

UNIVERSIDADE FEDERAL DE ALAGOAS  
CENTRO DE TECNOLOGIA  
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM CIÊNCIA DOS MATERIAIS

JONATHAS MATIAS DE OLIVEIRA

**MICROFABRICAÇÃO DE DISPOSITIVOS ÓPTICOS INTEGRADOS  
POR MEIO DE ESCRITA DIRETA A LASER**

MACEIÓ – AL

2023

JONATHAS MATIAS DE OLIVEIRA

**MICROFABRICAÇÃO DE DISPOSITIVOS ÓPTICOS INTEGRADOS  
POR MEIO DE ESCRITA DIRETA A LASER**

Tese de Doutorado apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Materiais da Universidade Federal de Alagoas como requisito para obtenção do título de Doutor em Ciências, com ênfase em Materiais.

Orientador: Prof<sup>o</sup>. Dr. Eduardo Jorge da Fonseca

MACEIÓ – AL

2023

**Catálogo na Fonte**  
**Universidade Federal de Alagoas**  
**Biblioteca Central**  
**Divisão de Tratamento Técnico**

Bibliotecário: Marcelino de Carvalho Freitas Neto – CRB-4 – 1767

O48m Oliveira, Jonathas Matias de.  
Microfabricação de dispositivos ópticos integrados por meio de escrita direta a laser / Jonathas Matias de Oliveira. – 2023.  
121 f. : il.

Orientador: Eduardo Jorge da Fonseca.  
Tese (doutorado em Materiais) – Universidade Federal de Alagoas. Centro de Tecnologia. Programa de Pós-Graduação em Materiais. Maceió, 2023.

Bibliografia: f. 96-111.  
Apêndices: f. 112-121.

1. Microfabricação. 2. Lasers ultrarrápidos. 3. Escrita direta a laser. 4. Fotopolimerização. 5. Micro-óptica. 6. Fotônica. 7. Momentos angulares. I. Título.

CDU: 535

Aos meus amores, Valéria, Iza e Emily.

Sempre vale a pena...

## AGRADECIMENTOS

Foi em 2018, caminhando pelo Instituto de Física/UFAL, querendo retomar uma história acadêmica interrompida 15 anos antes, que reencontrei o prof. Eduardo Fonseca. Uma conversa rápida preparou o terreno para outras reuniões e, alguns meses após, uma proposta desafiadora: Colocar em funcionamento um laboratório recém instalado, de extrema complexidade, e iniciar o doutoramento numa área de pesquisa nova para o Grupo de Óptica e Nanoscopia (GON). Assim iniciamos e desenvolvemos os trabalhos que resultaram nesta tese de doutorado. Cada capítulo conta um pouco da história do Laboratório de Microfabricação a Laser ( $\mu$ FAB/GON) e dos personagens envolvidos nesta caminhada. Com efeito, após 05 anos, colhemos como frutos uma dissertação de mestrado (Laura Maísa/IF/UFAL), 05 artigos publicados em revista de alto impacto em Óptica e Materiais, e agora, nossa primeira Tese de Doutorado.

Agradeço a cada pessoa que, direta ou indiretamente, dividiu comigo este tempo de muito estudo e dedicação. Sim, um doutoramento não é feito apenas de muita leitura, horas de laboratório e discussões, artigos e congressos. É feito, principalmente, de pessoas. São professores, colegas estudantes, corpo técnico, familiares, amigos, gente de perto e de longe, todos eles formaram minha rede de apoio e estímulo para vencer este período tão significativo de minha formação profissional. Por isso, é preciso agradecer...

Minha família, Valéria, Iza e Emy, foram meu refúgio, fonte de tranquilidade e paciência. Sempre atentas, sempre sensíveis, com palavras de ânimo e carinho. Espero ser exemplo e amparo pra cada uma de vocês.

Meus pais, sempre me incentivando e apoiando com amor incondicional.

Meu orientador e amigo, Eduardo; sua confiança em meu trabalho, sua paciência, incentivo e parceria foram essenciais para o sucesso desta empreitada e para os resultados que obtivemos. Obrigado por acolher a mim e minha família e tornar tudo mais leve.

Aos professores do grupo GON, Alcenísio e Samuel. Suas observações e apoio foram extremamente valiosos.

Aos professores Noélio Dantas e Anielle Silva (UFAL), pela preparação das amostras e parceria no trabalho sobre vidros teluretos. Ao professor Sebastião Pádua (UFMG), pelas amostras vítreas para construção dos chips fotônicos.

Minha amiga Laura Maísa, muito obrigado pela parceria e paciência. Foram muitas horas de trabalho e discussões no lab. Sua sensibilidade e foco são inspiração pra mim e foram a chave para obtermos tantos resultados positivos nestes anos de caminhada.

Meu aluno (agora aluno do Eduardo!) e amigo José Vinícius ('Zé'), esse tempo que temos investido em sua formação será recompensado por um futuro brilhante que você certamente terá.

Aos demais colegas do grupo GON, em especial Artur, Elaine, Laís, Sendy, José Carlos, Danilo, João Paulo, Gilson. Obrigado pelos momentos de conversas divertidas e trabalho compartilhado. Sempre na torcida pelo sucesso profissional e pessoal de vocês.

Minha amiga Ana Rúbia. Sempre solícita e organizada na gerência dos diversos ambientes e equipamentos do lab. Cuidadosa com as pessoas e com nossos *pets*.

E sobretudo, agradeço a Deus, doador da Vida, que me abre os olhos para ver Sua permanente manifestação nos movimentos da Graça, comum e cara.

“Você é abençoado quando se encontra com a sabedoria,  
quando faz amizade com o entendimento.  
A sabedoria é a verdadeira Árvore da Vida para os que a abraçam.”

**(Provérbio hebraico)**

## RESUMO

As técnicas de microfabricação tridimensionais via escrita direta a laser abriram uma janela de oportunidades para a pesquisa e para aplicações tecnológicas em diversas áreas como comunicações ópticas, microfluídica, síntese de novos materiais, ambientes 3D para engenharia tecidual, construção de microdispositivos ópticos, entre outros. A possibilidade de construir um dispositivo 3D diretamente sobre um substrato ou no interior de um meio sólido transparente tem impulsionado grupos de pesquisa e engenheiros em todo mundo a projetar e desenvolver sistemas integrados de microelementos ópticos, capazes de manipular os sinais luminosos e fazê-los interagir com elementos mecânicos, eletrônicos, fluidos, químicos e biológicos. O objetivo do nosso trabalho foi utilizar as diferentes técnicas de escrita a laser para construir microdispositivos ópticos capazes de, individualmente ou de maneira integrada, modular e guiar feixes de luz estruturada, principalmente aqueles portando momento angular orbital. Esta tese contempla alguns dos trabalhos realizados com esse objetivo e que apresentaram resultados bem significativos: (i) Utilizando a técnica de polimerização por absorção de dois fótons, nós projetamos e construímos um axicon helicoidal binário, um micro-modulador de luz que converte feixes Gaussianos em um feixe estruturado possuindo momento angular orbital, cujo perfil é descrito por uma superposição de feixes *Bessel* de alta ordem. (ii) Por meio de uma técnica laser modificante, nós escrevemos guias de onda tipo canal no interior de lâminas vítreas de telureto dopadas com prata. As propriedades ópticas dos guias e os parâmetros de escrita foram analisados em função da composição da matriz e da participação das nanopartículas de prata. (iii) Por fim, construímos e caracterizamos guias de onda com perfil anular no interior de lâminas de vidro boro-aluminosilicatos. Mostramos que estas estruturas podem guiar feixes com momento angular orbital e suas superposições. Para além do desafio de microfabricar esta estrutura, nós propusemos um método de acoplamento que permite sintonizar os modos guiados sem a necessidade de construir novos guias ou modificar o feixe de entrada. Uma descoberta que amplia em muito os graus de liberdade disponíveis para feixes ópticos em circuitos fotônicos, simplifica o *design* de chips ópticos integrados e alarga o espectro de aplicações possíveis para estes sistemas.

**Palavras-chaves:** microfabricação, lasers ultrarrápidos, escrita direta a laser, fotopolimerização, micro-óptica, fotônica, momento angular orbital



## ABSTRACT

The three-dimensional microfabrication via direct laser writing techniques has opened a window of opportunities for research and technological applications in several areas such as optical communication, microfluidics, synthesis of new materials, 3D scaffolding for cell culture, construction of optical microdevices, and others. The possibility of building a 3D optical device directly on substrate or inside a transparent bulk has driven research groups and engineers around the world to design and develop integrated micro-optical systems capable of manipulating light signals and making them interact with mechanical, electronic, fluid, chemical and biological elements. The aim of our work was to use the ultrafast laser microfabrication to construct micro-optical devices able to modulate and guide structured light beams, in particular those possessing orbital angular momentum. This thesis comprises some of works developed with that purpose and that presented very significant results: *(i)* Initially, the two-photon polymerization technique was used to write a binary helical axicon, a light micro-modulator able to convert Gaussian beams into structured beams possessing orbital angular momentum, whose profile is described by a superposition of high-order Bessel beams. *(ii)* By means of a modifying laser process, we have written channel waveguides inside silver-doped tellurite glassy blades. The waveguide's optical properties and the writing parameters were analyzed as a function of the matrix composition and of the silver nanoparticles concentration. *(iii)* Finally, we have built annular waveguides inside boro-aluminosilicate glassy blades. After characterization, we showed that these structures are able to guide optical vortex beams and their superpositions. In addition, we have proposed a coupling method that permits tuning the guided modes for the same waveguide and no need to modify the input beam. Our findings expand the available degrees of freedom for optical beams in photonic circuits, simplify the design of integrated optical chips and broaden the spectrum of possible applications for these systems.

**Keywords:** microfabrication, ultrafast lasers, direct laser writing, photopolymerization, microoptics, photonics, orbital angular momentum.

## LISTA DE ILUSTRAÇÕES

Figura 2.1 – Processos de absorção da luz pela matéria. (a) Absorção linear (1 fóton). (b) Absorção não linear por 2 fótons (não degenerado e degenerado) (c) Confinamento espacial associado ao processo A2F. (d) Distribuição da intensidade (processo A1F) e do quadrado da intensidade (processo A2F) de um feixe Gaussiano com cintura $\omega_0$ para os comprimentos de onda $\lambda$ e $2\lambda$ .....	24
Figura 2.2 – Esquema representativo do processo de polimerização radicalar do fotoiniciador Irgacure 369®.....	28
Figura 2.3 – Espectro de absorção de fotoiniciadores comerciais.....	29
Figura 2.4 – Formação do <i>voxel</i> . (a) Esquema ilustrativo da evolução das dimensões do <i>voxel</i> em relação à distribuição de intensidade Gaussiana do <i>fs</i> -laser. (b) Medidas experimentais das dimensões do <i>voxel</i> em relação ao tempo de exposição laser e à abertura numérica das lentes objetivas.....	30
Figura 2.5 – Esquema ilustrativo de funcionamento das resinas positiva e negativa.....	31
Figura 2.6 – Diagrama esquemático dos mecanismos responsáveis por promover elétrons da banda de valência para a banda de condução. (a) Ionização multifotônica. (b) Ionização por tunelamento. (c) Ionização por avalanche (colisional).....	33
Figura 2.7 – Ilustração da escala de tempo dos processos envolvidos durante a modificação por laser de femtossegundos.....	34
Figura 2.8 – Tipos de modificações no índice de refração de materiais transparentes em função da fluência laser.....	36
Figura 2.9 – Técnicas de escrita direta a laser.....	40
Figura 2.10 – Sistemas integrados de micro-óptica. (a) <i>Array</i> de microlentes para otimização de sensor e câmera CMOS. (b) Chip fotônico para aplicações em comunicação quântica. (c) Sistema opto-fluídico para citometria. (d) Chip opto-eletrônico para aplicação em sistemas de comunicação por microondas.....	44
Figura 3.1 – Feixes com vórtices ópticos.....	46
Figura 3.2 - Distribuição transversal do perfil de intensidade do feixe Bessel para diferentes ordens $m$ .....	47
Figura 3.3 – Concepção e esboço em CAD do axicon helicoidal binário.....	48
Figura 3.4 – Padrões de difração calculados por meio da equação (3.6) para elementos com três anéis. (a) $\Delta R = 5.0 \mu\text{m}$ e período $10 \mu\text{m}$ . (b) $\Delta R = 3.5 \mu\text{m}$ e período $7.0 \mu\text{m}$ .....	51
Figura 3.5 – Espectro de absorção da fotoresina PETA-Irg369 após radiação UV (região de transparência do DOE) .....	52
Figura 3.6 – Arranjo experimental para caracterização óptica. SF é um filtro espacial, L1 e L2 são lentes e OL é uma lente objetiva. ....	53

Figura 3.7 – Distribuição da intensidade gerada por axicons binários com a) período de 4.0 $\mu\text{m}$ e b) período de 10.0 $\mu\text{m}$ .....	54
Figura 3.8 – Axicon helicoidal binário com $\Delta R = 5,0 \mu\text{m}$ , período de 10,0 $\mu\text{m}$ e altura máxima $h = 1,10 \mu\text{m}$ . (a) Projeto concebido por computador (CAD). (b) Imagem MEV do microelemento.....	55
Figura 3.9 – Padrão de intensidade gerado por um microelemento de 3 anéis (a) após processo de lavagem da resina não polimerizada, (b) imerso em resina ainda líquida, c) imerso em resina polimerizada por “banho” de lâmpada UV.....	55
Figura 3.10 – Distribuição de intensidade de feixes gerados por diferentes axicons helicoidais. Linha superior: calculados analiticamente; linha inferior: resultados experimentais. (a,b) 3 anéis, $\Delta R = 3,0 \mu\text{m}$ , período 6,0 $\mu\text{m}$ e $h = 11,01 \mu\text{m}$ ; (c,d) 3 anéis, $\Delta R = 10,0 \mu\text{m}$ , período 20,0 $\mu\text{m}$ e $h = 11,01 \mu\text{m}$ ; (e,f) 5 anéis, $\Delta R = 5,0 \mu\text{m}$ , período 10,0 $\mu\text{m}$ e $h = 1,10 \mu\text{m}$ ; (g,h) 5 anéis, $\Delta R = 3,0 \mu\text{m}$ , período 6,0 $\mu\text{m}$ e $h = 1,1$ .....	57
Figura 3.11 – Interferograma dos feixes gerados. (a,b) Padrão ‘garfo’ e (c) padrão axial espiralante.....	58
Figura 4.1 - (a, b) Espectros de absorção das amostras não modificadas e após inscrição laser; (c) Espectros Raman.....	64
Figura 4.2 - (a) Profundidade mínima de escrita. (b, c) Vista superior e (d, e) vista frontal dos guias de ondas. (b, d) Dependência com a energia incidente; (c, e) Dependência do perfil do guia com a velocidade de escrita. (escala = 20 $\mu\text{m}$ ) .....	66
Figura 4.3 - Comprimento transversal das faixas ( $H_{\text{strip}}$ ) e variação da energia de pulso. Destaque: Imagem óptica frontal do guia de onda. (escala = 20 $\mu\text{m}$ ) .....	67
Figura 4.4 - (a) Acoplamento laser em 480 nm, 530 nm e 690 nm; (b) Perfil do modo guiado e seção transversal x-z da intensidade de saída do laser em 690nm. ....	68
Figura 4.5 - Dependência das perdas ópticas nos guias de ondas com (a) a energia do pulso de escrita, (b) com a concentração de prata nas amostras e (c) com a velocidade de escrita laser.....	70
Figura 4.6 - (a) Mudança do índice de refração ( $\Delta n$ ) em função da energia de pulso. (b) Resposta Raman 3D na região dos guias de ondas escritos em amostras 80Te20Zn:0.1Ag. (c) Espectro Raman na região não modificada (‘pristine’) e após interação com o fs-laser.....	72
Figura 5.1 - (a) Esboço do guia de ondas anular. (b) Arranjo experimental para imageamento dos guias.....	77
Figura 5.2 - Arranjo experimental para acoplamento nos guias de ondas e geração dos modos OAM. ....	78
Figura 5.3 - Guia de ondas com estrutura anular. (a) Imagem microscópica do perfil transversal do guia. (b) Mudança do índice de refração de linhas individuais modificadas pelo fs-laser, ao longo do diâmetro da estrutura. (c) Regiões possíveis para guiar a luz dentro da estrutura anular. (d) Perfis de intensidade dos feixes guiados.....	79

Figura 5.4 - Sintonizando os feixes OAM de saída. (a) Modos OAM obtidos pela variação da posição de acoplamento $z$ . (b) Perda óptica total em função dos modos propagantes na estrutura de $40 \mu\text{m}$ de diâmetro externo e $27\text{mm}$ de comprimento. (Barra de escala = $5 \mu\text{m}$ ) .....	80
Figura 5.5 - Análise do acoplamento da frente de onda no guia anular. (a) Frente de onda esférica atingindo o guia anular deslocado na posição $z$ . Destaque: Diferença de caminho $\Delta$ considerando propagação axial ou radial da frente de onda. (b) Previsão teórica para a diferença de caminho $\Delta$ em função do deslocamento $z$ , Eqs. 5.1 e 5.2. (c) Diferença de caminho $\Delta$ em função do da variação do diâmetro $D$ e da posição focal de acoplamento $R$ . (d) Pontos experimentais e previsão teórica para a diferença de caminho $\Delta$ . .....	82
Figura 5.6 - Ajuste entre os parâmetros de acoplamento e a variação de fase do feixe de entrada. (a) Parâmetros geométricos para acoplar o feixe OAM com $m = +1$ . (b) Carga topológica de saída como função do deslocamento transversal $z$ , considerando feixes de entrada Gaussiano e Laguerre-Gauss ( $m = +1$ ) .....	84
Figura 5.7 - Espectro de potência dos diferentes modos de saída. O destaque em cada gráfico mostra a interferência entre os modos de saída e uma onda plana. Para cada espectro, medido em diferentes posições transversais $z$ , os modos dominantes são indicados e relacionados à intensidade medida. ....	86
Figura 5.8 – Guia de ondas anular otimizado. (a) Imagem de microscopia óptica da face transversal do guia. (b) Modos OAM de saída e suas respectivas regiões de acoplamento em torno do eixo longitudinal do guia (fora da escala). ....	88
Figura 5.9 – Modos, fase $D$ e espectro de potência na saída do guia anular ( $D = 10\text{mm}$ ). (a) Modos de saída do guia e seus respectivos deslocamentos transversais (experimentais) relacionados à fase $\Delta$ (teórica) produzida na entrada do guia anular. (b) Espectro de potências dos modos de saída do guia anular.....	90
Figura A1 – Imagem de microscopia de guia de ondas imerso em uma lâmina vítrea. Linha vermelha indica posição utilizada para obtenção do contraste $C(x,z)$ .....	113
Figura A2 – Microscopia de desfocalização. (a) Arranjo experimental para medida do índice de refração. (b) Imagens transversais do guia de ondas para diferentes posições focais $z$ .....	114
Figura A3 – (a) Perfil transversal dos guias de ondas. (b) Variação do índice de refração do guia de ondas. ....	115
Figura A4 – Esquema de fluxo de trabalho para construção de microestruturas por meio de DLW.....	118

## **LISTA DE TABELAS**

Tabela 2.1 – Principais características das técnicas de microfabricação direta. ....	.38
--	-----

## LISTA DE ABREVIACOES

<b>1D</b>	Unidimensional
<b>2D</b>	Bidimensional
<b>3D</b>	Tridimensional
<b>A2F</b>	Absorção de dois ftons
<b>AFM</b>	Microscopia de fora atmica
<b>Ag</b>	Prata
<b>CAD</b>	Desenho assistido por computador
<b>CCD</b>	Cmera de carga acoplada
<b>DLW</b>	<i>Direct laser writing</i>
<b>DOE</b>	Elemento ptico difrativo ( <i>diffractive optical elemento</i> )
<b>FLICE</b>	<i>Femtosecond laser irradiation and chemical etching</i>
<b>fs-laser</b>	Laser de femtosegundos
<b>FTIR</b>	<i>Fourier-transform infrared spectroscopy</i>
<b>IR</b>	Luz infravermelha
<b>Laser CW</b>	Laser de operação contnua
<b>LIFT</b>	<i>Femtosecond laser-induced forward transfer</i>
<b>MDM</b>	<i>Mode-division multiplexing</i>
<b>MEMS</b>	<i>Micro-electro-mechanical systems</i>
<b>MEV</b>	Microscopia eletrnica de varredura
<b>MOEMS</b>	<i>Micro-optical-electro-mechanical systems</i>
<b>NIR</b>	Infravermelho próximo (780nm a 2500nm)
<b>OAM</b>	Momento angular orbital ( <i>orbital angular momentum</i> )

<b>P2F</b>	Polimerização por absorção de dois fótons
<b>PETA</b>	Triacrilato de Pentaeritritol
<b>PIC</b>	<i>Photonic integrated circuit</i>
<b>SLM</b>	Modulador espacial de luz ( <i>spatial light modulator</i> )
<b>UV</b>	Luz ultravioleta
<b>Te</b>	Telúrio
<b>Zn</b>	Zinco

# SUMÁRIO

<b>1. INTRODUÇÃO .....</b>	<b>18</b>
<b>2. FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA E REVISÃO DA LITERATURA .....</b>	<b>22</b>
2.1 Interação luz-matéria: Processos não-lineares de absorção .....	23
2.2 Polimerização por absorção de dois fótons .....	27
2.3 Modificação do índice de refração .....	32
2.4 Escrita direta a laser .....	37
2.5 Integração de microdispositivos ópticos.....	42
<b>3. AXICONS HELICOIDAIS ESCRITOS VIA POLIMERIZAÇÃO POR DOIS FÓTONS .....</b>	<b>45</b>
3.1 Introdução.....	45
3.2 Discussão teórica .....	49
3.3 Materiais e métodos .....	51
3.4 Resultados e discussões .....	53
3.5 Conclusões.....	58
<b>4. INTERFERÊNCIA DAS NANOPARTÍCULAS DE PRATA NAS PROPRIEDADES ÓPTICAS DE GUIAS DE ONDAS ESCRITOS EM VIDROS TELURETOS.....</b>	<b>60</b>
4.1 Introdução.....	60
4.2 Materiais e métodos .....	61
4.3 Resultados e discussões .....	63
4.4 Conclusões.....	73
<b>5. GERAÇÃO E PROPAGAÇÃO DE FEIXES COM VÓRTICES ÓPTICOS NO INTERIOR DE UM CHIP FOTÔNICO.....</b>	<b>75</b>
5.1 Introdução.....	75



<b>5.2 Materiais e Métodos .....</b>	<b>76</b>
<b>5.3 Resultados e discussões .....</b>	<b>78</b>
<b>5.4 Conclusões.....</b>	<b>91</b>
<b>6. CONCLUSÃO GERAL E PERSPECTIVAS.....</b>	<b>93</b>
<b>REFERÊNCIAS .....</b>	<b>96</b>
<b>Apêndice A - Medidas de variação do índice de refração por meio de técnica de microscopia de desfocalização.....</b>	<b>112</b>
<b>Apêndice B – Fluxo de trabalho do sistema DLW .....</b>	<b>117</b>
<b>Apêndice C – Publicações e participações em eventos.....</b>	<b>120</b>

## 1. INTRODUÇÃO

Em muitas áreas da ciência e da tecnologia o “menor” é sinônimo de “melhor”. A redução no tamanho de componentes, dispositivos e circuitos traz, entre outras vantagens, uma maior concentração de elementos por unidade de área, menor consumo de energia, redução de custos, respostas mais rápidas, melhor performance. Os primeiros processos de microfabricação surgiram no fim dos anos 1940 com a invenção dos transistores e dos primeiros circuitos de microeletrônica; desde então, outras inúmeras técnicas foram desenvolvidas e alavancaram as pesquisas e tecnologias associadas ao *design* e construção de estruturas tridimensionais com dimensões micrométricas. No entanto, cada uma destas técnicas tem suas limitações impostas pelo material a ser manipulado, pela ferramenta empregada, pela geometria da estrutura concebida, pelo tempo empregado no processo [1].

A partir dos anos 2000 a popularização das fontes laser de pulsos ultracurtos trouxe à realidade diversas estratégias para microestruturar materiais transparentes, tornando possível a construção de microelementos complexos com resoluções submicrométricas em meios vítreos e polímeros fotossensíveis. As técnicas de microfabricação por meio de escrita direta laser (DLW) são particularmente atraentes pois a excitação laser pode ser usada para controlar a composição, a estrutura e outras propriedades físicas de volumes bem confinados do material manipulado, valendo-se de processos aditivos, subtrativos ou modificantes [2].

A microfabricação de estruturas tridimensionais tem atraído o interesse de diversas áreas da ciência devido a seu amplo espectro de aplicações em engenharia de tecidos, microfluídica, fotônica, diagnóstico médico, computação, etc. Além disso, as técnicas de microfabricação por escrita direta laser têm conseguido implementar estruturas micrométricas com resoluções nanométricas, ou seja, unir dois “mundos” com propriedades físicas bem características e distintas [3].

Uma das áreas que mais tem atraído interesse acadêmico e industrial são as aplicações em micro-óptica. As investigações nessa área envolvem a escolha e a caracterização dos materiais para a manufatura, a adequada escolha da estratégia de microfabricação, o *design*, a construção e a integração de microelementos ópticos como guias de ondas, divisores de feixes, acopladores, hologramas, microlentes, elementos difrativos, entre outros [4]. Adicionalmente, a análise teórica e numérica desses elementos atuando individualmente e até a interação conjunta com outros dispositivos opticamente ativos formam a rede de possibilidades de desenvolvimento em torno da microfabricação 3D de elementos ópticos.

De fato, os sistemas de micro-óptica integrada, também chamados de plataformas fotônicas integradas (PIC's), estão sob os holofotes da pesquisa e desenvolvimento científico visto que estes *chips* compactos podem oferecer soluções sofisticadas e inovadoras para muitos problemas e, portanto, uma grande quantidade de recursos tem sido dedicada a descobrir novos materiais ópticos, otimizar parâmetros de escrita e fabricação e integrar o máximo de microelementos ópticos possível num mesmo circuito fotônico [5, 6].

Por sua vez, os guias de ondas são a unidade básica de *design* e construção de um circuito micro-óptico. São responsáveis por guiar os sinais luminosos ao longo do PIC, permitindo que a luz interaja com outros guias de ondas, microlentes, micro-espelhos, moduladores de fase, grades difrativas, câmaras de fluidos, etc [7]. Dentre os inúmeros métodos de construção de guias de ondas, a escrita por meio de lasers de femtossegundos tem se estabelecido como uma das mais eficientes, por sua adequação a diferentes materiais transparentes, pela possibilidade de construir os guias diretamente no interior dos *chips* (sem a necessidade de processos adicionais), pela velocidade de produção e reprodutibilidade, pela possibilidade de funcionalizar materiais e dispositivos, agregando ainda mais possibilidades de aplicações aos sistemas micro-ópticos [8].

Diante deste cenário, nosso trabalho de pesquisa procurou utilizar diferentes técnicas de escrita a laser, em especial a polimerização por absorção de dois fótons (P2F) e a modificação do índice de refração, para construir microdispositivos fotônicos capazes de modular e guiar luz possuindo momento angular orbital (OAM). Para tanto, a escolha e a caracterização dos materiais utilizados foi de fundamental importância, visto que as diferentes técnicas DLW dependem da escolha adequada do meio transparente a ser modificados pelo *fs*-laser. A caracterização dos materiais antes e após o processo de escrita foi realizada utilizando diferentes equipamentos e técnicas, incluindo ferramentas espectroscópicas (UV-Vis, FTIR, espectrofluorímetro, Raman), microscopia de varredura eletrônica, microscopia ótica, sistema

micro-tensor, etc. Nossos resultados foram bastante positivos na medida em que, além de caracterizarmos diversos materiais opticamente interessantes para serem utilizados no processo de DLW, conseguimos desenvolver um micromodulador de fase que transforma feixes Gaussianos em feixes helicoidais, com várias possibilidades de distribuição de intensidade e carga topológica do feixe a depender dos parâmetros estruturais do microelemento. Além disso, construímos um guia de ondas com estrutura anular no interior de uma lâmina vítrea, adequado à propagação de feixes possuindo OAM. O resultado mais interessante neste trabalho específico, foi mostrar que com um ajuste adequado dos parâmetros de acoplamento era possível excitar diferentes modos OAM no interior do guia a partir de um mesmo feixe Gaussiano de entrada.

O texto desta tese está organizado da seguinte forma: no **capítulo 2** apresentamos as bases teóricas e mais fundamentais para a compreensão das discussões sobre os trabalhos desenvolvidos. Uma análise a respeito da interação da luz com materiais transparentes, em especial os efeitos não lineares de absorção e as condições que possibilitam aos lasers de pulsos ultracurtos modificar e estruturar volumes extremamente reduzidos do material. Também discutiremos as principais características dos processos de microfabricação por escrita direta a laser. Uma breve abordagem a respeito dos sistemas de micro-óptica e suas principais aplicações encerram o capítulo.

No **capítulo 3**, apresentamos o processo de *design* e construção de um microdispositivo modulador para a geração de feixes com momento angular orbital, microfabricado por meio da técnica de polimerização por absorção de dois fótons. O **capítulo 4** apresenta os resultados da investigação do processo de escrita de guias de ondas em vidros teluretos dopados com nanopartículas de prata. Uma vasta análise e caracterização foi realizada para associar os parâmetros de escrita laser e as propriedades ópticas do guia de ondas aos principais componentes do meio vítreo.

No **capítulo 5** detalhamos os procedimentos experimentais e a base teórica que conduziram à construção de um chip fotônico capaz de gerar e guiar diferentes feixes com vórtices ópticos. Um guia anular com dimensões e propriedades ópticas cuidadosamente escolhidas, escrito no interior de uma lâmina vítrea, é adequado a guiar feixes OAM. A novidade em nosso trabalho reside no fato de podermos ajustar a fase de entrada do feixe de luz aos parâmetros geométricos do guia e assim guiar diferentes feixes OAM numa mesma estrutura. Um resultado impactante, pois, simplifica em muito o *design* e a fabricação de guias

e circuitos fotônicos que manipulam as características singulares dos feixes OAM e suas incontáveis aplicações tecnológicas.

O **capítulo 6** trará um resumo dos principais resultados, as conclusões mais significativas e uma discussão a respeito das perspectivas e oportunidades de pesquisa abertas por este trabalho.

## 2. FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA E REVISÃO DA LITERATURA

Foi no início dos anos 1930 que Maria Göppert-Mayer trouxe à luz a teoria que previa a absorção simultânea de dois fótons (**A2F**), um fenômeno não linear até então considerado puramente acadêmico [9]. Foram necessárias algumas décadas até que os lasers se tornassem uma realidade e o arranjo experimental para o processo de absorção de dois fótons se materializasse, em 1961 [10]. Desde então, uma longa jornada de desenvolvimento tecnológico possibilitou consolidar o entendimento e ampliar o leque de aplicações que envolvem os processos de absorção multifotônica. O centro desse desenvolvimento foi a evolução dos sistemas lasers de pulsos ultracurtos, que ao longo dos anos ganharam potência, reduziram de tamanho, se tornaram mais confiáveis e comercialmente mais acessíveis. São estas as fontes laser de energia capazes de acessar e iniciar processos não lineares como a absorção multifótons, extremamente confinados ao volume focal e com região ativa ainda menor que os limites de difração. Não é surpresa que fenômenos tão singulares tenham desde cedo despertado a curiosidade e criatividade de cientistas e engenheiros, de diferentes campos, para aplicá-los em microscopia, diagnóstico e tratamento médico, síntese de nanopartículas, tratamento de superfícies e microfabricação [11].

Em especial, a microfabricação tridimensional a laser tem se estabelecido como uma ferramenta extraordinária para a construção de microestruturas com resoluções nanométricas. Tendo como princípio de operação as interações não lineares entre luz e matéria, a escrita direta por meio de lasers ultrarrápidos (**DLW**) encontra inúmeras aplicações em micro-ótica, fônica, armazenamento de dados, microfluídica, engenharia de tecidos biológicos [12-15].

Neste capítulo iremos apresentar os fundamentos básicos associados ao processo não linear de absorção multifotônica, descrevendo duas aplicações especificamente utilizadas em nossos trabalhos, a polimerização por absorção de dois fótons (**P2F**) e a modificação do índice

de refração de um meio transparente. Também situaremos as técnicas de escrita 3D a laser dentro do vasto espectro de técnicas de microfabricação, discutindo suas vantagens e limitações. Por fim, descreveremos como os processos de fabricação de micro-óptica integrada podem ser beneficiados por estas técnicas de micro-estruturação laser.

## 2.1 Interação luz-matéria: Processos não-lineares de absorção

De maneira geral, a luz é absorvida pela matéria quando a energia do fóton é ressonante com a diferença de energia entre um estado eletrônico ocupado e um estado mais energético (Figura 2.1.a). Na condição em que um único fóton absorvido é suficiente para realizar a transição eletrônica, o material responde linearmente ao campo óptico aplicado. Em outras palavras, a radiação eletromagnética interage com o meio causando distorções na distribuição espacial entre elétrons e núcleos. Conjuntamente, essas distorções, ou dipolos elétricos, manifestam-se como uma polarização  $P(t)$  induzida no material pelo campo elétrico aplicado  $E(t)$ . No caso de campos pouco intensos, bem menores que os campos que prendem os elétrons aos átomos, a polarização induzida é diretamente proporcional ao campo elétrico e descrita por [16, 17]:

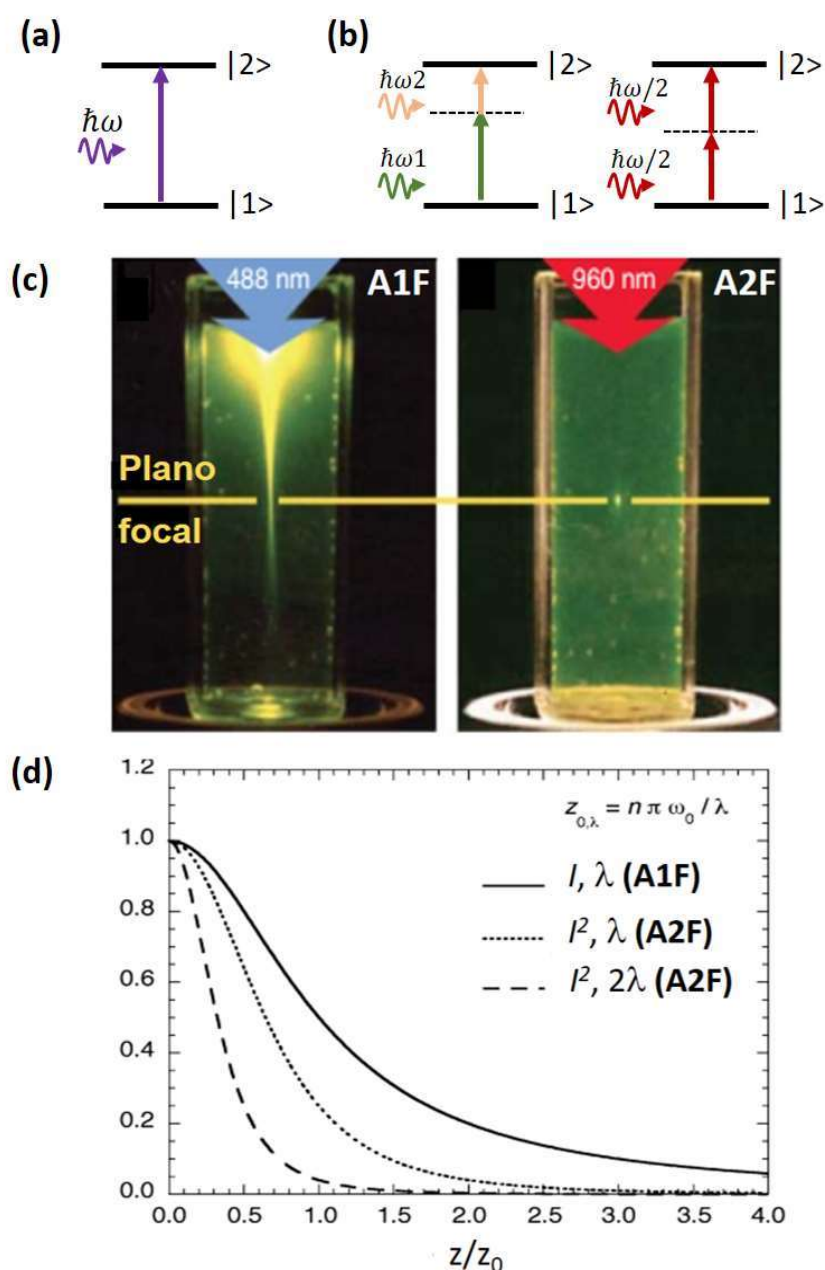
$$P(t) = \varepsilon_0 \chi^{(1)} E(t) \quad (2.1)$$

onde  $\varepsilon_0$  é a permissividade elétrica do espaço livre e  $\chi^{(1)}$  é a suscetibilidade linear do meio. Por simplicidade, estamos assumindo  $P(t)$  e  $E(t)$  grandezas escalares, onde a polarização responde instantaneamente ao campo elétrico, em outras palavras, estamos considerando um meio sem perdas ou dispersão. A absorção da radiação luminosa no material, ao longo do eixo longitudinal  $z$ , é expressa em termos da lei de Berr-Lambert [18]:

$$I = I_0 e^{-\alpha z} \quad (2.2)$$

onde  $I_0$  é a intensidade incidente e  $\alpha$  é o coeficiente de absorção linear, proporcional à parte imaginária da suscetibilidade linear  $\chi_{\text{im}}^{(1)}$ . Deste modo, a taxa de absorção linear do meio é proporcional ao produto da intensidade pelo coeficiente de absorção linear, ou  $\chi_{\text{im}}^{(1)} |E|^2$ .

Figura 2.1 – Processos de absorção da luz pela matéria. (a) Absorção linear (1 fóton). (b) Absorção não linear por 2 fótons (não degenerado e degenerado) (c) Confinamento espacial associado ao processo A2F. (d) Distribuição da intensidade (processo A1F) e do quadrado da intensidade (processo A2F) de um feixe Gaussiano com cintura  $\omega_0$  para os comprimentos de onda  $\lambda$  e  $2\lambda$ .



Fonte: (a,b) Autor. (c) Adaptado de [19]. (d) adaptado de [18]

Mas a resposta do meio ao campo eletromagnético aplicado nem sempre é linear. Quando a energia do campo luminoso é intensa o suficiente para modificar alguma propriedade



óptica do material, quando comparável ao campo inter-atômico, então podemos considerar que entramos num regime não-linear. E neste caso, a não-linearidade dos fenômenos ópticos está associada ao fato de que a resposta do material ao campo óptico aplicado depende de uma maneira não-linear à intensidade do campo. Podemos então reescrever a equação 2.1 como uma série de potências do campo  $E(t)$ , de modo que a polarização  $P(t)$  seja dada por [16]:

$$P(t) = \varepsilon_0[\chi^{(1)}E(t) + \chi^{(2)}E^2(t) + \chi^{(3)}E^3(t) + \dots] \quad (2.3)$$

onde  $\chi^{(n)}$  é a suscetibilidade de n-ésima ordem; com isso,  $\chi^{(2)}$  e  $\chi^{(3)}$  são conhecidas como suscetibilidades não lineares de segunda e terceira ordem, respectivamente. Por simplicidade, omitimos as frequências  $\omega$  nos termos de campo e polarização das equações 2.1 e 2.3; mas deve permanecer em mente o fato de que cada termo na expansão resulta em interações com diferentes campos ópticos, cada um com sua própria frequência. Ainda assim, podemos reescrever a equação 2.3 como:

$$P(t) = P^{(1)}(t) + P^{(2)}(t) + P^{(3)}(t) + \dots \quad (2.4)$$

onde

$$P^{(1)}(t) = \varepsilon_0\chi^{(1)}E(t)$$

$$P^{(2)}(t) = \varepsilon_0\chi^{(2)}E^2(t) \quad (2.5)$$

$$P^{(3)}(t) = \varepsilon_0\chi^{(3)}E^3(t)$$

e  $P^{(n)}(t)$  é a polarização de n-ésima ordem. Importante pontuar que os processos físicos resultantes da polarização não linear de segunda ordem  $P^{(2)}(t)$  são, em geral, distintos daqueles processos que estão associados à polarização não linear de terceira ordem  $P^{(3)}(t)$ . Por conseguinte, os efeitos não lineares observados em materiais que apresentam inversão de simetria (gases, líquidos, vidros e alguns cristais) estão associados à suscetibilidade não linear  $\chi^{(3)}$ .

Como já discutido, a taxa de absorção linear do meio é proporcional à intensidade da luz, o que equivale a  $\chi^{(1)}_{\text{im}} |E|^2$ , ou simplesmente  $E \cdot P^{(1)}$ . Por analogia, o processo de absorção de dois fótons deve depender do quadrado da intensidade, de modo que a taxa de absorção deste processo deva ser proporcional a  $E \cdot P^{(3)}$ , onde temos envolvidos quatro campos ópticos. Generalizando, a taxa de absorção de  $m$ -fótons será proporcional a  $E \cdot P^{(2m-1)}$ , o que nos conduz ao fato de que só as suscetibilidades não lineares de ordem ímpar estarão envolvidas

em processos multifotônicos. Os processos não-degenerados, onde a absorção de  $m$  fótons envolve diferentes frequências podem ocorrer em certas condições, no entanto, os processos de microfabricação baseiam-se em processos degenerados de absorção multifotônica, visto que envolvem uma única fonte laser (Figura 2.1.b).

Considerando, então, um campo elétrico monocromático dado por  $E(t) = E_0 \cos \omega t$ , podemos reescrever a polarização não linear de terceira ordem como:

$$P^{(3)}(t) = \frac{1}{4} \epsilon_0 \chi^{(3)} E_0^3 \cos(3\omega t) + \frac{3}{4} \epsilon_0 \chi^{(3)} E_0^3 \cos(\omega t). \quad (2.6)$$

Observemos o segundo termo na expressão 2.6, ele representa a resposta do meio na mesma frequência  $\omega$  do campo incidente. Com efeito, dois fótons de frequência  $\omega$  precisam ser simultaneamente absorvidos pelo meio de modo a vencer a diferença de energia entre um estado fundamental e um estado excitado (Figura 2.1.b).

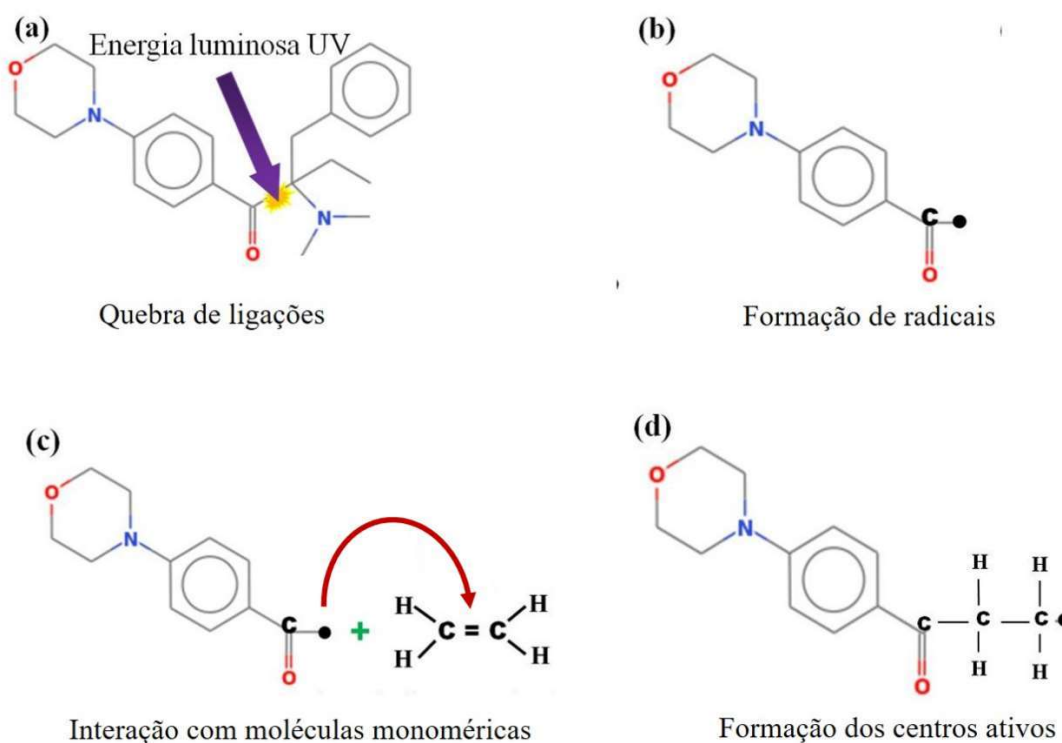
A dependência não linear da intensidade nos processos de absorção multifotônicos é crucial para a microfabricação laser, visto que tais fenômenos são espacialmente confinados e garantem a alta resolução necessária às diferentes técnicas de escrita [18]. Na Figura 2.1.c, a amostra contém uma solução fluorescente, e podemos observar a diferença de interação entre a luz UV (ressonante com o fluoróforo e, portanto, sendo absorvida linearmente) e a luz infravermelha (não ressonante e sendo absorvida num processo não linear de dois fótons). Devido à natureza não linear do processo de absorção (A2F) vê-se claramente como a região de interação é limitada ao volume focal. De fato, se considerarmos que a intensidade de um feixe laser focalizado se reduz com  $z^2$ , onde  $z$  é distância a partir do foco, então os estados excitados por um processo A2F, que dependem do quadrado da intensidade, seriam proporcionais a  $z^{-4}$  (Figura 2.1.d). Como resultado dessa dependência da distribuição de intensidade, os processos físicos ou químicos ativados pela absorção não linear irão apresentar alta resolução espacial nas três dimensões. Ou seja, as moléculas excitadas em processos multifotônicos estão restritas a volumes menores que os previstos pelo limite de difração.

## 2.2 Polimerização por absorção de dois fótons

Polímeros, também conhecidos como macromoléculas, são formados por uma grande sequência de unidades moleculares (monômeros) ligadas entre si, primariamente, por ligações covalentes. Os monômeros formam as macromoléculas por meio de reações químicas, ligando-os entre si num processo conhecido como polimerização [20]. Em geral, as diferentes sínteses poliméricas podem ser distribuídas em duas classes: a) Polimerização por condensação (ou por etapas), que envolve reações sucessivas de pares mutuamente reativos de grupos funcionais presentes nos monômeros; b) polimerização por adição (ou em cadeia), onde centros reativos são criados e passam a reagir com os monômeros, iniciando o crescimento da cadeia polimérica [21].

Um dos processos de polimerização em cadeia mais utilizado, principalmente envolvendo monômeros insaturados, é o **processo de polimerização radicalar** (Figura 2.2), que envolve três etapas: iniciação, propagação e terminação [21, 22]. Na iniciação, ocorre a criação do radical livre na molécula iniciadora (Figura 2.2(a,b)) por meio da absorção da energia luminosa (fotólise). Entende-se que há ainda um segundo passo na etapa de iniciação, quando a molécula iniciadora radicalizada interage com o monômero, quebrando sua dupla ligação ( $C = C$ ) e tornando-o um centro ativo (Figura 2.2 (c,d)). A vantagem da fotólise é que a formação dos radicais livres inicia tão logo a exposição luminosa seja estabelecida sobre a amostra e cessa logo após a fonte de luz ser removida. Durante a etapa de propagação há o crescimento da cadeia polimérica por meio das ligações entre os centros ativos e os demais monômeros. A última etapa é o processo de terminação, onde a densidade de moléculas monoméricas é reduzida e os centros ativos reagem entre si finalizando o crescimento da cadeia. A taxa de formação dos radicais livres após interação com a fonte luminosa depende essencialmente da concentração do fotoiniciador adicionado ao material e de sua eficiência em absorver o comprimento de onda ressonante [23].

Figura 2.2 – Esquema representativo do processo de polimerização radicalar do fotoiniciador Irgacure 369®.

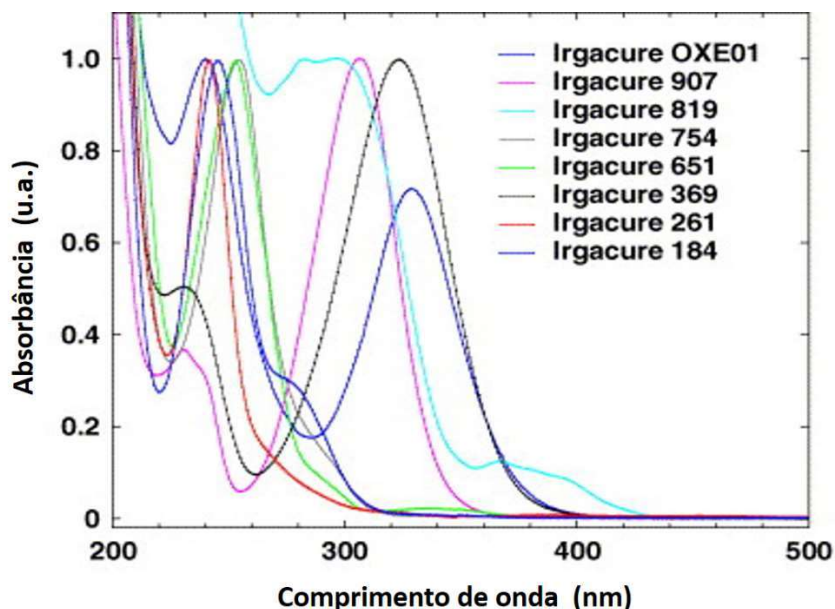


Autor: Adaptado de [24].

Os fotoiniciadores são elementos-chave no processo de polimerização radicalar. De maneira geral, são formados por qualquer composto químico que venha a se decompor em espécies ativas, seja como radicais livres ou gerador de fotoácido, quando exposto à luz [11]. Em sua maioria, são fortemente ressonantes com a energia UV (Figura 2.3), o que garante boa eficiência de conversão monomérica quando excitados por fontes laser CW ou por lâmpadas UV (absorção linear de 1 fóton). De fato, os processos de microfabricação que envolvem fotopolimerização por absorção linear ocorrem muito próximos à superfície, são processos planares, e são a base de aplicações bem estabelecidas como estereolitografia ou fotolitografia UV [26]. No entanto, estas mesmas moléculas são transparentes a comprimentos de onda mais elevados, como o infravermelho próximo (NIR). Daí vem a ideia de usar o processo de absorção não linear multifotônica (não ressonante) de modo a prover a energia suficiente para radicalizar a molécula fotoiniciadora e construir micro elementos 3D por meio da polimerização em cadeia [27]. Quando a fotopolimerização é iniciada pela absorção não linear,

no foco de um feixe laser ultrarrápido, tem-se uma ferramenta singular e extremamente poderosa para a construção de estruturas micro e nanométricas.

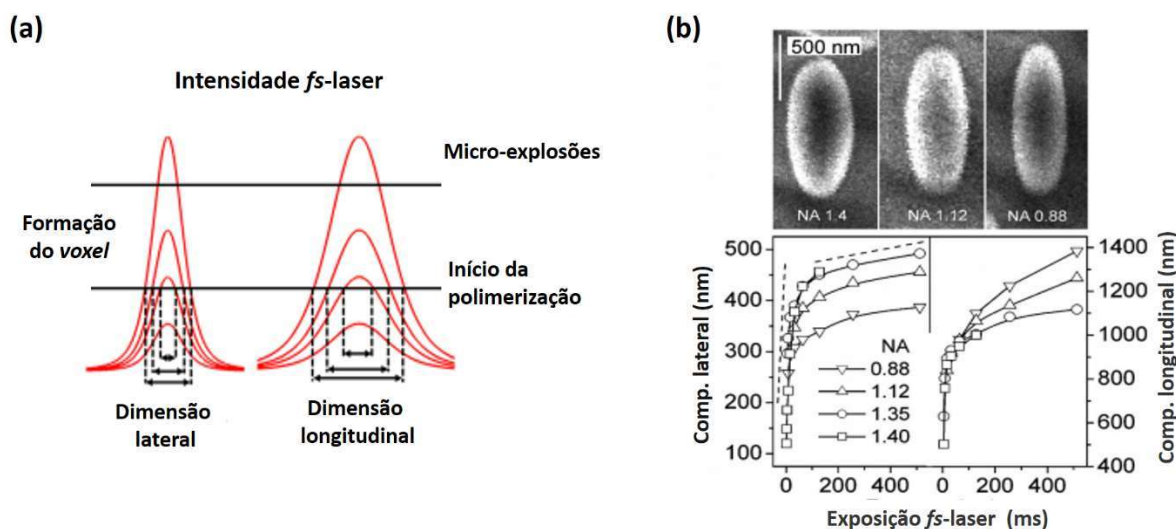
Figura 2.3 – Espectro de absorção de fotoiniciadores comerciais.



Fonte: Adaptado de [25].

Como já mencionado, diferente do processo de absorção linear, a absorção de dois fótons (**A2F**) pode superar o limite de difração devido à sua ação espacialmente confinada, de modo que as moléculas fotomodificadas estão restritas a uma pequena porção do volume focal. Com isto, as moléculas fotoiniciadoras que podem absorver simultaneamente dois fótons no **IR** estão espacialmente confinadas ao volume focal do laser de femtossegundos. É neste volume restrito que se inicia e termina o processo de polimerização radicalar, tão logo cesse a emissão laser. Este volume básico é chamado *voxel*, um elipsoide cujo volume depende da potência do laser incidente, da concentração de moléculas fotoiniciadoras, do comprimento de onda laser, da velocidade de translação laser, do tempo de exposição e da abertura numérica da lente objetiva que focaliza o *fs*-laser sobre a amostra (Figura 2.4). A estruturação de um elemento 3D se dá, portanto, a partir do movimento relativo entre o foco do *fs*-laser e a amostra, ao longo dos eixos  $x - y - z$ . É um processo de escrita direta; a estrutura vai se formando ao longo do traço laser (união dos *voxels*) que se desloca no interior da amostra.

**Figura 2.4 – Formação do *voxel*.** (a) Esquema ilustrativo da evolução das dimensões do *voxel* em relação à distribuição de intensidade Gaussiana do *fs*-laser. (b) Medidas experimentais das dimensões do *voxel* em relação ao tempo de exposição laser e à abertura numérica das lentes objetivas.



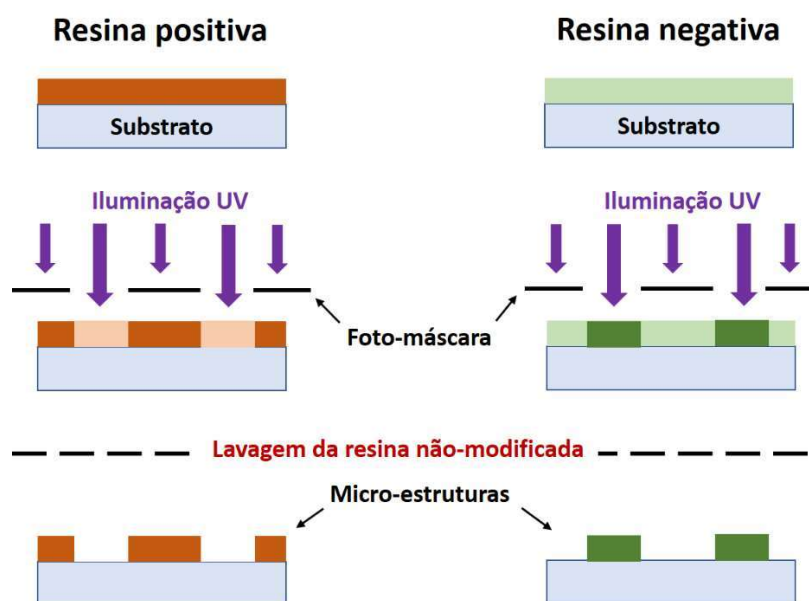
Fonte: Adaptado de a)[28], b)[29].

Dois tipos básicos de materiais são usados na fotopolimerização: resinas líquidas e sólidos fotossensíveis (Figura 2.5). Nas resinas líquidas (negativas), a interação com a radiação do *fs*-laser leva a uma transição quase instantânea da fase líquida para a sólida devido à formação dos centros ativos e polimerização em cadeia. A estrutura sólida formada pela passagem do laser mantém-se presa ao substrato após o processo de lavagem da resina não exposta. No caso dos sólidos fotossensíveis (positivos), a radiação laser inicia um processo de fluidificação da região irradiada por meio da iniciação dos geradores fotoácidos, e um posterior tratamento químico retira todo o volume irradiado deixando apenas o relevo 3D do volume não modificado.

De maneira geral, utilizamos resinas negativas no processo de polimerização por absorção de dois fótons, e estas são compostas por monômeros multifuncionais, moléculas fotoiniciadoras e solventes que auxiliam no processo de mistura e na viscosidade final da resina [30]. As resinas adequadas para **P2F** devem ser transparentes do visível ao **NIR**, de modo a permitir a focalização e formação do *voxel* no interior da amostra, sem que haja absorção linear de energia. Além disso, devem ter cura rápida e estabilidade mecânica após a polimerização da estrutura 3D, de modo a não deformar durante o processo de lavagem da resina não

polimerizada. De fato, o encolhimento pós-polimerização das estruturas microfabricadas (*shrinkage*) é um dos efeitos indesejáveis do processo, pois causam distorções estéticas e mecânicas nas microestruturas, conduzindo a resultados não planejados [31, 32]. A escolha adequada de copolímeros, banhos térmicos ou luminosos pós-cura, estratégias de compensação dimensional, incorporação de nanoparículas, são algumas das estratégias utilizadas para redução do encolhimento pós-fotopolimerização [33-35].

Figura 2.5 – Esquema ilustrativo de funcionamento das resinas positiva e negativa.



Fonte: autor.

## 2.3 Modificação do índice de refração

Lasers comerciais ultrarrápidos conseguem liberar pulsos tão curtos quanto  $100\text{ fs}$  no infravermelho próximo e podem ser focalizados a dimensões sub-micrométricas por poderosas lentes objetivas com aberturas numéricas típicas de 1,4. Sob estas condições, o campo laser incidente ( $\sim\text{GV/m}$ ) torna-se comparável ao campo interatômico, e os altos níveis de intensidade alcançados ( $\sim\text{TW/cm}^2$ ) são suficientes para ionizar localmente o material e interagir com sua estrutura eletrônica [36]. A partir daí, as mudanças físicas e químicas observadas são consequência da transferência da energia do pulso laser para o material, mediada pelos elétrons. Este processo compreende uma série de eventos relacionados à excitação, relaxação da energia, modificação da matéria, e ocorre em múltiplas escalas temporais.

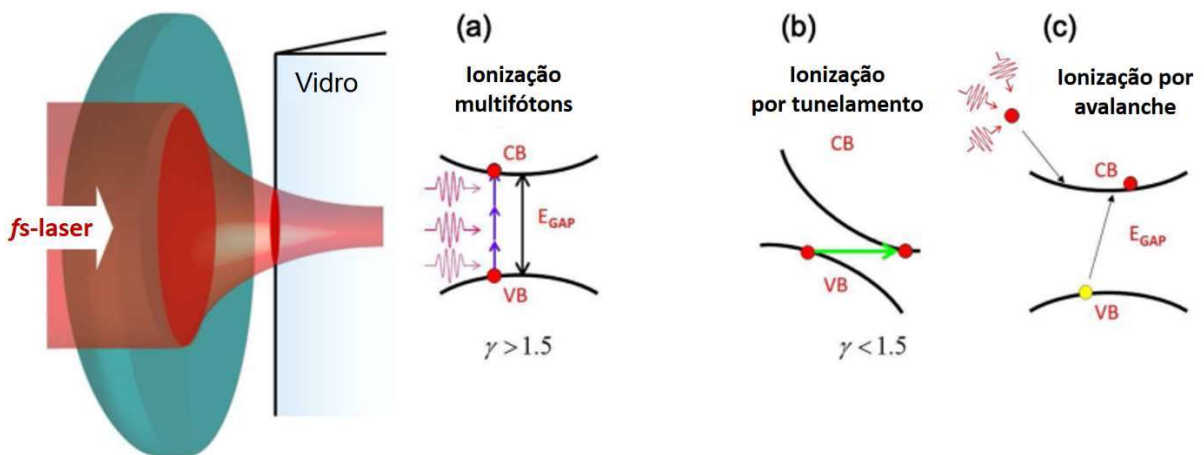
Vidros, cristais e polímeros transparentes são materiais de grande interesse para os processos de microfabricação a laser utilizando a modificação do índice de refração. Estes dielétricos, em geral, apresentam separação entre bandas de condução e de valência ( $\sim 6\text{ eV}$ ) bem maior que a energia dos fótons liberados pelo laser no **NIR** ( $\sim 1,5\text{ eV}$ ), na prática tornando-os transparentes a esta radiação, visto que o processo de absorção linear é uma impossibilidade. No entanto, quando o campo óptico é alto o suficiente, como no caso de lasers de femtossegundos, os efeitos não lineares de absorção são acessados e a separação entre as bandas de condução e valência podem agora ser superadas por meio de mecanismos que permitem o acoplamento fóton-elétron e a transferência de energia laser para a rede [37]. Estes processos de ionização mediados por fótons compreendem ao menos três mecanismos: (i) ionização multifotônica, (b) ionização por tunelamento e (c) ionização por avalanche (Figura 2.6).

A fotoionização refere-se à transição do elétron, entre as bandas de valência e condução, por transferência direta de energia vinda da fonte laser. Dependendo dos parâmetros de incidência laser (principalmente a intensidade  $I$  e a frequência  $\omega$ ), dois mecanismos básicos de fotoionização podem atuar para excitar os elétrons: A ionização multifotônica e a ionização por tunelamento. A **ionização multifotônica** ocorre devido à absorção simultânea de múltiplos fótons por um elétron na banda de valência. O número  $m$  de fótons necessários para transpor o espaçamento  $E_g$  entre as bandas de valência e condução deve satisfazer  $m\hbar\omega > E_g$ , onde  $\omega$  é a frequência da luz. A escolha de campos com menores comprimentos de onda deve tornar o processo multifotônico mais eficiente. Por sua vez, na **ionização por tunelamento**, campos de alta intensidade promovem distorções na estrutura de bandas e podem reduzir a barreira de



potencial entre as camadas de valência e condução, aumentando a probabilidade de tunelamento do elétron. Essa probabilidade é majorada quando a frequência de oscilação do campo é reduzida.

**Figura 2.6 – Diagrama esquemático dos mecanismos responsáveis por promover elétrons da banda de valência para a banda de condução. (a) Ionização multifotônica. (b) Ionização por tunelamento. (c) Ionização por avalanche (colisional).**



Fonte: Adaptado de [36].

Em meados da década de 1960, L. Keldysh mostrou que estes dois mecanismos de fotoionização podiam ser descritos pelo mesmo arcabouço teórico [38]. De fato, o parâmetro de Keldysh  $\gamma$  é uma ótima ferramenta para expressar a atuação de ambos os mecanismos e a transição entre eles, em função dos parâmetros de interação entre a fonte laser e o material, dado por [38, 39]:

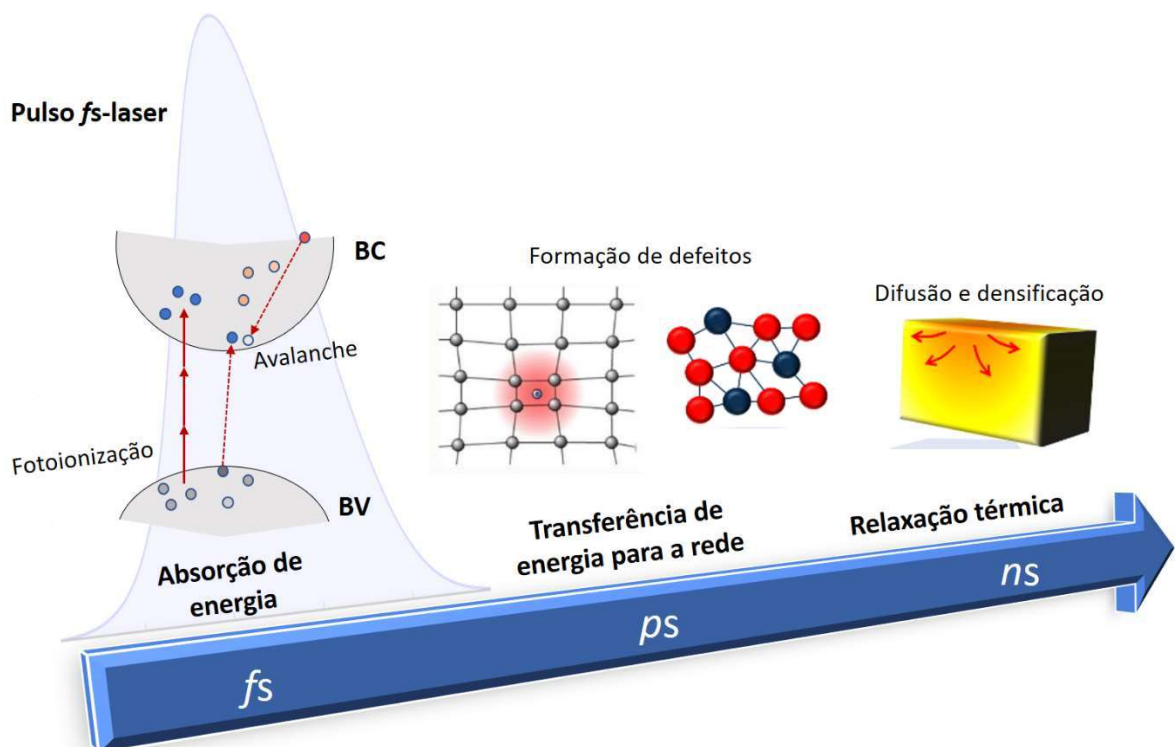
$$\gamma = \frac{\omega}{e} \sqrt{\frac{m_e c n \varepsilon_0 E_g}{I}} \quad (2.7)$$

onde  $I$  é a intensidade laser no foco,  $m_e$  é a massa efetiva do elétron,  $e$  é a carga fundamental do elétron,  $n$  é o índice de refração linear e  $\varepsilon_0$  é a permissividade elétrica do espaço livre. Para  $\gamma < 1.5$ , a ionização por tunelamento é o processo dominante, enquanto que  $\gamma > 1.5$  indica uma completa dependência do processo de ionização multifótons. Se  $\gamma \approx 1.5$ , há uma combinação

dos mecanismos de ionização multifóton e tunelamento, que é a situação comumente encontrada nos processos de fabricação de microelementos ópticos em dielétricos transparentes [36].

Uma vez na banda de condução, esses elétrons livres podem continuar absorvendo fótons e sendo deslocados para níveis de energia mais altos dentro da banda. Se o elétron adquirir energia maior que  $E_g$  ele pode colidir com um outro elétron (ainda preso à banda de valência) e transferir parte de sua energia, promovendo-o à banda de condução (Figura 2.6(c)). A partir desse momento teríamos dois elétrons livres que poderiam continuar interagindo e absorvendo energia laser, num processo cíclico, resultando um crescimento exponencial de portadores livres enquanto houver interação laser. Um processo conhecido como **ionização por avalanche**.

**Figura 2.7 – Ilustração da escala de tempo dos processos envolvidos durante a modificação por laser de femtossegundos.**



Fonte: Adaptado de [44].

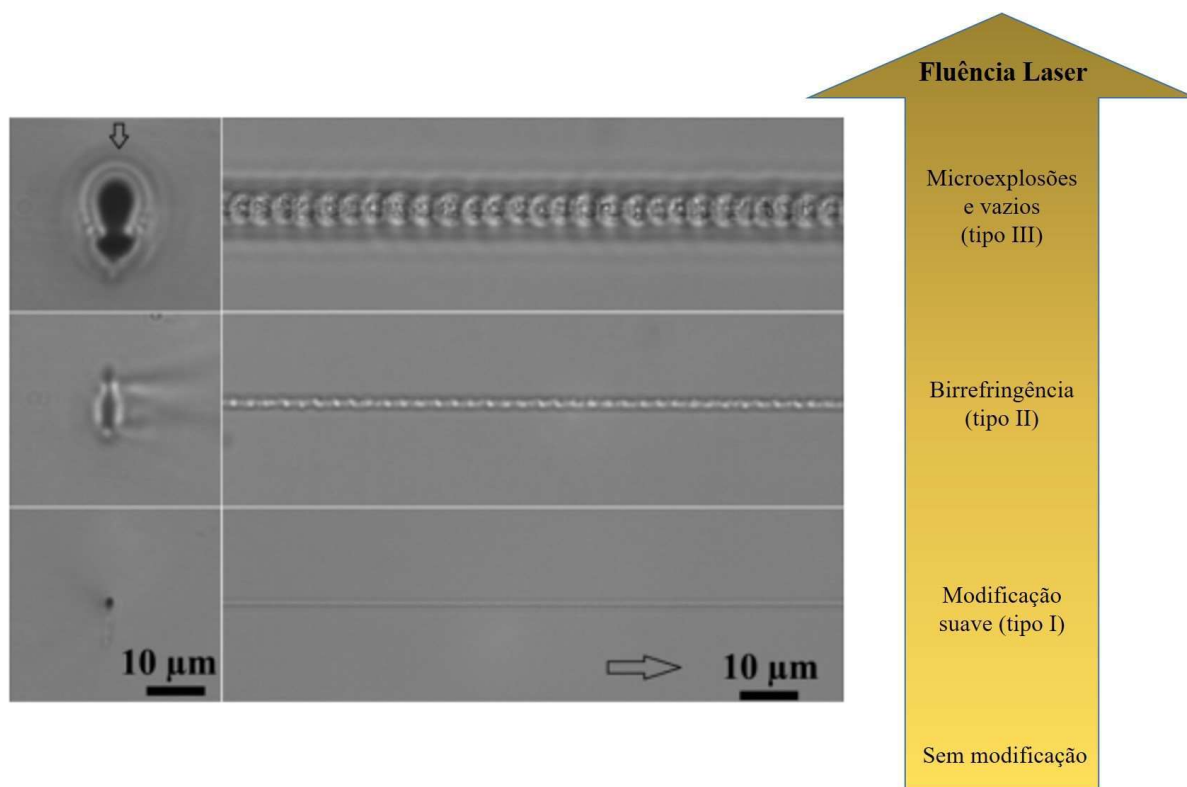
Uma vez ionizados, os elétrons presentes na camada de condução são responsáveis por criar um energético plasma de elétrons livres. Após aproximadamente 10 ps, os elétrons transferem sua energia para a rede num processo de relaxação (Figura 2.7). Como a interação acontece numa escala de tempo ultracurta as implicações térmicas são bastante limitadas à região focal, principalmente em regimes de baixa taxa de repetição (~kHz). Nestas condições, o fs-laser promove modificações “a frio” no material, por meio de mecanismos como variação de densificação, formação de defeitos na rede, birrefringência, estresse mecânico [40-43].

O resultado disso é uma modificação permanente em diferentes propriedades físicas ou químicas do material, por meio de uma série de mecanismos ainda não completamente compreendidos. A variação do índice de refração ( $\Delta n$ ) é um dos efeitos mais atraentes e investigados dentre os resultantes da interação fs-laser com materiais transparentes. Pelo menos três tipos de alterações morfológicas podem ser observados como resultado da mudança localizada do índice de refração (Figura 2.8):

- **Tipo I:** uma modificação suave e isotrópica no índice de refração [45];
- **Tipo II:** modificações birrefringentes associadas às nanosaturações do meio durante a formação do plasma [46];
- **Tipo III:** micro-vazios e danos desordenados na matriz, devido à excessiva formação plasma [47].

Os parâmetros de exposição laser e as propriedades térmicas dos materiais é que vão definir o regime de modificação em cada caso. De fato, há uma série de mecanismos que podem ser considerados como responsáveis pela mudança no índice de refração, dentre eles: (i) mecanismos térmicos, que resultam em formação de nanoestruturas com densidade elevada após súbito resfriamento do volume fundido [48]; (ii) mecanismos não-térmicos, que resultam na formação de defeitos na rede, ou centros de cor [49, 50]; (iii) densificação induzida por defeitos na rede, resultantes de uma reorganização estrutural da rede [51]; (iv) contribuições mecânicas, relacionadas à compactação e rarefação localizadas ao longo do material como resultado da variação da pressão gerada por ondas de choque da formação do plasma [52, 53].

**Figura 2.8 – Tipos de modificações no índice de refração de materiais transparentes em função da fluência laser.**



Fonte: Adaptado de [54].

Para a microfabricação de componentes fotônicos deseja-se principalmente modificações do *tipo I*. Em geral, as variações no índice de refração  $\Delta n$  estão associadas à formação de centros de cor e/ou mudanças na densidade do meio [55-57]. Um centro de cor é um defeito pontual na rede, um sítio de vacância negativa que pode aprisionar elétrons e resultar na adição de uma certa banda de absorção ao material ou mesmo dar um aspecto colorido a materiais transparentes. De fato, a intensa energia laser pode criar regiões consideráveis de centros de cor que contribuem para uma modificação do índice de refração. Em geral, os centros de cor não são estáveis e desaparecem após um tratamento térmico.

As mudanças na densidade do meio resultam de aquecimento localizado seguido de uma reestruturação, ou densificação da rede durante o súbito resfriamento, logo após a passagem do laser. Dependendo dos parâmetros que controlam a interação laser, em especial a potência incidente, a taxa de repetição, a largura do pulso, a velocidade de varredura, podem induzir mudanças isotrópicas no índice de refração ( $\sim 10^{-3}$ ), com variações positivas ou negativas, a depender do material irradiado [58].

## 2.4 Escrita direta a laser

Por definição, a microfabricação por escrita direta refere-se a qualquer técnica ou processo capaz de depositar, ejetar ou processar diferentes tipos de materiais sobre uma superfície, de acordo com um padrão ou esquema pré-definido [59]. As técnicas de escrita direta diferem-se dos tradicionais processos de prototipagem por sua habilidade de trabalhar com inúmeros materiais como metais, cerâmicas, polímeros e vidros, depositados sobre diferentes tipos de superfície ou substrato. De maneira geral, os sistemas de escrita direta depositam, transferem, imprimem ou modificam volumes discretos do material, conhecidos como *voxels* (*pixels* 3D), em localizações predeterminadas de um substrato. Cada *voxel* é um “tijolo” estruturante que irá se unir aos demais para formar linhas, camadas e estruturas 3D.

Levando-se em consideração os mecanismos de transferência ou modificação dos *voxels*, as técnicas de microfabricação por escrita direta podem ser agrupadas da seguinte forma: deposição, fluxo, feixe de partículas, laser (tabela 1.1).

Os processos de escrita direta que utilizam lasers (**DLW**) como mecanismo de manipulação do material são capazes de remover, adicionar ou modificar diferentes tipos de materiais sem a necessidade de contato físico entre a “cabeça de impressão” (*printing nozzle*) e o material processado. Embora os processos DLW sejam seriais (estruturas montadas *voxel* após *voxel*), em oposição à natureza paralela dos processos litográficos, a velocidade de processamento pode ser significativamente elevada através do uso de técnicas holográficas, escaneamento de feixes laser, espelhos micromotorizados, paralelização e estruturação dos feixes laser [60].

Na escrita direta a laser, o feixe laser é focalizado por lentes objetivas em um volume mínimo e o padrão 3D que se deseja construir é obtido pelo movimento do feixe laser, ou do meio processado, ou de ambos. Isto permite que um microelemento 2D ou 3D seja construído sobre uma superfície arbitrária ou no interior de um meio transparente com vários graus de liberdade de *design* e resolução limitada pelo sistema óptico de focalização e controle do feixe. De fato, o uso de lasers de pulsos ultracurtos, a escolha de materiais suscetíveis à iniciação de processos não lineares e o ajuste adequado dos elementos ópticos de controle e focalização do sistema possibilitou o avanço das técnicas DLW, a ponto de termos sistemas comerciais capazes de alcançar resoluções menores que 100 nm [61].

**Tabela 2.1 – Principais características das técnicas de microfabricação direta.**

Processo de escrita direta	Mecanismo	Materiais	Resolução lateral	Velocidade máxima de escrita (mm/s)	3D
<b>Deposição</b>	Jato de tinta	fluidos de baixa viscosidade	20 mm	100	não
	EHD	fluidos de baixa viscosidade	100 nm	1	não
	Aerosol	diversos	5 mm	10	sim
<b>Fluxo</b>	n-Script	fluidos pastosos	25 mm	20	sim
	Micro-caneta	fluidos pastosos	50 mm	50	sim
	DPN	fluidos de baixa viscosidade	100 nm	0.1	não
<b>Feixe de partículas</b>	Ion-beam	metais e óxidos	50 nm	0.05	sim
	e-beam	metais	50 nm	0.01	sim
<b>Laser</b>	Modificante	diversos	1 mm	1000	sim
	Aditivo	diversos	50 nm	100	sim
	Subtrativo	diversos	1 mm	1000	sim

Fonte: Adaptado de [59].

Os primeiros estudos sobre modificação laser e estruturação de materiais surgiram logo após o advento do laser, no início dos anos 1960. Embora a observação de foto-modificações no meio laser e a formação de ranhuras nas superfícies irradiadas fossem efeitos não desejáveis devido as altas taxas de fluência laser, o potencial para modificação e estruturação dos materiais passou a ser aproveitado. Com o passar dos anos, esse potencial se tornou realidade à medida que foram surgindo feixes altamente direcionais, conjuntos de focalização que facilmente chegavam próximos aos limites de difração e com o desenvolvimento de lasers pulsados cada vez mais curtos e mais rápidos.

O interesse em microfabricação laser foi impulsionado pelo desenvolvimento da tecnologia dos lasers de pulsos ultracurtos. Inicialmente, os lasers ultrarrápidos eram equipamentos extremamente sofisticados e que dependiam de usuários altamente treinados e experientes no ambiente de laboratório. Os avanços no meio de emissão laser, sistemas de bombeamento, técnicas de chaveamento resultaram em uma nova geração de lasers ultrarrápidos compactos, robustos e confiáveis, com operação simplificada.

Em 1996, em um artigo seminal [62], Hirao e colegas demonstraram pela primeira vez que os pulsos de um laser de femtossegundos poderiam modificar permanentemente as propriedades ópticas de um volume de material transparente, limitado ao foco laser. A escolha

adequada das condições de irradiação laser, do sistema óptico responsável pela focalização e os parâmetros de deslocamento relativo entre o feixe e a amostra, além da própria escolha do material a ser modificado, possibilitam a estruturação de elementos tridimensionais por meio de diferentes mecanismos de interação. Essa descoberta levou ao surgimento e rápido crescimento de um campo de pesquisa focado em construir elementos tridimensionais em dimensões micrométricas, com muitos graus de liberdade e sem a necessidade dos cansativos procedimentos de revelação, fixação e alinhamento dos já conhecidos processos litográficos.

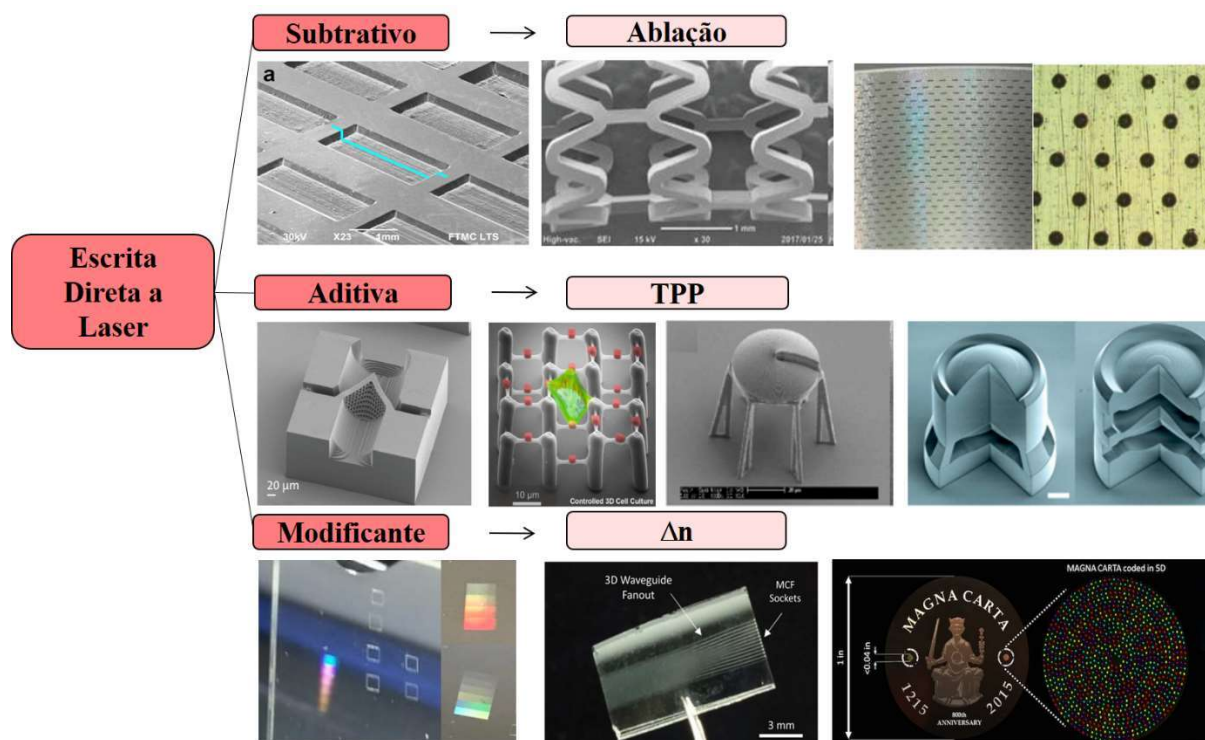
De fato, a **microfabricação por escrita laser** apresenta algumas vantagens muito atrativas [63]:

- (i) **É um processo de escrita direta**, não há a necessidade de máscaras. Ou seja, em um único passo (procedimento de escrita) pode-se construir um elemento 3D, de forma contínua, simplesmente pelo movimento relativo da amostra em relação ao foco do feixe laser. Portanto, não há a necessidade de salas limpas ou outros ambientes de controle. Isto é particularmente interessante pois agiliza o processo de prototipagem e a produção de pequenas quantidades de elementos 3D.
  
- (ii) **Flexibilidade na escolha de materiais**. A escrita a laser não se limita a um material específico e não apresenta restrições à escolha de substratos. Por meio do ajuste adequado dos parâmetros de escrita (comprimento de onda, energia de pulso, taxa de repetição, condições de focalização, velocidade de translação, etc) pode-se escrever elementos ópticos no interior de vidros, cristais e polímeros, ou transcrever camadas nanométricas de um substrato para outro, ou mesmo construir um microelemento polimérico sobre uma superfície arbitrária.
  
- (iii) **É realmente tridimensional**. Uma vez que se alcance as condições físicas para a modificação do material, o *fs*-laser é transladado pela amostra por meio de estágios piezo-controlados ou por espelhos galvanométricos que promovem a rápida varredura do feixe. É justamente esse movimento que promove a estruturação do microelemento e, portanto, fornece preciosos graus de liberdade ao processo de fabricação, permitindo a escrita de elementos singulares e de arquiteturas impensáveis para as tradicionais técnicas litográficas.

Além disso, as técnicas de escrita a laser podem ser organizados em três categorias principais (Figura 2.9):

- (a) **Subtrativa:** quando a intensa energia do feixe laser é absorvida pelo meio, normalmente nos limites da superfície, o material evapora explosivamente. Esse efeito, chamado **ablação laser**, possui forte dependência do comprimento de onda, da taxa de repetição laser e das propriedades de absorção linear e não linear do material. Como há remoção do material, a estruturação ocorre na superfície e diferentes padrões podem ser escritos por meio da varredura do laser sobre a amostra. Processos químicos adicionais podem ser usados para suavizar ou otimizar a ablação do material. As aplicações vão desde texturização superficial de inúmeros materiais, ferramentas cirúrgicas, métodos de correção óptica, síntese de nanopartículas, construção de canais para microfluídica [64-66].

Figura 2.9 – Técnicas de escrita direta a laser.





- (b) **Aditiva:** esta técnica de microfabricação baseia-se na interação não linear da radiação  $f_s$ -laser com uma resina fotossensível, onde um processo de fotólise leva à radicalização de moléculas fotoiniciadoras que, por sua vez, ligam-se às moléculas monoméricas e iniciam uma reação sequencial, formando uma cadeia polimérica. Neste processo, chamado **polimerização por absorção de dois fótons (P2F)**, a radiação infravermelha do laser pulsado inicia a fotopolimerização apenas no volume altamente confinado do feixe focalizado no interior da resina.. Devido à natureza não linear do processo, o volume polimerizado (*voxel*) é menor que a dimensão focal do feixe e, em geral, abaixo do limite de difração do sistema. A estruturação 3D se dá pela varredura do feixe no interior da resina fotossensível. A união dos *voxels* forma linhas e superfícies que por fim resultaram na forma tridimensional dos microelementos. Os sistemas comerciais mais modernos de P2F conseguem alcançar resoluções laterais abaixo de 100 nm e estruturar elementos mecanicamente estáveis até a ordem de milímetros. Devido à possibilidade de síntese de materiais fotossensíveis funcionais, o espectro de aplicações é imenso, incluindo a construção de microdispositivos ópticos, elementos integrados de microfluídica, elementos micromecânicos, ambientes tridimensionais para cultura celular (*cell scaffolds*), microagulhas, etc [67-69].
- (c) **Modificante:** modificações permanentes nas propriedades físicas e químicas do material transparente ocorrem como resultado da interação com a radiação  $f_s$ -laser. Nesse caso, não há danos estruturais e os efeitos térmicos não são predominantes visto que a duração do pulso ( $\sim 100 f_s$ ) é bem menor que o tempo de difusão térmica da rede ( $\sim 10 ps$ ). Os mecanismos básicos que iniciam tais modificações têm origem em fenômenos não lineares como a fotoionização e a ionização por avalanche e, portanto, as mudanças são altamente confinadas ao volume focal, garantindo elevada resolução espacial. A principal modificação física resultante deste processo é a **mudança no índice de refração  $\Delta n$** , que depende fortemente dos parâmetros de exposição (energia incidente, duração do pulso, taxa de repetição, velocidade de varredura, etc) e das propriedades do material (espaçamento entre bandas, condutividade térmica, presença de dopantes, etc). A partir da combinação destes parâmetros dois regimes de modificação podem ser comumente observados:  $\Delta n > 0$ , geralmente em vidros ou polímeros;  $\Delta n < 0$ , observado em meios cristalinos ou

vidros com alto índice de refração. As aplicações envolvem a construção de ambientes para microfluídica (com o auxílio de processos químicos adicionais), armazenamento óptico de informações, sensores, codificação e criptografia, além de massiva pesquisa e desenvolvimento de dispositivos microópticos como guias de ondas, moduladores, acopladores, chaveadores, divisores de feixe, etc [70-72].

## 2.5 Integração de microdispositivos ópticos

A transmissão e o processamento de sinais conduzidos por feixes ópticos tem sido objeto de grande interesse desde os anos 60 com o advento do laser como fonte estável de luz coerente. Embora os feixes laser possam ser transmitidos através do ar, as variações atmosféricas provocam mudanças indesejáveis nas características ópticas do sinal. Além disso, para que haja o processamento dos sinais, os feixes laser dependem de lentes, prismas, espelhos, moduladores eletro-ópticos e detectores. A reunião desses equipamentos é suficiente para ocupar um laboratório de tamanho médio, um espaço necessário e impraticável para a maioria das aplicações. Foi então, a partir desta necessidade, que veio à tona o conceito de *micro-óptica integrada*, em que os *links* de sinais ao ar livre dariam lugar aos guias de ondas ópticos e os circuitos eletro-ópticos convencionais seriam agora mimetizados por circuitos óptico-eletrônicos integrados e miniaturizados [73].

Paralelamente, os primeiros sistemas micro-eleto-mecânicos (MEMS) emergiram dos laboratórios ainda nos anos 60, combinando elementos mecânicos e dispositivos eletrônicos, em geral sensores de pressão. A partir dos anos 80, no entanto, essa tecnologia se expandiu e abriu espaço para outras áreas incluindo microfluídica, microquímica, microbiologia, e além de fortalecer a micro-óptica, gerando inclusive um acrônimo mais abrangente: MOEMS (sistemas microóptico-eleto-mecânicos). Tal integração em microssistemas funcionais foi a chave para o desenvolvimento de inúmeras aplicações e o entendimento de que as pesquisas que envolvem estes microssistemas precisavam ser altamente interdisciplinares [74].

Dentre as diversas linhas de pesquisa, os microssistemas ópticos ganharam enorme atenção devido à crescente demanda por largura de bandas de comunicação. Redes de longo e médio alcance são majoritariamente ópticas, e seu funcionamento depende da eficiência de diversos componentes microópticos como lasers semicondutores, microlentes, acopladores de

fibras, fotodetectores, moduladores e chaveadores ópticos, além de uma complexa e sincronizada integração entre estes elementos.

O desenvolvimento de diferentes técnicas de microfabricação bem como a possibilidade de processamento de materiais poliméricos, condutores, semicondutores e vítreos, têm permitido colocar a micro-óptica em contato direto com a eletrônica. Uma característica própria da microtecnologia, a forte tendência à integração de componentes e sistemas [75].

É importante ressaltar que os sistemas micro-ópticos possuem duas características distinguíveis, mas não limítrofes [76]:

- Os componentes possuem dimensão espacial extremamente pequena, na ordem de micrômetros a nanômetros;
- em geral, sua manufatura utiliza técnicas de fabricação em massa, derivadas dos processos de produção dos dispositivos semicondutores.

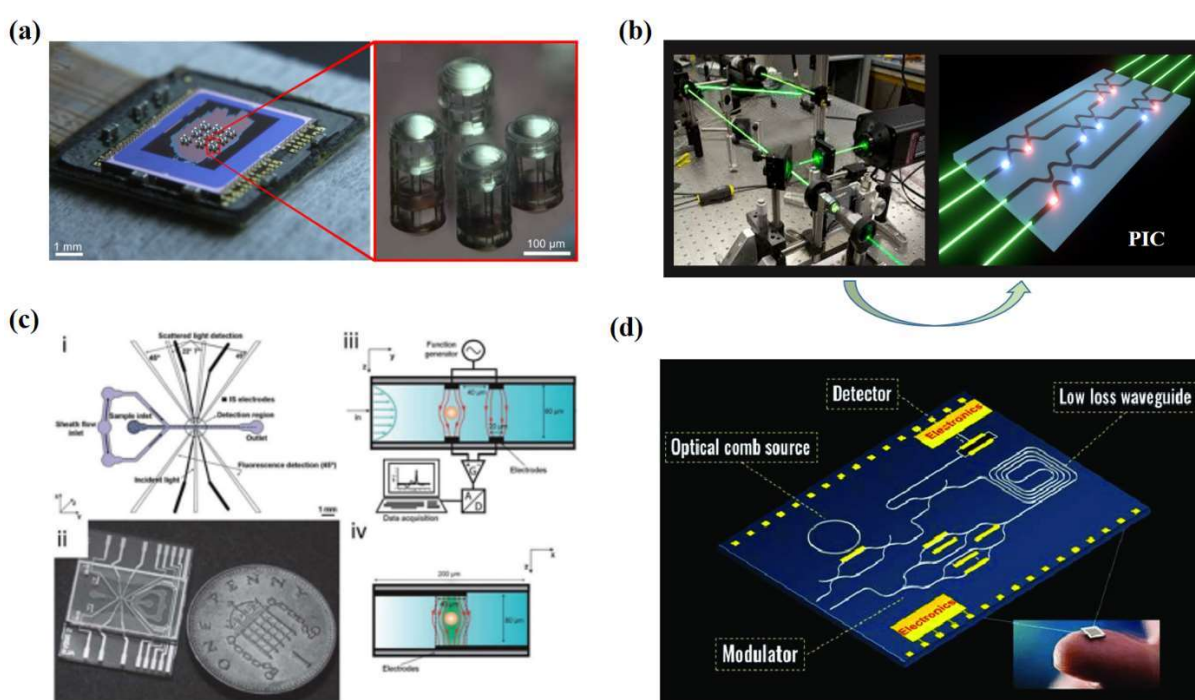
Mas, o fato é que mesmo estas características têm mudado ao longo dos últimos anos. A necessidade de aprimorar os microelementos ópticos e propiciar maior integração em multi-sistemas fez com que um mesmo elemento óptico tivesse dimensões micrométricas, mas apresentasse detalhes estruturais submicrométricos. Além disso, devido à esta riqueza de detalhes e características próprias, novas técnicas de microfabricação precisaram emergir e se desenvolver, muitas vezes em detrimento da produtividade, mas incluindo novos graus de liberdade ao processo de design e manufatura, além da incorporação de novos materiais com características funcionais.

Componentes micro-ópticos podem ser encontrados em várias aplicações, por exemplo, *array* de lentes no interior de câmeras e telas, micro-espectrômetros em sistemas de análise, microlentes em sistemas endoscópicos, etc (Figura 2.10). Dentre os muitos benefícios trazidos pelos circuitos fotônicos integrados (PIC's) temos um incomparável salto na performance bem como uma dramática redução de custos e consumo de potência [77].

Enfim, os sistemas integrados de micro-óptica estão associados a um vasto espectro de aplicações e ainda encontram interesse no desenvolvimento de áreas clássicas da óptica como imageamento e sensoriamento de alta resolução. Participam também do desenvolvimento de tecnologias já bem estabelecidas, mas ainda em evolução, como a manufatura por meio de lasers de pulsos ultracurtos, onde os microdispositivos ópticos atuam em funções essenciais como

modulação, filtragem de banda e modelagem do feixe, além da necessária miniaturização das fontes laser de alta energia [82].

**Figura 2.10 – Sistemas integrados de micro-óptica. (a) Array de microlentes para otimização de sensor e câmera CMOS. (b) Chip fotônico para aplicações em comunicação quântica. (c) Sistema opto-fluídico para citometria. (d) Chip opto-eletrônico para aplicação em sistemas de comunicação por microondas.**



Fonte: Extraídos de (a) [78] (c) [79] (d) [81] (b) adaptado de [80].

Fato é que a integração de diferentes microsistemas, principalmente os micro-ópticos, proporcionará aos designers e engenheiros ferramentas cada vez mais poderosas, utilizando elementos que operam com baixas perdas, reduzido consumo energético e alta performance, atuando num amplo espectro de aplicações, que já envolve comunicações, sensores, imageamento, diagnóstico médico, realidade aumentada, computação e processamento de informações quânticas.

### 3. AXICONS HELICOIDAIS ESCRITOS VIA POLIMERIZAÇÃO POR DOIS FÓTONS

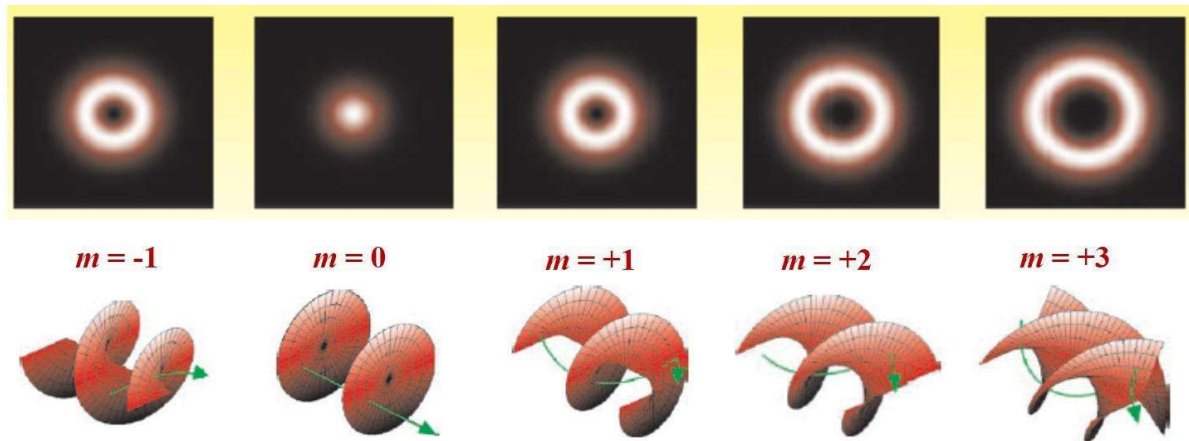
#### 3.1 Introdução

A micro-óptica envolve um campo multidisciplinar de pesquisa e aplicações que se desenvolveu há pouco mais de 50 anos como um ramo da óptica clássica focada na miniaturização e integração de elementos ópticos [83]. Inicialmente dedicada ao desenvolvimento de microlentes refrativas e diferentes formas de elementos difrativos, atualmente está ocupada em integrar antigos e novos microdispositivos em sistemas fotônicos mais robustos para detecção, armazenamento e manipulação de dados, comunicação óptica, imageamento intracorporal, diagnósticos médicos, etc.

Dentro desse largo espectro de aplicações, há um grande interesse no desenvolvimento de métodos ou dispositivos capazes de gerar, de maneira mais simples e prática, feixes com vórtices ópticos. Estes campos ópticos possuem momento angular orbital (OAM) e este, por sua vez, está ligado à distribuição espacial de intensidade e fase do campo. De fato, uma das características marcantes dos feixes portadores de OAM é o surgimento de uma singularidade de fase no centro do feixe, resultando numa intensidade nula nessa região e gerando um perfil de intensidade tipo “*donut*” bem característico (Figura 3.1). Manipulação de partículas, microfabricação, óptica quântica e sistemas de comunicação são algumas das aplicações potenciais associadas ao estudo e geração de feixes com frentes de onda helicoidais [84-87]. Feixes com vórtices ópticos estão associados, portanto, a frentes de ondas helicoidais com um termo de fase azimutal  $e^{im\varphi}$  ( $\varphi$  é o ângulo azimutal,  $m$  é a carga topológica), momento angular orbital bem definido e singularidade de fase sobre o eixo óptico [88].

A geração destes feixes singulares tem sido demonstrada por meio de diferentes métodos como hologramas gerados por computador (CGH), elementos birrefringentes, metamateriais, guias de onda, cristais fotônicos, placas de fase espiral [89-91]. Associe-se a isto a necessidade de redução no tamanho de componentes, dispositivos e circuitos visto que, entre outras vantagens, obtém-se uma maior concentração de elementos por unidade de área, menor consumo de energia, redução de custos, respostas mais rápidas, melhor performance, com apelo para construção de circuitos lógicos ópticos.

**Figura 3.1 – Feixes com vórtices ópticos**



Fonte: Adaptado de [92].

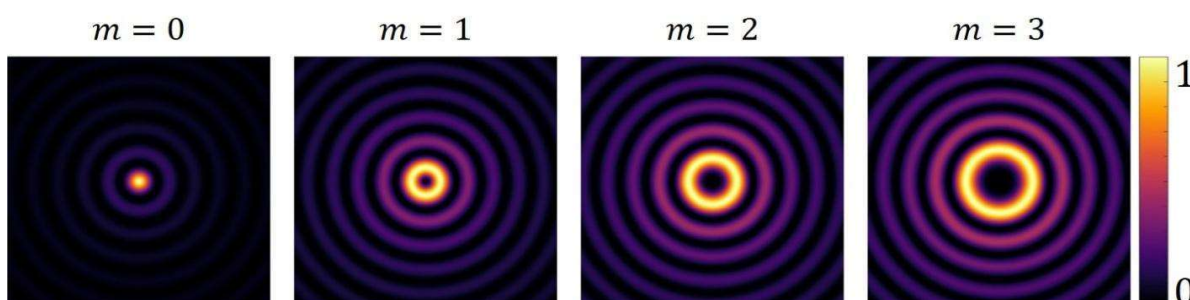
Em especial, os feixes *Bessel* integram uma classe singular de soluções da equação da onda no espaço livre. São soluções não-difrativas da equação de *Helmholtz* em coordenadas cilíndricas, cujo campo elétrico é dado por [93]:

$$E(r, \varphi, z) = A_m J_m(k_t r) \exp(im\varphi) \exp(ik_z z) \quad (3.1)$$

onde  $A_m$  é uma constante,  $J_m(\cdot)$  é a função Bessel de ordem  $m$  do primeiro tipo,  $k_t$  e  $k_z$  são as componentes transversal e longitudinal do vetor de onda  $k$ . Por exemplo, os feixes de ordem zero ( $m = 0$ ) apresentam um máximo central e um conjunto de anéis concêntricos. Nas ordens mais altas ( $m \geq 1$ ), no entanto, surge um anel no lugar do máximo central, resultante da singularidade de fase azimuthal (Figura 3.2). Essa família de feixes tem recebido enorme atenção

devido às suas propriedades singulares como propagação não difrativa, auto reconstrução e presença de momento angular orbital [94-96]. Além disso, são inúmeras as aplicações exploradas a partir desses feixes, como microfabricação, sistemas de comunicação, microscopia e pinças ópticas [97-101].

**Figura 3.2 - Distribuição transversal do perfil de intensidade do feixe Bessel para diferentes ordens  $m$ .**



Fonte: Adaptado de [102].

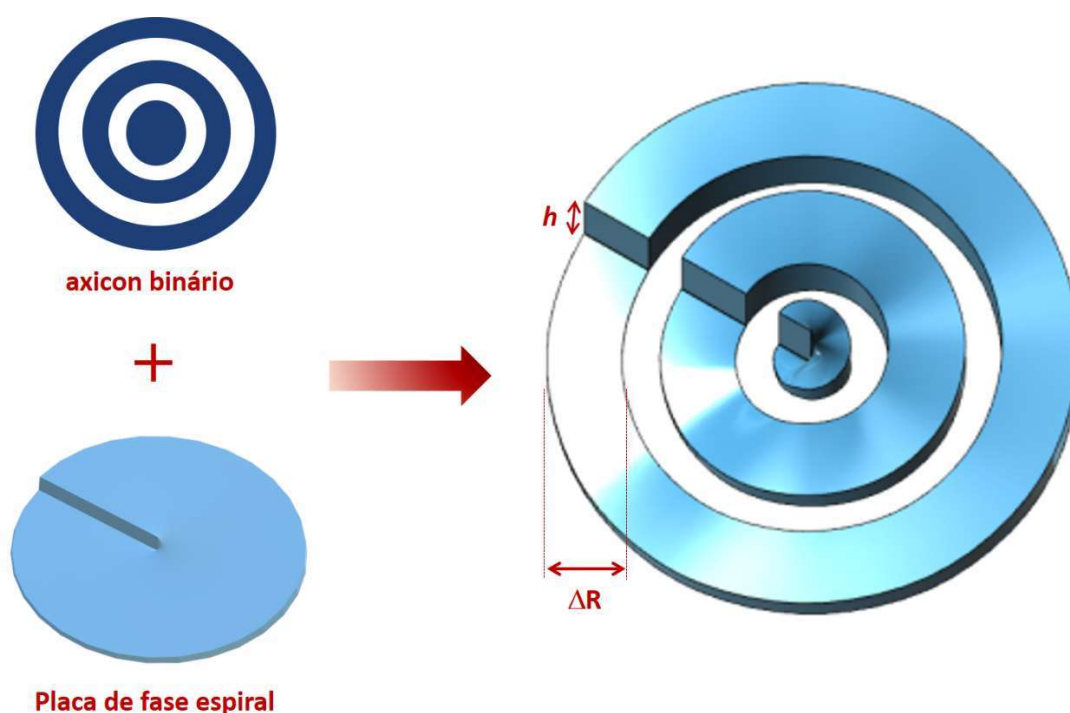
Embora já exista um conjunto de métodos para gerar os feixes *Bessel* - lentes cônicas, aberturas anulares, axicons binários, moduladores espaciais de luz [103-106] - ainda há uma busca para desenvolver técnicas mais eficientes para gerar tais feixes, controlar sua distribuição axial de intensidade e melhorar sua qualidade de propagação. De fato, para a maioria das aplicações, um microelemento modulador poderia ser inserido no caminho do feixe óptico e converter diretamente o feixe Gaussiano em um feixe *Bessel*, com baixo custo de manufatura e manutenção além de maior eficiência óptica do que os já bem estabelecidos moduladores espaciais de luz [107, 108].

Em 2013, Zukauskas et al. [109], usaram uma técnica de escrita direta a laser para construir um microelemento monolítico para gerar feixes *Bessel* de altas ordens, unindo uma placa de fase espiral e um axicon. Por sua vez, Wei et al. [110], apresentaram um axicon helicoidal, concebido numa impressora 3D, capaz de gerar feixes *Bessel* em altas frequências (THz). Recentemente, Dharmavarapu *et al.* [111] demonstraram um método para converter feixes Gaussianos em feixes *Bessel* de ordem zero com diferentes distribuições de intensidade axial, usando dois elementos difrativos, perfeitamente alinhados, construídos via litografia de feixe de elétrons. Até então, os axicons binários não haviam sido adequadamente explorados e

implementados experimentalmente. Suas muitas propriedades ópticas podem ser modificadas por meio da variação do período e da estrutura de sua grade anular [112, 113].

Neste trabalho, apresentamos uma alternativa para gerar diretamente feixes *Bessel* de alta ordem a partir de um feixe *Gaussiano*, unindo as características de um elemento difrativo e refrativo (Figura 3.3). Utilizando as funcionalidades singulares da técnica de polimerização por absorção de dois fótons, nós projetamos e construímos um microelemento óptico que combina as características difrativas de uma grade circular e os efeitos refrativos de uma placa de fase espiral, o que chamamos de axicon helicoidal binário. Em resumo, construímos um microelemento óptico composto por um conjunto de anéis concêntricos cuja altura varia azimuthalmente e que, por meio da variação de seus parâmetros geométricos – altura, período, espessura das paredes – é capaz de converter feixes Gaussianos em feixes *Bessel* de altas ordens e que possuem momento angular orbital (OAM).

**Figura 3.3 – Concepção e esboço em CAD do axicon helicoidal binário.**



Fonte: Autor.



### 3.2 Discussão teórica

O padrão de campo distante gerado por um DOE, de acordo com as aproximações *paraxial* e de *Fraunhofer*, está associado à transformada de Fourier do produto entre a função de transmissão do elemento e o campo incidente [114]. Especificamente, nosso elemento óptico (Figura 3.3) é formado por um conjunto de anéis concêntricos de espessura  $\Delta R = R_{(a+1)} - R_{(a)}$ , período  $R_{(a+1)} + R_{(a)}$ , e fase azimutal  $\Phi(r, \theta) = \exp(im\theta)$ , onde  $m$  é a carga topológica transmitida ao feixe. A amplitude do campo no plano de Fourier, em coordenadas cilíndricas, é dada por:

$$E(\rho, \varphi) \propto \iint_0^{R1} \Phi(r, \theta) e^{ir\rho \cos(\theta - \varphi)} r dr d\theta + \iint_{R1}^{R2} e^{ir\rho \cos(\theta - \varphi)} r dr d\theta + \iint_{R2}^{R3} \Phi(r, \theta) e^{ir\rho \cos(\theta - \varphi)} r dr d\theta + [\dots], \quad (3.2)$$

de modo que a equação (3.2) considera o efeito dos três primeiros elementos da estrutura e [...] denota a existência de expressões análogas para os demais anéis do DOE.

Usando a identidade

$$J_m(r\rho) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} e^{i(m\alpha - r\rho \sin \alpha)} d\alpha, \quad (3.3)$$

e considerando  $m = 1$ , para simplificar os cálculos, chegamos a

$$\int x J_0(x) dx = x J_1(x) \quad (3.4)$$

e

$$\int x J_1(x) dx = \frac{\pi x}{2} [J_1(x) \cdot H_0(x) - J_0(x) \cdot H_1(x)], \quad (3.5)$$

onde  $H_n(x)$  denota as funções de *Struve* [115], que são soluções da equação diferencial de *Bessel* não homogênea.

Após algum trabalho algébrico nós encontramos a expressão analítica para o campo no plano focal:

$$\begin{aligned}
 E(\rho, \varphi) \propto & \frac{\pi}{2} i e^{i\varphi} R_1 [J_1(\rho R_1) H_0(\rho R_1) - J_0(\rho R_1) H_1(\rho R_1)] + \\
 & [R_2 J_1(\rho R_2) - R_1 J_1(\rho R_1)] + \frac{\pi}{2} i e^{i\varphi} \{ R_3 [J_1(\rho R_3) H_0(\rho R_3) - \\
 & J_0(\rho R_3) H_1(\rho R_3)] - R_2 [J_1(\rho R_2) H_0(\rho R_2) - J_0(\rho R_2) H_1(\rho R_2)] \} + [\dots].
 \end{aligned} \tag{3.6}$$

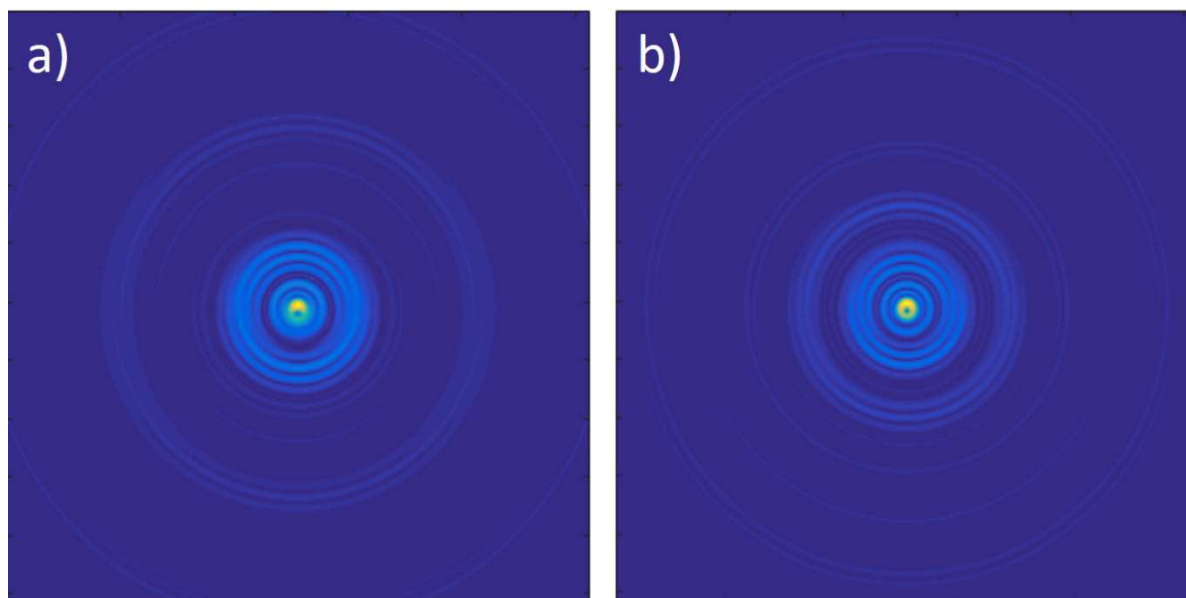
Reescrevendo e separando cada um dos termos, temos:

$$\begin{aligned}
 E(\rho, \varphi) \propto & A_1(\rho) e^{i\varphi} J_1(R_1 \rho) + A_2(\rho) e^{i\varphi} J_1(R_3 \rho) - \\
 & A_3(\rho) e^{i\varphi} J_0(R_1 \rho) - A_4(\rho) e^{i\varphi} J_0(R_3 \rho) + A_5 J_1(R_2 \rho) + [\dots],
 \end{aligned} \tag{3.7}$$

que é, de fato, uma superposição de feixes *Bessel* de ordens zero e primeira ordem. Interessante notar que alguns dos coeficientes  $A_j$  que modulam essa superposição não são constantes, visto que compreendem também as funções de *Struve* de ordem zero e primeira ordem que, por sua vez, são funções que também variam com a coordenada radial  $\rho$ .

Essa combinação causa um efeito de cancelamento em alguns anéis do padrão de intensidade e pode ser controlada pelos parâmetros geométricos do próprio DOE, como o número de anéis, o raio e a espessura dos anéis. Por exemplo, a Figura 3.4(a,b) mostra o padrão de difração calculado analiticamente a partir da equação (3.6) para micro-elementos com três anéis e parâmetros  $\Delta R = 5,0 \mu\text{m}$  / período  $10,0 \mu\text{m}$  e  $\Delta R = 3,5 \mu\text{m}$  / período  $7,0 \mu\text{m}$ , respectivamente. Fica evidente como os padrões de intensidade se distinguem, apresentando quantidades diferentes de anéis visíveis e um anel central intenso (fruto da fase azimutal com carga topológica  $m = 1$ ).

**Figura 3.4 – Padrões de difração calculados por meio da equação (3.6) para elementos com três anéis. (a)  $\Delta R = 5.0 \mu\text{m}$  e período  $10 \mu\text{m}$ . (b)  $\Delta R = 3.5 \mu\text{m}$  e período  $7.0 \mu\text{m}$ .**



Fonte: autor.

### 3.3 Materiais e métodos

De modo a construirmos os microelementos ópticos com ampla liberdade para variar seus principais parâmetros geométricos – altura, período e espessura das paredes – nós utilizamos a técnica aditiva de polimerização por absorção de dois fótons (P2F). Nesta técnica, um feixe laser infravermelho de pulsos ultracurtos é focalizado no interior de um meio monomérico fotossensível e inicia um processo de polimerização, confinado ao volume focal, por meio da absorção não linear de energia. O movimento relativo entre o feixe laser e a amostra é controlado e planejado de modo a estruturar um elemento tridimensional. É, de fato, uma ferramenta extremamente poderosa de microfabricação 3D, com ampla liberdade de *design* e precisão submicrométrica em seus 3 eixos de escrita [116].

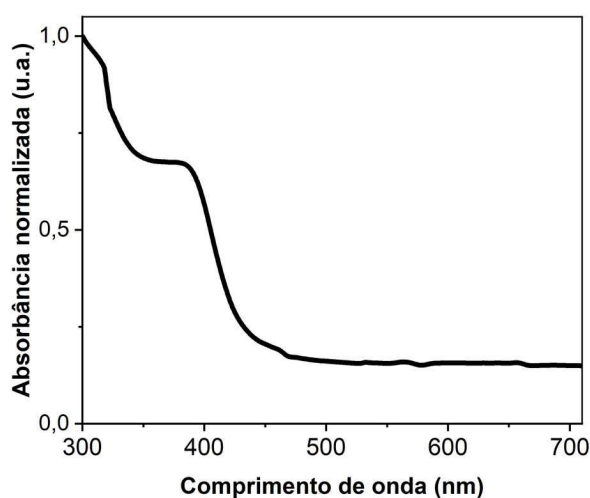
As microestruturas foram escritas por meio de um sistema comercial de microfabricação 3D ( $\mu\text{Fab Workstation}$  - NEWPORT) usando um laser de femtossegundos (*Chameleon Ultra* – COHERENT) sintonizado em  $760 \text{ nm}$  e uma lente objetiva (40x, NA = 0.65, Olympus) que focalizava o feixe laser diretamente na amostra. As amostras eram compostas de um pequeno volume de resina fotossensível depositada sobre a superfície de uma lamínula vítrea de

microscopia, usada como substrato. Este conjunto era então posicionado sobre um piezo-estágio com três eixos de movimento micrometricamente precisos. Um software dedicado era responsável por controlar os movimentos do estágio-3D, o obturador do feixe laser e a potência de incidência laser que chegava até a lente objetiva. As microestruturas eram escritas e monitoradas em tempo real por uma câmera CCD.

Para construir este microelemento óptico nós utilizamos uma fotoresina negativa, composta pelo monômero *triacrilato de pentaeritritol* (PETA) e 2% do fotoiniciador *Irgacure 369*, que possui forte absorção em 380 nm e transparência na região do visível. A Figura 3.5 mostra o espectro de absorção da fotoresina polimerizada após incidência de radiação UV, obtida por meio do espectrômetro UV-VIS-NIR (UV-3600 SHIMADZU).

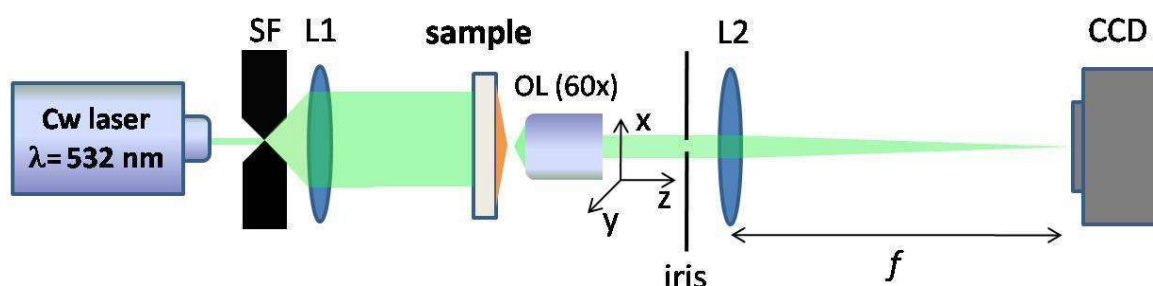
Uma vez definidos os parâmetros geométricos do DOE, o próximo passo foi gerar um arquivo contendo pares de coordenadas espaciais ( $x_a, y_a, z_a / x_b, y_b, z_b$ ), onde cada passo indica a movimentação do laser no interior da amostra, estruturando o microelemento. Para cada um dos elementos, o sistema foi ajustado para escrever a uma potência incidente de 25,0 mW, medidos antes da focalização na amostra, e uma velocidade de deslocamento laser na amostra de  $v = 100,0 \mu\text{m/s}$ . Em média, cada DOE precisou de 30 minutos para ser escrito. Após o processo de escrita, as amostras foram cuidadosamente imersas em etanol por 30 minutos, de modo a lavar a resina não polimerizada e deixar sobre o substrato apenas as microestruturas polimerizadas.

**Figura 3.5 – Espectro de absorção da fotoresina PETA-Irg369 após radiação UV (região de transparência do DOE).**



A Figura 3.6 mostra o arranjo experimental para caracterização óptica do microelemento. É composta por um laser de diodo emitindo um feixe Gaussiano, com comprimento de onda  $\lambda = 532 \text{ nm}$ ; um filtro espacial (SF) para expandir o feixe, e uma lente L1 para colimar o feixe e formar uma onda plana para iluminar uniformemente a amostra. Uma lente objetiva (60x – Olympus) montada sobre um estágio 3D de translação observa detalhadamente a amostra e uma íris posicionada após a lente objetiva seleciona a área a ser analisada. Por fim, uma lente L2 de distância focal  $f = 100 \text{ mm}$  faz a imagem de campo distante na câmera CCD.

Figura 3.6 – Arranjo experimental para caracterização óptica. SF é um filtro espacial, L1 e L2 são lentes e OL é uma lente objetiva.

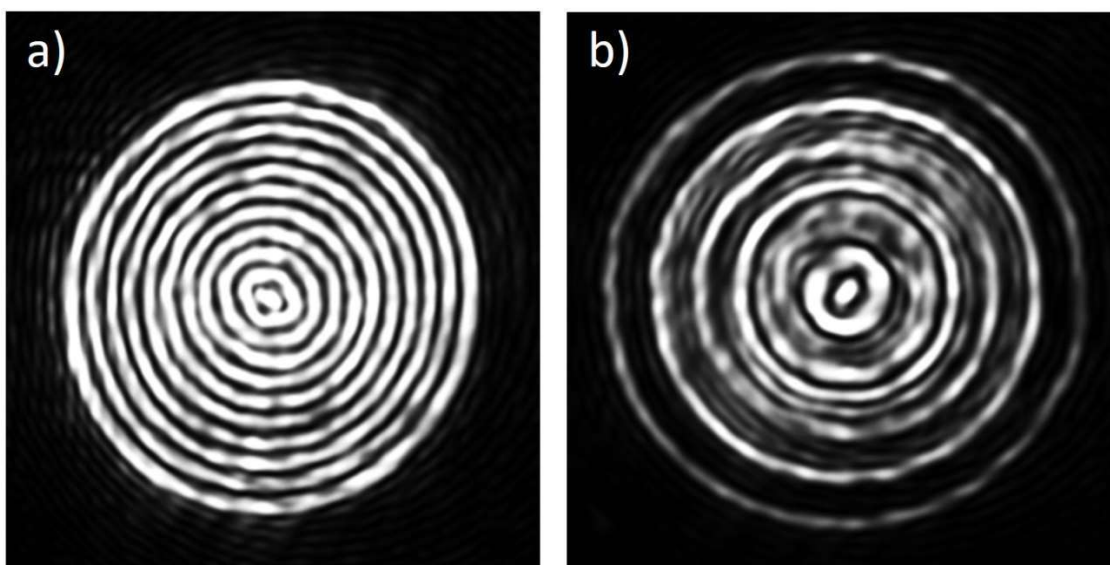


Fonte: Autor.

### 3.4 Resultados e discussões

Inicialmente, escrevemos axicons binários (anéis concêntricos de altura constante) para observar se nossos parâmetros de escrita, para a técnica P2F, estavam adequadas a reproduzir alguns resultados já conhecidos e obtidos por meio de outras técnicas litográficas [117, 118]. Construímos elementos binários com  $50,0 \mu\text{m}$  de raio total, com  $5,0 \mu\text{m}$  de altura e período dos anéis concêntricos de  $4,0 \mu\text{m}$  e  $10,0 \mu\text{m}$ , respectivamente. A Figura 3.7(a, b) mostra o padrão de campo distante de ambos os elementos, associados ao perfil de um feixe *Bessel* de ordem zero, com distribuição anular de intensidade.

**Figura 3.7 – Distribuição da intensidade gerada por axicons binários com a) período de 4.0  $\mu\text{m}$  e b) período de 10.0  $\mu\text{m}$ .**



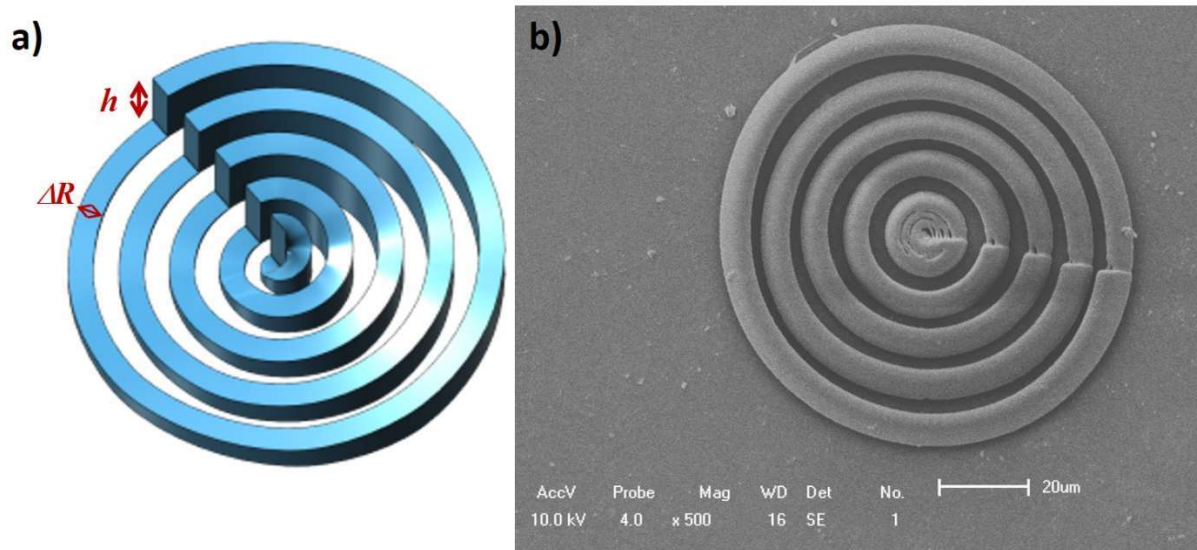
Fonte: autor.

Em seguida, construímos os microelementos ópticos com variação azimutal da altura dos anéis de modo a obter os feixes *Bessel* de ordens mais altas. A Figura 3.8(a,b) mostra o esboço CAD e uma imagem de microscopia eletrônica de um destes elementos. A variação de altura máxima de cada anel está associada a uma varredura azimutal de fase de  $2\pi m$ , onde  $m$  é a carga topológica. Com isso, a diferença de altura máxima  $h$  de cada parede do elemento é dada por:

$$h = \frac{\lambda m}{(n_{doe} - n_{ar})}, \quad (3.8)$$

onde usamos o comprimento de onda  $\lambda = 532 \text{ nm}$  e o índice de refração da resina polimerizada  $n_{doe} = 1.48$  ( $n_{ar} = 1$ ). A observação criteriosa da Figura 3.8(b) revela uma microestrutura com aspecto adequado ao projeto CAD, mas com problemas pontuais de resolução e algum encolhimento (*shrinkage*), próprio da resina triacrilato.

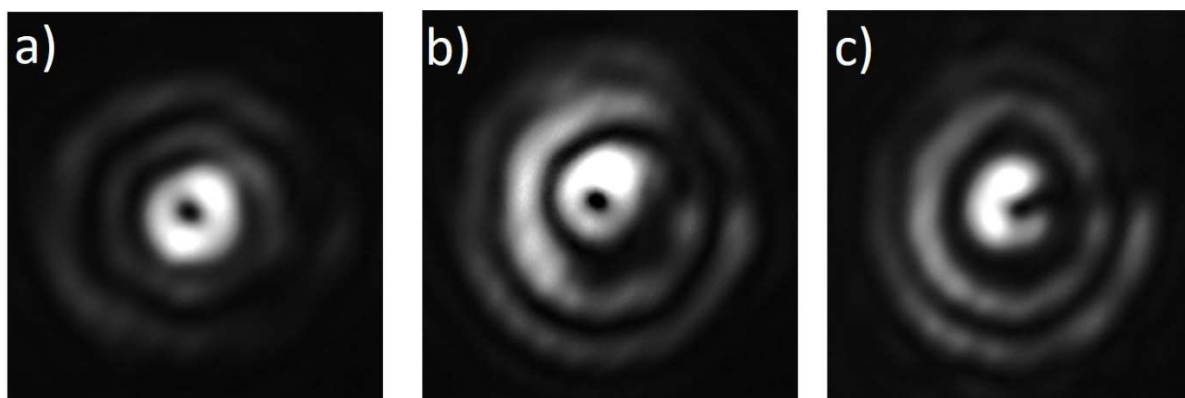
Figura 3.8 – Axicon helicoidal binário com  $\Delta R = 5,0 \mu\text{m}$ , período de  $10,0 \mu\text{m}$  e altura máxima  $h = 1,10 \mu\text{m}$ . (a) Projeto concebido por computador (CAD). (b) Imagem MEV do microelemento.



Fonte: autor.

A Figura 3.9 mostra o padrão de intensidade gerado por um DOE com 3 anéis,  $\Delta R = 10,0 \mu\text{m}$ , período de  $20,0 \mu\text{m}$  e  $h = 1,10 \mu\text{m}$ . Embora seja a mesma microestrutura, em cada caso o elemento está “imerso” num meio diferente: (a) imerso em ar, após o processo de lavagem da resina; (b) ainda imerso em resina líquida; (c) imerso em resina polimerizada por “banho” UV. Em todas as três situações, o diâmetro da região escura central é de aproximadamente  $10 \mu\text{m}$ , antes da ampliação da lente objetiva de  $60\times$ .

Figura 3.9 – Padrão de intensidade gerado por um microelemento de 3 anéis (a) após processo de lavagem da resina não polimerizada, (b) imerso em resina ainda líquida, c) imerso em resina polimerizada por “banho” de lâmpada UV.



Fonte: autor.

Na Figura 3.9(a) podemos observar claramente um anel central associado à singularidade de fase azimutal, no entanto os anéis externos apresentam baixa definição e perda de qualidade óptica. De fato, já havia sido reportado, em alguns processos de microfabricação a laser, uma redução na estabilidade mecânica e um considerável encolhimento associado aos polímeros acrilatos [119, 120]. Devido a este comportamento, em muitas situações nós obtivemos estruturas frágeis, que se deformaram ou desprenderam do substrato após o processo de lavagem. Entendemos que este comportamento estrutural impactou fortemente a modulação do feixe gerado pelo DOE. Uma alternativa encontrada para evitar estes problemas foi utilizar os microdispositivos ainda imersos no meio não polimerizado, ou seja, antes do processo de lavagem. Neste caso, a diferença entre o índice de refração da resina antes e após a polimerização precisa ser compensada por uma maior variação na altura das paredes da microestrutura. Desta forma, o DOE pode gerar a mesma carga topológica que o elemento ‘imerso’ em ar, mas com

$$h = \frac{\lambda m}{(n_{POL} - n_{UNPOL})} . \quad (3.9)$$

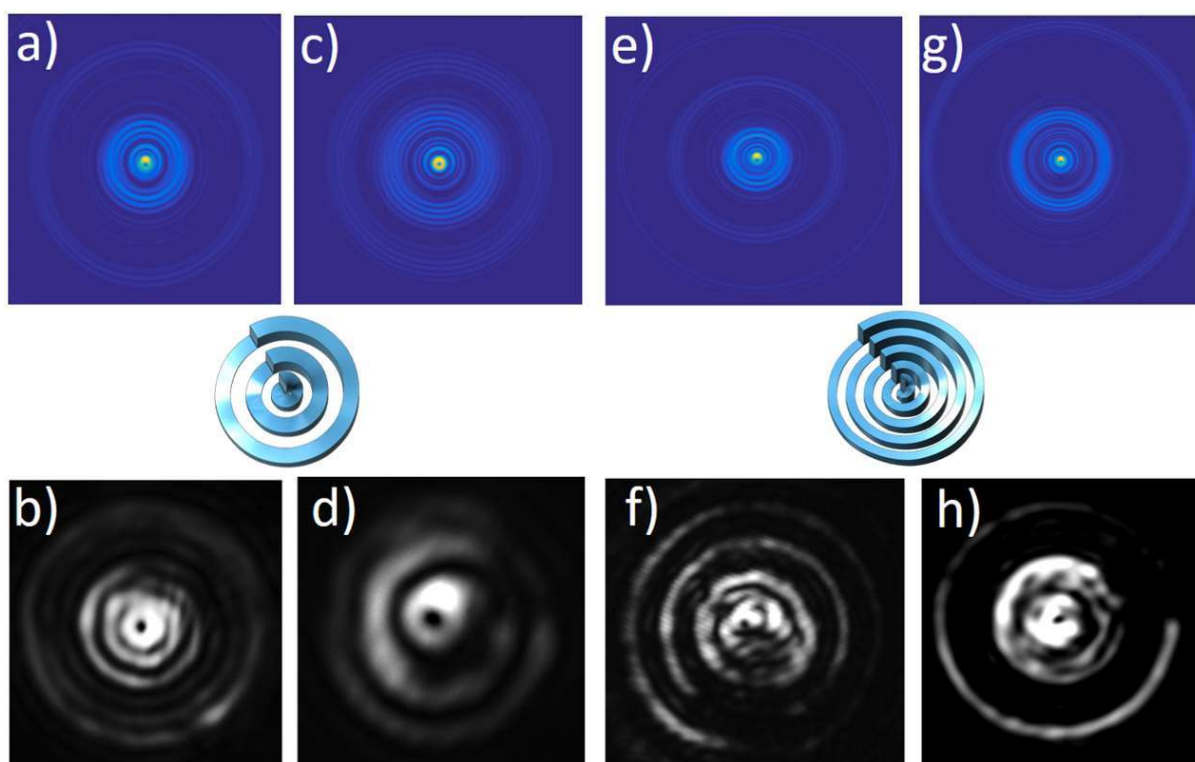
De fato, nós observamos que os elementos construídos e mantidos na resina líquida podiam gerar feixes com cargas topológicas semelhantes àqueles imersos no ar, desde que tivessem variações de altura 10 vezes maior. Na Figura 3.9(b) podemos observar um feixe com carga topológica  $m = 1$  resultante de uma superposição Bessel, gerado por um DOE imerso na resina líquida.

Uma outra abordagem utilizada para contornar o problema da deformação mecânica das estruturas foi escrever os DOE’s dentro de uma amostra previamente polimerizada por um banho UV. A fotoresina depositada sobre a lâmina de microscopia passava por um processo de irradiação por lâmpada UV de modo a formar um filme com aproximadamente 100  $\mu\text{m}$  de espessura. A partir daí, a amostra poderia ser manipulada em luz ambiente e o microelemento óptico poderia ser escrito no interior do filme por meio de P2F, considerando que a mudança no índice de refração induzida no foco do laser de femtossegundos é maior que a da resina polimerizada por absorção linear de energia UV. A vantagem desta abordagem é garantir a estabilidade e a integridade dos microelementos, visto que o meio sólido elimina a necessidade de lavagens, além da possibilidade de manipularmos as amostras em luz ambiente e sem o



perigo de acidentes causados pela manipulação das amostras e que possam danificar as microestruturas. Também pudemos observar que os DOE's escritos dentro do meio sólido geraram feixes com momento angular orbital de boa qualidade óptica, como mostrado na Figura 3.9(c).

**Figura 3.10 – Distribuição de intensidade de feixes gerados por diferentes axicons helicoidais. Linha superior: calculados analiticamente; linha inferior: resultados experimentais. (a,b) 3 anéis,  $\Delta R = 3,0 \mu\text{m}$ , período  $6,0 \mu\text{m}$  e  $h = 11,01 \mu\text{m}$ ; (c,d) 3 anéis,  $\Delta R = 10,0 \mu\text{m}$ , período  $20,0 \mu\text{m}$  e  $h = 11,01 \mu\text{m}$ ; (e,f) 5 anéis,  $\Delta R = 5,0 \mu\text{m}$ , período  $10,0 \mu\text{m}$  e  $h = 1,10 \mu\text{m}$ ; (g,h) 5 anéis,  $\Delta R = 3,0 \mu\text{m}$ , período  $6,0 \mu\text{m}$  e  $h = 1,10 \mu\text{m}$ .**



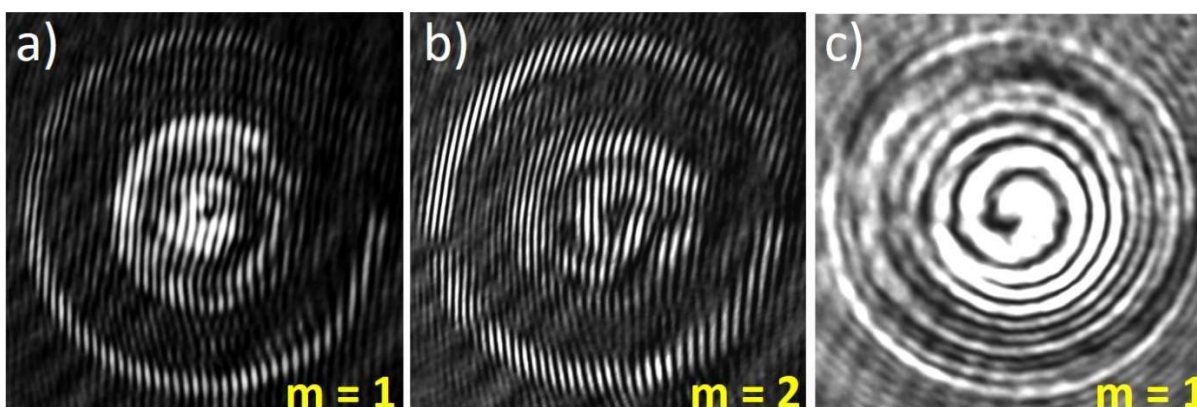
Fonte: autor.

A Figura 3.10 apresenta os resultados obtidos para a distribuição de intensidade gerado por diferentes axicons helicoidais binários escritos nas condições previamente discutidas, em especial, ainda imersos na resina líquida (Figura 3.10(b,d)) e após o processo de lavagem (Figura 3.10(f,h)). Todos os microdispositivos geraram singularidade de fase em concordância com os padrões de intensidade analiticamente calculados (Figura 3.10(linha superior)). Podemos observar que a definição espacial das linhas brilhantes está associada ao período e

espessura dos anéis do microelemento, concordando com [113]. De fato, essa é uma vantagem destes DOE's, a possibilidade de modificar o padrão de intensidade das superposições de feixes *Bessel* apenas variando a largura e a quantidade de anéis do axicon binário.

Por fim, de modo a verificar experimentalmente a carga topológica  $m$  do feixe gerado, nós interferimos os feixes com uma onda plana de referência (Figura 3.11). Claramente pudemos observar a presença característica do 'garfo' no centro de cada feixe. Especificamente,  $m = 1$  e  $m = 2$  nas Figuras 3.11(a) e 3.11(b), respectivamente. Além disso, também pudemos notar que os padrões das franjas sofrem uma descontinuidade de fase  $\pi$  entre os anéis. Por sua vez, a Figura 3.11(c) apresenta um padrão de interferência axial – padrão espiral de franja – confirmando a presença da frente de onda helicoidal de carga  $m = 1$  presente no feixe.

**Figura 3.11 – Interferograma dos feixes gerados. (a,b) Padrão 'garfo' e (c) padrão axial espiralante.**



Fonte: autor.

### 3.5 Conclusões

Em resumo, nós utilizamos a técnica de polimerização por absorção de dois fótons (P2F) para construir axicons helicoidais binários em dimensões micrométricas. Estes microdispositivos ópticos são capazes de gerar feixes com características similares aos feixes *Bessel* de altas ordens. De fato, o estudo analítico dos elementos nos mostrou que o padrão de campo distante modulado é uma superposição de feixes *Bessel* de diferentes ordens. Estes

microelementos possuem as características difrativas de um axicon binário e as propriedades refrativas de uma placa de fase espiral, o que garante a impressão do momento angular orbital de carga topológica  $m$  no feixe modulado. Além disso, pudemos observar que a definição espacial e a quantidade de anéis de máxima intensidade gerados pelos DOE's estão fortemente associados ao número de anéis, ao período e à espessura das paredes dos microelementos.

Estes resultados, portanto, dão um passo significativo na direção de miniaturizar e integrar elementos ópticos capazes de gerar feixes possuindo momento angular orbital. Em especial, os feixes Bessel e suas superposições têm sido gerados majoritariamente pela junção de elementos ópticos (axicons e fendas circulares) e moduladores espaciais (SLM's), o que não contribui para simplificar os sistemas e aplicações que usam estes feixes [121-123].

Portanto, nosso elemento monolítico e suas muitas possibilidades de configuração contribui significativamente para o aprofundamento da modelagem de feixes ópticos estruturados, os quais estão associados a um grande número de importantes aplicações como manipulação de micropartículas, imageamento e otimização das estratégias de microfabricação tridimensional [124-126].

## **4. INTERFERÊNCIA DAS NANOPARTÍCULAS DE PRATA NAS PROPRIEDADES ÓPTICAS DE GUIAS DE ONDAS ESCRITOS EM VIDROS TELURETOS**

### **4.1 Introdução**

Desde a década de 1990 já se sabe que a interação entre lasers de pulsos ultracurtos e materiais transparentes podem alterar permanentemente a estrutura do material [127]. Quando focalizada no interior de um dielétrico, a elevada energia da radiação laser é absorvida através de diferentes processos não lineares, como absorção multifotônica, tunelamento e ionização por avalanche, modificando permanentemente o pequeno volume focal após a relaxação da energia [128, 129]. Pelo menos três tipos de mudanças estruturais podem ser observados na interação com lasers de pulsos ultracurtos: uma suave modificação no índice de refração, uma modificação birrefringente do índice de refração, ou micro-explosões que produzem pequenos vazios estruturais [130].

Fato é que a escrita direta por meio de lasers ultrarrápidos tornou-se uma ferramenta poderosa para a fabricação de dispositivos fotônicos [131-133]. Em especial, a construção de guias de ondas no interior de amostras vítreas atrai muito interesse devido às baixas perdas de propagação do sinal, alto rendimento, custo reduzido e confiabilidade no processo de fabricação.

Uma grande variedade de vidros tem sido investigada para abrigar guias de ondas ópticos em seu interior. Matrizes de silicatos, calcogenetos, fluoretos e até cristais são alguns dos muitos exemplos. Particularmente, os vidros teluretos chamam a atenção devido à sua baixa energia de fônons ( $\sim 750 \text{ cm}^{-1}$ ), estabilidade termo-mecânica, alto índice de refração linear ( $> 2.0$ ) e não-linear [134], resistência à corrosão e ampla faixa de transmissão ( $0.4\mu\text{m} - 5\mu\text{m}$ ) [135-

139]. De fato, diversos trabalhos têm sido publicados sobre o uso de matrizes vítreas à base de óxido de Telúrio, com diferentes métodos de síntese, diferentes concentrações dos componentes e diferentes dopantes, aplicados à construção de dispositivos fotônicos via escrita laser [136, 140-143]. Por sua vez, a incorporação de nanopartículas de prata em matrizes vítreas tem atraído o interesse devido às suas muitas propriedades físicas como coloração, mecanismos de transferência de cargas e efeitos de sensibilização, fazendo dos vidros dopados com prata uma classe versátil de materiais, principalmente aplicados à tecnologia de guias de ondas ópticos [144-146].

Portanto, dentre os muitos desafios que envolvem a construção de microelementos ópticos no interior de vidros dopados, há a necessidade de entender como os parâmetros de escrita podem ser ajustados e controlados de modo a reduzir as perdas ópticas no interior das microestruturas, aumentar a variação do índice de refração e reduzir ainda mais o volume modificado pelo feixe laser, de modo a construirmos estruturas com maior resolução espacial.

De modo a contribuir com esta área de investigação, nós escrevemos guias de onda do tipo canal no interior de vidros teluretos binários (Te-Zn) dopados com prata metálica e relacionamos as principais propriedades ópticas dos guias com a composição dos vidros.

## 4.2 Materiais e métodos

- Preparação das amostras de vidro TeZn

As matrizes vítreas com uma composição nominal de 60TeO<sub>2</sub> . 40ZnO (mol%) e 80TeO<sub>2</sub> . 20ZnO (mol%) foram sintetizadas pelo método de fusão, a 850 °C/ 1h para amostras não dopadas e 815 °C/ 1h para amostras dopadas com 0,1% de Ag (em massa), usando cadinhos de platina. O material derretido foi rapidamente resfriado e mantido sob pressão entre duas placas de grafite a 300 °C por 48h para reduzir tensões internas no sistema vítreo recém solidificado. Por fim, as amostras passaram por um polimento óptico de modo a se obter lâminas retangulares com dimensões médias de (2 cm x 1 cm x 2 mm / comprimento x largura x espessura). As amostras foram assim denominadas: 80Te20Zn e 60Te40Zn, para diferentes proporções do binário TeO<sub>2</sub> e ZnO; e 80Te20Zn:01Ag e 60Te40Zn:01Ag, para as amostras dopadas com nanopartículas.

- Caracterização dos materiais

As propriedades ópticas e estruturais das amostras foram investigadas tanto na condição original (como sintetizada) quanto na condição modificada pelo *fs*-laser. Os espectros de absorção óptica foram obtidos usando um espectrofotômetro UV-VIS-NIR (Shimadzu UV-3600), operando entre 200 nm e 2000 nm, com resolução espectral de 1 nm. Os espectros Raman foram obtidos à temperatura ambiente utilizando o LabRAM HR Evolution (HORIBA, Japan) com um comprimento de onda de excitação de 785 nm. Uma lente objetiva de 50x foi utilizada para focalizar o feixe laser em um *spot* de 1.5  $\mu\text{m}$  de diâmetro.

- Escrita dos guias de ondas

Utilizamos o sistema comercial de escrita direta laser ( $\mu\text{Fab}$  Workstation - NEWPORT) que é composto por um *fs*-laser (*Spirit-One* – SPECTRA PHYSICS) operando em 1040 nm, com uma taxa de repetição de 200 kHz e potência média de 4.0 W. Também compõem o sistema, uma placa de meia onda, um polarizador, um obturador e um medidor de potência que, juntos, controlam a intensidade e tempo de exposição laser sobre a amostra. Um *spot* laser de 5,1  $\mu\text{m}$  sobre a amostra foi obtido por meio de uma lente objetiva (10x – OLYMPUS) com abertura numérica de 0,25. As amostras foram posicionadas sobre um piezo estágio de 3 eixos que permitia um deslocamento preciso e controle da velocidade de translação por meio de um software dedicado. Todos os guias de onda foram escritos dentro das amostras com incidência transversal do feixe laser e sem o uso de métodos de modelagem do feixe. Os guias de ondas do tipo *canal*, eram formados por duas faixas paralelas, separadas por 20  $\mu\text{m}$  e escritas 200  $\mu\text{m}$  abaixo da superfície do vidro. Para cada uma das amostras foram escritos 5 guias de ondas (WG1 - WG5) com velocidade de escrita laser fixa em 1,0 mm/s e energias de pulso variando entre 1,0  $\mu\text{J}$  e 3,0  $\mu\text{J}$ ; outros 5 guias (WG6 - WG10) foram escritos mantendo fixa a energia incidente, 1.5  $\mu\text{J}$ , mas variando a velocidade de *scan* laser entre 0,1 mm/s e 2,0 mm/s. Durante o processo de escrita, para cada um dos guias, investigou-se a relação entre a profundidade mínima de escrita e a energia máxima de pulso incidente (não ablativa). Finalmente, as faces de entrada e saída das amostras foram polidas de modo a reduzir o espalhamento e as perdas de acoplamento nos guias de ondas.

- Caracterização dos guias de ondas

As amostras foram posicionadas sobre um estágio 3D de modo a manter os guias de ondas paralelos ao feixe laser incidente (laser de diodo CW); com esta configuração foi possível

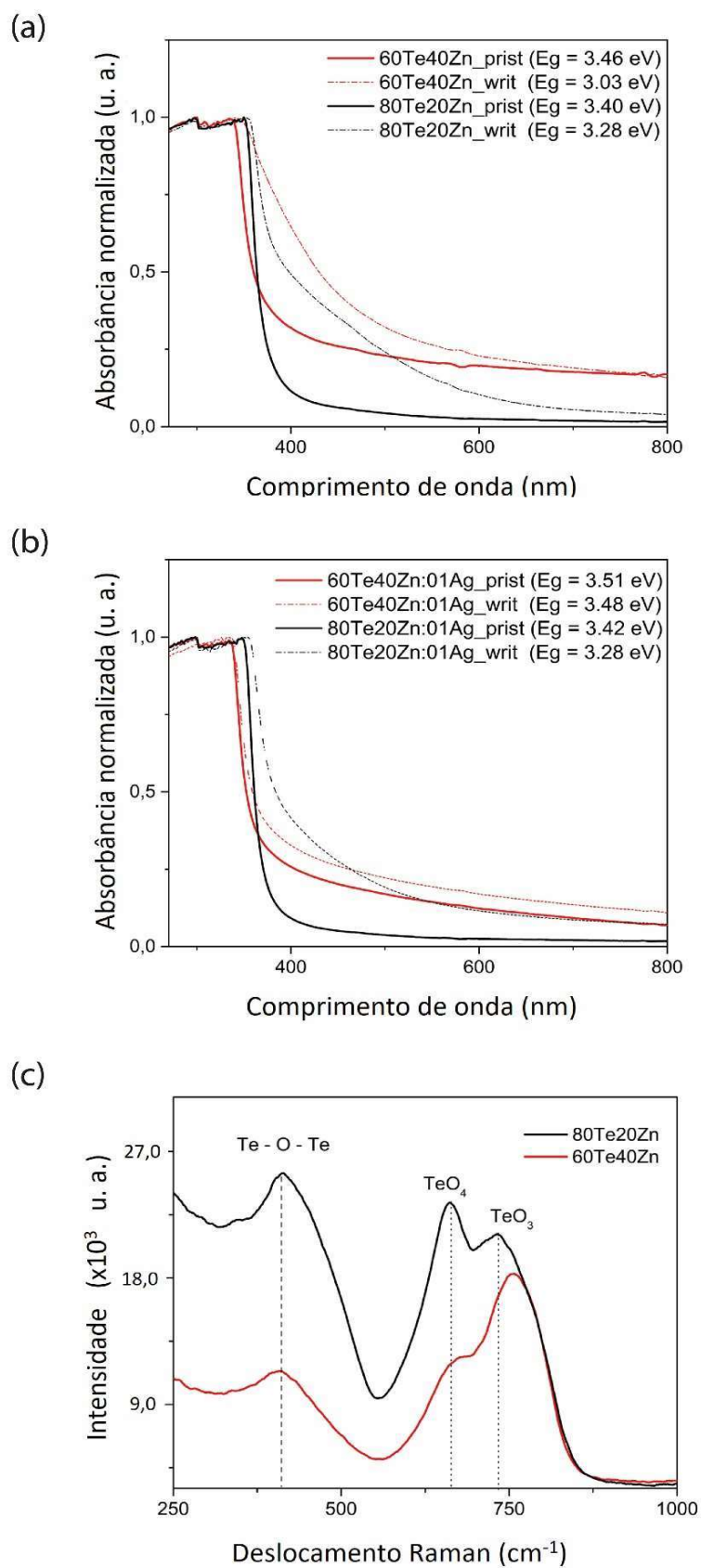
investigar as perdas de acoplamento e propagação e obter os perfis guiados. Um par de lentes objetivas foi posicionado nas faces de entrada e de saída dos guias (20x e 40x, respectivamente, OLYMPUS) para acoplar o feixe laser e coletar o modo guiado. Uma íris foi posicionada após a segunda lente objetiva para selecionar a região em torno do guia de ondas e garantir que apenas a luz guiada chegasse até o medidor de potência (ILX Lightwave OMM6801). O perfil do feixe guiado foi capturado por uma câmera CCD alinhada a uma lente ( $f = 100$  mm) e ao sistema de acoplamento.

A mudança no índice de refração, resultante da ação do *fs*-laser, foi estimada por meio da técnica de microscopia de desfocalização [147]. Sob iluminação de luz branca, imagens transversais dos guias de ondas foram gravadas em diferentes planos de focalização. A diferença de contraste entre as imagens em dois planos diferentes está relacionada aos perfis de superfície dos guias de ondas e à mudança do índice de refração dentro da estrutura. Finalmente, a variação do índice de refração  $\Delta n$  foi obtida após um ajuste numérico entre a diferença de contraste e o laplaciano das funções de perfil das estruturas (ver **APÊNDICE A**).

### 4.3 Resultados e discussões

Os espectros de absorção óptica das amostras na região do UV-Vis, antes e após a modificação laser, são mostrados na Figura 4.1(a,b). Eles revelam uma alta transparência na região do visível indo até o infravermelho próximo. No entanto, quando comparamos os espectros de absorção do material original (60Te40Zn\_*prist* e 80Te20Zn\_*prist*) com os da região modificada pelo *fs*-laser (60Te40Zn\_*writ* e 80Te20Zn\_*writ*), observamos um alargamento da banda de absorção na direção do visível, concordando com uma redução do espaçamento entre bandas de energia (valores mostrados no ‘*inset*’ da Figura 4.1a). Já as amostras com nanopartículas de prata apresentam comportamento ligeiramente diferente. Vidros 60Te40Zn:01Ag não apresentaram mudança significativa no espaçamento entre bandas após a escrita laser. Vidros 80Te20Zn:01Ag, por sua vez, revelaram uma contribuição das nanopartículas de prata para reduzir o espaçamento entre bandas após interação laser (Figura 4.1b), o que parece estar relacionado à formação de centros de cor e à redução dos íons de prata [148].

Figura 4.1 - (a, b) Espectros de absorção das amostras não modificadas e após inscrição laser; (c) Espectros Raman.





A Figura 4.1c mostra os espectros Raman do sistema vítreo TeZn, que apresentam mesmos valores com e sem a dopagem da Ag. As bandas referentes aos modos Te-O-Te, TeO<sub>4</sub> e TeO<sub>3</sub> são apresentadas na Figura 4.1c e a banda de frequência vibracional mais alta determina a energia de fônon do vidro. É importante notar que TeO<sub>4</sub> tem modo vibracional maior que TeO<sub>3</sub> para as amostras 80Te20Zn. Diferentemente do vidro 60Te40Zn, onde TeO<sub>3</sub> é mais evidente, implicando diferente energia de fônon.

A profundidade de escrita, abaixo da superfície da amostra, é um dos fatores limitantes à construção dos guias de ondas dentro de meios transparentes. Sabe-se que a energia de pulso apresenta um limite que permite escrever modificações suaves no índice de refração (*Tipo I*) ou danos ao material (*Tipo III*), e é fortemente dependente da profundidade de inscrição. Esse limite de energia é reduzido à medida que os guias são escritos mais próximos à superfície. Alguns estudos anteriores mostraram que a redução da energia de pulso incidente pode ser usada como parâmetro de controle para permitir a construção de guias extremamente próximos à superfície da amostra [149, 150].

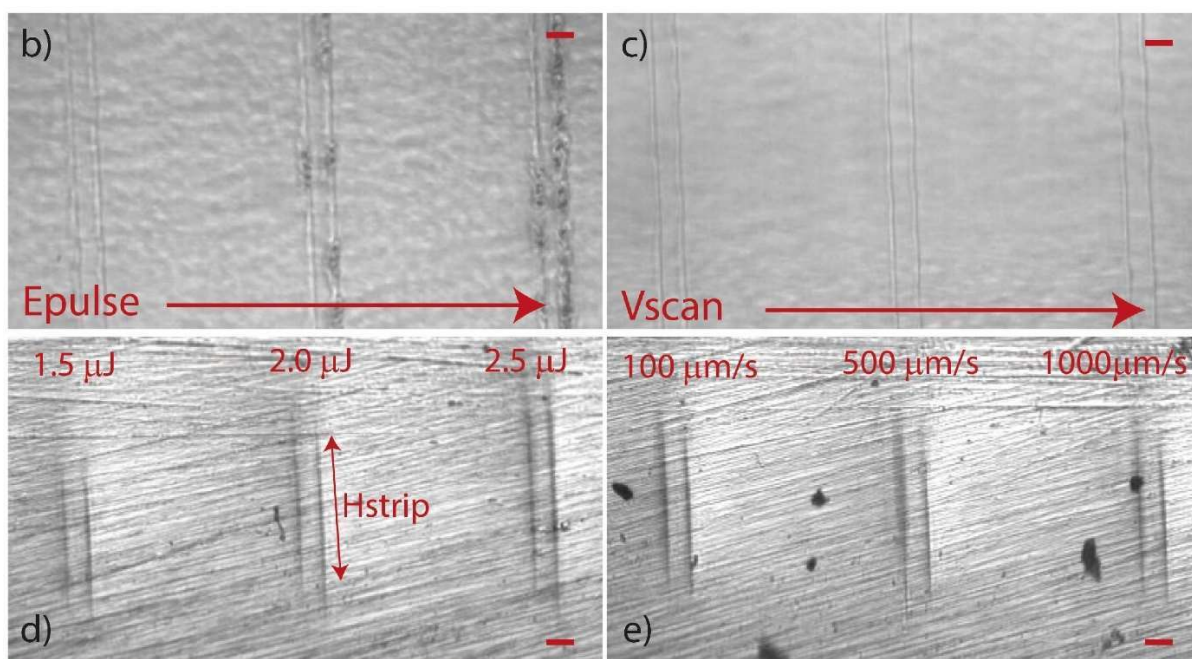
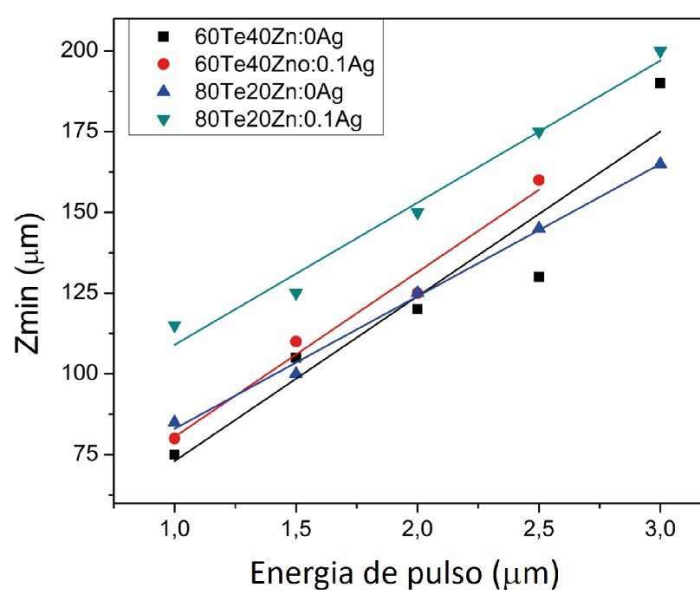
Aqui, nós investigamos a profundidade mínima de escrita ( $Z_{\min}$ ) como função da energia de pulso incidente ( $E_{\text{pulse}}$ ), no limite de ablação do material, para diferentes amostras. A Figura 4.2a, em acordo com trabalhos prévios [149, 150], revela para todas as amostras uma relação linear entre a profundidade mínima de escrita e o limite máximo de energia para construção de um guia de onda do Tipo I. Esse limite é caracterizado como a energia suficiente para iniciar a formação de vazios e danificar o interior da amostra. De acordo com o gráfico (Figura 4.2a), a menor profundidade de escrita em amostras 60Te40Zn é em torno de 75  $\mu\text{m}$ , utilizando 1,0  $\mu\text{J}$  de energia de pulso e velocidade de escrita de 1000  $\mu\text{m/s}$ . No entanto, é importante destacar que as amostras 60Te40Zn dopadas com prata apresentaram ablação para energias de pulso pouco acima de 2,5  $\mu\text{J}$ , independente da profundidade. Além disso, a presença da prata impactou a interação entre o fs-laser e a matriz vítrea, causando uma elevação considerável no  $Z_{\min}$  de escrita para todas as amostras.

Um conjunto de imagens dos guias de onda, vistos de cima e frontalmente, todos escritos a 200  $\mu\text{m}$  abaixo da superfície em amostras 80Te20Zn são apresentadas na Figura 4.2(b-e). A Figura 4.2(b,c) ilustra como o vidro responde com mais sensibilidade à potência incidente do que à velocidade de translação laser. De fato, os guias de onda apresentam um perfil áspero quando escritos com  $E_{\text{pulse}} = 2,5 \mu\text{J}$  and  $v_{\text{scan}} = 1000 \mu\text{m/s}$ , já ultrapassando o limite de ablação; em comparação, podemos observar na Figura 4.2c que, escolhendo apropriadamente a energia de pulso, obtemos guias com perfil suave mesmo com velocidades de escrita tão baixas quanto

$v_{scan} = 0,1 \text{ mm/s}$  ( $E_{pulse} = 1,5 \mu\text{J}$ ). Tal comportamento, fortemente dependente da energia de pulso incidente, está em acordo com os resultados observados em outros trabalhos com vidros teluretos e está associado à expansão explosiva de material ionizado [151].

**Figura 4.2 - (a) Profundidade mínima de escrita. (b, c) Vista superior e (d, e) vista frontal dos guias de ondas. (b, d) Dependência com a energia incidente; (c, e) Dependência do perfil do guia com a velocidade de escrita. (escala = 20  $\mu\text{m}$ )**

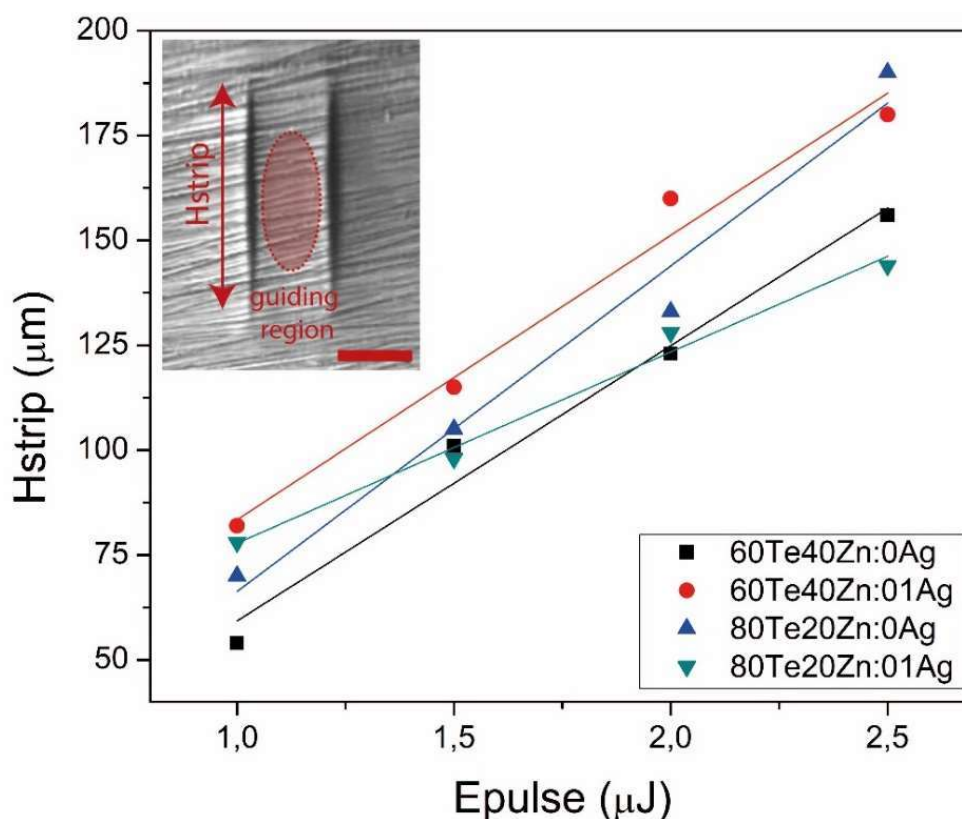
a)



Fonte: autor.

A inspeção visual dos perfis transversais dos guias de ondas nos ajuda a entender as diferentes respostas do meio à variação da energia incidente ou à variação da velocidade de escrita laser. A Figura 4.2(d,e) revela que o comprimento transversal das faixas que formam o guia canal ( $H_{\text{strip}}$ ) aumenta com o aumento da energia de pulso, enquanto permanece quase inalterado com as variações na velocidade de escrita. É importante ressaltar que nenhum método de modelagem no feixe de inscrição foi utilizado neste trabalho, o que é evidenciado pelo padrão transversal alongado de cada faixa que constitui o guia.

**Figura 4.3 - Comprimento transversal das faixas ( $H_{\text{strip}}$ ) e variação da energia de pulso. Destaque: Imagem óptica frontal do guia de onda. (escala = 20  $\mu\text{m}$ )**

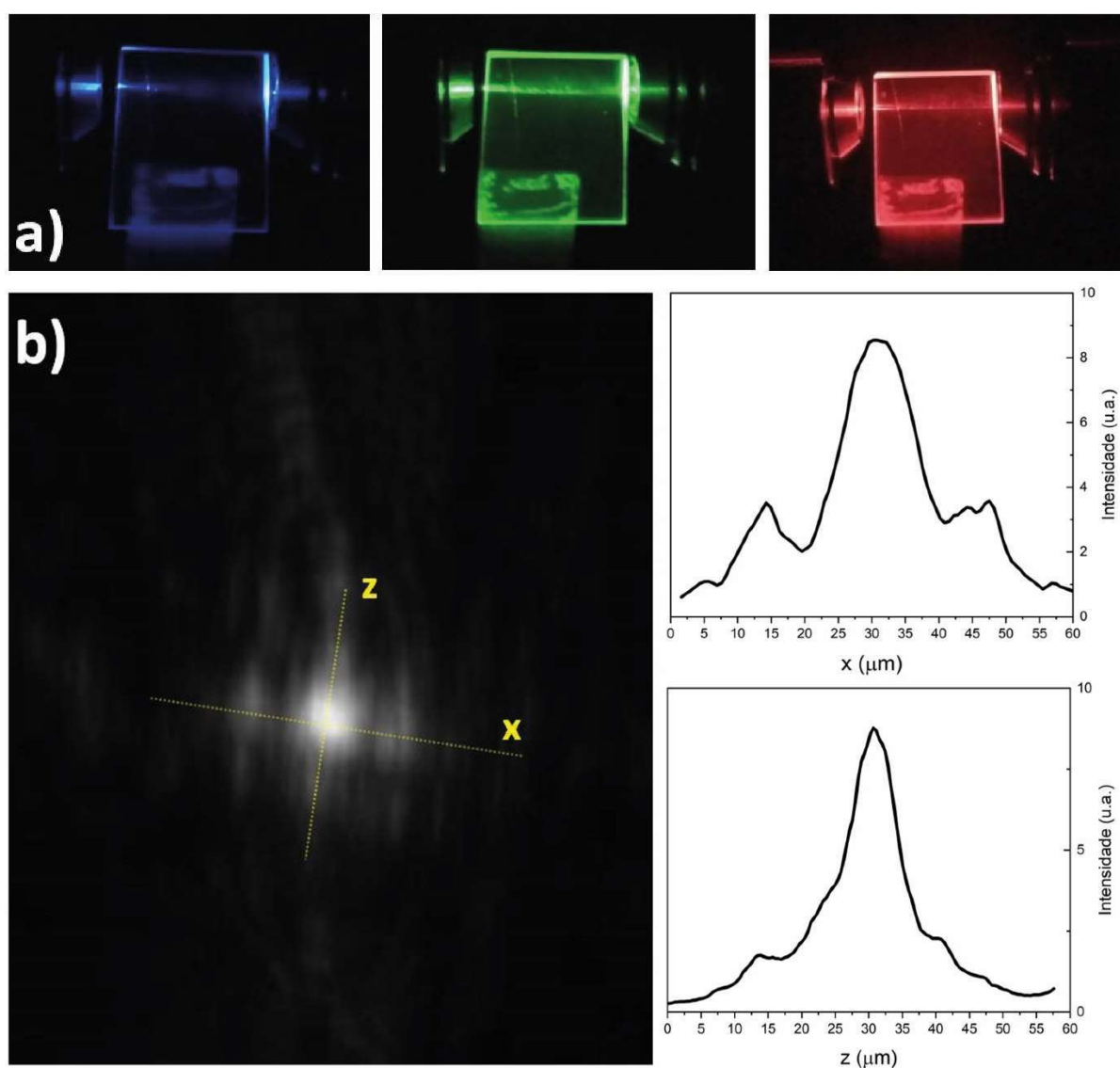


Fonte: autor.

Uma análise cuidadosa do comprimento transversal de cada faixa revela que, além dos parâmetros de escrita, o próprio meio interfere na modificação gerada pela interação com o *fs*-laser. A Figura 4.3 nos mostra a relação entre  $H_{\text{strip}}$  e a energia incidente, confirmando uma alongação já esperada dessas estruturas com o aumento da energia. As linhas contínuas do gráfico são ajustes lineares às medidas dos comprimentos transversais das faixas. É interessante observar que  $H_{\text{strip}}$  tende a se alongar mais nas matrizes 60Te40Zn dopadas do que naquelas

que não possuem prata. No entanto, nas matrizes vítreas 80Te20Zn este comportamento é diferente; de fato, o crescimento de Hstrip em amostras dopadas com prata é menor do que nas amostras puras. Retornaremos a esta discussão novamente mais à diante, ao discutirmos a variação do índice de refração.

**Figura 4.4 - (a) Acoplamento laser em 480 nm, 530 nm e 690 nm; (b) Perfil do modo guiado e seção transversal x-z da intensidade de saída do laser em 690nm.**



Fonte: autor.

A Figura 4.4a apresenta o acoplamento de feixes lasers sintonizados em 480 nm, 530 nm e 690 nm. Em todos os casos foi possível observar o feixe guiado no interior da amostra e um intenso *spot* luminoso na face de saída dos guias. O perfil de intensidade do modo guiado por um guia escrito com  $E_{\text{pulse}} = 1,5 \mu\text{J}$  e  $v_{\text{scan}} = 1000 \mu\text{m/s}$  é mostrado na Figura 4.4b. A seção

transversal do perfil (eixos x e z) revela o perfil Gaussiano do feixe de saída, confirmando as condições adequadas para a produção de guias monomodo, tipo canal, nessas amostras [152, 153].

As perdas ópticas totais ( $OL$ ), incluindo perdas por acoplamento, reflexões e propagação, são dadas por [154]:

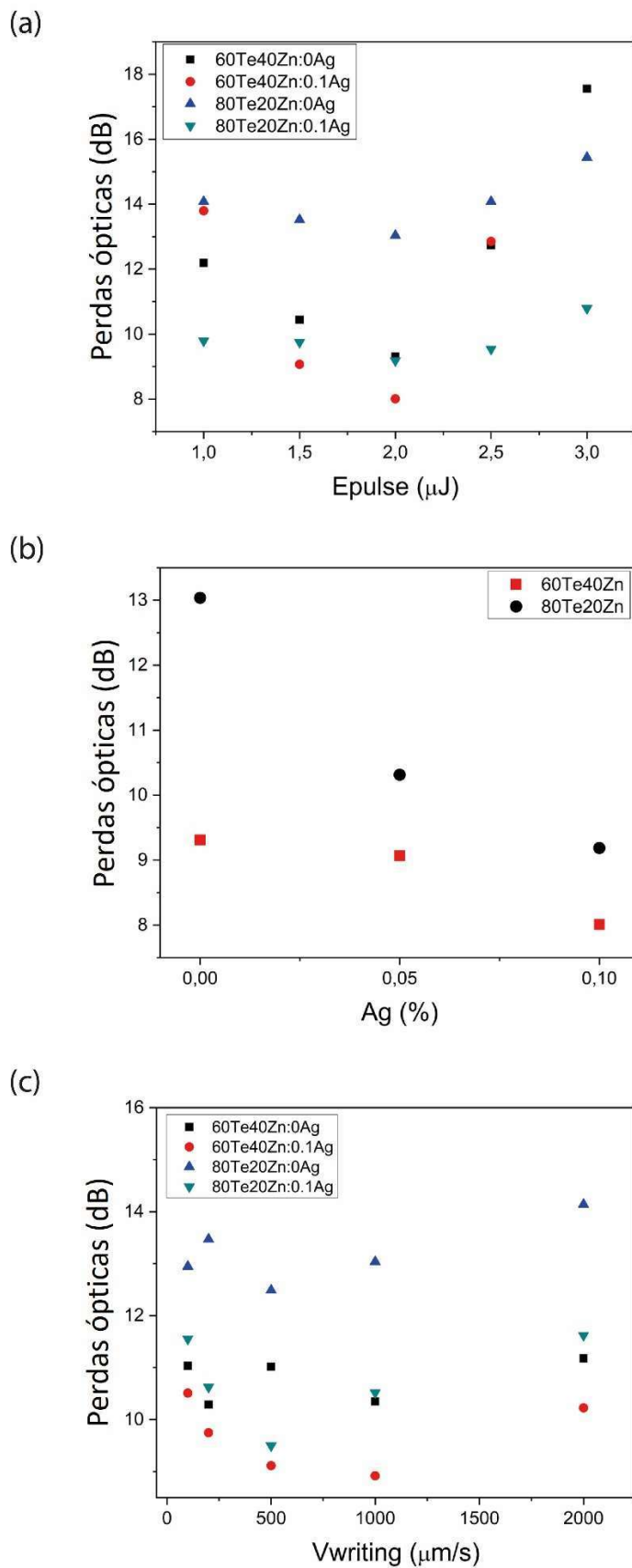
$$OL = -10 \log \left( \frac{P_{out}}{P_{in}} \right) \text{ dB} \quad (4.1)$$

onde  $P_{in}$  e  $P_{out}$  são, respectivamente, as potências medidas antes do acoplamento e após o laser sair do guia de ondas. A Figura 4.5a apresenta a dependência entre as perdas ópticas do guia e a energia de pulso usada para escrevê-lo, mantendo constante a velocidade de escrita e com comprimentos do guia variando entre 15 mm e 25 mm. Observou-se uma significativa redução da  $OL$  para todas as amostras escritas com  $E_{pulse} = 2,0 \mu\text{J}$  e  $V_{scan} = 1000 \mu\text{m/s}$ , onde a perda mínima de aproximadamente 8,0 dB foi registrada em amostras 60Te40Zn dopadas com prata. Este já é um resultado significativo para microfabricação laser em vidros teluretos, pois indica um conjunto de parâmetros ótimos de escrita para guias monomodo com baixas perdas.

Para estes mesmos parâmetros ótimos, a Figura 4.5b revela que todas as amostras de 60Te40Zn apresentaram menor valor de perdas ópticas, comparado às amostras com maior concentração de Te. Além disso, fica evidente que, a participação das nanopartículas de prata contribuiu para uma redução das perdas ópticas em todos os guias, com ação mais efetiva nas amostras de 80Te20Zn.

Nós também investigamos a relação entre a velocidade de escrita e  $OL$  nos guias; a Figura 4.5c mostra os resultados para uma energia de pulso incidente de  $E_{pulse} = 1,5 \mu\text{J}$ . Mais uma vez, a presença das nanopartículas de prata contribuíram para a redução das perdas ópticas. Guias escritos com  $V_{scan} = 1000 \mu\text{m/s}$  em amostras 60Te40Zn:0.1%Ag apresentaram uma perda óptica mínima de 8,9 dB. Como esperado, as perdas ópticas também são mais afetadas pela energia incidente do pulso de escrita do que pela velocidade de translação, revelando um importante fator limitante para o processo de escrita e para a inserção de perdas durante a fabricação dos guias de ondas. Também foi observado que energias de pulso acima de  $2,5 \mu\text{J}$  resultaram em faixas defeituosas, apresentando micro-vazios e rugosidade nas paredes, de tal modo que alguns dos guias nem conseguiram acoplar ou propagar luz.

Figura 4.5 - Dependência das perdas ópticas nos guias de ondas com (a) a energia do pulso de escrita, (b) com a concentração de prata nas amostras e (c) com a velocidade de escrita laser.



A técnica de microscopia de desfocalização foi usada para obter a mudança no índice de refração causada pela interação do laser de pulsos ultracurtos com o meio vítreo (ver Apêndice A para mais detalhes). Esta técnica é muito interessante porque objetos de fase, tais como guias de ondas embutidos no interior de lâminas vítreas, produzem uma mudança no contraste entre o objeto e o meio, efeito que pode ser medido. Com esta informação, e conhecendo o perfil transversal (formato) do objeto de fase, é possível obter a mudança no índice de refração. Como referência, utilizamos a maior parte dos procedimentos propostos por Lages *et al.* [155]. No entanto, após obtermos a diferença de contraste do guia de ondas em duas posições focais diferentes  $C(x, z_1) - C(x, z_2)$ , nós resolvemos numericamente a equação

$$C(x, z_1) - C(x, z_2) = \Delta n \Delta z \nabla^2 [h_1(x) - h_2(x)], \quad (4.2)$$

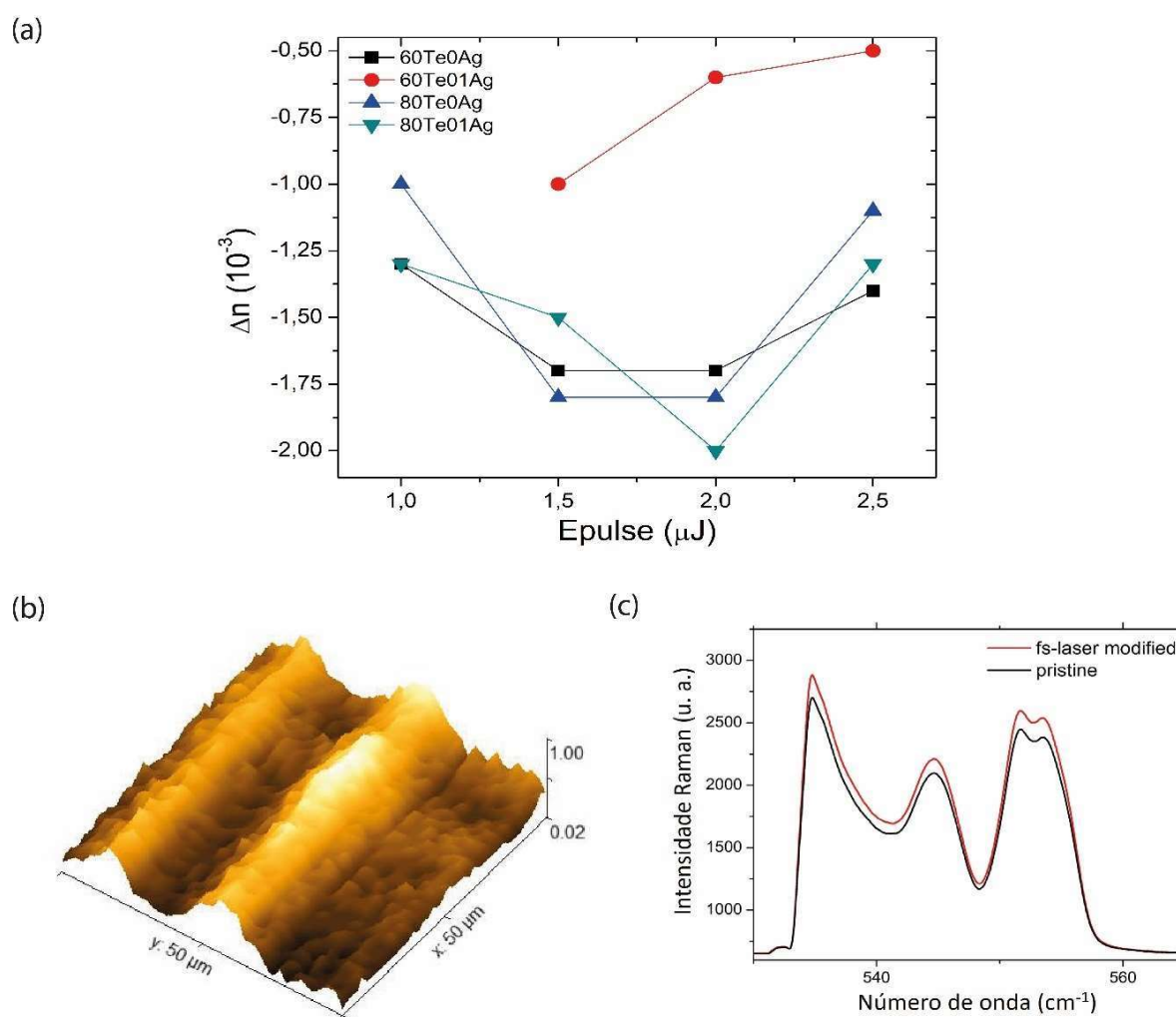
onde  $h_i(x) = a_i \exp[-(x-b_i)^2/c_i^2]$  é a função Gaussiana que descreve a superfície superior (ou inferior) de cada faixa,  $x$  é a coordenada transversal em relação ao guia e  $z$  é coordenada longitudinal, ao longo da direção da propagação da luz incoerente que ilumina a amostra. Os coeficientes  $a_i$ ,  $b_i$  e  $c_i$  são encontrados e ajustados de modo a equalizar ambos os lados da equação 4.2 e, portanto, determinar  $\Delta n$  para cada um dos guias. Para todas as amostras e faixas escritas, a mudança no índice de refração  $\Delta n$  foi negativa ( $\sim 10^{-3}$ ) em relação à região não modificada. De fato, a modificação local causada pela interação com o *fs-laser* reduziu o índice de refração do meio, fazendo com que a região não modificada entre as duas faixas inscritas seja a que realmente confina e guia a luz (destaque na Figura 4.3).

Esse comportamento já havia sido reportado em diferentes matrizes vítreas como os borosilicatos, fosfatos e teluretos [142, 156, 157]. Além disso, já é bem conhecido o fato de que parâmetros de escrita como a energia de pulso, velocidade de translação e taxa de repetição podem ser escolhidos de modo a “inverter” o  $\Delta n$ , visto que o tipo de modificação induzida no material depende fortemente da dose depositada pelo laser [158, 159].

A Figura 4.6a mostra a mudança no índice de refração da região exposta à radiação do *fs-laser* em função da energia de pulso. Um comportamento interessante pôde ser observado em todas as amostras: com o aumento da energia incidente, um valor máximo de  $\Delta n$  ( $-2 \times 10^{-3}$ ) foi alcançado com energia incidente entre 1,5  $\mu\text{J}$  e 2,0  $\mu\text{J}$ , e com velocidade de *scan* de 1000  $\mu\text{m/s}$ . Comportamento similar já havia sido observado em trabalhos anteriores envolvendo vidros teluretos e alcali-aluminossilicatos [143, 150]. Esse efeito deve estar associado ao fato de que

o comprimento das faixas (Hstrip) cresce significativamente mais do que o parâmetro confocal, resultando numa redução de  $\Delta n$  para energias de pulso mais elevadas. É importante mencionar que não foi possível medir  $\Delta n$  em algumas amostras 60Te40Zn:01Ag, cujos guias haviam sido escritos com energia  $E_{\text{pulse}} = 1,0 \mu\text{J}$ , supostamente porque a variação do índice de refração era muito pequena e, portanto, menor que a resolução de detecção de nosso sistema.

**Figura 4.6 - (a) Mudança do índice de refração ( $\Delta n$ ) em função da energia de pulso. (b) Resposta Raman 3D na região dos guias de ondas escritos em amostras 80Te20Zn:0.1Ag. (c) Espectro Raman na região não modificada ('pristine') e após interação com o *fs*-laser.**



Fonte: autor.



Nós pudemos observar que as amostras 80Te20Zn apresentaram maior variação no índice de refração quando dopadas com prata. Por sua vez, amostras com menor concentração de Te, quando dopadas com prata, apresentaram redução na variação do índice de refração. Como as matrizes apresentam composições estruturais e energéticas diferentes, as nanopartículas também interagem diferentemente com o *fs*-laser e com o meio. Observando mais uma vez a Figura 4.3 fica evidente que o crescimento das faixas modificadas dos guias é significativamente maior em amostras 60Te40Zn:01Ag e reduzido em amostras 80Te20Zn:01Ag, para um equivalente crescimento do parâmetro confocal. Este fato nos leva a entender que a densificação do meio, resultante da interação laser, é mais fortemente afetada nas amostras que possuem maior concentração de Te e dopadas com prata, conduzindo a uma maior variação no índice de refração.

Observando a Figura 4.6b nós podemos ver a representação 3D da resposta Raman na região do guia de ondas escrito com  $E_{\text{pulse}} = 2,0 \mu\text{J}$  e  $V_{\text{scan}} = 1000 \mu\text{m/s}$ , em amostras 80Te20Zn:01Ag. O espectro da Figura 4.6c revela uma pequena diferença de intensidade entre o sinal Raman medido na região não modificada em comparação com a região que interagiu com o *fs*-laser. Embora nenhuma mudança no modo vibracional tenha sido detectada, o que indica que não houve modificação estrutural da matriz, fica evidente que na região modificada pelo laser ultrarrápido houve um provável rearranjo dos íons de prata, aumentando a resposta Raman; o que é confirmado pelo fato de que em amostras não dopadas não foi possível observar tais mudanças de intensidade Raman.

## 4.4 Conclusões

Escrevemos guias de onda tipo canal no interior de vidros teluretos dopados com prata metálica e caracterizamos estes guias em função das concentrações de óxido de Telúrio e do dopante na matriz vítrea. Uma variação negativa no índice de refração foi medida nas regiões modificadas pela interação com o *fs*-laser e a menor inserção de perdas ópticas foi obtida com  $E_{\text{pulse}} = 2,0 \mu\text{J}$  and  $V_{\text{scan}} = 1000 \mu\text{m/s}$ .

Em amostras 60Te40Zn, os guias de ondas puderam ser escritos mais próximos da superfície e apresentaram menor perda óptica ( $OL = 8,0 \text{ dB}$ ). A presença da prata tornou o vidro

mais sensível à energia incidente  $E_{\text{pulse}}$ , o que por vezes propiciou a formação de guias do tipo III (rugosos e com micro-vazios). Os vidros 80Te20Zn mostraram-se mais sensíveis à energia incidente, com um limite mais elevado de  $Z_{\text{min}}$ , e maior mudança de índice de refração ( $\Delta n = -2 \times 10^{-3}$ ); além disso, a presença da prata ressaltou a modificação do *fs*-laser sem que houvesse a formação de guias do tipo III. Para todas as amostras, a presença das nanopartículas de prata reduziu as perdas ópticas, com considerável eficiência em amostras 80Te20Zn.

A participação das nanopartículas de prata na inserção de perdas dos guias de ondas está, de fato, fortemente relacionada à natureza do guia tipo canal. Como a região que guia a luz é efetivamente a região não modificada pelo *fs*-laser, as nanopartículas tendem a difundir e agregar nas regiões modificadas [148], o que nos leva a compreender porque os vidros Ag-dopados apresentaram perdas de propagação mais baixas.

Por sua vez, a espectroscopia Raman sugeriu um rearranjo dos íons de prata ao longo da matriz sem que houvesse uma mudança estrutural, confirmando o potencial dos nano-agregados de prata para melhorar as propriedades ópticas das matrizes vítreas.

Por fim, o entendimento fundamental da resposta de matrizes vítreas à radiação de pulsos ultracurtos ainda é um desafio. Em especial, os vidros baseados em óxidos de metais pesados, como os teluretos, atraem atenção devido às suas inúmeras aplicações fotônicas, e carecem de investigação profunda de modo a prever os efeitos e defeitos oriundos da interação laser nestes materiais [160]. Diante disto, a contribuição deste trabalho é extremamente significativa, alimentando com parâmetros e informações relevantes as estratégias de engenheiros e da indústria, guiado-os durante o processo de fabricação de dispositivos fotônicos com estabilidade mecânica, térmica, eficiência óptica e alta não linearidade.

## 5. GERAÇÃO E PROPAGAÇÃO DE FEIXES COM VÓRTICES ÓPTICOS NO INTERIOR DE UM CHIP FOTÔNICO

### 5.1 Introdução

Feixes com vórtices ópticos possuem momento angular orbital (OAM) conectado à fase e à distribuição de intensidade do campo [161]. Algumas das aplicações mais interessantes associadas aos estudos destes feixes são pinçamento óptico, microfabricação e sistemas de comunicação óptica [162-166]. Além de buscar um entendimento sólido sobre os fundamentos desses feixes singulares e ampliar o leque de aplicações, existe uma corrida tecnológica para incorporar estes campos ópticos e seus muitos graus de liberdade dentro de dispositivos fotônicos. De fato, elementos ópticos miniaturizados e integrados precisam ser capazes de gerar, transmitir, processar e recuperar a informação codificada nesses feixes estruturados.

Embora a geração de feixes com OAM já tenha sido demonstrada por diferentes métodos, como hologramas, metamateriais, cristais fotônicos, elementos ópticos difrativos [167-172], há ainda a necessidade de desenvolver técnicas e dispositivos capazes de processar feixes helicoidais dentro de *chips* fotônicos compostos por guias de ondas, acopladores direcionais, divisores de feixes e moduladores de fase.

Alguns trabalhos já tinham demonstrado que fibras ópticas [173-178] e guias de ondas anulares [179] poderiam transmitir luz com OAM. Recentemente, foi demonstrado que a luz com momento angular poderia ser gerada no interior de um chip fotônico constituído de guias e acopladores direcionais [180]. Neste trabalho, os autores explicam como um feixe gaussiano inserido em um guia monomodo acopla-se por onda evanescente (acoplamento direcional) em um guia de perfil anular capaz de suportar feixes portadores de OAM. Além disso, Chen *et al.*

[179, 180] demonstraram que o guia de ondas com perfil de uma “rosquinha” (*‘donut shaped’*) apresenta geometria favorável e condições físicas adequadas para guiar os feixes com OAM. No entanto, esses trabalhos singulares apresentam uma limitação: para guiar os feixes com diferentes cargas topológicas é necessário mudar a estrutura do guia de ondas, modificando o seu diâmetro.

No presente trabalho, nós construímos guias de ondas anulares no interior de lâminas de vidro, com estrutura, dimensões e parâmetros de acoplamento capazes de gerar e guiar feixes ópticos portadores de OAM, além de ajustar os feixes com diferentes cargas topológicas para um mesmo guia. Descobrimos que a carga topológica do feixe de saída depende basicamente da fase de entrada da frente de onda que acopla no guia. Em outras palavras, através de uma inclinação adequada do feixe de entrada nós podemos obter diferentes feixes de saída para um mesmo guia de ondas anular. Estes resultados abrem inúmeras possibilidades para construir chips fotônicos aplicados a diferentes áreas, como comunicações ópticas, processamento de informação e microfluídica integrada.

## 5.2 Materiais e Métodos

- Escrita e imageamento dos guias de ondas anulares

O sistema de escrita direta a laser usado para escrever os guias com estrutura cilíndrica no interior de lâminas comerciais de boro-aluminossilicato (*Eagle XG glass, Corning Inc.*) é composto por um *fs*-laser (*Spirit One – Spectra Physics*) operando em 1040 nm, com taxa de repetição de 200 kHz e um sistema de microfabricação ( *$\mu$ FAB – NEWPORT*) que controla o tempo de exposição laser através da manipulação da potência incidente e da velocidade de translação da amostra.

Todos os guias foram escritos dentro da amostra com incidência transversal e, de modo a evitar um perfil transversal alongado na região de modificação laser, o perfil Gaussiano do *fs*-laser foi modelado por um par de lentes cilíndricas [181]. Uma lente objetiva de 100x (L-Plan, Nikon) com abertura numérica 0.7 foi utilizada para focalizar o feixe laser dentro da amostra vítrea, criando modificações localizadas do índice de refração [182] com aproximadamente 3  $\mu$ m de diâmetro. O número de linhas usado para construir cada guia

anular, e o espaço entre eles, foi ajustado para diferentes diâmetros  $D$  do guia de ondas de modo a obter um índice de refração uniforme na região modificada (Figura 5.1a). Além disso, uma linha foi adicionada exatamente no centro da estrutura cilíndrica, sobre o eixo longitudinal, de modo a podermos acoplar feixes Gaussianos e usar esta posição de acoplamento como eixo de referência.

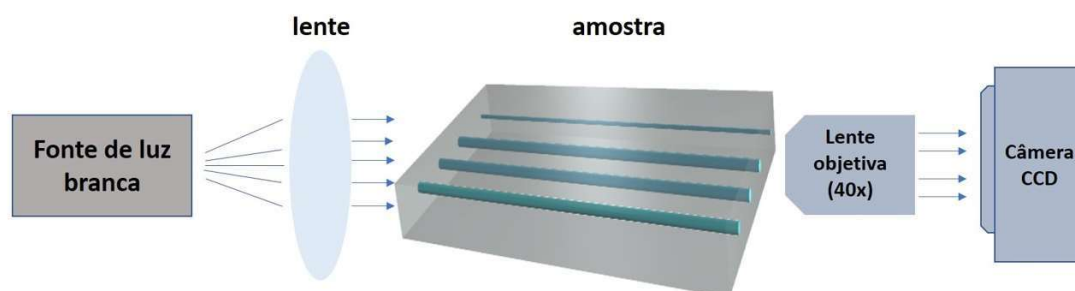
As estruturas cilíndricas foram escritas  $150 \mu\text{m}$  abaixo da superfície do vidro com velocidade de translação de  $1000 \mu\text{m/s}$  e energia de pulso incidente de  $0.28 \mu\text{J}$ . Finalmente, as amostras foram polidas nas faces de entrada e saída de modo a reduzir o espalhamento e as perdas de acoplamento nos guias de ondas. As imagens do guia foram obtidas usando uma objetiva microscópica de  $40\times$  e abertura numérica  $0.65$ , e iluminação branca uniforme. A imagem foi gravada com uma CCD (PixeLink D729), Figura 5.1b.

**Figura 5.1 - (a) Esboço do guia de ondas anular. (b) Arranjo experimental para imageamento dos guias.**

(a)



(b)

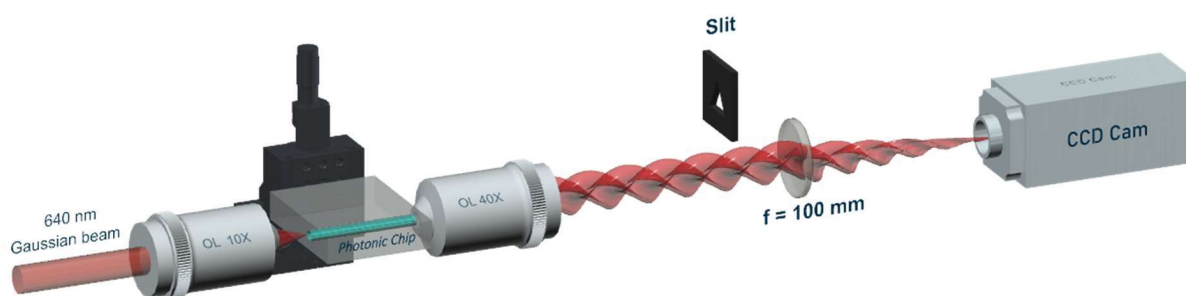


Fonte: autor.

- Acoplamento dos guias

Para investigar as perdas e gravar o perfil do feixe, as amostras foram posicionadas sobre um estágio 3D, de modo a manter os guias paralelos ao eixo do feixe laser usado para o acoplamento (Figura 5.2). Um sistema de acoplamento tipo ‘*end-fire*’ foi montado usando um par de lentes objetivas posicionadas nas faces de entrada e saída dos guias (10x e 40x, OLYMPUS). Um laser de diodo de 640 nm foi utilizado como fonte de luz para o acoplamento. Para obter os perfis guiados, uma lente ( $f = 100$  mm) e uma câmera CCD foram alinhadas ao sistema *end-fire*.

**Figura 5.2 - Arranjo experimental para acoplamento nos guias de ondas e geração dos modos OAM.**



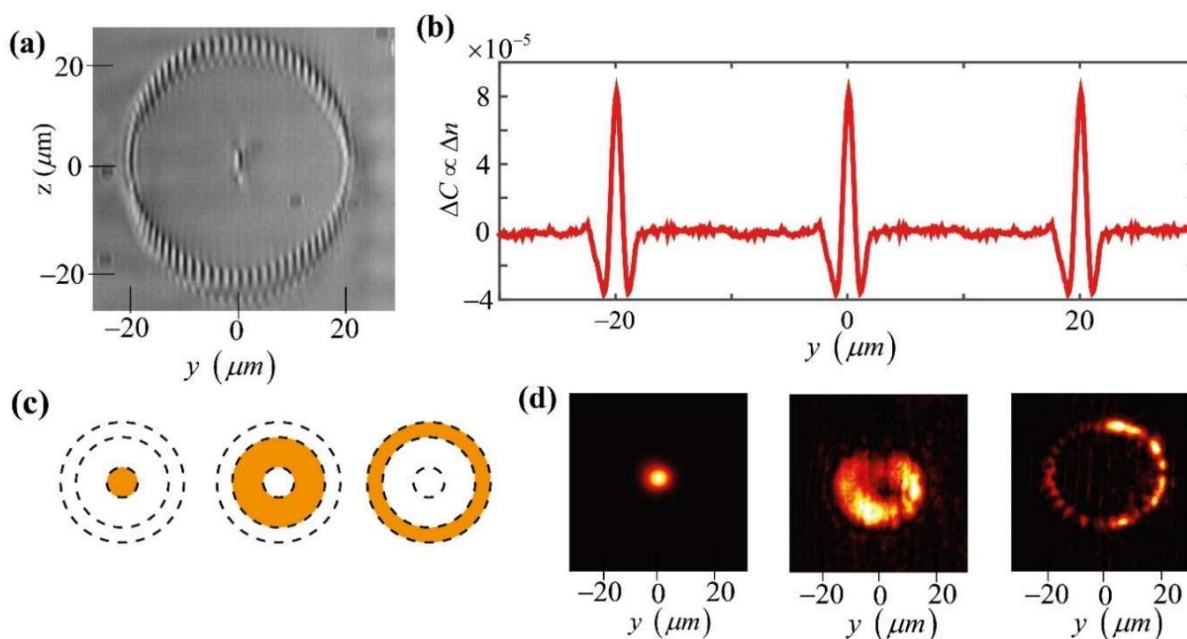
Fonte: autor.

### 5.3 Resultados e discussões

A técnica de escrita direta a laser utiliza uma fonte pulsada ultrarrápida (laser de femtossegundos) para iniciar processos de absorção não linear no material e subitamente modificar o índice de refração apenas na região limitada pelo *spot* laser [183, 184]. A Figura 5.3a mostra uma imagem microscópica frontal de um guia de ondas com perfil cilíndrico e 40  $\mu$ m de diâmetro externo. Um guia com perfil gaussiano, de 3  $\mu$ m de diâmetro, está posicionado no eixo central da estrutura. Para analisar a mudança do índice de refração ao longo da estrutura

do guia, nós utilizamos a técnica de microscopia de desfocalização [155, 183], utilizando o mesmo arranjo da Figura 5.1b, mas com iluminação transversal aos guias de ondas. Esta técnica consiste em medir a diferença de contraste  $\Delta C$  da imagem em duas posições de focalização diferentes, uma acima e outra abaixo da posição de contraste zero, para cada linha escrita. Essa diferença de contraste é proporcional à mudança do índice de refração, como indicado na Figura 5.3b.

**Figura 5.3 - Guia de ondas com estrutura anular. (a) Imagem microscópica do perfil transversal do guia. (b) Mudança do índice de refração de linhas individuais modificadas pelo *fs*-laser, ao longo do diâmetro da estrutura. (c) Regiões possíveis para guiar a luz dentro da estrutura anular. (d) Perfis de intensidade dos feixes guiados.**



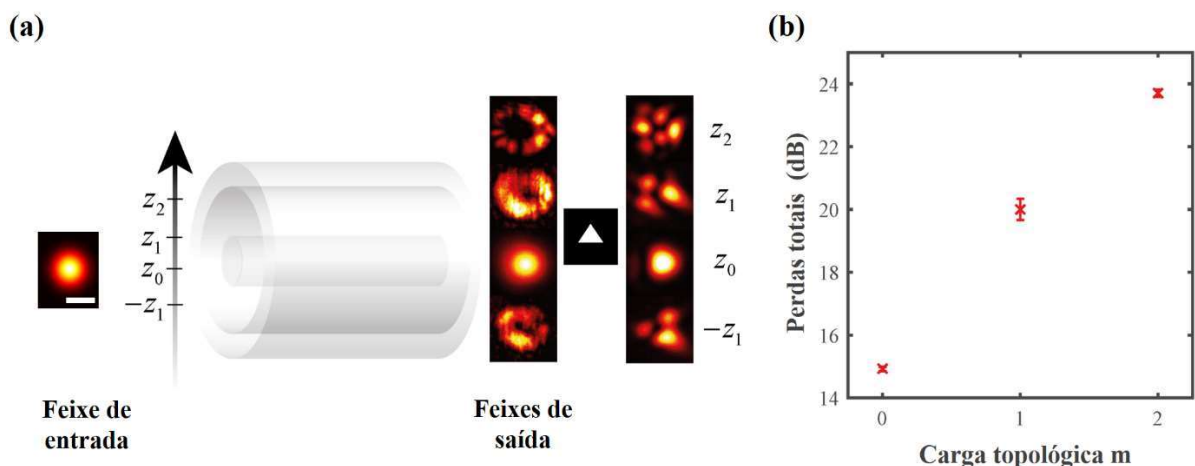
Fonte: autor.

É muito importante notar que existem três regiões dentro da estrutura anular que são adequadas para guiar a luz, com mostrado na Figura 5.3c. Durante o processo de modificação laser, o índice de refração muda positivamente no centro do *spot* laser e ligeiramente negativo ao redor dessa região central, como evidenciado pela Figura 5.3b [182, 185]. Portanto, é perfeitamente possível assumir que diferentes modos, incluindo os modos OAM, podem propagar nas regiões indicadas na Figura 5.3c. De fato, quando acoplamos diretamente feixes

possuindo OAM (cargas  $m = 0$ ,  $m = 1$  e  $m = 2$ ) no guia de  $40 \mu\text{m}$  de diâmetro, nós observamos os perfis de saída cuja intensidade é mostrada na Figura 5.3d, para cada um dos respectivos feixes de entrada. Esses resultados concordam com a Figura 5.3c, onde cada modo acopla em uma região diferente da estrutura anular.

Um fato surpreendente, a partir deste ponto, é que também foi possível obter diferentes modos OAM mesmo acoplando feixes Gaussianos na entrada do guia. Inicialmente o feixe Gaussiano foi perfeitamente alinhado ao guia de ondas monomodo no centro da estrutura anular; a partir daí, pudemos sintonizar os modos OAM através de uma cuidadosa variação na posição transversal  $z$  do guia de ondas, referente à posição de acoplamento inicial ( $z = 0$ ). A Figura 5.4a mostra os já conhecidos padrões de intensidade de feixes com OAM e seu correspondente padrão de difração de campo distante após passar por uma fenda triangular [186, 187]. Cada carga topológica foi obtida em diferentes posições  $z$  (direção vertical) ou, equivalentemente, posições  $y$  (direção lateral). Tais resultados são simétricos ao redor do eixo de acoplamento. De fato, cargas topológicas com sinais opostos estão localizadas em posições  $z$  (ou  $y$ ) opostas em torno do eixo de referência,  $x = y = 0$ .

**Figura 5.4 - Sintonizando os feixes OAM de saída. (a) Modos OAM obtidos pela variação da posição de acoplamento  $z$ . (b) Perda óptica total em função dos modos propagantes na estrutura de  $40 \mu\text{m}$  de diâmetro externo e  $27 \text{mm}$  de comprimento. (Barra de escala =  $5 \mu\text{m}$ )**



Fonte: autor.



A perda por propagação  $\alpha$  [188], medido para diferentes comprimentos de guias de ondas, é de aproximadamente 0.3 dB/cm, como esperado para vidros de boro-aluminosilicatos [189]. No entanto, a eficiência do acoplamento é reduzida para ordens mais altas de OAM. A perda óptica total, incluindo perdas por acoplamento, propagação e espalhamento nas paredes do guia, é estimada na Figura 5.4b para cada um dos modos guiados.

Os resultados observados até aqui podem ser explicados por uma cuidadosa análise da frente de onda que atinge o guia anular. A Figura 5.5 revela que o deslocamento transversal  $z$ , em relação ao eixo de referência ( $z = 0$ ), está relacionado a uma diferença de caminho óptico  $\Delta$  entre dois pontos diametralmente opostos na superfície do guia.

De modo a simplificar a discussão, vamos considerar apenas deslocamentos transversais  $z$  para analisar a diferença de fase gerada no guia, visto que os resultados são simétricos para deslocamentos normais ao eixo longitudinal  $x$ .

Usando uma abordagem própria da óptica geométrica, nós podemos calcular a diferença de caminho óptico máximo  $\Delta$  associado a um deslocamento transversal  $z$ . Para tanto, precisamos considerar duas possíveis configurações para a propagação da frente de onda em relação à entrada do guia anular (Figura 5.5a – destaque). Dependendo da distância  $R$  ao plano focal temos: propagação radial, para guias posicionados próximos ao foco da lente objetiva; e propagação axial (ao longo do eixo  $x$ ) para guias posicionados longe do plano focal.

Assumindo  $R_0$  como o raio da frente de onda, medido a partir do plano focal ( $R = 0$ ) e  $D$  como o diâmetro externo da estrutura cilíndrica, pode-se escrever a diferença máxima de caminho óptico como

$$\Delta = \left[ R_0^2 + \left( z + \frac{D}{2} \right)^2 \right]^{1/2} - \left[ R_0^2 + \left( z - \frac{D}{2} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (5.1)$$

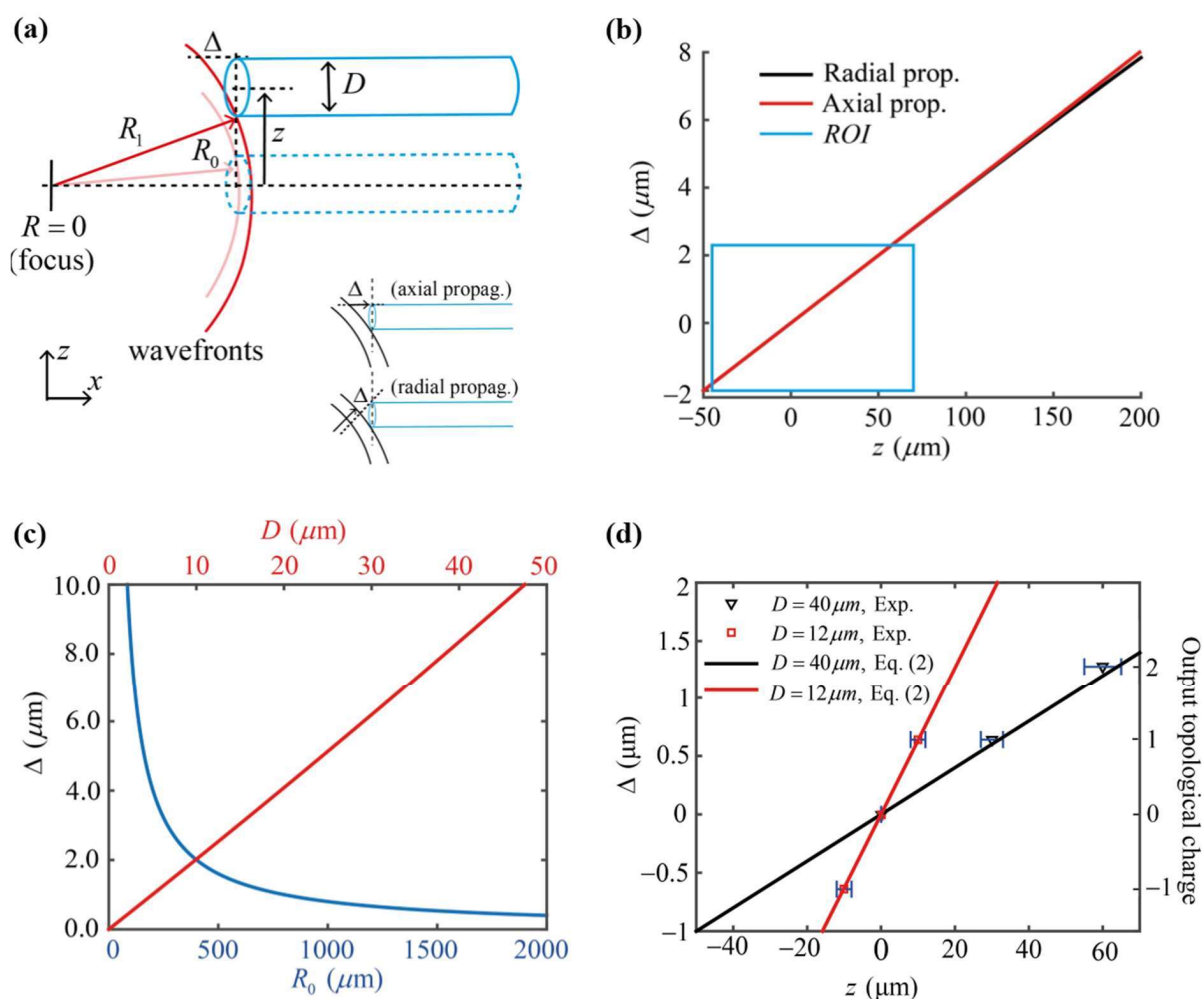
e

$$\Delta = R_0 - \sqrt{R_0^2 - 2 D z} \quad , \quad (5.2)$$

onde a equação 5.1 representa a diferença de caminho  $\Delta$  considerando a propagação radial, e a equação 5.2 considera a propagação axial. O gráfico das equações 5.1 e 5.2, apresentado na Figura 5.5b para  $D$  e  $R_0$  fixos, mostra claramente que as curvas apresentam mesmo valor na região destacada no gráfico (ROI). Essa região corresponde a deslocamentos transversais  $|z| <$

D. Para deslocamentos superiores a 2D o acoplamento é interrompido devido ao grande desalinhamento em relação ao eixo do guia de ondas, uma efetiva limitação imposta pela condição de reflexão interna total.

**Figura 5.5 - Análise do acoplamento da frente de onda no guia anular. (a) Frente de onda esférica atingindo o guia anular deslocado na posição  $z$ . Destaque: Diferença de caminho  $\Delta$  considerando propagação axial ou radial da frente de onda. (b) Previsão teórica para a diferença de caminho  $\Delta$  em função do deslocamento  $z$ , Eqs. 5.1 e 5.2. (c) Diferença de caminho  $\Delta$  em função do da variação do diâmetro  $D$  e da posição focal de acoplamento  $R$ . (d) Pontos experimentais e previsão teórica para a diferença de caminho  $\Delta$ .**



Fonte: autor.

É possível, portanto, gerar uma diferença de caminho óptico no feixe de entrada através de uma escolha adequada de parâmetros  $D$ ,  $R$  e  $z$ . A Figura 5.5c mostra como o diâmetro do guia de ondas e sua distância ao plano focal impactam na diferença de caminho  $\Delta$ . É evidente a importância do parâmetro  $R$ , comparado à variação de  $D$ . Para  $R_0 \rightarrow 0$ , muito próximo do plano focal, nós vamos observar uma grande diferença de caminho, mesmo para pequenos deslocamentos transversais.

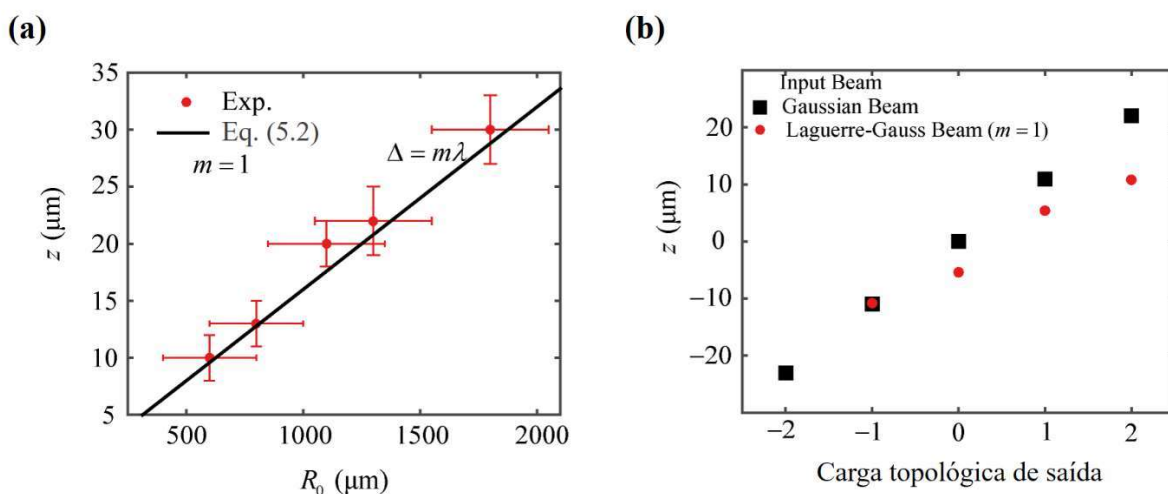
A Figura 5.5d mostra excelente concordância entre os pontos experimentais e a previsão teórica dada pela equação 5.2, para as posições  $z$  onde os feixes com OAM devem ser gerados. Os pontos experimentais foram obtidos usando o arranjo da Figura 5.2 para dois guias de ondas diferentes ( $D = 12 \mu\text{m}$  e  $D = 40 \mu\text{m}$ ), variando as posições  $z$  até observar o modo OAM na saída do guia. Os pontos teóricos (linhas contínuas) foram obtidas utilizando os valores  $R_0 = 190 \mu\text{m}$  ( $R_0 = 2000 \mu\text{m}$ ) com o guia de diâmetro  $D = 12 \mu\text{m}$  ( $D = 40 \mu\text{m}$ ) na equação 5.2. Sobrepondo os pontos experimentais (modos OAM) aos pontos teóricos (diferença de fase  $\Delta$ ) observamos que há uma correspondência entre o giro de fase da frente de onda (carga topológica) e a diferença de fase gerada pelo deslocamento do feixe na entrada do guia anular. Por exemplo, para uma posição  $z$  específica (Figura 5.5d),  $z = 10 \mu\text{m}$ , nós temos  $\Delta = 0.63 \mu\text{m}$  (linha vermelha), que é aproximadamente  $\Delta \approx m \lambda$ , com  $m = 1$ , onde  $m$  representa a carga topológica (um número inteiro) e  $\lambda$  é o comprimento de onda. Analisando os demais feixes de saída da Figura 5.4a é possível identificar suas respectivas cargas topológicas  $m$  no gráfico da Figura 5.5d, ilustrados pelos triângulos e quadrados. Isso nos leva a concluir que maiores valores de  $\Delta$  são necessários para gerar feixes OAM de ordens mais elevadas. Como esperado das equações 5.1 e 5.2, existe uma simetria em torno do eixo de referência. Nós pudemos observar a geração de modos OAM opostos quando acoplando o guia anular em posições  $z$  (ou  $y$ ) diametralmente opostas (Figura 5.4a).

Embora as equações 5.1 e 5.2 sejam expressões simples elas apresentam muita consistência em prever diferentes posições de acoplamento em que os modos OAM podem ser gerados no interior do guia anular. De modo a explorar os demais parâmetros, nós variamos a distância longitudinal  $R_0$  e o deslocamento transversal  $z$ , para um guia de diâmetro externo  $D = 40 \mu\text{m}$ , e localizamos diferentes posições em que o modo OAM com  $m = +1$  era obtido. A Figura 5.6a confirma a consistência e confiabilidade entre os pontos experimentais e a previsão teórica, considerando  $\Delta \approx m \lambda$  (com  $m = 1$ ).

Até agora nós desconsideramos uma possível distorção de fase na frente de ondas do feixe de entrada, visto que utilizamos apenas o feixe Gaussiano na entrada dos guias de ondas. Então, passamos a investigar como uma variação de fase intrínseca ao feixe de entrada poderia contribuir com os modos acoplados no guia de ondas. Em outras palavras, estes guias anulares poderiam atuar como conversores de modos OAM a partir do controle dos parâmetros de acoplamento?

De modo a obtermos respostas a esta questão, tomamos como eixo de referência ( $z = 0$ ) o mesmo alinhamento utilizado quando acoplamos um feixe Gaussiano. A partir daí, utilizando como entrada um feixe Laguerre-Gauss (com variação de fase azimutal em sua frente de ondas), verificamos as condições em que eram obtidos os diferentes modos OAM na saída do guia anular. Observamos que, mantendo fixos os demais parâmetros geométricos ( $D = 40 \mu m$ ,  $R_0 = 500 \mu m$ ), os modos de saída passaram a depender da variação de fase azimutal do feixe de entrada e do deslocamento transversal do feixe em relação ao eixo longitudinal do guia. De fato, a depender do feixe de entrada escolhido, um específico modo OAM de saída era obtido em uma posição transversal  $z$  diferente daquela obtida quando a entrada era gaussiana (Figura 5.6b). Ou seja, podemos escolher adequadamente a fase do feixe de entrada e o deslocamento transversal de modo a sintonizar um determinado modo OAM na saída do guia de ondas.

**Figura 5.6 - Ajuste entre os parâmetros de acoplamento e a variação de fase do feixe de entrada. (a) Parâmetros geométricos para acoplar o feixe OAM com  $m = +1$ . (b) Carga topológica de saída como função do deslocamento transversal  $z$ , considerando feixes de entrada Gaussiano e Laguerre-Gauss ( $m = +1$ ).**



Fonte: autor.

Em outras palavras, há um casamento de fase adequado  $\Delta_{coupling}$  que permite o acoplamento de feixes OAM em um *chip* fotônico, de tal modo que essa fase de acoplamento depende dos parâmetros geométricos de acoplamento e da variação de fase da frente de onda de entrada:

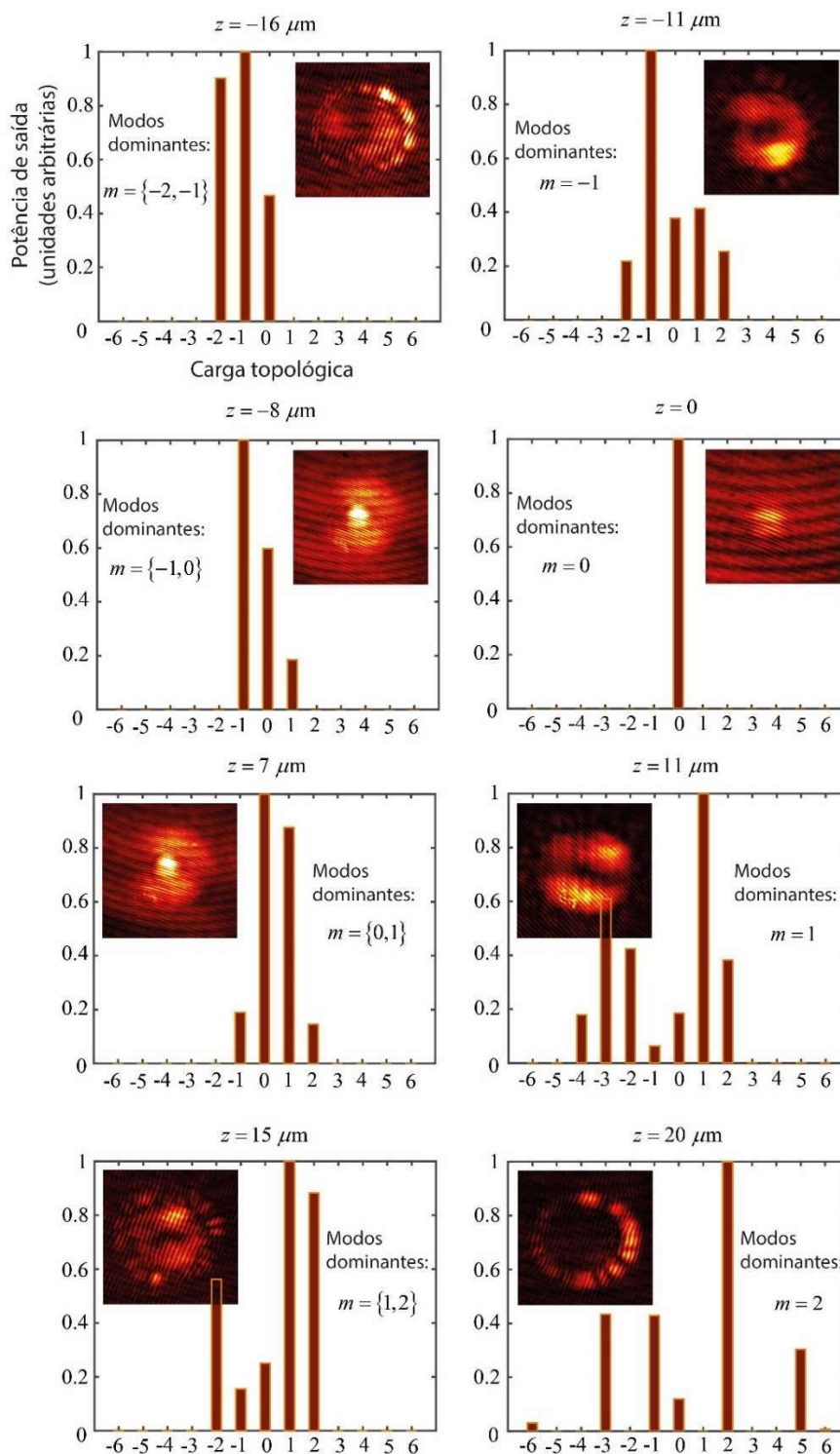
$$\Delta_{coupling} = \Delta(R_0, z, D) + \Delta_{beam}, \quad (5.3)$$

onde  $\Delta(R_0, z, D)$  é a diferença de caminho óptico gerada pelos parâmetros espaciais de acoplamento e  $\Delta_{beam}$  corresponde à diferença de fase imposta pela frente de onda em cada ponto da face de entrada do guia anular.

Para melhor caracterização da seletividade dos modos de saída nós calculamos o espectro de potência dos modos de saída, todos para o modo de entrada Gaussiano. Para realizar esta tarefa nós, inicialmente, avaliamos as fases dos modos de saída aplicando o método de transformada de *Fourier* ou análise do padrão de franjas [190]. Para cada posição  $z$  indicada no alto de cada gráfico da Figura 5.7, o padrão de franjas de interferência entre os modos medidos e uma onda plana uniforme é mostrado em destaque. Após obtermos o campo complexo nós calculamos os componentes OAM realizando uma transformação que separa os modos linearmente, assumindo que a fase de cada modo componente é azimutalmente simétrica e as amplitudes são radialmente simétricas.

Os modos dominantes no espectro de potência são indicados para cada posição  $z$ . Em especial,  $z = -11 \mu\text{m}$ ,  $z = 0 \mu\text{m}$ ,  $z = +11 \mu\text{m}$  e  $z = +20 \mu\text{m}$ , que correspondem aos modos mostrados na Figura 5.4a, apresentam um grau de pureza aceitável [191]. Quando dois modos propagantes são visíveis – por exemplo, em  $z = -16 \mu\text{m}$ ,  $z = -8 \mu\text{m}$ ,  $z = +7 \mu\text{m}$  e  $z = +15 \mu\text{m}$  – é possível notar que esses modos são espacialmente separados com uma sobreposição desprezível. Tal fato é consequência da propagação dos modos em diferentes regiões espaciais do guia de ondas (Figura 5.3c).

**Figura 5.7 - Espectro de potência dos diferentes modos de saída. O destaque em cada gráfico mostra a interferência entre os modos de saída e uma onda plana. Para cada espectro, medido em diferentes posições transversais  $z$ , os modos dominantes são indicados e relacionados à intensidade medida.**



Fonte: autor.

Até este ponto nos beneficiamos das generosas dimensões do guia anular que construímos ( $D = 40 \mu\text{m}$ ) e suas diferentes regiões espaciais adequadas a guiar feixes com modos OAM. De fato, parece haver bastante espaço transversal para deslocar o feixe Gaussiano de entrada e prover a diferença de fase necessária para excitar os modos OAM no interior do guia. No entanto, parece claro que a pureza dos modos, fator essencial para aplicações em comunicações ópticas e demultiplexação dos modos propagantes, é afetada por este excesso de espaço físico nos guias e pelas diferentes regiões capazes de propagar os feixes possuindo OAM.

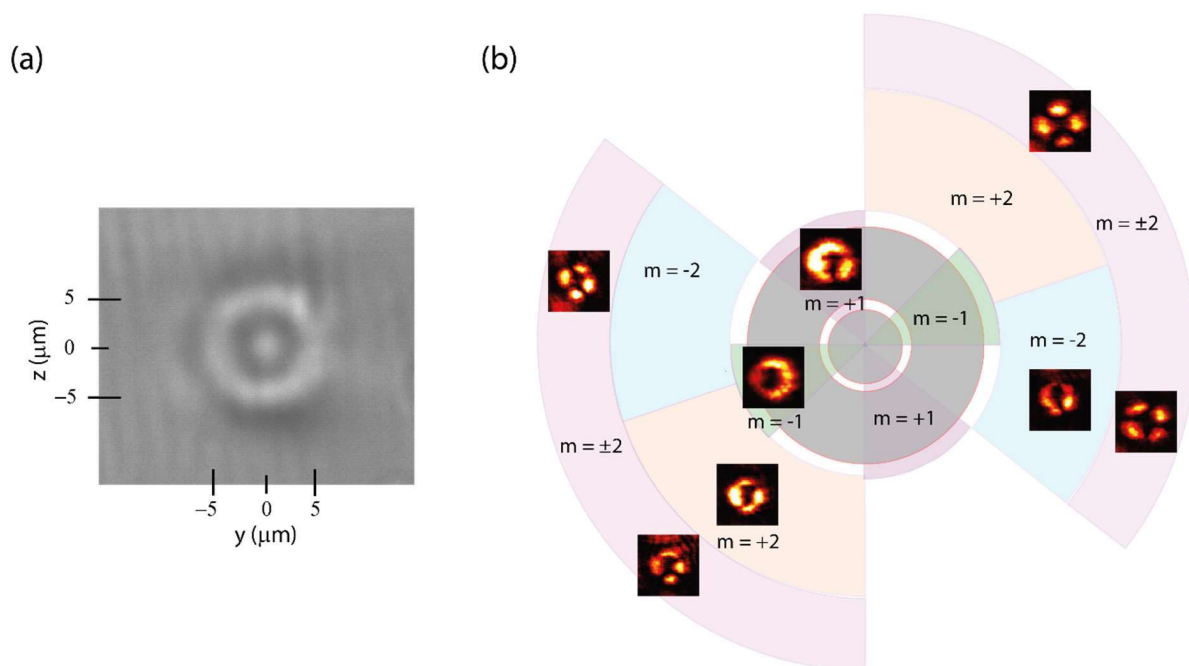
Diante disso, ajustamos os parâmetros de escrita de modo a construirmos guias anulares com diâmetros significativamente reduzidos (Figura 5.8a); além disso, a energia incidente do *fs-laser* foi ligeiramente elevada para  $0,35 \mu\text{J}$  de modo a garantirmos uma maior modificação do índice de refração. Recentemente, Shen e colaboradores [192] demonstraram que guias anulares com diâmetro fixo poderiam suportar diferentes modos OAM a depender da potência do laser de escrita, ou seja, variar o índice de refração da estrutura anular é equivalente a variar seu diâmetro. No entanto, mais uma vez não há uma discussão a respeito de possibilidade de sintonizar diferentes modos num mesmo guia. O referido trabalho limita-se a observar a conversão de modos proporcionada pela variação dos parâmetros de escrita.

Utilizamos um feixe Gaussiano de entrada e o sistema de acoplamento *end-fire* (figura 5.2) para observar os possíveis modos guiados pelo guia anular com  $D = 10 \mu\text{m}$ . Já de início observamos duas mudanças bem importantes: (1) Os diferentes modos eram excitados sempre na mesma região espacial, ou seja, a redução no diâmetro do guia restringiu a área transversal de propagação dos modos. (2) A redução do diâmetro do guia limitou fortemente a variação dos parâmetros de acoplamento. Já havíamos mencionado anteriormente que variações de  $z \sim D$  eram adequadas a gerar os diferentes modos OAM. De fato, com a redução do diâmetro do guia limitamos as variações de  $z$  (ou  $y$ ) a alguns poucos micrômetros. Este fato trouxe algumas dificuldades experimentais para nossa montagem, visto que os transladores utilizados tinham precisão de  $5 \mu\text{m}$ . Com esta nova realidade, percebemos que era necessário utilizar deslocamentos transversais simultâneos nos eixos  $x$  e  $y$ , de modo a conseguir a diferença de fase  $\Delta$  necessária para gerar os feixes com OAM.

A figura 5.8b mostra alguns dos modos gerados a partir de deslocamentos transversais do feixe Gaussiano de entrada em relação ao eixo longitudinal do guia anular com  $D = 10 \mu\text{m}$ . Fica evidente como os novos parâmetros de escrita e dimensões do guia beneficiaram a

excitação dos modos OAM e algumas superposições destes modos. Para um mesmo guia podemos observar modos com carga topológica  $m = \{0, +1, -1, +2, -2, \pm 1, \pm 2\}$ . Diferentemente dos resultados obtidos para o guia  $D = 40 \mu\text{m}$ , em que os modos OAM eram excitados em posições bem definidas ao longo de um único eixo transversal, neste caso ( $D = 10 \mu\text{m}$ ) observamos que um mesmo modo pode ser excitado em regiões/quadrantes em torno do eixo longitudinal do guia. Entendemos que os deslocamentos dentro dessas regiões também estão associados a uma diferença de fase  $\Delta$  suficiente para gerar modos OAM no interior dos guias.

**Figura 5.8 – Guia de ondas anular otimizado. (a) Imagem de microscopia óptica da face transversal do guia. (b) Modos OAM de saída e suas respectivas regiões de acoplamento em torno do eixo longitudinal do guia (fora da escala).**



Fonte: autor.

Embora as regiões de acoplamento do feixe Gaussiano que geram os modos OAM (guia  $D = 10 \mu\text{m}$ ) não sejam, aparentemente, tão simétricas quanto os pontos apresentados na Figura 5.5d (para o guia  $D = 40 \mu\text{m}$ ), ainda podemos confirmar a consistência da equação 5.2 em relacionar os deslocamentos transversais do feixe de acoplamento à fase  $\Delta$  necessária para espiralar a frente de ondas plana e gerar os feixes com momento angular orbital.



A Figura 5.9a apresenta a relação entre os modos OAM medidos e a diferença de fase  $\Delta$  prevista pela equação 5.2. A região cinza corresponde ao erro de medida de  $R_0$  (posição focal da lente de acoplamento). Os pontos em vermelho são os modos medidos em suas respectivas posições de deslocamento transversal. O erro desses pontos é atribuído ao limite de resolução do deslocador linear ( $\sim 5 \mu\text{m}$ ).

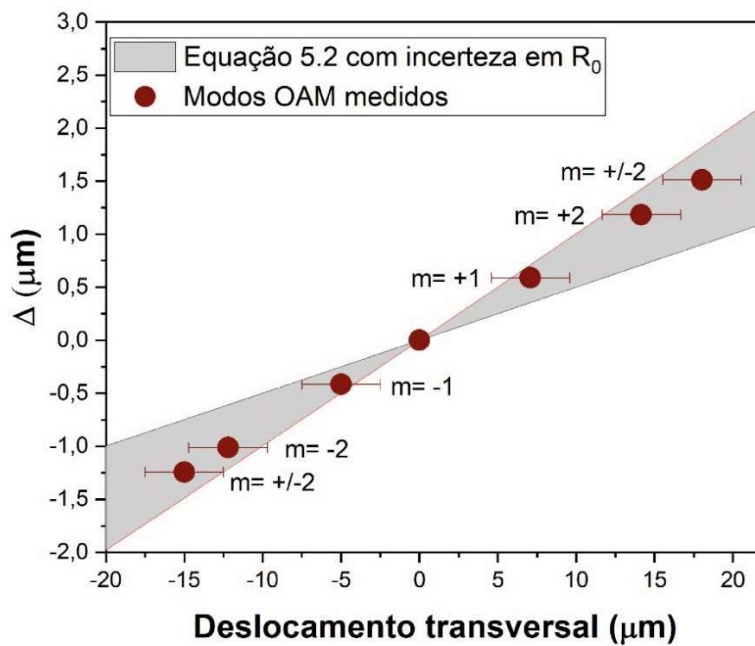
Mais uma vez, o grau de pureza, ou seletividade, dos modos de saída precisou ser avaliado. A Figura 5.9b mostra o espectro de potência dos modos de saída, relativo ao acoplamento deslocado do feixe Gaussiano no guia anular. Estes modos são os mesmos já caracterizados nas Figuras 5.8b e 5.9a. Fica evidente a independência dos modos de saída e a possibilidade de controlar um único modo a partir de uma adequada configuração de entrada do feixe Gaussiano.

Por fim, é importante pontuar que no trabalho singular de Chen e colaboradores [179] eles mapearam a entrada e a saída dos mesmos modos OAM no chip fotônico escritos via *fs-laser*, com alto grau de pureza. No entanto, restringiram os modos OAM possíveis de serem guiados à dimensão do guia anular (diâmetro externo) ou à modificação do índice de refração, de modo que não era possível guiar modos OAM distintos num mesmo guia.

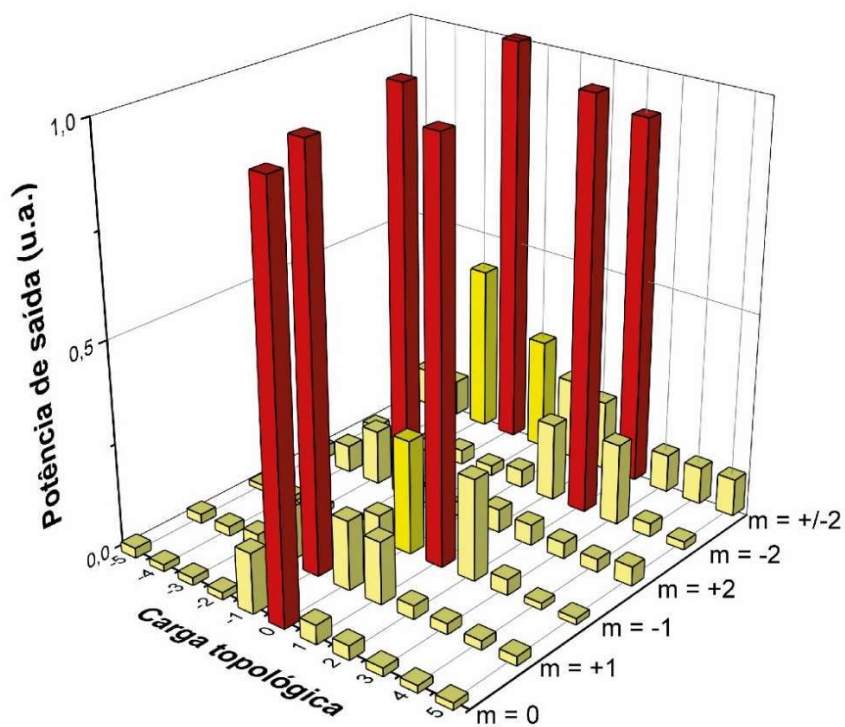
Indo além, em nosso trabalho mostramos que é possível sim, excitar e guiar diferentes modos OAM, incluindo superposições, num mesmo guia de ondas anular a partir de um único feixe de entrada. A sintonia do modo desejado pôde ser alcançada pela escolha adequada dos parâmetros de acoplamento do feixe de entrada. Também pudemos mostrar que a pureza dos modos de saída pôde ser elevada pela escolha das dimensões físicas do guia e pela restrição de regiões capazes de guiar os modos OAM. Além disso, é preciso considerar como os parâmetros experimentais de acoplamento se tornam cruciais à formação dos modos OAM no interior dos guias. A precisão na sintonia dos modos passa a depender de parâmetros como a cintura do feixe, distância focal em relação à entrada do guia, precisão dos elementos ópticos de acoplamento (transladadores lineares e deslocadores angulares). Estes parâmetros certamente se tornarão determinantes durante o desenvolvimento e fabricação de circuitos fotônicos para feixes portadores de OAM.

Figura 5.9 – Modos, fase  $\Delta$  e espectro de potência na saída do guia anular ( $D = 10 \mu\text{m}$ ). (a) Modos de saída do guia e seus respectivos deslocamentos transversais (experimentais) relacionados à fase  $\Delta$  (teórica) produzida na entrada do guia anular. (b) Espectro de potências dos modos de saída do guia anular.

(a)



(b)



## 5.4 Conclusões

Nós utilizamos a técnica de escrita direta a laser para construir guias de ondas anulares dentro de lâminas vítreas. Esses guias de ondas têm a estrutura e a geometria adequadas para guiar feixes com momento angular orbital com diferentes cargas topológicas, no interior da mesma estrutura. Por meio de experimentos e de uma abordagem teórica simples nós mostramos que o acoplamento entre um feixe OAM e um guia de ondas cilíndrico ocorre após uma escolha adequada de parâmetros de acoplamento, de modo que podemos sintonizar uma carga topológica por meio de um deslocamento na frente de onda de entrada.

As dimensões do guia anular, em especial o diâmetro, delimitam as regiões capazes de guiar feixes com modos OAM. Para guias com diâmetro de 40  $\mu\text{m}$  pudemos observar modos de saída individuais, apresentando pureza aceitável. Também observamos que é possível propagar mais de um modo ao mesmo tempo sem que haja sobreposição dos mesmos, devido às diferentes regiões de confinamento da luz proporcionadas pela modificação *fs-laser*. Para guias com diâmetro de 10  $\mu\text{m}$ , pudemos observar um acréscimo na quantidade e qualidade dos modos OAM excitados, além da superposição destes modos. A alta seletividade dos modos também foi comprovada, de modo que isto abre espaço para investigações que envolvam multiplexação e demultiplexação de modos OAM no interior de circuitos fotônicos. Como o acoplamento depende basicamente de um parâmetro de fase  $\Delta_{\text{coupling}}$ , o *design* e o processo de escrita dos guias de ondas no interior de *chips* fotônicos torna-se bastante simplificado.

Estes resultados abrem a perspectiva para o acoplamento das superposições de feixes OAM, processo ainda inédito em guias embutidos em *chips* fotônicos, com inúmeras aplicações em comunicações ópticas e processamento de informações. Além disso, a microfluídica integrada deve se beneficiar destas descobertas devido à possibilidade de guiar diferentes modos OAM numa mesma estrutura e assim manipular micropartículas de diferentes dimensões.



## 6. CONCLUSÃO GERAL E PERSPECTIVAS

Os micro-sistemas integrados são, de fato, uma tendência tecnológica e estão no foco de pesquisadores, engenheiros e investidores em ciência e tecnologia. A possibilidade de miniaturizar elementos ópticos e integrá-los a sistemas mecânicos, eletrônicos, químicos e biológicos é uma realidade graças ao desenvolvimento e otimização dos sistemas de escrita direta a laser [193-197].

A principal contribuição dada pelos trabalhos que desenvolvemos ao longo deste doutoramento foi o *design*, construção e caracterização de micro-elementos ópticos capazes de modular a luz e atuarem individualmente ou de maneira integrada em micro-sistemas ópticos mais robustos [172, 183, 198].

Os axicons helicoidais binários, escritos via fotopolimerização não linear (P2F), convertem feixes Gaussianos em feixes estruturados possuindo momento angular orbital, resultantes da superposição de feixes *Bessel* de alta ordem. Os resultados experimentais apresentaram bom acordo com as análises teóricas relacionadas à modulação imposta pelo microelemento à frente de ondas planas. A escolha dos parâmetros geométricos do axicon traz inúmeras possibilidades de estruturação para o feixe modulado. As aplicações são inúmeras e a funcionalidade prática vai desde o uso destes elementos em montagens ópticas tradicionais, ou acoplados na saída de fibras ópticas, ou escrito na saída de circuitos fotônicos, ou mesmo no interior de sistemas de microfluídica.

O estudo das propriedades ópticas de guias de ondas escritos em vidros teluretos dopados com prata ajudaram a entender como a matriz vítrea e as nanopartículas de prata interagem com o sistema de escrita. Estes resultados podem ser aproveitados para otimizar os processos de construção de microelementos ópticos em meios dopados e que possuem alto índice de refração. Por exemplo, matrizes dopadas com terras raras ou elementos metálicos

podem abrigar microdispositivos ópticos capazes de realizar conversões ascendentes de frequências com mais eficiência e serem ótimos candidatos a integrar sistemas de detecção química ou biológica.

Um de nossos trabalhos mais desafiadores foi, sem dúvidas, construir um guia de ondas capaz de guiar feixes com momento angular orbital no interior de um meio vítreo. Um chip fotônico para feixes ópticos helicoidais. Estes guias, com estrutura anular, possuem propriedades ópticas bem particulares e o processo de microfabricação envolve uma série de detalhes desde o *design* até a sua caracterização. A inovação deste trabalho está no fato de excitarmos os modos OAM no interior do guia a partir de um mesmo feixe Gaussiano. Até então, era necessário gerar o feixe helicoidal, por meio de moduladores de fase, para depois acoplar no guia adequado àquele feixe. Nossos resultados mostraram que, além de acoplar feixes possuindo OAM, também é possível sintonizar feixes com diferentes cargas topológicas através de um adequado ajuste dos parâmetros de entrada no guia. É, de fato, um resultado importante, visto que podemos vislumbrar circuitos fotônicos onde um mesmo guia de ondas pode conduzir feixes com diferentes modos OAM. As implicações e aplicações são vastas, incluindo sistemas de comunicação, computação quântica, sistemas integrados de microfluídica e pinçamento óptico.

Além de demonstrarmos a possibilidade de guiar diferentes modos OAM em um mesmo guia anular, a partir de um mesmo feixe de entrada Gaussiano, também conseguimos estruturar o guia de ondas de modo a garantir a alta seletividade dos modos guiados. Este é um resultado extremamente importante pois garante que os sinais modulados por estes feixes não sofrerão interferência ao longo da propagação e poderão ser recuperados na saída do circuito fotônico. Especificamente, em sistemas de multiplexação por divisão de modos (MDM) em *links* no espaço livre ou por meio de fibras, a codificação de dados nos modos OAM sofre restrições devido a turbulências do meio, perdas ópticas modais, interferência entre os canais, perdas por acoplamento, perdas por limitações mecânicas, etc. Neste sentido, nosso trabalho representa um passo importante para superar os desafios de construir um chip fotônico totalmente baseado em feixes estruturados, capaz de sintonizar e guiar feixes com modos OAM e suas superposições, com baixas perdas ópticas e com alta pureza modal.

Ainda há uma série de obstáculos a serem superados em trabalhos futuros. De modo a entender a dinâmica de acoplamento dos modos OAM nos guias anulares estamos desenvolvendo as simulações numéricas que nos permitam testar as diversas variáveis relacionadas ao problema e escolhermos os parâmetros ótimos para guiar o maior número de

modos com maior eficiência modal. O acoplamento eficiente de modos OAM superpostos, desde a multiplexação até a demultiplexação, ainda é um desafio. O perfil adequado do guia e o processo de escrita que garantirá maior variação do índice de refração do meio ainda precisa ser investigado de modo a garantir a maior eficiência no acoplamento dos diferentes modos OAM. As simulações numéricas e a otimização do sistema de escrita nos ajudarão a escrever acopladores direcionais totalmente dedicados a feixes helicoidais, um passo essencial para a construção de circuitos fotônicos totalmente dedicados a feixes possuindo momento angular orbital.

## REFERÊNCIAS

- [1] MAHALIK, Nitaigour Premchand. **Micromanufacturing and nanotechnology**. Berlin: Springer, 2006.
- [2] ARNOLD, C. B.; PIQUÉ, A. Laser Direct-Write Processing. **MRS Bulletin**, v. 32, n. 1, p. 9–15, 2007.
- [3] WANG, Shu et al. Progresses on new generation laser direct writing technique. **Materials Today Nano**, v. 16, p. 100142, 2021.
- [4] CAPASSO, F.; COUWENBERG, D. eds. **Frontiers in Optics and Photonics**. Walter de Gruyter GmbH & Co KG, 2021.
- [5] THYLÉN, L.; WOSINSKI, L. Integrated photonics in the 21st century. **Photonics Research**, v. 2, n. 2, p. 75, 1 abr. 2014.
- [6] YOO, S. J.; GUAN, Binbin; SCOTT, Ryan P. Heterogeneous 2D/3D photonic integrated microsystems. **Microsystems & Nanoengineering**, v. 2, n. 1, p. 1-9, 2016.
- [7] BINH, L. N. Guided wave photonics: fundamentals and applications with MATLAB. CRC Press, 2012.
- [8] CAI, Chengkun; WANG, Jian. Femtosecond Laser-Fabricated Photonic Chips for Optical Communications: A Review. **Micromachines**. v. 13, n. 4, p. 630, 2022.
- [9] GÖPPERT-MAYER, M. Elementary processes with two quantum transitions. **Ann. Phys.** v. 18, n. 8, p. 466-479, 2009.
- [10] KAISER, W.; GARRETT, C. G. B. Two-Photon Excitation in CaF<sub>2</sub>:Eu<sup>2+</sup>. **Physical Review Letters**, v. 7, n. 6, p. 229–231, 1961.
- [11] STAMPFL, J., LISKA, R., OVSIANIKOV, A. Multiphoton lithography: Techniques, materials, and applications. John Wiley & Sons, 2016.
- [12] LI, GUIJUN. Direct laser writing of graphene electrodes. **Journal of Applied Physics** 127, no. 1, 2020.



- [13]. JAYNE, R. K., et al. Direct laser writing for cardiac tissue engineering: a microfluidic heart on a chip with integrated transducers. **Lab on a Chip** 21, no. 9, 2021.
- [14]. FENDLER, C. et al. Microscaffolds by Direct Laser Writing for Neurite Guidance Leading to Tailor-Made Neuronal Networks. **Advanced Biosystems** 3, no. 5, 2019.
- [15] COLAUTTI, M. et al. A 3D polymeric platform for photonic quantum technologies. **Advanced Quantum Technologies** 3, no. 7, 2020.
- [16] BOYD, R. W. Nonlinear optics, Academic Press, 2008.
- [17] BUTCHER, P., COTTER, D. The elements of nonlinear optics. No. 9. Cambridge university press, 1990.
- [18] FOURKAS, John T. Fundamentals of two-photon fabrication. In: Three-dimensional microfabrication using two-photon polymerization. William Andrew Publishing, p. 57-76, 2020.
- [19] ZIPFEL, Warren R.; WILLIAMS, Rebecca M.; WEBB, Watt W. Nonlinear magic: multiphoton microscopy in the biosciences. **Nature biotechnology**, v. 21, n. 11, p. 1369-1377, 2003.
- [20] YOUNG, ROBERT J., and PETER A. LOVELL. Introduction to polymers. CRC press, 2011.
- [21] STROBL, GERT R., and GERT R. STROBL. The physics of polymers. Vol. 2. Berlin: Springer, 1997.
- [22] MALINAUSKAS, M. et al. Ultrafast laser nanostructuring of photopolymers: A decade of advances. **Physics Reports**, v. 533, n. 1, p. 1–31, 2013.
- [23] SIMA, F. et al. Three-dimensional femtosecond laser processing for lab-on-a-chip applications. **Nanophotonics**, v. 7, n. 3, p. 613–634, 2018.
- [24] SANTOS, L. S. Fioresinas Biocompatíveis para Microfabricação de Arcabouços Celulares Tridimensionais (dissertação). UFAL, Maceió, 2021.
- [25] SCHAFER, Katherine J. et al. Two-photon absorption cross-sections of common photoinitiators. **Journal of Photochemistry and Photobiology A: Chemistry**, v. 162, n. 2-3, p. 497-502, 2004.

- [26] Huang, Jigang, Qin Qin, and Jie Wang. "A review of stereolithography: Processes and systems." **Processes** **8**, no. 9, 1138, 2020.
- [27] MARUO, Shoji; KAWATA, Satoshi. Two-photon-absorbed near-infrared photopolymerization for three-dimensional microfabrication. **Journal of microelectromechanical systems**, v. 7, n. 4, p. 411-415, 1998.
- [28] SKLIUTAS, Edvinas et al. Polymerization mechanisms initiated by spatio-temporally confined light. **Nanophotonics**, v. 10, n. 4, p. 1211-1242, 2021.
- [29] SUN, Hong-Bo et al. Experimental investigation of single voxels for laser nanofabrication via two-photon photopolymerization. **Applied physics letters**, v. 83, n. 5, p. 819-821, 2003.
- [30] WU, Shuhui; SERBIN, Jesper; GU, Min. Two-photon polymerisation for three-dimensional micro-fabrication. **Journal of Photochemistry and Photobiology A: Chemistry**, v. 181, n. 1, p. 1-11, 2006.
- [31] KARALEKAS, Dimitris; AGGELOPOULOS, A. Study of shrinkage strains in a stereolithography cured acrylic photopolymer resin. **Journal of materials processing technology**, v. 136, n. 1-3, p. 146-150, 2003.
- [32] FARSARI, Maria et al. Two-photon polymerization of an Eosin Y-sensitized acrylate composite. **Journal of Photochemistry and Photobiology A: Chemistry**, v. 181, n. 1, p. 132-135, 2006.
- [33] WU, Dong et al. Mechanics of shape distortion of DLP 3D printed structures during UV post-curing. **Soft matter**, v. 15, n. 30, p. 6151-6159, 2019.
- [34] PEREA-LOWERY, Leila et al. Evaluation of the mechanical properties and degree of conversion of 3D printed splint material. **Journal of the mechanical behavior of biomedical materials**, v. 115, p. 104254, 2021.
- [35] ZHANG, Qiang et al. Design for the reduction of volume shrinkage-induced distortion in digital light processing 3D printing. **Extreme Mechanics Letters**, v. 48, p. 101403, 2021.
- [36] STOIAN, Razvan. Volume photoinscription of glasses: three-dimensional micro-and nanostructuring with ultrashort laser pulses. **Applied Physics A**, v. 126, n. 6, p. 1-30, 2020.

- [37] EATON, S. M. et al. Femtosecond laser microstructuring for polymeric lab-on-chips. **Journal of Biophotonics**, v. 5, n. 8-9, p. 687–702, 2012.
- [38] KELDYSH, L. V. *Ionization in the field of a strong electromagnetic wave*. **Sov. Phys. JETP** 20, no. 5, 1965.
- [39] SCHAFFER, C. B., BRODEUR, A., & MAZUR, E. *Laser-induced breakdown and damage in bulk transparent materials induced by tightly focused femtosecond laser pulses*. **Measurement Science and Technology**, 12(11), 1784, 2001.
- [40] LI, Lingqi; KONG, Weijin; CHEN, Feng. Femtosecond laser-inscribed optical waveguides in dielectric crystals: a concise review and recent advances. **Advanced Photonics**, v. 4, n. 2, p. 024002-024002, 2022.
- [41] BURGHOFF, J.; NOLTE, S.; TÜNNERMANN, AJAPA. Origins of waveguiding in femtosecond laser-structured LiNbO<sub>3</sub>. **Applied Physics A**, v. 89, p. 127-132, 2007.
- [42] MCMILLEN, Ben; ATHANASIOU, Christos; BELLOUARD, Yves. Femtosecond laser direct-write waveplates based on stress-induced birefringence. **Optics Express**, v. 24, n. 24, p. 27239-27252, 2016.
- [43] TAN, Dezhi; ZHANG, Bo; QIU, Jianrong. Ultrafast laser direct writing in glass: thermal accumulation engineering and applications. **Laser & Photonics Reviews**, v. 15, n. 9, p. 2000455, 2021.
- [44] STOIAN, R. et al. Dynamic temporal pulse shaping in advanced ultrafast laser material processing. **Applied Physics A**, v. 77, p. 265-269, 2003.
- [45] BÉRUBÉ, J. P. et al. Tailoring the refractive index of Ge-S based glass for 3D embedded waveguides operating in the mid-IR region. **Optics Express**, v. 22, n. 21, p. 26103, 2014.
- [46] LIANG, F.; VALLÉE, R.; CHIN, S. L. Mechanism of nanograting formation on the surface of fused silica. **Optics Express**, v. 20, n. 4, p. 4389, 2012.
- [47] JUODKAZIS, S., et al. *Laser-induced microexplosion confined in the bulk of a sapphire crystal: evidence of multimegabar pressures*. **Physical review letters** 96.16, 2006.
- [48] GROSS, Simon et al. Ultrafast laser inscription in soft glasses: a comparative study of athermal and thermal processing regimes for guided wave optics. **International Journal of Applied Glass Science**, v. 3, n. 4, p. 332-348, 2012.

- [49] LITTLE, Douglas J. et al. Mechanism of femtosecond-laser induced refractive index change in phosphate glass under a low repetition-rate regime. **Journal of Applied Physics**, v. 108, n. 3, p. 033110, 2010.
- [50] DEKKER, P. et al. Annealing dynamics of waveguide Bragg gratings: evidence of femtosecond laser induced colour centres. **Optics express**, v. 18, n. 4, p. 3274-3283, 2010.
- [51] PONADER, Carl W.; SCHROEDER, Joseph F.; STRELTSOV, Alexander M. Origin of the refractive-index increase in laser-written waveguides in glasses. **Journal of Applied Physics**, v. 103, n. 6, p. 063516, 2008.
- [52] SAKAKURA, Masaaki et al. Thermal and shock induced modification inside a silica glass by focused femtosecond laser pulse. **Journal of Applied Physics**, v. 109, n. 2, p. 023503, 2011.
- [53] SAKAKURA, M. et al. Observation of pressure wave generated by focusing a femtosecond laser pulse inside a glass. **Optics express**, v. 15, n. 9, p. 5674-5686, 2007.
- [54] HUANG, H.; YANG, L.; LIU, J. *Femtosecond fiber laser direct writing of optical waveguide in glasses*. **Nanophotonics and Macrophotonics for Space Environments V**. Vol. 8164. SPIE, 2011.
- [55] LITTLE, D. J. et al. Mechanism of femtosecond-laser induced refractive index change in phosphate glass under a low repetition-rate regime. **Journal of Applied Physics**, v. 108, n. 3, p. 033110, 2010.
- [56] TAN, D. et al. Femtosecond laser induced phenomena in transparent solid materials: Fundamentals and applications. **Progress in Materials Science**, v. 76, p. 154–228, 2016.
- [57] GATTASS, R. R.; MAZUR, E. Femtosecond laser micromachining in transparent materials. **Nature Photonics**, v. 2, n. 4, p. 219–225, 2008.
- [58] ABOU KHALIL, A. et al. Comparative study between the standard type I and the type A femtosecond laser induced refractive index change in silver containing glasses. **Optical Materials Express**, v. 9, n. 6, p. 2640, 2019.
- [59] BALDACCHINI, T., ed. *Three-dimensional microfabrication using two-photon polymerization: fundamentals, technology, and applications*. William Andrew, 2015.

- [60] SMITH, G; KALLI, K.; SUGDEN, K. Advances in femtosecond micromachining and inscription of micro and nano photonic devices. **Frontiers in Guided Wave Optics and Optoelectronics**, 2010.
- [61] CHEN, M.; HE, T.; ZHAO, Y. Review of femtosecond laser machining technologies for optical fiber microstructures fabrication. **Optics & Laser Technology** 147, 2022.
- [62] DAVIS, K. M. et al. Writing waveguides in glass with a femtosecond laser. **Optics Letters**, v. 21, n. 21, p. 1729, 1996.
- [63] MISAWA, H.; JUODKAZIS, S. eds. 3D laser microfabrication: principles and applications. John Wiley & Sons, 2006.
- [64] MENAZEA, A. A.; AHMED, M. Silver and copper oxide nanoparticles-decorated graphene oxide via pulsed laser ablation technique: Preparation, characterization, and photoactivated antibacterial activity. **Nano-Structures & Nano-Objects** 22, 2020.
- [65] HALL, B.; LANBA, A. Three-dimensional analysis of biological systems via a novel laser ablation technique. **Journal of Laser Applications**, v. 31, n. 2, p. 022602, 2019.
- [66] RAVI-KUMAR, S. et al. Laser ablation of polymers: a review. **Polymer International**, v. 68, n. 8, p. 1391–1401, 2019.
- [67] YANG, D. et al. Rapid Two-Photon Polymerization of an Arbitrary 3D Microstructure with 3D Focal Field Engineering. **Macromolecular Rapid Communications**, v. 40, n. 8, p. 1900041, 2019.
- [68] SONG, J. et al. From Simple to Architecturally Complex Hydrogel Scaffolds for Cell and Tissue Engineering Applications: Opportunities Presented by Two-Photon Polymerization. **Advanced Healthcare Materials**, v. 9, n. 1, p. 1901217, 2019.
- [69] LIN, Y.; XU, J. Microstructures Fabricated by Two-Photon Polymerization and Their Remote Manipulation Techniques: Toward 3D Printing of Micromachines. **Advanced Optical Materials**, v. 6, n. 8, p. 1701359, 2018.
- [70] HU, Y. et al. Optofluidic Microlenses: All-Glass 3D Optofluidic Microchip with Built-in Tunable Microlens Fabricated by Femtosecond Laser-Assisted Etching (Advanced Optical Materials 9/2018). **Advanced Optical Materials**, v. 6, n. 9, p. 1870035, 2018.
- [71] LIPATIEV, A. S. et al. Multilevel data writing in nanoporous glass by a few femtosecond laser pulses. **Applied Optics**, v. 57, n. 4, p. 978, 2018.

- [72] LI, M. et al. Femtosecond Laser Direct Writing of Integrated Photonic Quantum Chips for Generating Path-Encoded Bell States. **Micromachines**, v. 11, n. 12, p. 1111, 2020.
- [73] HUNSPERGER, ROBERT G. Integrated optics. Vol. 4. Berlin, Heidelberg: Springer Verlag, 2002.
- [74] ZAPPE, HANS. Fundamentals of Micro-optics. Cambridge University Press, 2010.
- [75] SINZINGER, S.; JAHNS, J. Microoptics. John Wiley & Sons, 2006.
- [76] IGA, K.; KOKUBUN, Y. eds. Encyclopedic handbook of integrated optics. CRC Press, 2018.
- [77] QUACK, N. et al. MEMS-Enabled Silicon Photonic Integrated Devices and Circuits. **IEEE Journal of Quantum Electronics**, v. 56, n. 1, p. 1–10, 2020.
- [78] THIELE, S. et al. 3D printed stacked diffractive microlenses. **Optics Express**, v. 27, n. 24, p. 35621, 2019.
- [79] YANG, H.; GIJS, M. A. M. Micro-optics for microfluidic analytical applications. **Chemical Society Reviews**, v. 47, n. 4, p. 1391–1458, 2018.
- [80] FORBES, Andrew. Structured light: tailored for purpose. **Optics and Photonics News**, v. 31, n. 6, p. 24-31, 2020.
- [81] MARPAUNG, D.; YAO, J.; CAPMANY, J. Integrated microwave photonics. **Nature Photonics**, v. 13, n. 2, p. 80–90, 2019.
- [82] JAHNS, J.; CAO, Q.; SINZINGER, S. Micro-and nanooptics—an overview. **Laser & Photonics Reviews** 2.4, 249-263, 2008.
- [83] ZAPPE, H. **Fundamentals of Micro-optics**. Cambridge University Press, 2010.
- [84] DHOLAKIA, K.; ČIŽMÁR, T. Shaping the future of manipulation. **Nature photonics**, v. 5, n. 6, p. 335-342, 2011.
- [85] THIDÉ, Bo et al. Utilization of photon orbital angular momentum in the low-frequency radio domain. **Physical review letters**, v. 99, n. 8, p. 087701, 2007.
- [86] PORFIREV, A. P.; SKIDANOV, R. V. Dark-hollow optical beams with a controllable shape for optical trapping in air. **Optics express**, v. 23, n. 7, p. 8373-8382, 2015.

- [87] ECKERSKORN, Niko et al. Hollow Bessel-like beam as an optical guide for a stream of microscopic particles. **Optics express**, v. 21, n. 25, p. 30492-30499, 2013.
- [88] ALLEN, Les et al. Orbital angular momentum of light and the transformation of Laguerre-Gaussian laser modes. **Physical review A**, v. 45, n. 11, p. 8185, 1992.
- [89] HECKENBERG, N. R. et al. Laser beams with phase singularities. **Optical and quantum electronics**, v. 24, n. 9, p. S951-S962, 1992.
- [90] SU, Tiehui et al. Demonstration of free space coherent optical communication using integrated silicon photonic orbital angular momentum devices. **Optics express**, v. 20, n. 9, p. 9396-9402, 2012.
- [91] MASSARI, Michele et al. Fabrication and characterization of high-quality spiral phase plates for optical applications. **Applied Optics**, v. 54, n. 13, p. 4077-4083, 2015.
- [92] PADGETT, Miles; COURTIAL, Johannes; ALLEN, Les. Light's orbital angular momentum. **Physics today**, v. 57, n. 5, p. 35-40, 2004.
- [93] DURNIN, J. J. J. M.; MICELI JR, J. J.; EBERLY, Joseph H. Diffraction-free beams. **Physical review letters**, v. 58, n. 15, p. 1499, 1987.
- [94] KUNTZ, K. B. et al. Spatial and temporal characterization of a Bessel beam produced using a conical mirror. **Physical Review A**, v. 79, n. 4, p. 043802, 2009.
- [95] AIELLO, Andrea; AGARWAL, Girish S. Wave-optics description of self-healing mechanism in Bessel beams. **Optics letters**, v. 39, n. 24, p. 6819-6822, 2014.
- [96] CHEN, Mingzhou et al. Dynamics of microparticles trapped in a perfect vortex beam. **Optics letters**, v. 38, n. 22, p. 4919-4922, 2013.
- [97] YANG, Liang et al. Two-photon polymerization of microstructures by a non-diffraction multifoci pattern generated from a superposed Bessel beam. **Optics letters**, v. 42, n. 4, p. 743-746, 2017.
- [98] LI, S.; WANG, J. Adaptive free-space optical communications through turbulence using self-healing Bessel beams. **Scientific Reports**, v. 7, n. 1, 2017.
- [99] SNOEYINK, Craig. Imaging performance of Bessel beam microscopy. **Optics letters**, v. 38, n. 14, p. 2550-2553, 2013.

- [100] SOKOLOVSKII, Grigorii S. et al. Optical trapping with Bessel beams generated from semiconductor lasers. In: **CLEO: QELS\_Fundamental Science**. Optical Society of America, 2014.
- [101] LI, Li et al. Quasi-Bessel hollow beam as optical guide for micro-particles. In: **Optical Trapping and Optical Micromanipulation X**. International Society for Optics and Photonics, 2013.
- [102] AMARAL, J. P.; LIMA, C. H. M. Moldando a luz: a física por trás dos feixes ópticos. **Revista Brasileira de Ensino de Física**, v. 43, 2021.
- [103] ARLT, Jochen; DHOLAKIA, K. J. O. C. Generation of high-order Bessel beams by use of an axicon. **Optics Communications**, v. 177, n. 1-6, p. 297-301, 2000.
- [104] FEDOTOWSKY, Andre; LEHOVEC, Kurt. Far field diffraction patterns of circular gratings. **Applied optics**, v. 13, n. 11, p. 2638-2642, 1974.
- [105] YU, Yanzhong; DOU, Wenbin. Generation of pseudo-Bessel beams at THz frequencies by use of binary axicons. **Optics express**, v. 17, n. 2, p. 888-893, 2009.
- [106] CHATTRAPIBAN, Narupon et al. Generation of nondiffracting Bessel beams by use of a spatial light modulator. **Optics letters**, v. 28, n. 22, p. 2183-2185, 2003.
- [107] RHODES, D. P. et al. Atom guiding along high order Laguerre–Gaussian light beams formed by spatial light modulation. **Journal of modern optics**, v. 53, n. 4, p. 547-556, 2006.
- [108] ORON, Ram et al. Manipulating the Wigner distribution of high order laser modes. **Optics communications**, v. 193, n. 1-6, p. 227-232, 2001.
- [109] ŽUKAUSKAS, Albertas; MALINAUSKAS, Mangirdas; BRASSELET, Etienne. Monolithic generators of pseudo-nondiffracting optical vortex beams at the microscale. **Applied Physics Letters**, v. 103, n. 18, p. 181122, 2013.
- [110] WEI, Xuli et al. Generation of arbitrary order Bessel beams via 3D printed axicons at the terahertz frequency range. **Applied optics**, v. 54, n. 36, p. 10641-10649, 2015.
- [111] DHARMAVARAPU, Raghu; BHATTACHARYA, Shanti; JUODKAZIS, Saulius. Diffractive optics for axial intensity shaping of Bessel beams. **Journal of Optics**, v. 20, n. 8, p. 085606, 2018.



- [112] BENCHEIKH, Abdelhalim; FROMAGER, Michael; AMEUR, Kamel Aït. Generation of Laguerre–Gaussian LG p0 beams using binary phase diffractive optical elements. **Applied optics**, v. 53, n. 21, p. 4761-4767, 2014.
- [113] USTINOV, A. V. An influence of period structure of binary phase diffractive axicon on an amplitude distribution in focal plane. **Procedia engineering**, v. 201, p. 7-13, 2017.
- [114] GOODMAN, Joseph W. **Introduction to Fourier optics**. 3rd. Roberts and Company Publishers, 2005.
- [115] ABRAMOWITIZ, M.; STEGUN, I. A. **Handbook of mathematical functions with formulas, graphs, and mathematical functions**. 1965.
- [116] LEE, Kwang-Sup et al. Recent developments in the use of two-photon polymerization in precise 2D and 3D microfabrications. **Polymers for advanced technologies**, v. 17, n. 2, p. 72-82, 2006.
- [117] KHONINA, Svetlana N. et al. Experimental demonstration of the generation of the longitudinal E-field component on the optical axis with high-numerical-aperture binary axicons illuminated by linearly and circularly polarized beams. **Journal of Optics**, v. 15, n. 8, p. 085704, 2013.
- [118] KOTLYAR, Victor V. et al. Near-Field Diffraction from a Binary Microaxicon. **Advances in Optical Technologies**, v. 2012, 2012.
- [119] SUN, Hong-Bo et al. Shape precompensation in two-photon laser nanowriting of photonic lattices. **Applied physics letters**, v. 85, n. 17, p. 3708-3710, 2004.
- [120] LASAGNI, A.; YUAN, D.; DAS, S. Rapid fabrication of pentaerythritol triacrylate periodic structures on large areas by laser interference patterning with nanosecond pulses. **Journal of Applied Physics**, v. 105, n. 2, p. 023101, 2009.
- [121] VASILYEU, Ruslan et al. Generating superpositions of higher–order Bessel beams. **Optics express**, v. 17, n. 26, p. 23389-23395, 2009.
- [122] YU, Xiaoming; TRALLERO-HERRERO, Carlos A.; LEI, Shuting. Materials processing with superposed Bessel beams. **Applied Surface Science**, v. 360, p. 833-839, 2016.
- [123] ŠLEVAS, Paulius et al. Azimuthally modulated axicon vortical beams for laser microprocessing. **Optics Communications**, v. 505, p. 127509, 2022.

- [124] PORFIREV, A. P.; SKIDANOV, R. V. Dark-hollow optical beams with a controllable shape for optical trapping in air. **Optics express**, v. 23, n. 7, p. 8373-8382, 2015.
- [125] ECKERSKORN, Niko et al. Hollow Bessel-like beam as an optical guide for a stream of microscopic particles. **Optics express**, v. 21, n. 25, p. 30492-30499, 2013.
- [126] YANG, Liang et al. Two-photon polymerization of microstructures by a non-diffraction multifoci pattern generated from a superposed Bessel beam. **Optics letters**, v. 42, n. 4, p. 743-746, 2017.
- [127] DAVIS, K. Miura et al. Writing waveguides in glass with a femtosecond laser. **Optics letters**, v. 21, n. 21, p. 1729-1731, 1996.
- [128] EATON, Shane M.; CERULLO, Giulio; OSELLAME, Roberto. Fundamentals of femtosecond laser modification of bulk dielectrics. **Femtosecond Laser Micromachining**, p. 3-18, 2012.
- [129] SHIMOTSUMA, Yasuhiko et al. Nanofabrication in transparent materials with a femtosecond pulse laser. **Journal of Non-Crystalline Solids**, v. 352, n. 6-7, p. 646-656, 2006.
- [130] POUMELLE, Bertrand et al. Modification thresholds in femtosecond laser processing of pure silica: review of dependencies on laser parameters. **Optical Materials Express**, v. 1, n. 4, p. 766-782, 2011.
- [131] ZHANG, Jie et al. Planar and ridge waveguides formed by proton implantation and femtosecond laser ablation in fused silica. **Vacuum**, v. 172, p. 109093, 2020.
- [132] ÇIRKINOĞLU, Hüseyin Ozan et al. Femtosecond laser written diamond waveguide excitation of the whispering gallery modes in a silicon microsphere. **Optical Materials**, v. 92, p. 418-424, 2019.
- [133] ZHU, Qi-Feng et al. Optical ridge waveguides in magneto-optical glasses fabricated by combination of silicon ion implantation and femtosecond laser ablation. **IEEE Photonics Journal**, v. 10, n. 5, p. 1-7, 2018.
- [134] WANG, J. S. et al. 1.3  $\mu\text{m}$  emission of neodymium and praseodymium in tellurite-based glasses. **Journal of non-crystalline solids**, v. 178, p. 109-113, 1994.
- [135] EL-MALLAWANY, Raouf. The optical properties of tellurite glasses. **Journal of applied physics**, v. 72, n. 5, p. 1774-1777, 1992.

- [136] ALAZOUMI, Salah Hassan et al. Optical properties of zinc lead tellurite glasses. **Results in Physics**, v. 9, p. 1371-1376, 2018.
- [137] FERNANDEZ, T. Toney et al. Laser writing in tellurite glasses. In: **Technological Advances in Tellurite Glasses**. Springer, Cham, p. 259-276, 2017.
- [138] GEBAVI, Hrvoje et al. Spectroscopic investigation and optical characterization of novel highly thulium doped tellurite glasses. **Journal of non-crystalline solids**, v. 355, n. 9, p. 548-555, 2009.
- [139] GEBAVI, H. et al. Novel Tm<sup>3+</sup>-doped fluorotellurite glasses with enhanced quantum efficiency. **Optical Materials**, v. 33, n. 3, p. 428-437, 2011.
- [140] DA SILVA, Diego Silvério et al. Production and characterization of femtosecond laser-written double line waveguides in heavy metal oxide glasses. **Optical Materials**, v. 75, p. 267-273, 2018.
- [141] MANN, Thomas et al. Femtosecond laser ablation properties of Er<sup>3+</sup> ion doped zinc-sodium tellurite glass. **Journal of Applied Physics**, v. 124, n. 4, p. 044903, 2018.
- [142] FERNANDEZ, T. Toney et al. Femtosecond laser written optical waveguide amplifier in phospho-tellurite glass. **Optics express**, v. 18, n. 19, p. 20289-20297, 2010.
- [143] SMAYEV, M. P. et al. Femtosecond laser writing of a depressed cladding single mode channel waveguide in high-purity tellurite glass. **Journal of Non-crystalline Solids**, v. 480, p. 100-106, 2018.
- [144] GONELLA, Francesco. Silver doping of glasses. **Ceramics International**, v. 41, n. 5, p. 6693-6701, 2015.
- [145] DOUSTI, M. Reza et al. Nano-silver enhanced luminescence of Eu<sup>3+</sup>-doped lead tellurite glass. **Journal of Molecular Structure**, v. 1065, p. 39-42, 2014.
- [146] ABOU KHALIL, Alain et al. Femtosecond laser writing of near-surface waveguides for refractive-index sensing. **Optics express**, v. 27, n. 22, p. 31130-31143, 2019.
- [147] AGERO, U. et al. Defocusing microscopy. **Microscopy research and technique**, v. 65, n. 3, p. 159-165, 2004.
- [148] ALMEIDA, J. M. P. et al. Metallic nanoparticles grown in the core of femtosecond laser micromachined waveguides. **Journal of Applied Physics**, v. 115, n. 19, p. 193507, 2014.

- [149] DIEZ-BLANCO, V. et al. Deep subsurface waveguides with circular cross section produced by femtosecond laser writing. **Applied Physics Letters**, v. 91, n. 5, p. 051104, 2007.
- [150] BÉRUBÉ, Jean-Philippe; VALLÉE, Réal. Femtosecond laser direct inscription of surface skimming waveguides in bulk glass. **Optics letters**, v. 41, n. 13, p. 3074-3077, 2016.
- [151] SUNDARAM, S. K.; SCHAFFER, C. B.; MAZUR, E. Microexplosions in tellurite glasses. **Applied Physics A**, v. 76, n. 3, p. 379-384, 2003.
- [152] WINICK, Kim A. et al. Fabrication and characterization of photonic devices directly written in glass using femtosecond lasers. In: **Conference on Lasers and Electro-Optics**. Optical Society of America, 2004.
- [153] ZHANG, Bin et al. Mode tailoring of laser written waveguides in LiNbO<sub>3</sub> crystals by multi-scan of femtosecond laser pulses. **Optical Materials**, v. 86, p. 571-575, 2018.
- [154] LI, Shi-Ling; YE, Yong-Kai; WANG, Ming-Wei. Femtosecond laser written channel optical waveguide in Nd: YAG crystal. **Optics & Laser Technology**, v. 58, p. 89-93, 2014.
- [155] LAGES, Eduardo et al. Measurement of the refractive index profile of waveguides using defocusing microscopy. **Applied optics**, v. 57, n. 29, p. 8699-8704, 2018.
- [156] LITTLE, Douglas J. et al. Structural changes in BK7 glass upon exposure to femtosecond laser pulses. **Journal of Raman Spectroscopy**, v. 42, n. 4, p. 715-718, 2011.
- [157] GROSS, Simon et al. Ultrafast laser inscription in soft glasses: a comparative study of athermal and thermal processing regimes for guided wave optics. **International Journal of Applied Glass Science**, v. 3, n. 4, p. 332-348, 2012.
- [158] MERMILLOD-BLONDIN, Alexandre et al. Flipping the sign of refractive index changes in ultrafast and temporally shaped laser-irradiated borosilicate crown optical glass at high repetition rates. **Physical Review B**, v. 77, n. 10, p. 104205, 2008.
- [159] ABOU KHALIL, Alain et al. Comparative study between the standard type I and the type A femtosecond laser induced refractive index change in silver containing glasses. **Optical Materials Express**, v. 9, n. 6, p. 2640-2651, 2019.
- [160] HONGISTO, Mikko et al. Radiation-induced defects and effects in germanate and tellurite glasses. **Materials**, v. 13, n. 17, p. 3846, 2020.
- [161] RUBINSZTEIN-DUNLOP, Halina et al. Roadmap on structured light. **Journal of Optics**, v. 19, n. 1, p. 013001, 2016.

- [162] ROSALES-GUZMÁN, Carmelo; NDAGANO, Bienvenu; FORBES, Andrew. A review of complex vector light fields and their applications. **Journal of Optics**, v. 20, n. 12, p. 123001, 2018.
- [163] CHEN, Musheng et al. Optical trapping and rotating of micro-particles using the circular Airy vortex beams. **Applied Physics B**, v. 125, n. 10, p. 1-6, 2019.
- [164] MAO, Dong et al. Ultrafast all-fiber based cylindrical-vector beam laser. **Applied Physics Letters**, v. 110, n. 2, p. 021107, 2017.
- [165] ABLEZ, Ablimit et al. Nanotwist of aluminum with irradiation of a single optical vortex pulse. **OSA Continuum**, v. 4, n. 2, p. 403-408, 2021.
- [166] NDAGANO, Bienvenu et al. Creation and detection of vector vortex modes for classical and quantum communication. **Journal of Lightwave Technology**, v. 36, n. 2, p. 292-301, 2018.
- [167] SHEN, Yijie et al. Optical vortices 30 years on: OAM manipulation from topological charge to multiple singularities. **Light: Science & Applications**, v. 8, n. 1, p. 1-29, 2019.
- [168] LI, Peng et al. Generation of perfect vectorial vortex beams. **Optics letters**, v. 41, n. 10, p. 2205-2208, 2016.
- [169] ZHANG, Di et al. Multiple OAM vortex beams generation using 1-bit metasurface. **Optics express**, v. 26, n. 19, p. 24804-24815, 2018.
- [170] ZHANG, Kuang et al. A review of orbital angular momentum vortex beams generation: From traditional methods to metasurfaces. **Applied Sciences**, v. 10, n. 3, p. 1015, 2020.
- [171] WANG, Bo et al. Generating optical vortex beams by momentum-space polarization vortices centred at bound states in the continuum. **Nature Photonics**, v. 14, n. 10, p. 623-628, 2020.
- [172] OLIVEIRA, Jonathas M.; JESUS-SILVA, Alcenisio J.; FONSECA, Eduardo JS. Generating a superposition of high order Bessel beams via two-photon polymerized diffractive optical microelement. **Optics & Laser Technology**, v. 119, p. 105632, 2019.
- [173] WANG, Andong et al. Directly using 8.8-km conventional multi-mode fiber for 6-mode orbital angular momentum multiplexing transmission. **Optics express**, v. 26, n. 8, p. 10038-10047, 2018.

- [174] LI, Shuhui et al. Controllable all-fiber orbital angular momentum mode converter. **Optics letters**, v. 40, n. 18, p. 4376-4379, 2015.
- [175] HEFFERNAN, Brendan M. et al. Tunable higher-order orbital angular momentum using polarization-maintaining fiber. **Optics letters**, v. 42, n. 14, p. 2683-2686, 2017.
- [176] BORDA-HERNÁNDEZ, José A.; SERPA-IMBETT, Claudia M.; FIGUEROA, Hugo E. Hernandez. Vortex Polymer Optical Fiber with 64 Stable OAM States. **Polymers**, v. 12, n. 12, p. 2776, 2020.
- [177] RAMACHANDRAN, Siddharth; KRISTENSEN, Poul. Optical vortices in fiber. **Nanophotonics**, v. 2, n. 5-6, p. 455-474, 2013.
- [178] BOZINOVIC, Nenad et al. Terabit-scale orbital angular momentum mode division multiplexing in fibers. **science**, v. 340, n. 6140, p. 1545-1548, 2013.
- [179] CHEN, Yuan et al. Mapping twisted light into and out of a photonic chip. **Physical review letters**, v. 121, n. 23, p. 233602, 2018.
- [180] CHEN, Yuan et al. Vector vortex beam emitter embedded in a photonic chip. **Physical review letters**, v. 124, n. 15, p. 153601, 2020.
- [181] OSELLAME, Roberto et al. Femtosecond writing of active optical waveguides with astigmatically shaped beams. **JOSA B**, v. 20, n. 7, p. 1559-1567, 2003.
- [182] FERNANDEZ, T. Toney et al. Revisiting ultrafast laser inscribed waveguide formation in commercial alkali-free borosilicate glasses. **Optics express**, v. 28, n. 7, p. 10153-10164, 2020.
- [183] OLIVEIRA, Jonathas M. et al. Waveguides written in silver-doped tellurite glasses. **Optical Materials**, v. 101, p. 109767, 2020.
- [184] OSELLAME, Roberto; CERULLO, Giulio; RAMPONI, Roberta (Ed.). **Femtosecond laser micromachining: photonic and microfluidic devices in transparent materials**. Springer Science & Business Media, 2012.
- [185] ARRIOLA, Alexander et al. Low bend loss waveguides enable compact, efficient 3D photonic chips. **Optics express**, v. 21, n. 3, p. 2978-2986, 2013.
- [186] HICKMANN, J. M. et al. Unveiling a truncated optical lattice associated with a triangular aperture using light's orbital angular momentum. **Physical review letters**, v. 105, n. 5, p. 053904, 2010.

- [187] SOARES, Willamys Cristiano et al. Probing the reciprocal lattice associated with a triangular slit to determine the orbital angular momentum for a photon. **Applied Optics**, v. 59, n. 19, p. 5687-5692, 2020.
- [188] HUNSPERGER, Robert G. Applications of Integrated Optics and Current Trends. **Integrated Optics**, p. 423-449, 2009.
- [189] PITSIOS, Ioannis et al. Geometrically-controlled polarisation processing in femtosecond-laser-written photonic circuits. **Scientific reports**, v. 7, n. 1, p. 1-10, 2017.
- [190] TAKEDA, Mitsuo; INA, Hideki; KOBAYASHI, Seiji. Fourier-transform method of fringe-pattern analysis for computer-based topography and interferometry. **JosA**, v. 72, n. 1, p. 156-160, 1982..
- [191] XU, Jianchun et al. Generation of Continuously Variable-mode Orbital Angular Momentum Beams. **Engineered Science**, v. 10, p. 51-57, 2020.
- [192] SHEN, Wei-Guan et al. OAM mode conversion in a photonic chip. **Optics Communications**, v. 507, p. 127615, 2022.
- [193] NAKAJIMA, Kichitaro et al. Visualization of Optical Vortex Forces Acting on Au Nanoparticles Transported in Nanofluidic Channels. **ACS omega**, v. 7, n. 3, p. 2638-2648, 2022.
- [194] CHOI, Jiyeon; SCHWARZ, Casey. Advances in femtosecond laser processing of optical material for device applications. **International Journal of Applied Glass Science**, v. 11, n. 3, p. 480-490, 2020.
- [195] TRAUTMANN, Anika et al. Towards a versatile point-of-care system combining femtosecond laser generated microfluidic channels and direct laser written microneedle arrays. **Microsystems & Nanoengineering**, v. 5, n. 1, p. 1-9, 2019.
- [196] ALBIERO, Riccardo et al. Toward higher integration density in femtosecond-laser-written programmable photonic circuits. **Micromachines**, v. 13, n. 7, p. 1145, 2022.
- [197] FERRINI, Rolando. "Laser-based glass micromachining for integrated photonics: The new frontier for wafer-scale precision manufacturing." *PhotonicsViews* 20, no. 1, p. 56-60, 2023
- [198] DE OLIVEIRA, Jonathas M. et al. Tunable generation and propagation of vortex beams in a photonic chip. **Physical Review A**, v. 104, n. 6, p. L061501, 2021.

## **Apêndice A:**

### **Medidas da variação do índice de refração por meio da técnica de microscopia de desfocalização**

Um desafio técnico associado à escrita de elementos óticos, como os guias de ondas no interior de materiais transparentes, é a fiel caracterização da modificação do índice de refração  $\Delta n$  e do perfil transversal da estrutura escrita. Estas informações são essenciais para uma adequada programação dos parâmetros de escrita e a obtenção de elementos fotônicos com características bem definidas. Em geral, as modificações no índice de refração geradas pela interação de lasers de femtossegundos com os materiais transparentes é da ordem de  $10^{-3}$ , e as estruturas escritas possuem dimensões transversais tão pequenas quanto  $3 \mu\text{m}$  de diâmetro.

Diferentes técnicas têm sido empregadas para medir o perfil do  $\Delta n$  de um volume modificado por escrita laser, entre elas a microscopia holográfica [A1, A2], tomografia de coerência óptica [A3], refração do campo próximo [A4] e microscopia quantitativa de fase [A5]. De modo a estimar o perfil transversal  $\Delta n$  dos microelementos construídos em nosso trabalho utilizamos uma versão simplificada da técnica de Microscopia de Desfocalização [A6-A8].

Objetos de fase, como os guias de ondas inscritos no interior de substratos vítreos, mudam a fase (mas não a amplitude) da luz incidente sobre eles. No entanto, podem ser visualizados quando ligeiramente desfocalizados por um sistema de microscopia de luz incoerente. A técnica de microscopia de desfocalização baseia-se no fato de que uma pequena desfocalização do objeto de fase causa uma diferença de fase entre o campo refratado pelo objeto e o campo que não interagiu com o objeto. Essa diferença de fase pode ser visualizada através de um contraste, que pode ser medido. A partir daí, a informação do  $\Delta n$  e do perfil do objeto pode ser extraído.



O contraste  $C(x,y)$  pode ser definido como uma função, no plano da imagem, dado pela razão entre a diferença de intensidade pontual  $I(x,y)$  e a intensidade média  $\langle I \rangle$  da imagem:

$$C(x,y) = \frac{I(x,y) - \langle I \rangle}{\langle I \rangle}. \quad (\text{A.1})$$

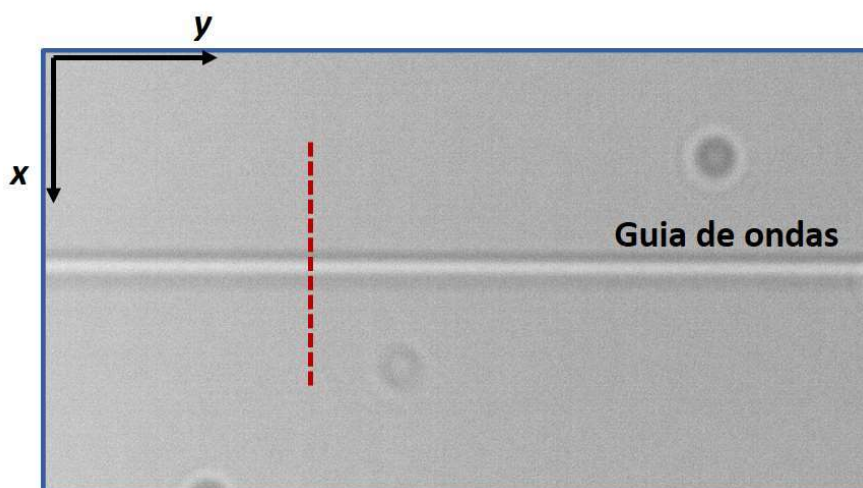
No caso de um guia de ondas, a imagem transversal capturada consiste de uma faixa bem destacada (mais clara ou mais escura) imersa no meio transparente (Figura A1). Logo, para um guia com  $\Delta n$  constante ao longo de seu comprimento  $y$ , podemos desprezar as variações neste eixo e tratar o problema apenas como variações dos eixos  $x$  e  $z$  (transversais ao eixo longitudinal do guia).

O contraste de um objeto de fase formado por duas superfícies  $h_i(x)$ , ( $i = 1,2$ ), é dada por (A8):

$$C(x, z_f) = \Delta n [(z_f - h_1) \nabla^2 h_1(x) - (z_f - h_2) \nabla^2 h_2(x)], \quad (\text{A.2})$$

onde  $z_f$  corresponde ao plano focal do objeto. Conhecendo-se o perfil geométrico das superfícies  $h_i(x)$  pode-se extrair o valor de  $\Delta n$ .

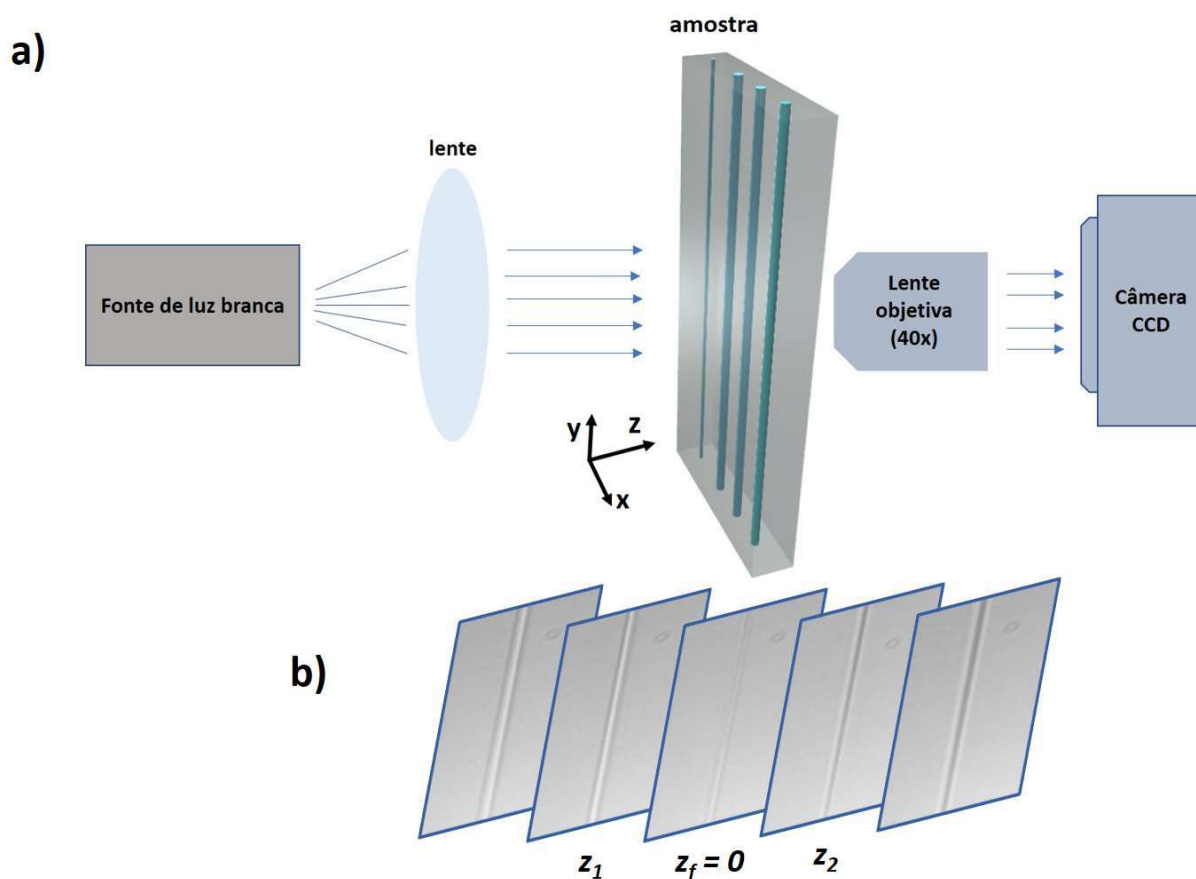
**Figura A1 – Imagem de microscopia de guia de ondas imerso em uma lâmina vítrea. Linha vermelha indica posição utilizada para obtenção do contraste  $C(x,z)$ .**



Fonte: Autor.

De modo a obter um conjunto de imagens em diferentes planos focais montamos o setup experimental da Figura A2(a).

**Figura A2 – Microscopia de desfocalização. (a) Arranjo experimental para medida do índice de refração. (b) Imagens transversais do guia de ondas para diferentes posições focais  $z$ .**



Fonte: Autor.

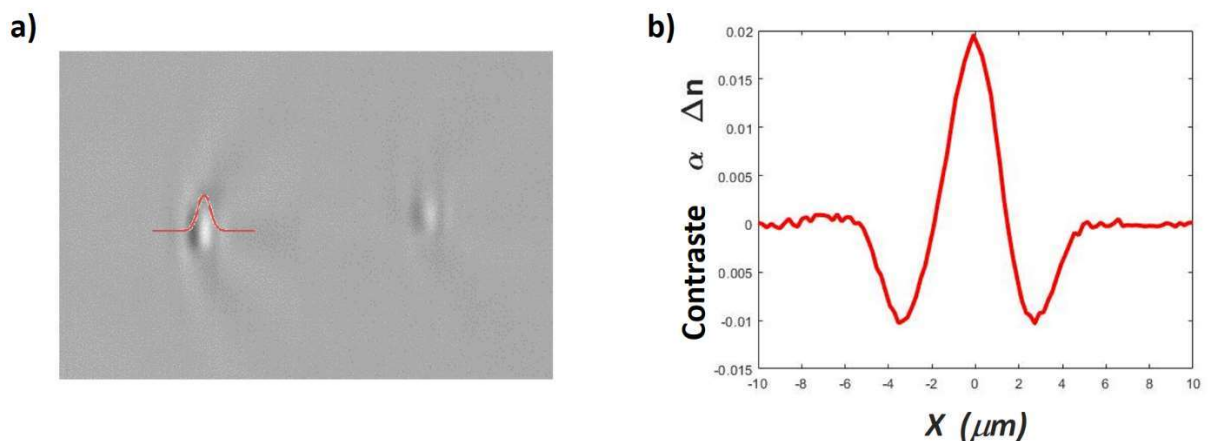
Um estágio motorizado e controlado por computador desloca a amostra precisamente e as imagens transversais dos guias são gravadas em diversos planos (Figura A2b). A partir do plano focal do guia ( $z_f$ ) há um conjunto de imagens (e respectivos planos focais) cujo contraste médio apresenta um comportamento linear. É justamente dentro deste intervalo que escolhemos duas imagens, uma acima ( $z_1$ ) e outra abaixo ( $z_2$ ) do plano focal do guia, para a estimativa do  $\Delta n$ .

Utilizamos estas duas imagens para obtermos a diferença de contraste do guia de ondas em duas posições focais diferentes  $C(x, z_1) - C(x, z_2)$ , e a partir daí resolvemos numericamente a equação

$$C(x, z_1) - C(x, z_2) = \Delta n \Delta z \nabla^2 [h_1(x) - h_2(x)], \quad (\text{A.3})$$

onde  $h_i(x) = a_i \exp[-(x-b_i)^2/c_i^2]$  é a função Gaussiana que descreve a superfície superior (ou inferior) do guia,  $x$  e  $z$  são coordenadas transversais em relação à amostra. A imagem longitudinal dos guias (Figura A3(a)) nos dá importantes informações a respeito dos coeficientes  $a_i$ ,  $b_i$  e  $c_i$ . A partir da análise dessa imagem, para cada guia, obtemos os valores de  $a_i$ ,  $b_i$  e  $c_i$  que servirão como uma primeira aproximação para um adequado ajuste numérico de modo a equalizar ambos os lados da equação (A.3) e determinar o  $\Delta n$  do guia escrito (Figura A3(b)).

**Figura A3 – (a) Perfil transversal dos guias de ondas. (b) Variação do índice de refração do guia de ondas.**



Fonte: Autor.

### Referências:

- [A1] OSELLAME, Roberto et al. Optical properties of waveguides written by a 26 MHz stretched cavity Ti: sapphire femtosecond oscillator. **Optics Express**, v. 13, n. 2, p. 612-620, 2005.
- [A2] FERRARO, Pietro et al. Compensation of the inherent wave front curvature in digital holographic coherent microscopy for quantitative phase-contrast imaging. **Applied optics**, v. 42, n. 11, p. 1938-1946, 2003.
- [A3] HUANG, David et al. Optical coherence tomography. **science**, v. 254, n. 5035, p. 1178-1181, 1991.

- [A4] GHOSH, Tapas et al. Determination of refractive index profile and mode index from the measured mode profile of single-mode LiNbO<sub>3</sub>-diffused waveguides. **Fiber and Integrated Optics**, v. 31, n. 1, p. 1-10, 2012.
- [A5] ROBERTS, Ann et al. Refractive-index profiling of optical fibers with axial symmetry by use of quantitative phase microscopy. **Optics letters**, v. 27, n. 23, p. 2061-2063, 2002.
- [A6] LAGES, Eduardo et al. Measurement of the refractive index profile of waveguides using defocusing microscopy. **Applied Optics**, v. 57, n. 29, p. 8699-8704, 2018.
- [A7] NETO, José Coelho et al. Measuring optical and mechanical properties of a living cell with defocusing microscopy. **Biophysical journal**, v. 91, n. 3, p. 1108-1115, 2006.
- [A8] MESQUITA, Leonardo G.; AGERO, Ubirajara; MESQUITA, Oscar N. Defocusing microscopy: an approach for red blood cell optics. **Applied physics letters**, v. 88, n. 13, p. 133901, 2006.

## **Apêndice B:**

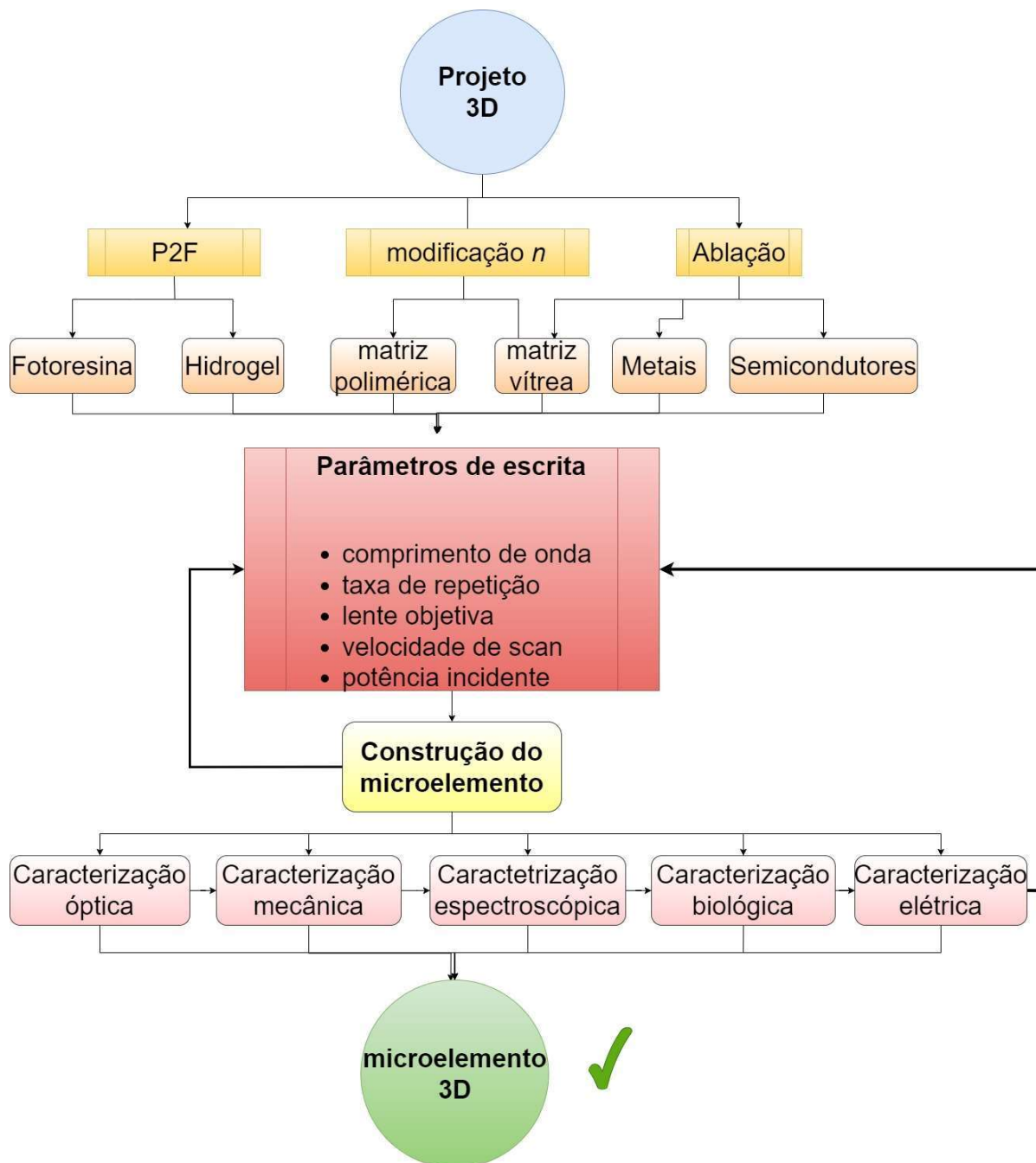
### **Fluxo de trabalho do sistema DLW**

A microfabricação por escrita direta a laser (DLW) compreende um conjunto de técnicas em que uma fonte laser de pulsos ultracurtos é capaz de estruturar elementos 3D em escala micrométrica. A resolução submicrométrica da escrita é alcançada devida aos efeitos não-lineares acessados pela fonte laser pulsada (compressão temporal) e pela ação de lentes objetivas com grandes aberturas numéricas (compressão espacial).

O resultado disso é que há um vasto espectro de possibilidades e aplicações associadas à microfabricação laser. De fato, para cada projeto envolvendo um elemento escrito via *fs*-laser deve-se considerar as características ópticas e mecânicas do elemento escrito, a necessidade de ter uma interface com o ar ou estar embutido em um meio transparente, a necessidade de funcionalização bioquímica do material, o tempo de construção do microelemento, etc. Cada uma destas considerações é essencial e deve ser respondida durante o processo de planejamento, sob o risco de tornar a execução proibitiva ou mesmo impactar negativamente a funcionalidade do dispositivo.

A figura A4 apresenta uma sugestão de fluxo de trabalho e produção de microestruturas escritas por meio de técnicas DLW. Obviamente não há a pretensão de apresentar um esquema definitivo, mas um guia rápido de escolhas a serem feitas antes de se iniciar o processo de escrita e testes. Cada nível vertical do diagrama está relacionado à escolha de métodos ou materiais que irão impactar diretamente nas opções dos níveis subsequentes. Cada nível horizontal apresenta opções associadas aos métodos/parâmetros escolhidos no nível vertical anterior. No último nível, antes da conclusão efetiva do microelemento, sugerimos alguns tipos de caracterização a que o elemento pode ser submetido (mais uma vez, não se trata de uma lista definitiva). A correta escolha dos métodos de caracterização é essencial e pode dar respostas importantes a respeito da funcionalidade do elemento ou da necessidade de correções/adequações em seu processo de construção.

Figura A4 – Esquema de fluxo de trabalho para construção de microestruturas por meio de DLW.



Fonte: Autor.

Como exemplo, podemos descrever parte do nosso processo decisório durante o planejamento e execução do trabalho publicado em [A9]. O objetivo era construir uma superfície microestruturada adequada ao desenvolvimento de células ósseas. Devido às características mecânicas e de biocompatibilidade do trabalho, optamos por utilizar a técnica aditiva P2F e construir grooves sobre substratos poliméricos. A escolha dos materiais obedeceu a critérios que consideraram a banda de absorção A1F e A2F do fotoiniciador (adequada ao

comprimento de onda do *fs*-laser utilizado), a biocompatibilidade da resina polimerizada (atestada por ensaios de biocompatibilidade) e as nano-rugosidades da estrutura polimerizada, compatíveis com o ambiente 3D natural das células ósseas. Inicialmente escrevemos os grooves (linhas circulares ou paralelas com área transversal  $< 25 \mu\text{m}^2$ ) sobre as superfícies poliméricas. Esta escolha nos possibilitou testar diferentes padrões de grooves sobre diferentes materiais poliméricos. Os resultados foram promissores, demonstrando as modificações morfológicas que os grooves impunham às células.

No entanto, o tempo de escrita de cada área groovada ( $\sim 2,5 \times 10^5 \mu\text{m}^2$ ) era de 6 h. Além disso, a necessidade de produzir uma grande quantidade de amostras (devido aos requerimentos estatísticos do trabalho) e a necessidade de escrevermos grooves com o máximo de reprodutibilidade nos conduziu a modificar o processo inicial de escrita. Passamos a utilizar um processo ablativo, onde escrevemos linhas na superfície de lâminas vítreas e suavizamos as paredes pós-ablação com um tratamento químico (*Femtosecond laser irradiation and chemical etching – FLICE*). Este molde “negativo” da superfície estruturada foi então recoberto com a resina fotossensível biocompatível e polimerizado por A1F. Conseguimos reduzir o tempo de fabricação das amostras em quase 90%, além de garantir estruturas com mesmas características. Mais uma vez, os resultados obtidos pelas modificações morfológicas das células osteoblastos foram satisfatórios e indicativos de que estas superfícies estruturadas podem ser aplicadas em ‘*patches*’ curativos que auxiliarão no processo de estabilização e cura de feridas ósseas.

## Referências:

[A9] DOS SANTOS, Laura MS et al. Mechanical and morphological responses of osteoblast-like cells to two-photon polymerized microgrooved surfaces. **Journal of Biomedical Materials Research Part A**, 2023.

## Apêndice C: Publicações e participação em eventos

### I. Papers

1. OLIVEIRA, J. M.; JESUS-SILVA, A. J.; FONSECA, E. J. S. Generating a superposition of high order Bessel beams via two-photon polymerized diffractive optical microelement. **Optics & Laser Technology**, v. 119, p. 105632, nov. 2019.
2. OLIVEIRA, J. M. et al. Waveguides written in silver-doped tellurite glasses. **Optical Materials**, v. 101, p. 109767, mar. 2020.
3. DE OLIVEIRA, J. M. et al. Tunable generation and propagation of vortex beams in a photonic chip. **Physical Review A**, v. 104, n. 6, 20 dez. 2021.
4. DOS SANTOS, Laura MS et al. Mechanical and morphological responses of osteoblast-like cells to two-photon polymerized microgrooved surfaces. **Journal of Biomedical Materials Research Part A**, 14 out. 2022.
5. DE OLIVEIRA, J. M. et al. Unveiling the dynamics of the generation of independent OAM modes in a photonic chip. 01 fev. 2023.  
(Submetido à **Physical Review Applied**. Sob revisão)

### II. Eventos

1. Laura Máisa Souza dos Santos, JONATHAS M. DE OLIVEIRA, José Vinícius da Silva, Alcenísio Jesus-Silva e Eduardo Jorge da Silva Fonseca. **Generation and propagation of optical vortex beams in a femtosecond laser written photonic chip**. XXXVI Encontro de Física do Norte e Nordeste. Fortaleza/CE (2022)
2. Laura M. S. Santos, JONATHAS M. DE OLIVEIRA, Sendy M. S. do Nascimento, Artur F. Sonsin, Eduardo J. S. Fonseca, V. M. L. Fonseca, E. Barreto. **Evaluation**



**of Polymeric Surfaces Modified by Phosphate-Buffered Saline for Enhanced Epithelial Cell Adhesion.** XXXVI Encontro de Física do Norte e Nordeste. Fortaleza/CE (2022)

3. Laura Máisa Souza dos Santos, JONATHAS M. DE OLIVEIRA, Liliane P. G. Tenório, Noelio O. Dantas, Anielle Christine Almeida Silva, Emiliano de O. Barreto and Eduardo Jorge da Silva Fonseca. **Biomechanical reactions of osteoblast cells interacting with microgrooved surfaces.** XIX Brazil MRS Meeting, online (2021)
4. JONATHAS M. DE OLIVEIRA, Laura Máisa Souza dos Santos, José Vinícius da Silva, Alcenísio Jesus-Silva and Eduardo Jorge da Silva Fonseca. **Direct laser written waveguides in flexible polymers.** XIX Brazil MRS Meeting, online (2021)
5. Laura Máisa S. dos Santos, Noelio O. Dantas, Anielle Christine A. Silva, Eduardo Jorge da S. Fonseca, JONATHAS M. DE OLIVEIRA, Emiliano de O. Barreto, Euller M. F. de Melo. **Biocompatibility of photoresins with nanoparticles incorporated for two-photon polymerized microfabrication of tridimensional cell scaffolds.** Encontro de outono da SBF, online (2020)
6. JONATHAS M. DE OLIVEIRA, Noelio O. Dantas, Laura Máisa S. dos Santos, Anielle Christine A. Silva, Eduardo Jorge da S. Fonseca. **Fotoreinas biocompatíveis para a construção de arcabouços celulares tridimensionais.** XXXIV Encontro de Físicos do Norte e Nordeste, Maceió/AL (2019)
7. José Vinícius da Silva, JONATHAS M. DE OLIVEIRA, Eduardo Jorge S. Fonseca. **Construção de microlentes cilíndricas por meio da polimerização por absorção de dois fótons.** XXXIV Encontro de Físicos do Norte e Nordeste Maceió/AL (2019)
8. Daykson N. Possidonio, JONATHAS M. DE OLIVEIRA, Alcenísio J. Jesus-Silva, Noelio O. Dantas, Anielle Christine A. Silva. **Escrita e caracterização de guias de ondas em vidro teluretos dopados com prata.** XXXIV Encontro de Físicos do Norte e Nordeste, Maceió/AL (2019)
9. JONATHAS M. OLIVEIRA, Alcenisio J. Jesus-Silva, Eduardo J. S. Fonseca. **Design and microfabrication of a diffractive optical element to generate a superposition of high order Bessel beams.** Encontro de Outono da SBF, Aracaju/SE (2019)