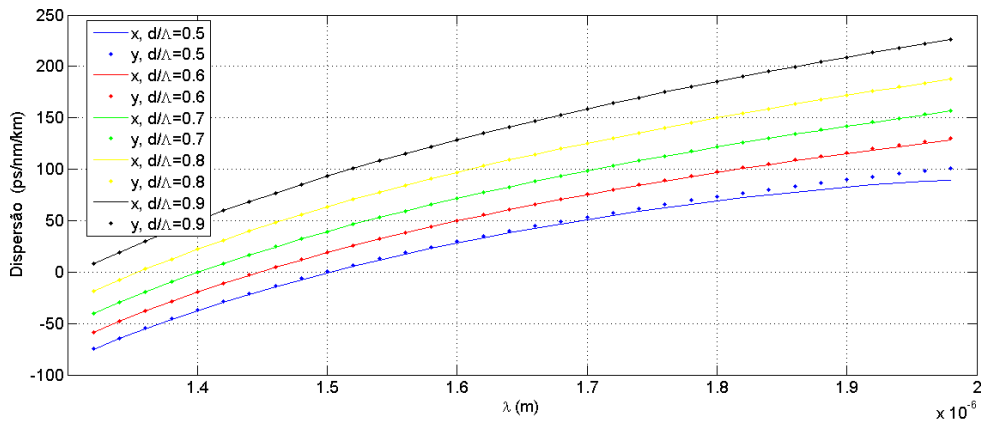
Os resultados da dispersão e coeficiente não linear para $\Lambda = 2\mu m$ estão representados na Figura 4.37, onde é possível ver diferenças significativas relativamente aos valores obtidos na Figura 4.29. De facto, a inserção de ar no anel mais interior da estrutura vai fazer com que as curvas da dispersão



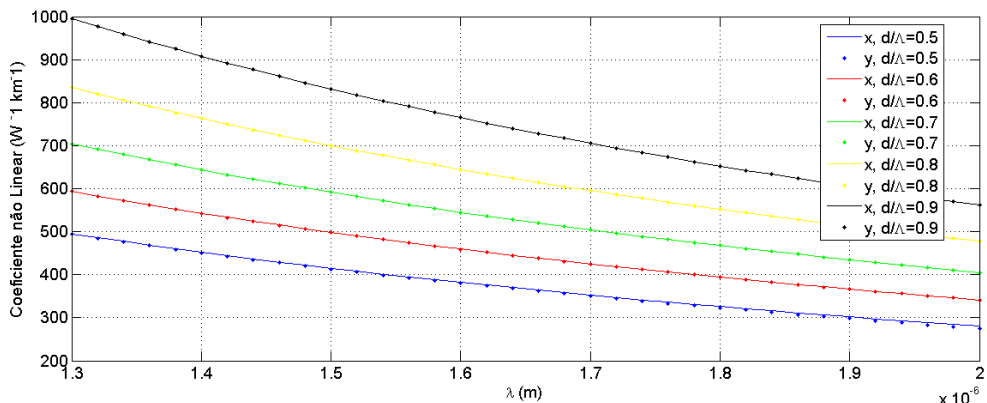
(a) Estrutura hexagonal constituída por 4 anéis, (b) Confinamento do campo elétrico no núcleo sendo o mais interior (cinzento) constituído por sólido. ar.

Figura 4.36: Estrutura hexagonal.

para a polarização x e y fiquem bastante mais próximas. Como o campo elétrico está confinado no núcleo da fibra, (Figura 4.36(b)) então, devido ao anel de ar, é muito menos influenciado pela presença do cristal líquido, que se encontra apenas nos anéis exteriores.

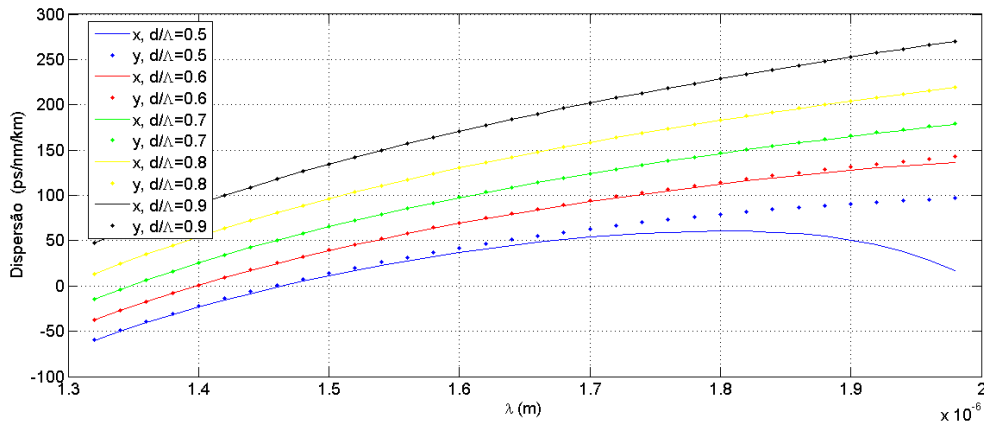


(a) Dispersão.

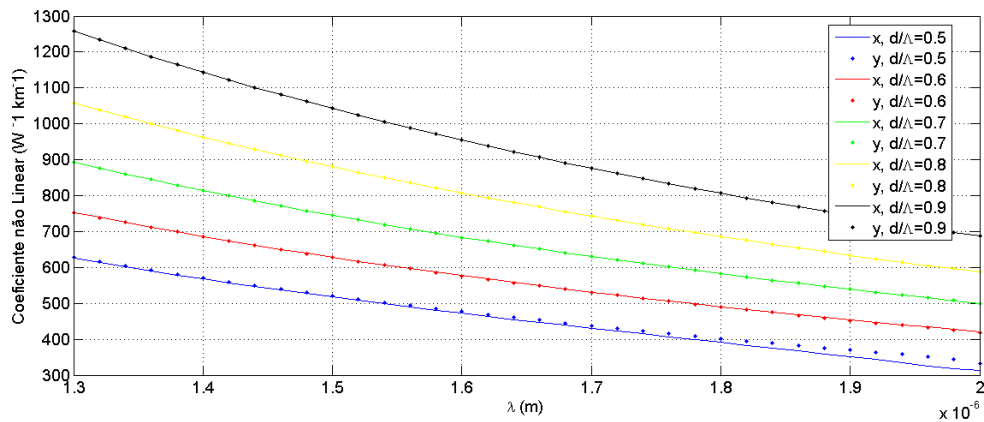


(b) Coeficiente não linear.

Figura 4.37: Dispersão e coeficiente não linear em função do comprimento de onda. Parâmetros: $\Lambda = 2\mu m$. Materiais usados: telurite, ar e 5CB.



(a) Dispersão.

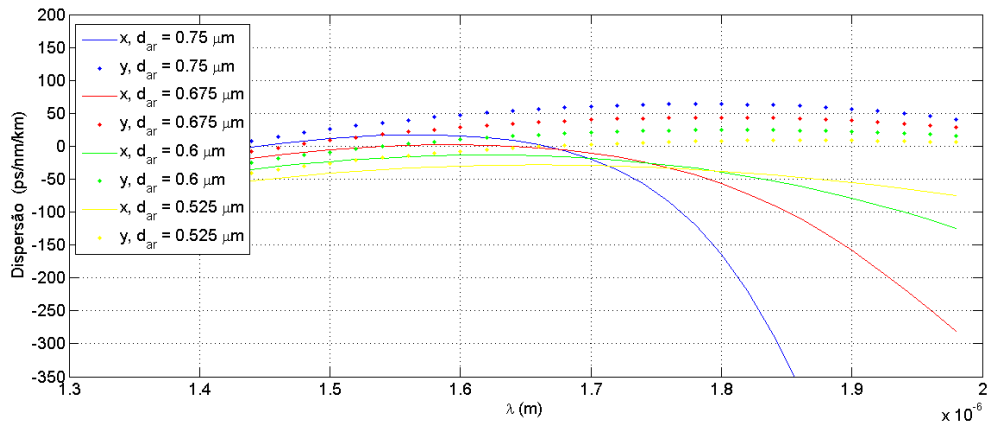


(b) Coeficiente não linear.

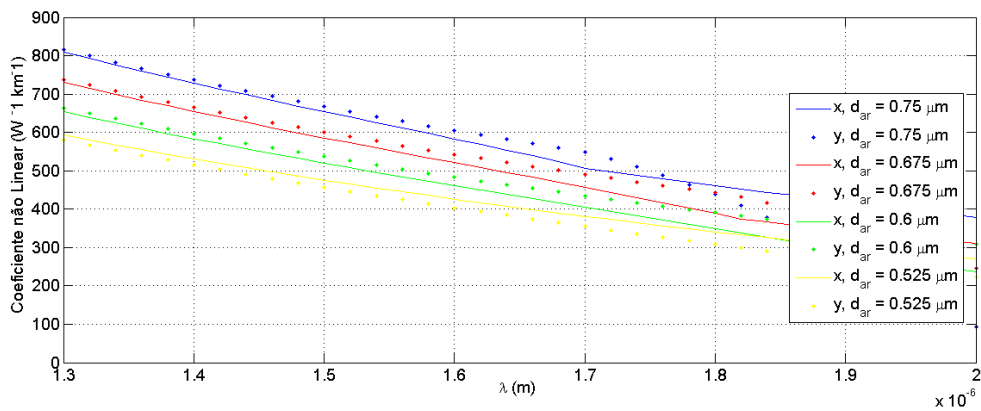
Figura 4.38: Dispersão e coeficiente não linear em função do comprimento de onda. Parâmetros: $\Lambda = 1.75\mu\text{m}$. Materiais usados: telurite, ar e 5CB.

Além disso, a dispersão também aumenta os seus valores relativamente à estrutura anterior. O coeficiente não linear sofre exatamente o mesmo efeito. De notar que para comprimentos de onda elevados, e para valores de d/Λ mais pequenos, começa a notar-se uma maior diferença relativamente às duas polarizações. Para $\Lambda = 1.75\mu\text{m}$, esse efeito é mais visível, devido ao facto de Λ ter também um menor valor (Figura 4.38).

A variação do tamanho dos diâmetros dos buracos do anel interior introduz também mudanças nos valores da dispersão e do coeficiente não linear. Para avaliar esse efeito considera-se a estrutura com $\Lambda = 1.5\mu\text{m}$ e $d/\Lambda = 0.5$. Tínhamos visto anteriormente que o anel de ar junto ao núcleo aproximava os valores da dispersão e coeficiente não linear. Acontecia também que à medida que d e Λ diminuam, a dispersão e o coeficiente não linear tendiam a afastar-se para comprimentos de onda maiores. É possível verificar pela figura 4.39 que a alteração das dimensões (d_{ar}) dos buracos de ar, provocam um efeito semelhante na dispersão e no coeficiente não linear. À medida que d_{ar} diminui, o efeito deste anel tende também a diminuir, e por isso, ambas as curvas tendem a aproximar-se para comprimentos de onda maiores. Este resultado está de acordo com o que se



(a) Dispersão.



(b) Coeficiente não linear.

Figura 4.39: Dispersão e coeficiente não linear em função do comprimento de onda. Parâmetros: $d = 0.75\mu m$, $\Lambda = 1.5\mu m$. Materiais usados: telurite, ar e 5CB.

referiu anteriormente, já que o principal efeito do anel constituído por ar, era afastar as curvas das diferentes polarizações da dispersão e do coeficiente não linear para comprimentos de onda elevados.

4.3.3 Perdas de Confinamento

As perdas de confinamento são avaliadas inicialmente para uma estrutura constituída por seis anéis, com $\Lambda = 1\mu m$ e para quatro valores de $d = 0.9\mu m$, $0.8\mu m$, $0.7\mu m$ e $0.6\mu m$. Numa primeira fase, todos os buracos são preenchidos com o cristal líquido 5CB. Os resultados são mostrados na Figura 4.40. À medida que d aumenta verifica-se que as perdas diminuem. Um aumento do diâmetro dos buracos, faz com que a luz fique mais confinada no núcleo havendo assim menos espaço livre na bainha, o que vai diminuir as perdas de luz para a bainha.

Dependendo do tipo de cristal líquido que se infiltra nos buracos, as perdas tomam valores diferentes. Na Figura 4.41 estão representadas as perdas de confinamento para os quatro cristais líquidos usados neste trabalho. Neste caso considera-se $\Lambda = 1.0\mu m$ e $d = 0.9\mu m$:

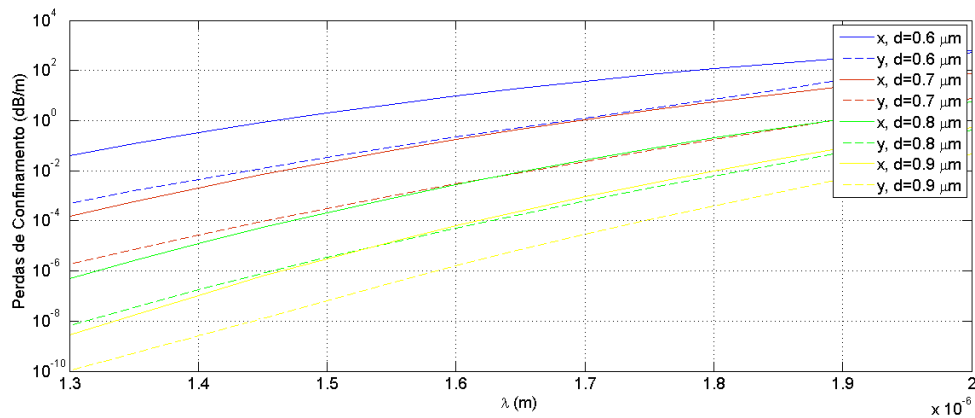


Figura 4.40: Perdas por confinamento. Parâmetros estrutura: $\Lambda = 1\mu\text{m}$. Materiais usados: telurite e 5CB.

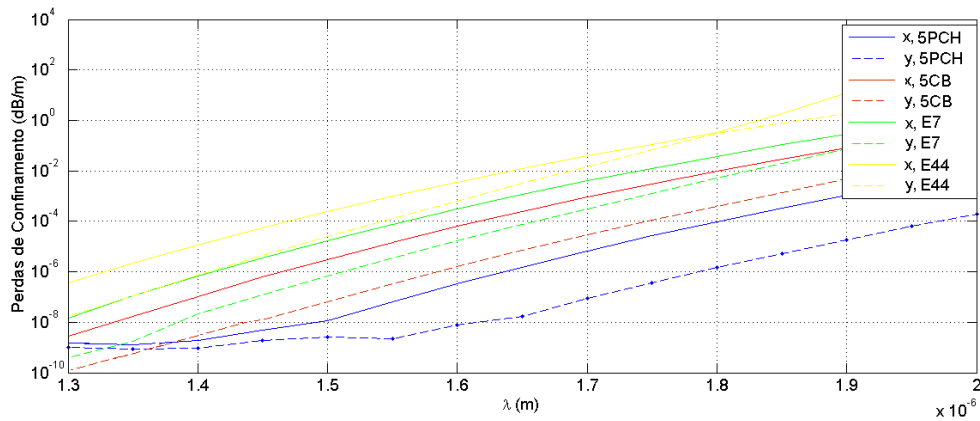


Figura 4.41: Perdas por confinamento. Parâmetros estrutura: $\Lambda = 1\mu\text{m}$ e $d = 0.9\mu\text{m}$. Materiais usados: telurite e os quatro cristais líquidos considerados.

Verifica-se que as perdas diminuem quando se usam cristais líquidos caracterizados por uma birrefringência mais baixa, atingindo-se então valores mais pequenos para o cristal líquido 5PCH.

Nas simulações seguintes foram usadas estruturas com 4 anéis de buracos, em vez dos 6 que foram usados anteriormente. Como se tinha visto na secção anterior, as perdas aumentam à medida que o número de anéis presentes na estrutura diminui. O facto de considerarmos aqui apenas 4 deve-se principalmente a uma redução substancial no tempo de simulação do software Comsol Multiphysics.

Avalia-se agora uma estrutura com a relação $d/\Lambda = 0.5$ e com 4 valores de Λ distintos. Considera-se então $\Lambda = 1\mu\text{m}$, $\Lambda = 1.25\mu\text{m}$, $\Lambda = 1.5\mu\text{m}$, $\Lambda = 1.75\mu\text{m}$ e $\Lambda = 2\mu\text{m}$. Os resultados são apresentados na Figura 4.42. Nota-se que mantendo a relação d/Λ , as perdas diminuem à medida que Λ e d aumentam.

A variação do número de anéis que contém o cristal líquido também afeta o valor das perdas de confinamento de uma fibra fotónica. Seguidamente faz-se uma avaliação das perdas para quatro estruturas diferentes, variando o número de anéis preenchidos com CL. É possível observar na Figura 4.43 que à medida que se vão preenchendo mais anéis (do centro para a periferia) as perdas

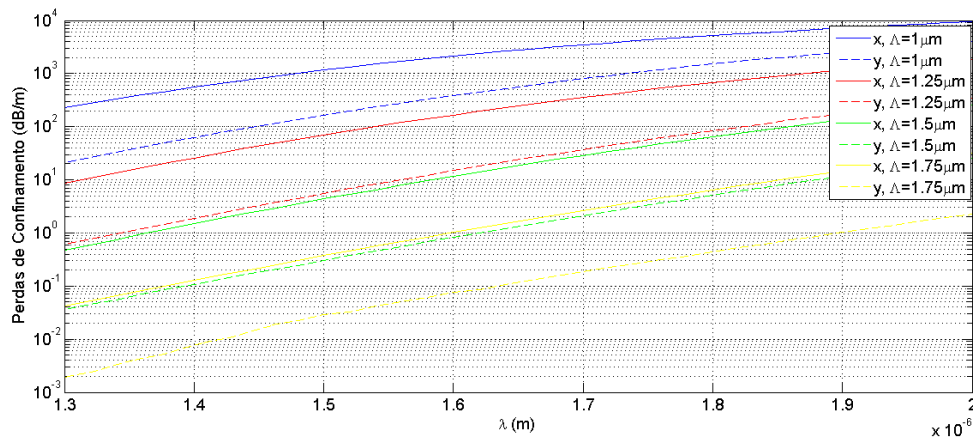


Figura 4.42: Perdas por confinamento. Parâmetros estrutura: $d/\Lambda = 0.5$. Materiais usados: telurite e 5CB.

aumentam. Quando se preenche apenas o anel mais interior da fibra com o CL, e os restantes com ar, obtêm-se menores perdas de confinamento relativamente aos restantes casos. Nota-se também que para menos anéis preenchidos com CL, as perdas para as duas polarizações passam a ter valores mais próximos.

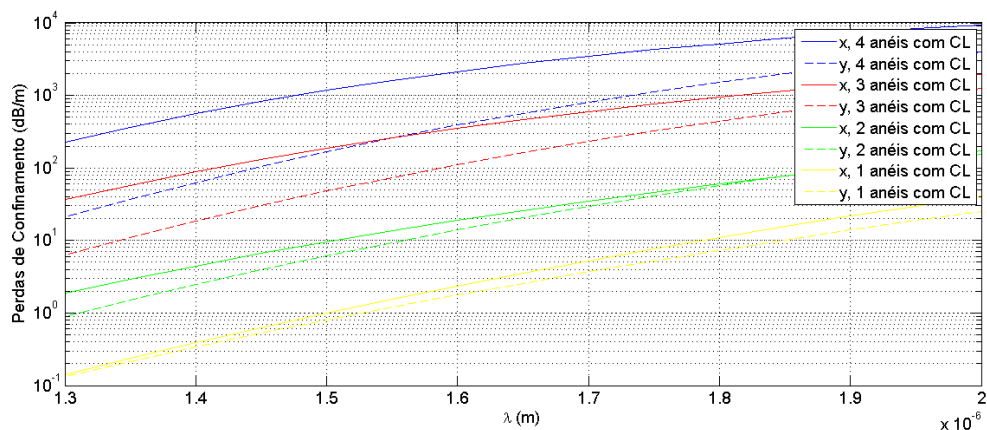


Figura 4.43: Perdas por confinamento para diferentes números de anéis preenchidos com o CL. Parâmetros estrutura: $d = 0.5\mu m$, $\Lambda = 1\mu m$. Materiais usados: telurite, ar e 5CB.

Mantendo o valor do diâmetro dos buracos $d = 0.5\mu m$, avalia-se a variação das perdas de confinamento para diferentes valores de Λ . Consideram-se quatro valores de Λ , $1\mu m$, $1.1\mu m$, $1.2\mu m$ e $1.3\mu m$. Os resultados estão representados na Figura 4.44. Para ambas as polarizações as perdas de confinamento aumentam com o comprimento de onda. Verifica-se que para a polarização x, as perdas de confinamento diminuem com o aumento do valor de Λ .

Na Figura 4.45 é possível observar o confinamento do campo elétrico do modo fundamental para as polarizações x e y para diferentes comprimentos de onda λ . Nota-se que para o mesmo comprimento de onda, o campo magnético fica mais confinado no núcleo para a polarização y, explicando assim as menores perdas verificadas para esta polarização. É possível verificar também

que para a mesma polarização, o confinamento do modo fundamental no núcleo é maior para comprimentos de onda menores. Assim, explica-se o facto de as perdas de confinamento aumentarem com λ para ambas as polarizações.

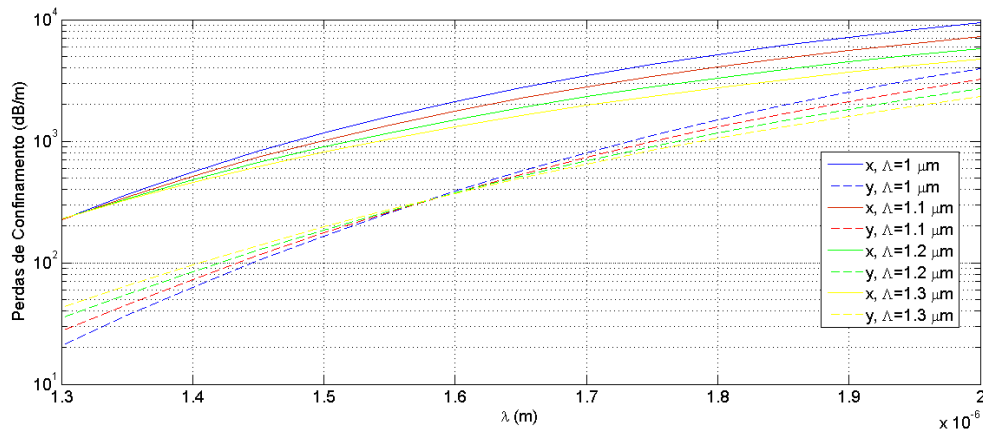


Figura 4.44: Perdas por confinamento em função do comprimento de onda. Parâmetros estrutura: $d = 0.5 \mu\text{m}$. Materiais usados: telurite e 5CB.

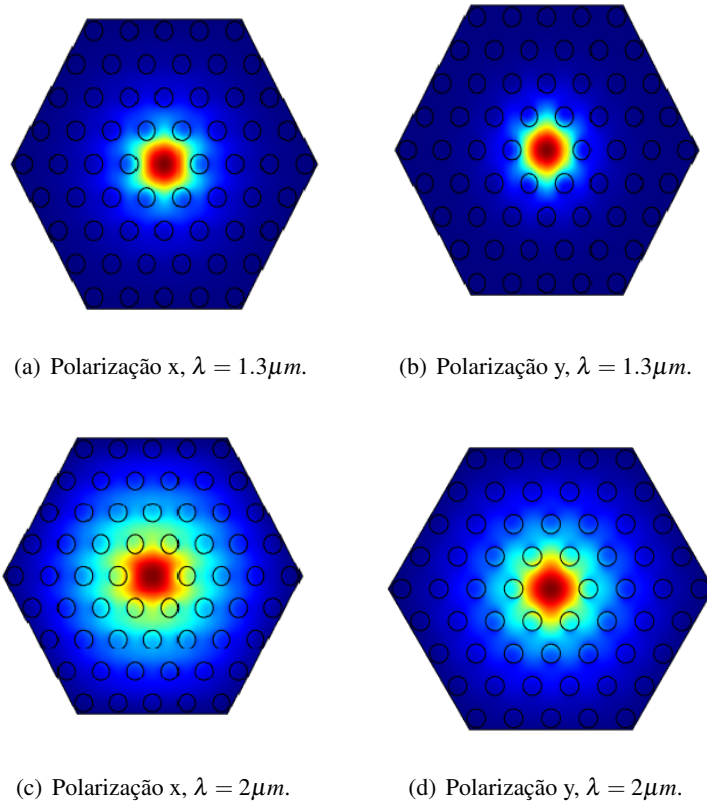


Figura 4.45: Perdas de Confinamento para as polarizações x e y para dois comprimentos de onda λ diferentes. Parâmetros estrutura: $d = 0.5 \mu\text{m}$, $\Lambda = 1 \mu\text{m}$

4.4 Estrutura Hexagonal - Núcleo Oco

Nesta secção é apresentado um novo design de uma fibra fotónica constituída por sílica e buracos de ar e com o núcleo preenchido com um cristal líquido. Este tipo de estrutura é bastante usado em vários dispositivos, sendo que o núcleo pode ser preenchido com vários materiais diferentes. Fang du, Yan-Quing Lu e Shin-Tson Wu usam uma fibra deste género para produzir um interruptor de luz, através da inserção no núcleo do cristal líquido E48 [57]. Estruturas deste tipo contendo gases no núcleo, como hidrogénio [58] são também estudadas. Líquidos altamente não lineares são também usados em fibras de núcleo oco, sobretudo na geração do super contínuo [59]. A inserção do cristal líquido no núcleo permite que a luz seja guiada através da reflexão interna total, uma vez que para os cristais líquidos usados, ambos os índices de refração ordinário n_o e extraordinário n_e são superiores ao da sílica. Uma técnica para preenchimento do núcleo central é mostrada em [60], através da realização de quatro passos.

Nesta estrutura hexagonal todos os buracos na bainha têm o mesmo tamanho, estando os seus centros distanciados por Λ . Os cristais líquidos usados são materiais anisotrópicos que são caracterizados por dois índices de refração distintos, ordinário e extraordinário. Os valores dos índices de refração foram já especificados anteriormente.

São analisadas duas estruturas distintas: inicialmente, é usada uma estrutura hexagonal constituída por 6 anéis de buracos, e mais tarde é removido o anel mais interior da estrutura.

4.4.1 Estrutura Com 6 Anéis

Esta fibra fotónica é constituída por 6 anéis de buracos de ar que rodeiam um núcleo oco, que está preenchido com o cristal líquido 5CB. Inicialmente considera-se para esta estrutura os seguintes parâmetros: $d = 1.84\mu m$, $\Lambda = 2.3\mu m$ e $d_{nucleo} = 2.392\mu m$, que corresponde a $1.3d$. Na Figura 4.46, mostra-se a dependência da parte real do índice de refração para as polarizações x e y, e para diferentes valores de diâmetro dos buracos que constituem a bainha.

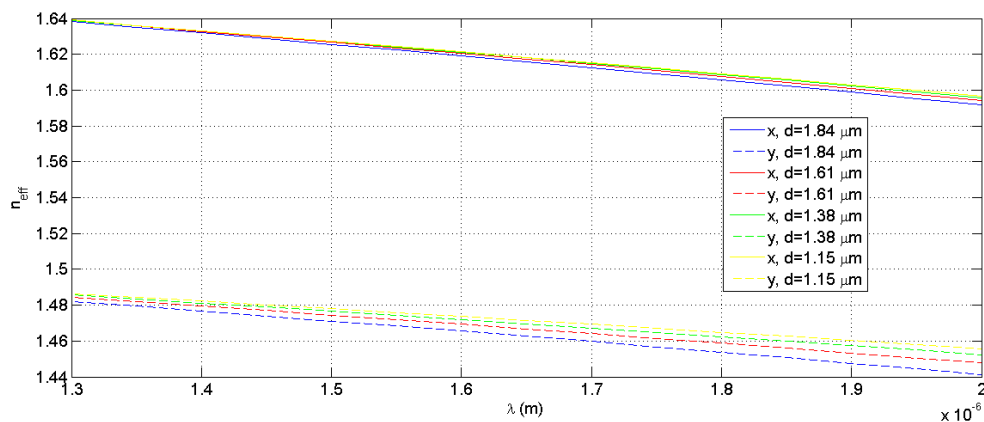
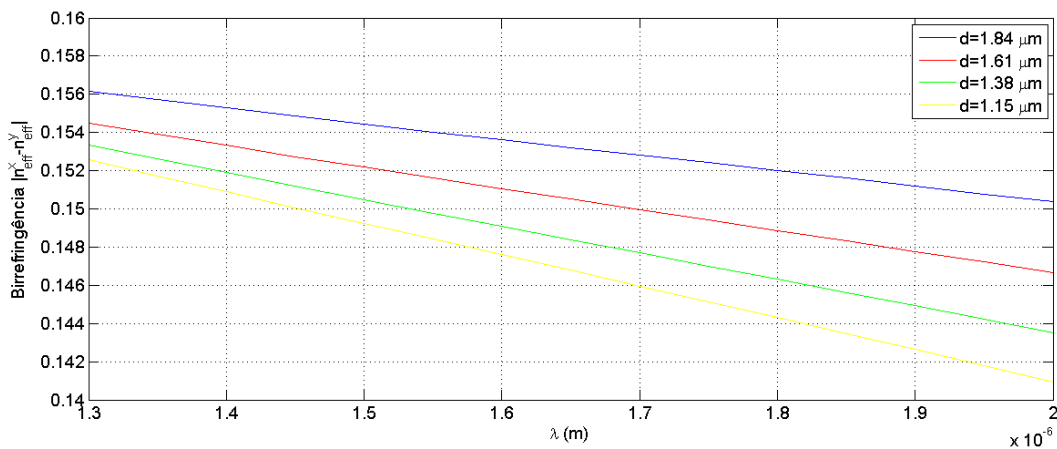
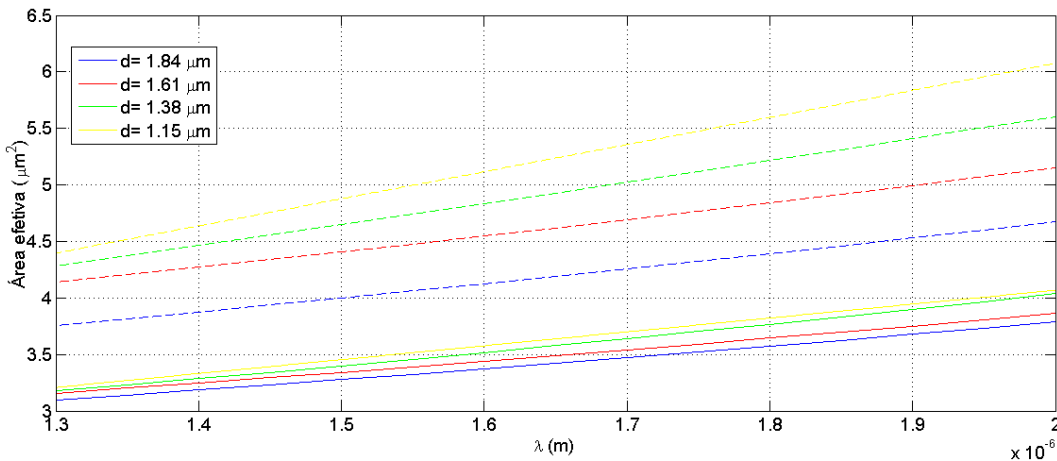


Figura 4.46: Índices de refração efetivo para as polarizações x e y. Parâmetros: $\Lambda = 2.3\mu m$ e $d_{nucleo} = 2.392\mu m$. Materiais usados: sílica, ar e 5CB.

É visível na figura 4.46 que os índices efetivos de ambas as polarizações diminuí com o comprimento de onda, devido ao menor confinamento dos modos na região do núcleo para comprimentos de onda maiores. Além disso, os índices de refração efetivos das duas polarizações na região da bainha diminuem com o aumento do diâmetro dos buracos, devido a uma maior presença de ar, o que faz com aconteça o mesmo com os índices efetivos da polarização x e y. É possível observar na figura que o índice efetivo da polarização x é maior relativamente ao da polarização y. Isto acontece devido à anisotropia que caracteriza o material que está inserido no núcleo. O facto de o cristal líquido apresentar 2 índices de refração distintos, faz com que o índice de refração efetivo visto do núcleo segundo x seja maior que aquele que é visto segundo y, e consequentemente o índice efetivo de x seja também maior que y.



(a) Birrefringência.

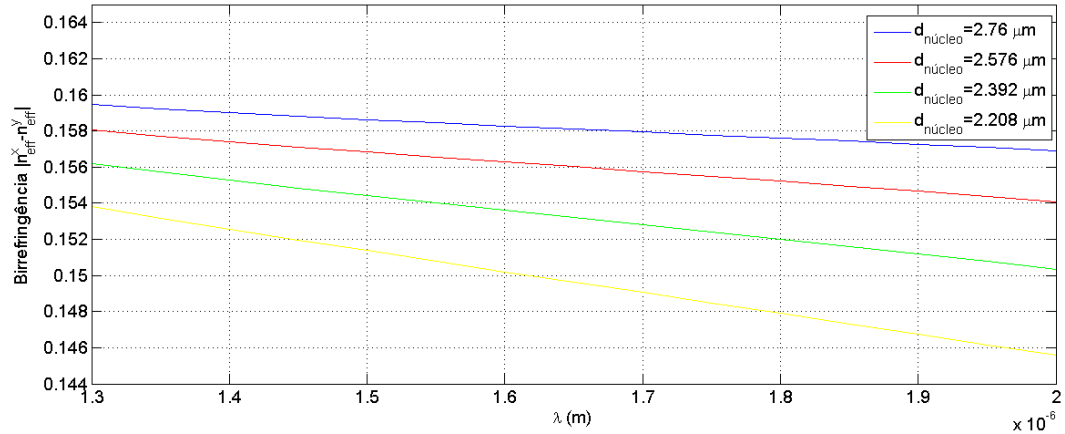


(b) Área modal efetiva.

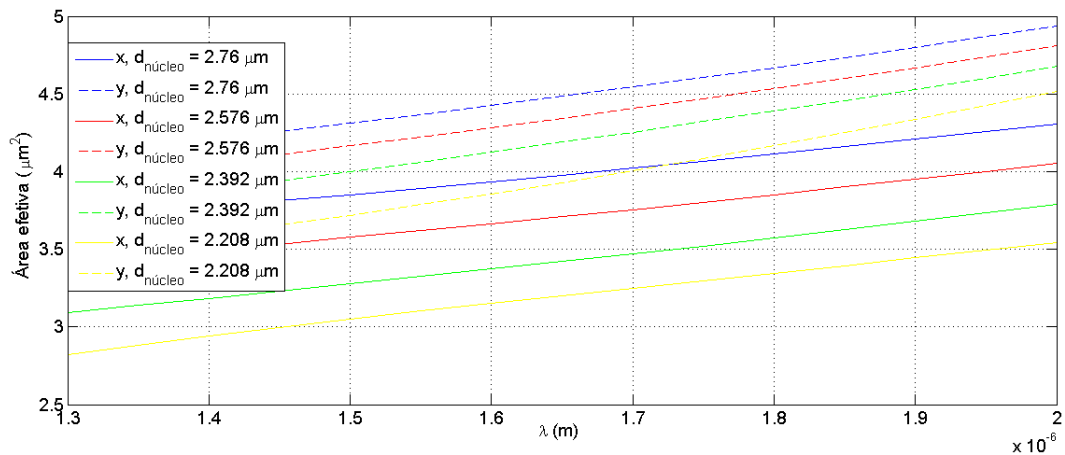
Figura 4.47: Variação da birrefringência e da área modal efetiva com o comprimento de onda. Parâmetro: $d_{nucleo} = 2.392 \mu m$ e $\Lambda = 2.3 \mu m$. Materiais usados: sílica, ar e 5CB.

Ao observar a figura 4.47 verifica-se que a birrefringência aumenta com o aumento dos diâmetros dos buracos de ar presentes na bainha. Quando estes buracos aumentam de tamanho, o confinamento do modo fundamental no interior do núcleo aumenta, e consequentemente, a área

modal efetiva deste modo diminui. Devido a um maior confinamento dos modos no núcleo, o índice de refração visto vai também aumentar, o que faz com os valores da birrefringência aumentem também.



(a) Birrefringência.



(b) Área modal efetiva.

Figura 4.48: Variação da birrefringência e da área modal efetiva com o comprimento de onda. Parâmetros: $d = 1.84\mu\text{m}$ e $\Lambda = 2.3\mu\text{m}$. Materiais usados: sílica, ar e 5CB.

Com o aumento do raio do núcleo central, o confinamento dos modos no núcleo vai diminuir, aumentando então a área efetiva. Com o aumento da área modal efetiva, a fração de campo elétrico presente na bainha aumenta também. Como a bainha é não birrefringente (é constituída por sílica e ar), então a birrefringência vai diminuir, tal como se pode ver na figura 4.48.

4.4.2 Estrutura Com 5 Anéis

A fibra fotônica usada nesta simulação encontra-se representada na figura 4.49. No centro da fibra, a azul, está representado o núcleo oco, preenchido inicialmente com o cristal líquido 5CB, caracterizado por apresentar uma birrefringência ≈ 0.16 .

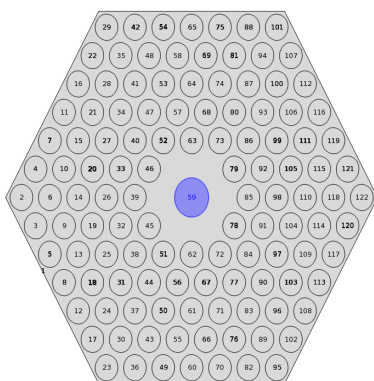


Figura 4.49: Fibra fotônica de núcleo oco sem o anel mais central.

Neste caso, o tamanho do núcleo é mantido num valor constante e faz-se variar o valor do diâmetro dos restantes buracos. A birrefringência para estas condições é apresentada na figura 4.50.

Como se pode observar, a birrefringência varia muito pouco com a alteração dos diâmetros dos buracos da bainha. Este facto deve-se à ausência do anel de buracos de ar mais interior, estando assim o anel de ar mais próximo do núcleo ainda bastante afastado, tendo por isso pouca influência.

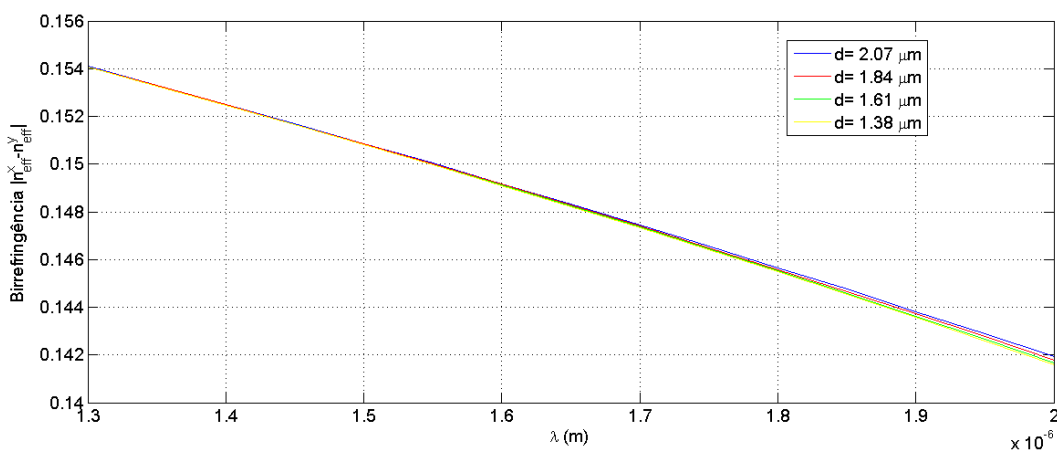
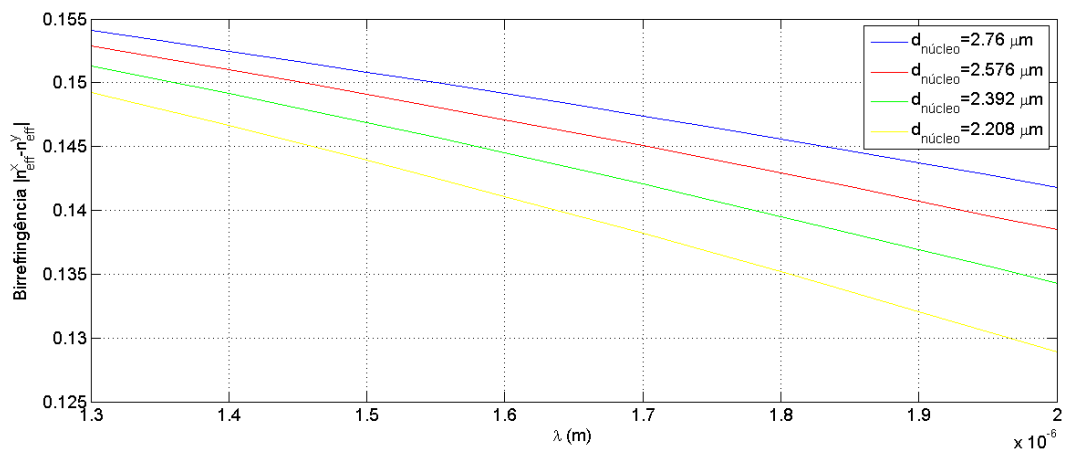


Figura 4.50: Variação da birrefringência com o comprimento de onda. Parâmetros: $d_{nucleo} = 2.76\mu m$ e $\Lambda = 2.3\mu m$. Materiais usados: sílica, ar e 5CB.

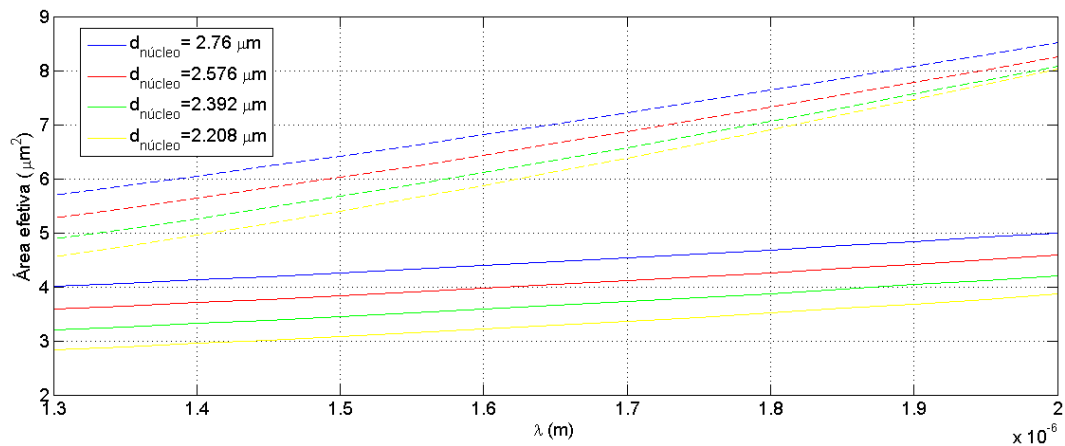
Tal como para a estrutura com 6 anéis, é possível ver na figura 4.51 que também neste caso se verifica que um aumento do núcleo implica um aumento da birrefringência. Contudo, o facto de se ter removido o anel de buracos de ar mais próximo do núcleo, faz com que a birrefringência diminua relativamente à estrutura anterior.

A área efetiva para ambas as polarizações aumenta com o aumento do núcleo, como seria de esperar.

A birrefringência da fibra fotônica depende diretamente da birrefringência do cristal líquido considerado. É possível ver na figura 4.52 que, ao inserir cristais líquidos com birrefringências maiores ou menores, a birrefringência da fibra fotônica aumenta ou diminui respetivamente.



(a) Birrefringência.



(b) Área modal efetiva.

Figura 4.51: Variação da birrefringência e área modal efetiva com o comprimento de onda. Parâmetros: $d = 1.84\mu m$ e $\Lambda = 2.3\mu m$. Materiais usados: sílica, ar e 5CB.

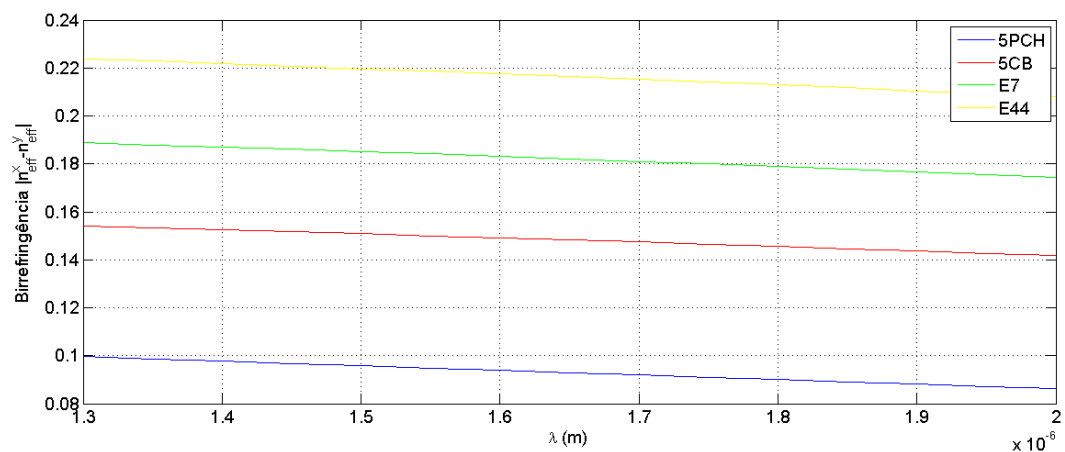


Figura 4.52: Variação da birrefringência comprimento de onda. Parâmetros: $d = 1.84\mu m$, $\Lambda = 2.3\mu m$ e $d_{nucleo} = 2.76\mu m$. Materiais usados: sílica, ar e quatro cristais líquidos.

Capítulo 5

Conclusões e Trabalho Futuro

5.1 Conclusões

Ao longo deste trabalho foram demonstradas as várias propriedades ópticas das fibras microestruturadas infiltradas com cristais líquidos. Foi estudada uma fibra de núcleo sólido, em que os buracos da bainha contêm cristais líquidos e também uma fibra de núcleo oco onde estes materiais se encontram no próprio núcleo. Para uma estrutura hexagonal foram avaliadas propriedades como dispersão, perdas por confinamento, birrefringência, coeficiente não linear e área modal efetiva. Verificou-se que a liberdade no seu design permite projetar este tipo de fibras para aplicações específicas, já que é possível ajustar uma dada estrutura para possuir determinadas características únicas. Através do ajuste de d , Λ ou ainda do número de anéis que constituem a estrutura é possível obter elevadas birrefringências, perfis de dispersão planos e ainda coeficientes não lineares elevados. Verificou-se ainda que diferentes cristais líquidos afetam de forma distinta as referidas propriedades.

Conclui-se então que a versatilidade na construção deste tipo de fibras lhes traz vantagens no projeto de dispositivos que as usam, dado que podem ajustar-se por forma a possuírem as características desejadas.

5.2 Trabalho Futuro

O elevado número de cristais líquidos existentes, assim como a possibilidade de construir novas fibras microestruturadas permite que sejam feitos vários trabalhos neste âmbito. Durante este trabalho, foi usada apenas uma fibra com estrutura hexagonal em que a luz era guiada através de uma reflexão interna total no núcleo. Existem, no entanto, várias outras estruturas com diferentes geometrias que podem ser estudadas, como por exemplo uma estrutura octogonal. Fica também em aberto um estudo para fibras que guiam a luz através de um *bandgap* fotónico, que podem apresentar características bastante distintas das fibras aqui apresentadas. Existe também um tipo

de fibras, designadas por fibras híbridas, que usam as duas formas referidas anteriormente para guiar a luz, que podem também ter um elevado interesse.

Fica também para trabalho futuro o estudo de aplicações que possam usufruir das propriedades ópticas obtidas nesta dissertação.

Referências

- [1] P. St. J. Russel J. C Knight, T. A. Birks e J.P. de Sandro. Properties of photonic crystal fiber and the effective index model. *JOSA A*, vol.15(3), páginas 748–752, 1998.
- [2] T.A. Birks J. C Knight, J. Broeng e P.St.J. Russel. Photonic band gap guidance in optical fibers. *Science*, vol. 282, páginas 1476–1478, 1998.
- [3] Thomas Tanggaard Alkeskjold e Anders Bjarklev. Electrically controlled broadband liquid crystal photonic bandgap fiber polarimeter. *Opt. Lett.*, 32(12):1707–1709, Jun 2007.
- [4] Jiangbing Du, Yange Liu, Zhi Wang, Bing Zou, Bo Liu, e Xiaoyi Dong. Electrically tunable sagnac filter based on a photonic bandgap fiber with liquid crystal infused. *Opt. Lett.*, 33(19):2215–2217, Oct 2008.
- [5] M. Lehtonen, G. Genty, H. Ludvigsen, M. Kaivola, e J.R. Jensen. Supercontinuum generation in highly birefringent photonic crystal fiber. Em *Precision Electromagnetic Measurements, 2002. Conference Digest 2002 Conference on*, páginas 214–215, 2002.
- [6] A. Czaplá, T.R. Wolinski, S. Ertman, K. Nowecka, M. Tefelska, P. Lesiak, A.W. Domanski, J. Wojcik, E. Nowinowski-Kruszelnicki, e R. Dabrowski. Sensing applications of photonic crystal fibers infiltrated with liquid crystals. Em *Instrumentation and Measurement Technology Conference Proceedings, 2007. IMTC 2007. IEEE*, páginas 1–5, 2007.
- [7] Sunish Mathews, Gerald Farrell, e Yuliya Semenova. Liquid crystal infiltrated photonic crystal fibers for electric field intensity measurements. *Appl. Opt.*, 50(17):2628–2635, Jun 2011.
- [8] L. Scolari, T.T. Alkeskjold, e A. Bjarklev. Tunable gaussian filter based on tapered liquid crystal photonic bandgap fibre. *Electronics Letters*, 42(22):1270–1271, 2006.
- [9] L. Scolari, G. Tartarini, E. Borelli, T.T. Alkeskjold, H. C H Mulvad, P. Bassi, e A. Bjarklev. Tunable bandpass filter based on photonic crystal fiber filled with multiple liquid crystals. Em *Lasers and Electro-Optics Society, 2007. LEOS 2007. The 20th Annual Meeting of the IEEE*, páginas 319–320, 2007.
- [10] L. Scolari, C.B. Olausson, J. Weirich, D. Turchinovich, T.T. Alkeskjold, A. Bjarklev, e L. Eskildsen. Tunable polarisation-maintaining filter based on liquid crystal photonic bandgap fibre. *Electronics Letters*, 44(20):1189–1190, 2008.
- [11] David R. Goff. *Fiber Optic Reference Guide: A Practical Guide to Communications Technology*. Open University Press, Third edição, 2002.
- [12] H.S. Winter. *Pediatric Gastrointestinal Endoscopy: Textbook And Atlas*. BC Decker Incorporated, 2005.

- [13] Abel Costa. *Características de Transmissão: Atenuação e Dispersão*. Apontamentos da unidade curricular "Comunicações Ópticas", Faculdade de Engenharia da Universidade do Porto.
- [14] Yablonovitch. E. inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics. *Phys. Rev. Lett.*, 58, páginas 2486–2489, 1987.
- [15] John. S. strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices. *Phys. Rev. Lett.*, 58, páginas 2486–2489, 1987.
- [16] J. Joannopoulos S.Johnson. *Introduction to photonics: Bloch's theorem, band diagrams and gaps*. 2003.
- [17] V.L. Welch e J.-P. Vigneron. Beyond butterflies—the diversity of biological photonic crystals. *Optical and Quantum Electronics*, 39(4-6):295–303, 2007.
- [18] J. C. Knight, T. A. Birks, D. M. Atkin, e P.St.J. Russell. Pure silica single-mode fibre with hexagonal photonic crystal cladding. Em *Optical Fiber Communication Conference*. Optical Society of America, 1996.
- [19] F. Poli, A. Cucinotta, e S. Selleri. *Photonic Crystal Fibers: Properties and Applications*. Materials Science. Springer Science+Business Media B.V., 2007.
- [20] Lara Scolari. *Liquid crystals in photonic crystal fibers: fabrication, characterization and devices*. Tese de doutoramento, Technical University of Denmark, 2009.
- [21] John D. Love Allan W. Snyder. *Optical Waveguide Theory*. Chapman and Hall, Primeira edição, 1983.
- [22] Philip Russel. Photonic crystal fibers. *Science* 299, 358, 2003.
- [23] N. Mortensen. Photonic crystal fibres: mapping maxwell's equations onto a schrödinger equation eigenvalue problem. *Journal of the European Optical Society - Rapid publications*, 1(0), 2006.
- [24] Kunimasa Saitoh, Yukihiro Tsuchida, Masanori Koshiba, e Niels Asger Mortensen. *Opt. Express*.
- [25] R. F. Cregan, B. J. Mangan, J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russell, P. J. Roberts, e D. C. Allan. Single-mode photonic band gap guidance of light in air. 285(5433):1537–1539, 1999.
- [26] J. C. Knight, J. Broeng, T. A. Birks, e P. St. J. Russell. Photonic band gap guidance in optical fibers. 282(5393):1476–1478, 1998.
- [27] Charlene M. Smith, Natesan Venkataraman, Michael T. Gallagher, Dirk Muller, James A. West, Nicholas F. Borrelli, Douglas C. Allan, e Karl W. Koch. Low-loss hollow-core silica/air photonic bandgap fibre. 424(5393), 2003.
- [28] P. Roberts, F. Couny, H. Sabert, B. Mangan, D. Williams, L. Farr, M. Mason, A. Tomlinson, T. Birks, J. Knight, e P. St. J. Russell. Ultimate low loss of hollow-core photonic crystal fibres. *Opt. Express*, 13(1):236–244, Jan 2005.
- [29] David Dunmur e Tim Sluckin. *Soap, Science, and Flat-Screen TVs: A History of Liquid Crystals*. Oxford, Primeira edição, 2010.

- [30] S. Kumar. *Liquid Crystals: Experimental Study of Physical Properties and Phase Transitions*. Cambridge University Press, 2001.
- [31] I.C. Khoo e S.T. Wu. *Optics and Nonlinear Optics of Liquid Crystals*. Series in Nonlinear Optics. World Scientific Publishing Company Incorporated, 1993.
- [32] Assis Farinha Martins. Os cristais líquidos, colóquio ciências, março 1991.
- [33] Jun Li e Shin-Tson Wu. Extended cauchy equations for the refractive indices of liquid crystals. *Journal of Applied Physics*, 95(3):896–901, 2004.
- [34] S. Chandrasekhar. *Liquid Crystals*. Cambridge University Press, 1992.
- [35] S.T. Wu e D.K. Yang. *Fundamentals of Liquid Crystal Devices*. Wiley Series in Display Technology. Wiley, 2006.
- [36] Editorial board. *Progress in Solid State Chemistry*, 41(1–2):IFC –, 2013.
- [37] Jun Li, Sebastian Gauzia, e Shin-Tson Wu. High temperature-gradient refractive index liquid crystals. *Opt. Express*, 12(9):2002–2010, May 2004.
- [38] Chengkun Chen, Albane Laronche, Géraud Bouwmans, Laurent Bigot, Yves Quiquempois, e Jacques Albert. Sensitivity of photonic crystal fiber modes to temperature, strain and external refractive index. *Opt. Express*, 16(13):9645–9653, Jun 2008.
- [39] T.R. Wolinski, A. Czaplá, S. Ertman, M. Tefelska, A.W. Domanski, J. Wojcik, E. Nowinowski-Kruszelnicki, e R. Dabrowski. Photonic liquid crystal fibers for sensing applications. *Instrumentation and Measurement, IEEE Transactions on*, 57(8):1796–1802, 2008.
- [40] T. R. Wolinski, Katarzyna Szaniawska, K. Bondarczuk, S. Ertman, P. Lesiak, A. W. Domanski, R. S. Dabrowski, E. Nowinowski-Kruszelnicki, e Jan Wojcik. Influence of temperature and electrical fields on propagation properties of photonic liquid-crystal fibers. páginas 322–325, 2005.
- [41] Jia hong Liou e Chin-Ping Yu. Optically tunable fiber attenuators based on photonic liquid crystal fibers. Em *Opto-Electronics and Communications Conference (OECC), 2012 17th*, páginas 787–788, 2012.
- [42] T.T. Larsen, J. Broeng, D.S. Hermann, e A. Bjarklev. Thermo-optic switching in liquid crystal infiltrated photonic bandgap fibres. *Electronics Letters*, 39(24):1719–1720, 2003.
- [43] D.J.J. Hu, Jun Long Lim, Ying Cui, K. Milenko, Yixin Wang, P.P. Shum, e T. Wolinski. A directional coupler based on nematic liquid crystal filled photonic crystal fiber. Em *Photonics Conference (IPC), 2012 IEEE*, páginas 806–807, 2012.
- [44] L. Wei, T.T. Alkeskjold, e A. Bjarklev. Tunable and rotatable birefringence controller based on electrical control of liquid crystal filled photonic bandgap fibers. Em *Lasers and Electro-Optics 2009 and the European Quantum Electronics Conference. CLEO Europe - EQEC 2009. European Conference on*, páginas 1–1, 2009.
- [45] T.T. Larsen, A. Bjarklev, D.S. Hermann, e J. Broeng. Distributed optical fiber devices based on liquid crystal infiltrated photonic crystal fibers. Em *Optical Fiber Communication Conference, 2004. OFC 2004*, volume 2, páginas 3 pp. vol.2–, 2004.

- [46] M. Bass, C. DeCusatis, J. Enoch, V. Lakshminarayanan, G. Li, C. MacDonald, V. Mahajan, e E. Van Stryland. *Handbook of Optics, Third Edition Volume IV: Optical Properties of Materials, Nonlinear Optics, Quantum Optics (set)*. Handbook of Optics. Mcgraw-hill, 2009.
- [47] G.P. Agrawal. *Fiber-optic communication systems*. Wiley series in microwave and optical engineering. Wiley, 1997.
- [48] R.A.H. El-Mallawany. *Tellurite Glasses Handbook: Physical Properties and Data*. Tellurite Glasses Handbook: Physical Properties and Data. Taylor & Francis, 2010.
- [49] Jun Li, Chien-Hui Wen, Sebastian Gauza, Ruibo Lu, e Shin-Tson Wu. Refractive indices of liquid crystals for display applications. *J. Display Technol.*, 1(1):51, Sep 2005.
- [50] G. Agrawal. *Nonlinear Fiber Optics*. Optics and Photonics. Elsevier Science, 2001.
- [51] J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russell, e D. M. Atkin. All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding. *Opt. Lett.*, 21(19):1547–1549, Oct 1996.
- [52] Kazunori Suzuki, Hirokazu Kubota, Satoki Kawanishi, Masatoshi Tanaka, e Moriyuki Fujita. Optical properties of a low-loss polarization-maintaining photonic crystal fiber. *Opt. Express*, 9(13):676–680, Dec 2001.
- [53] M.J. Steel e Jr. Osgood, R.M. Polarization and dispersive properties of elliptical-hole photonic crystal fibers. *Lightwave Technology, Journal of*, 19(4):495–503, 2001.
- [54] Yang Yue, G. Kai, Zhi Wang, Yunfei Lu, Chunshu Zhang, Tingting Sun, Yan Li, Long Jin, Jianguo Liu, Yange Liu, Shuzhong Yuan, e Xiaoyi Dong. Highly birefringent elliptical-hole photonic crystal fiber with two big circular air holes adjacent to the core. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 18(24):2638–2640, 2006.
- [55] Yang Yue, Guiyun Kai, Zhi Wang, Tingting Sun, Long Jin, Yunfei Lu, Chunshu Zhang, Jianguo Liu, Yan Li, Yange Liu, Shuzhong Yuan, e Xiaoyi Dong. Highly birefringent elliptical-hole photonic crystal fiber with squeezed hexagonal lattice. *Opt. Lett.*, 32(5):469–471, Mar 2007.
- [56] Yuh-Sien Sun, Yuan-Fong Chau, Han-Hsuan Yeh, Lin-Fang Shen, Tzong-Jer Yang, e Din Ping Tsai. High birefringence photonic crystal fiber with a complex unit cell of asymmetric elliptical air hole cladding. *Appl. Opt.*, 46(22):5276–5281, Aug 2007.
- [57] Fang Du, Yan-Qing Lu, e Shin-Tson Wu. Electrically tunable liquid-crystal photonic crystal fiber. *Applied Physics Letters*, 85(12):2181–2183, 2004.
- [58] F. Benabid, J. C. Knight, G. Antonopoulos, e P. St. J. Russell. Stimulated raman scattering in hydrogen-filled hollow-core photonic crystal fiber. 298(5592):399–402, 2002.
- [59] Rui Zhang, Jörn Teipel, e Harald Giessen. Theoretical design of a liquid-core photonic crystal fiber for supercontinuum generation. *Opt. Express*, 14(15):6800–6812, Jul 2006.
- [60] D. Noordegraaf K. Nielsen e T. Sørense. Selective filling of photonic crystal fibres. *J. Opt. A*, página 1464–4258, 2005.