Daniel Baladelli Mazulquim

APLICAÇÃO DA ÓPTICA ESCALAR NA MODULAÇÃO DE
FRENTES DE ONDA E EM MEDIDAS DE RESSONÂNCIA DE
MODULADORES DE FERROELETRETOS

Dissertação apresentada à Escola de Engenharia de
São Carlos, Universidade de São Paulo, como parte
dos requisitos para obtenção do título de Mestre em
Ciências, Programa de Engenharia Elétrica

Área de concentração: Telecomunicações

Orientador: Prof. Dr. Luiz Gonçalves Neto

São Carlos
2011

AUTORIZO A REPRODUÇÃO E DIVULGAÇÃO TOTAL OU PARCIAL DESTE TRABALHO, POR QUALQUER MEIO CONVENCIONAL OU ELETRÔNICO, PARA FINS DE ESTUDO E PESQUISA, DESDE QUE CITADA A FONTE.

Ficha catalográfica preparada pela Seção de Tratamento
da Informação do Serviço de Biblioteca – EESC/USP

M476a	<p>Mazulquim, Daniel Baladelli</p> <p>Aplicação da óptica escalar na modulação de frentes de onda e em medidas de ressonância de moduladores de ferroeletritos ; orientador Luiz Gonçalves Neto. -- São Carlos, 2011.</p> <p>Dissertação (Mestrado-Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica e Área de Concentração em Telecomunicações) -- Escola de Engenharia de São Carlos da Universidade de São Paulo, 2011.</p> <p>1. Algoritmos e estruturas de dados. 2. Interferometria. 3. Modulação espacial da luz. 4. Teoria escalar da difração. 5. Ferroeletritos. I. Título.</p>
-------	--

FOLHA DE JULGAMENTO

Candidato(a): Bacharel **DANIEL BALADELLI MAZULQUIM**.

Dissertação defendida e julgada em 28/02/2011 perante a Comissão Julgadora:

Prof. Associado **LUIZ GONÇALVES NETO** – (Orientador)
(Escola de Engenharia de São Carlos/USP)

Aprovado

Prof. Associado **HEITOR CURY BASSO**
(Escola de Engenharia de São Carlos/USP)

Aprovado

Prof. Dr. **JOSÉ CARLOS PIZOLATO JUNIOR**
(Universidade Federal de São Carlos/UFSCar)

Aprovado

Prof. Titular **DENIS VINÍCIUS COURY**
Coordenador do Programa de Pós-Graduação em
Engenharia Elétrica

Prof. Associado **PAULO CÉSAR LIMA SEGANTINE**
Presidente da Comissão da Pós-Graduação da EESC

DEDICATÓRIA

Aos meus pais, João e Wania.

AGRADECIMENTOS

À Universidade de São Paulo, Escola de Engenharia de São Carlos, Departamento de Engenharia Elétrica, pela oportunidade de realizar o mestrado.

Ao meu orientador Prof. Dr. Luiz Gonçalves Neto, pela confiança e pelos ensinamentos que muitas vezes ultrapassaram o objeto de pesquisa.

Ao CNPq, pelo auxílio financeiro.

À Secretaria de Pós-Graduação, sempre disposta a ajudar.

Aos meus pais por todo apoio e confiança desde sempre, e a toda a família.

À minha namorada e seus pais, pelo apoio durante todo esse processo.

Aos amigos da Telecom – SEL/EESC/USP.

Aos amigos do IFSC/USP.

Aos amigos da República Entropia.

Aos amigos do Caaso.

Aos amigos de Boituva.

E tantas outras pessoas que, mesmo sem saber, contribuíram para esse processo.

Obrigado!

RESUMO

Moduladores espaciais de luz são elementos que fazem a modulação de uma frente de onda de modo a resultar em uma distribuição de luz desejada. Eles operam por difração, de acordo com o princípio de Huygens-Fresnel, e por este motivo são chamados Elementos Ópticos Difrativos (EODs). O foco deste trabalho é o estudo da modulação de frentes de onda, através da Teoria Escalar da Difração. O objetivo inicial foi o domínio do cálculo dos moduladores espaciais de luz, através da implementação do Algoritmo Iterativo da Transformada de Fourier. São calculados três EODs de fase: fase contínua, 4 níveis de fase e fase binária. Os resultados são avaliados através do cálculo da eficiência difrativa e da relação sinal-ruído. Para verificação do cálculo, hologramas binários foram fabricados usando filme fotográfico, de maneira simples e baixo custo. Algumas reconstruções simuladas e ópticas são apresentadas, demonstrando a viabilidade do uso do algoritmo na codificação de EODs. Em seguida, é feita a análise das frequências de ressonância de moduladores de ferroeletritos com canaleta, através de uma montagem experimental baseada no interferômetro de Michelson. Os ferroeletritos apresentam o efeito piezoelétrico e vêm sendo produzidos através de novas técnicas de fabricação. No campo da óptica tem-se o interesse em caracterizar ferroeletritos de modo a utilizá-los como possíveis moduladores de luz. São apresentados a montagem interferométrica em detalhes e o procedimento usado para medir as frequências de ressonância. Os resultados obtidos e as discussões demonstram a viabilidade do uso da montagem interferométrica proposta na caracterização de ferroeletritos.

Palavras-chave: Algoritmos e estruturas de dados, Interferometria, Modulação espacial da luz, Teoria escalar da difração, Ferroeletritos.

ABSTRACT

Spatial light modulators perform the modulation of wavefront so that the desired light distribution is acquired. They work by diffraction, according to the Huygens-Fresnel principle, and for that they are called Diffractive Optical Elements (DOEs). The focus of this work is the study of light modulators through Scalar Diffraction Theory. The initial objective was to execute the calculation of spatial light modulators through the implementation of the so-called Iterative Fourier Transform Algorithm. The calculation of three phase holograms is made: analog phase, 4 level phase and binary phase. The results are evaluated by calculating the diffraction efficiency and by signal to noise ratio. To verify the calculation, binary holograms were fabricated using photographic film in a simple and low cost way. Simulated and optical reconstructions are presented, showing the viability for the use of the algorithm in the coding of DOEs. Next, the resonance frequencies analysis in open tubular channels ferroelectrets is made through an experimental setup based in the Michelson interferometer. The ferroelectrets present the piezoelectric effect and are continuously produced through new techniques. In optics there is in interest in feroelectrets characterization in order to use them as spatial light modulators. The interferometric setup and the procedure used to measure the resonance frequencies are shown. The obtained results and discussion demonstrate the viability of the use of optical measurements in the characterization of ferroelectrets.

Keywords: Algorithms and data structures, Interferometry, Spatial light modulation, Scalar diffraction theory, Ferroelectrets.

LISTA DE FIGURAS

1.1 – Princípio de funcionamento de um EOD. Através da difração tem-se uma distribuição de luz desejada.....	3
1.2 – EODs fabricados a partir da óptica binária, usados para executar diversas funções [2].....	5
1.3 – SLM comercial, com resolução de 1024 x 768 pixels [16].....	6
2.1 – Influência do comprimento de onda no efeito da difração: (a) difração pouco acentuada, (b) difração acentuada e (c) difração bastante acentuada [20].....	10
2.2 – Construção de Huygens. Cada ponto de uma frente de onda age como uma nova fonte de onda esférica. O envelope das ondas esféricas secundárias nos dá a nova frente de onda [12].....	11
2.3 – Geometria em coordenadas cartesianas para o estudo da difração, através do princípio de Huygens-Fresnel [12].	12
2.4 – Uma frente de onda arbitrária pode ser analisada como uma superposição de ondas planas propagando em diferentes direções [17].	13
2.5 – Montagem experimental aplicada na fabricação de hologramas ópticos [24]. .	15
2.6 – Interferômetro de Michelson: (a) configuração básica e (b) detalhe das franjas de interferência	16
2.7 – Comparação entre a Holografia Clássica e a Holografia Computacional [28]	17
2.8 – Classificação dos hologramas em três grupos: (a) espaço livre para espaço livre; (b) onda guiada para onda guiada; e (c) onda guiada para espaço livre (ou espaço livre para onda guiada) [30]..	18
3.1 – Relação entre o holograma $G(u,v)$ e o objeto reconstruído $f(x,y)$	21
3.2 – Casos (a) e (b) onde é válida a relação entre holograma e objeto dada pela transformada de Fourier..	22
3.3 – Esquema mostrando o plano de reconstrução e a janela de reconstrução, onde se encontra a informação do objeto [28]	23
3.4 – Diferentes áreas (sombreadas) no plano de reconstrução onde as liberdades são usadas [27].....	24

3.5 – Parte espessa do círculo indica os valores de fase que não são influenciados pela restrição no plano do holograma. Processo de quantização da fase por passos da (a) fase contínua a (d) 4 níveis de fase.	27
3.6 – Parte espessa do círculo indica os valores de fase que não são influenciados pela restrição no plano do holograma. Processo de quantização da fase por passos da (a) fase contínua a (d) fase binária.....	28
3.7 – Desenho esquemático mostrando a estrutura do holograma. [28].....	29
3.8 – Esquema básico do Algoritmo Iterativo da Transformada de Fourier [28].....	31
3.9 – Visualização de um holograma binário de 256 x 256 pixels gerado através do IFTA. As células pretas representam os valores de fase π (ou amplitude 0) e as brancas representam os valores de fase 0 (ou amplitude 1)..	34
3.10 – Esquema mostrando (a) um exemplo de imagem gerada através do IFTA e (b) o detalhe de um holograma fabricado pela tecnologia da óptica binária...	34
3.11 – Máscara final usada na fabricação dos hologramas.	35
3.12 – Esquema do processo de fabricação dos hologramas binários usando filme fotográfico	36
4.1 – Logotipo do CNPq, com dimensão de 128 x 42 pixels.....	38
4.2 – Holograma “CNPq” de fase contínua: histogramas da fase G^*_{kl} (em radianos) nas iterações: (a) $i = 25$, (b) $i = 50$, (c) $i = 75$ e (d) $i = 100$	39
4.3 – Holograma “CNPq” de fase contínua (a) calculado e (b) reconstrução simulada no computador	40
4.4 – Gráfico da eficiência difrativa em função do número de iterações para o holograma “CNPq” de fase contínua.....	41
4.5 – Gráfico do logaritmo natural da relação sinal ruído em função do número de iterações para o holograma “CNPq” de fase contínua.....	41
4.6 – Holograma “CNPq” com 4 níveis de fase: histogramas da fase G^*_{kl} (em radianos) nas iterações: (a) $i = 50$, (b) $i = 100$, (c) $i = 150$ e (d) $i = 200$	42
4.7 – Holograma “CNPq” com 4 níveis de fase (a) calculado e (b) reconstrução simulada no computador	43
4.8 – Gráfico da eficiência difrativa em função do número de iterações para o holograma “CNPq” com 4 níveis de fase	44
4.9 – Gráfico do logaritmo natural da relação sinal ruído em função do número de iterações para o holograma “CNPq” com 4 níveis de fase.....	44

4.10 – Holograma “CNPq” de fase binária: histogramas do módulo da fase G^*_{kl} (em radianos) nas iterações: (a) $i = 50$, (b) $i = 100$, (c) $i = 150$ e (d) $i = 200$	45
4.11 – Holograma “CNPq” de fase binária (a) calculado e (b) reconstrução simulada no computador	46
4.12 – Gráfico da eficiência difrativa em função do número de iterações para o holograma “CNPq” de fase binária	47
4.13 – Gráfico do logaritmo natural da relação sinal ruído em função do número de iterações para o holograma “CNPq” de fase binária	47
4.14 – Reconstrução óptica do holograma “CNPq” de amplitude binária	48
4.15 – Esquema da visualização da reconstrução óptica dos hologramas binários de maneira direta	49
5.1 – Efeito piezoelétrico em um polímero poroso: deslocamento mecânico gera corrente elétrica (e vice-versa) [19]	52
5.2 – (a) nova técnica de produção de ferroeletritos com estruturas internas, onde o molde (PTFE) possibilita o controle dos parâmetros geométricos e (b) geometria das cavidades. FEP e PTFE são filmes poliméricos [19]	54
5.3 – Amostra de ferroeletrito metalizada com alumínio, usada nas medidas de ressonância [19]	54
5.4 – Sistema interferométrico usado para determinar as frequências de ressonância em ferroeletritos e legenda dos símbolos.....	56
5.5 – Imagens obtidas na câmera CCD para 4 diferentes situações: (a) espelho plano colocado no lugar da amostra, (b) amostra sem sinal, (c) amostra fora da frequência de ressonância e (d) amostra na frequência de ressonância.....	57
A.1 – Imagem “mira_1”, com dimensão de 128 x 128 pixels.....	68
A.2 – Holograma “mira_1” (a) calculado e (b) reconstrução simulada no computador com pico central omitido	68
A.3 – Reconstrução óptica do holograma “mira_1”.....	68
A.4 – Gráfico da eficiência difrativa em função do número de iterações para o holograma “mira_1”	69
A.5 – Gráfico do logaritmo natural da relação sinal ruído em função do número de iterações para o holograma “mira_1”	69

A.6 – Imagem “mira_2”, com dimensão de 128 x 100 pixels.....	70
A.7 – Holograma “mira_2” (a) calculado e (b) reconstrução simulada no computador com pico central omitido	70
A.8 – Reconstrução óptica do holograma “mira_2”.....	71
A.9 – Gráfico da eficiência difrativa em função do número de iterações para o holograma “mira_2”	71
A.10 – Gráfico do logaritmo natural da relação sinal ruído em função do número de iterações para o holograma “mira_2”	72
A.11 – Logotipo da “USP”, com dimensão de 132 x 52 pixels..	73
A.12 – Holograma “USP” (a) calculado e (b) reconstrução simulada no computador com pico central omitido	73
A.13 – Reconstrução óptica do holograma “USP”.....	73
A.14 – Gráfico da eficiência difrativa em função do número de iterações para o holograma “USP”	74
A.15 – Gráfico do logaritmo natural da relação sinal ruído em função do número de iterações para o holograma “USP”	74
A.16 – Imagem “linhas”, com dimensão de 128 x 128 pixels..	75
A.17 – Holograma “linhas” (a) calculado e (b) reconstrução simulada no computador com pico central omitido	76
A.18 – Reconstrução óptica do holograma “linhas”..	76
A.19 – Gráfico da eficiência difrativa em função do número de iterações para o holograma “linhas”	77
A.20 – Gráfico do logaritmo natural da relação sinal ruído em função do número de iterações para o holograma “linhas”	77
B.1 – Formação da imagem de um objeto por uma lente convergente e parâmetros para estudo.....	79

LISTA DE TABELAS

1.1 – Principais aplicações dos EODs produzidos por óptica binária no mercado norte-americano	5
4.1 – Valores do holograma “CNPq” de fase contínua: número de iterações, eficiência difrativa e relação sinal-ruído	40
4.2 – Valores do holograma “CNPq” com 4 níveis de fase: número de iterações, eficiência difrativa e relação sinal-ruído	43
4.3 – Valores do holograma “CNPq” de fase binária: número de iterações, eficiência difrativa e relação sinal-ruído	46
5.1 – Valores medidos para frequência de ressonância	58
A.1 – Valores do holograma “mira_1”: número de iterações, eficiência difrativa e relação sinal-ruído	70
A.2 – Valores do holograma “mira_2”: número de iterações, eficiência difrativa e relação sinal-ruído	72
A.3 – Valores do holograma “USP”: número de iterações, eficiência difrativa e relação sinal-ruído	75
A.4 – Valores do holograma “linhas”: número de iterações, eficiência difrativa e relação sinal-ruído	78

LISTA DE SIGLAS E ABREVIATURAS

BMP	Bitmap
CCD	Charge Coupled Device
CNPq	Conselho Nacional de Pesquisa
DC	Direct Current
EOD	Elemento Óptico Difractivo
FEP	Poli(Tetrafluoretile-co-hexapropileno)
FFT	Fast Fourier Transform
He-Ne	Hélio-Neônio
HGC	Hologramas Gerados por Computador
IFTA	Iterative Fourier Transform Algorithm
MATLAB	Matrix Laboratory
MEMS	Micro Electro Mechanical Systems
MOEMS	Micro Opto Electro Mechanical Systems
PTFE	Politetrafluoretileno
SLM	Spatial Light Modulator
SNR	Signal to Noise Ratio
TF	Transformada de Fourier
VLSI	Very Large Scale Integration

SUMÁRIO

1 INTRODUÇÃO	1
1.1 Motivação.....	1
1.2 Objetivos	2
1.3 Elementos Ópticos Difrativos	2
1.4 Moduladores espaciais de luz em tempo real.....	6
1.5 Organização.....	7
 2 ASPECTOS TEÓRICOS	 9
2.1 Difração.....	9
2.2 Princípio de Huygens-Fresnel.....	10
2.3 Óptica de Fourier.....	12
2.4 Holografia Óptica (ou Clássica).....	14
2.5 Interferômetro de Michelson.....	15
2.6 Holografia Computacional	17
 3 ALGORITMO ITERATIVO DA	
TRANSFORMADA DE FOURIER.....	19
3.1 Objetos de amplitude complexa e objetos de intensidade.....	20
3.2 Relação entre o plano de difração e o plano de reconstrução	20
3.3 Restrições no plano de reconstrução	22
3.4 Restrições no plano do holograma	25
3.4.1 Uso de valores extras de fase para evitar estagnação	26
3.4.1.1 Holograma com 4 níveis de fase.....	26
3.4.1.2 Holograma de fase binária (2 níveis)	27
3.5 Estrutura do holograma	28
3.6 Algoritmo Iterativo da Transformada de Fourier.....	30
3.7 Parâmetros para avaliação dos resultados	31
3.7.1 Eficiência de difração	31
3.7.2 Relação sinal-ruído.....	32
3.8 Implementação do algoritmo	33

3.9 Aspectos experimentais da fabricação dos EOD	34
3.9.1 Fabricação de hologramas de amplitude binária usando filme fotográfico.....	35
4 RESULTADOS E DISCUSSÃO	38
4.1 Holograma “CNPq” de fase contínua	39
4.2 Holograma “CNPq” de 4 níveis de fase.....	42
4.3 Holograma “CNPq” de fase binária	45
4.3.1 Reconstrução óptica do holograma “CNPq” de amplitude binária	48
5 ESTUDO DA RESSONÂNCIA DE MODULADORES	
DE FERROELETRETOS POR INTERFEROMETRIA.....	50
5.1 Piezoeletricidade	51
5.2 Ferroeletritos.....	52
5.2.1 Ferroeletrito com canaleta	53
5.3 Montagem interferométrica.....	55
5.4 Resultados e Discussão	57
6 CONCLUSÃO.....	60
REFERÊNCIAS	61
APÊNDICE A – HOLOGRAMAS DE AMPLITUDE BINÁRIA	67
A.1 Holograma “mira_1”	67
A.2 Holograma “mira_2”	70
A.3 Holograma “USP”	72
A.4 Holograma “linhas”	75
APÊNDICE B – RELAÇÃO ENTRE A DISTÂNCIA OBJETO-LENTE	
E MAGNIFICAÇÃO DA IMAGEM	79
APÊNDICE C – DEFINIÇÕES DE FUNÇÕES E OPERAÇÕES	81

1 INTRODUÇÃO

1.1 Motivação

É de conhecimento geral a exigência no mundo moderno de sistemas cada vez mais rápidos, compactos, integrados e de baixo custo. No campo da óptica essas exigências podem se traduzir em velocidade de processamento da informação e capacidade de integração entre vários sistemas, reduzindo tamanho e custos.

Na maioria dos sistemas ópticos convencionais são utilizados elementos refletivos/refrativos para realizar o controle da luz (espelhos, prismas dispersivos, lentes...). Esses elementos apresentam características que dificultam a miniaturização e integração de sistemas, pois são relativamente grandes e pesados. Seu processo de fabricação não permite uma integração com outros tipos de sistemas. Além disso, eles têm capacidade limitada na manipulação da frente de onda da luz.

Assim, procura-se um modo de guiar a luz que possa obter vantagens em relação à refração. Para isso utiliza-se outro fenômeno que ocorre com a luz: a difração. Elementos que controlam a luz através da difração são chamados Elementos Ópticos Difrativos (EODs). Esses elementos possuem vantagens como peso e tamanho reduzido, e fazem a modulação espacial de uma frente de onda luminosa de modo a executar as mais diversas funções, inviáveis com óptica refrativa. Seu processo de fabricação diferenciado permite uma integração entre sistemas, proporcionando enormes vantagens.

Além disso, em muitos sistemas ópticos, especialmente em processamento óptico, é preciso fazer uma modulação espacial na frente de onda em tempo real, para introduzir informação no sistema. Elementos conhecidos como SLM (*Spatial Light Modulator*), baseados na tecnologia de cristais líquidos, fazem esse tipo de modulação. Porém esses elementos apresentam desvantagens em alguns casos, por exemplo, alto custo. Assim, a busca

por outros materiais que realizem a modulação de uma frente de onda luminosa em tempo real permanece sendo objeto de pesquisa. Recentemente elementos piezoelétricos a base de polímeros, chamados *ferroeletritos*, vem sendo desenvolvidos com estruturas internas bem organizadas, possibilitando uma vasta gama de aplicações. No campo da óptica, tem-se o interesse pelo seu estudo por representarem uma possível nova tecnologia na modulação espacial da luz. O uso destes elementos na modulação traz algumas vantagens, como integração e preço reduzido. Portanto para possibilitar o uso de ferroeletritos como modulador óptico é necessário fazer a caracterização desses novos elementos.

O estudo e desenvolvimento de moduladores espaciais de luz se tornam importante em todo esse contexto. O cálculo de moduladores e a busca por novas tecnologias que realizem a modulação da luz são importantes aspectos a serem abordados.

1.2 Objetivos

Este trabalho é focado na aplicação da teoria escalar da difração no estudo da modulação da luz. Em um primeiro momento o objetivo foi o domínio do cálculo dos moduladores espaciais de luz. Para isso, foi feito o estudo da teoria, seguida do estudo e implementação do algoritmo usado no cálculo dos moduladores. Posteriormente, dominado o cálculo, o objetivo foi a análise das frequências de ressonância de moduladores de ferroeletritos com canaleta, através de uma montagem experimental baseada no interferômetro de Michelson. A utilização da montagem interferométrica apresenta vantagens em relação a outros métodos de medida, e contribui para uma melhor caracterização dos ferroeletritos.

1.3 Elementos Ópticos Difrativos

Os moduladores espaciais que guiam a luz por difração são chamados Elementos Ópticos Difrativos (EODs). Os EODs são uma classe de elementos ópticos especiais que controlam a luz de acordo com o princípio de Huygens-Fresnel (difração). Eles difratam a luz incidente de modo a gerar um padrão de difração desejado. Por esse motivo diz-se que os EODs são “moldadores” de frente de onda, fazendo a ligação entre a luz incidente e a luz

difratada. Os EODs podem ser obtidos através de um relevo gravado na superfície de um material (transparente ou reflexivo) ou através de uma variação espacial do índice de refração em um material. Tanto o relevo gravado como a variação do índice de refração causam uma modulação (fase e/ou amplitude) de uma frente de onda luminosa incidente, resultando em uma distribuição de luz desejada. Seu princípio de funcionamento está ilustrado na figura 1.1.

Figura 1.1 – Princípio de funcionamento de um EOD. Através da difração tem-se uma distribuição de luz desejada

Segundo VELDKAMP & McHUGH [1] a tecnologia que permite a fabricação dos EODs é a chamada óptica binária, nome dado devido à semelhança no seu processo de fabricação à fabricação de circuitos digitais. A óptica binária usa a tecnologia da produção de circuitos integrados, como litografia e corrosão por plasma, para gravar um relevo diretamente na superfície de um material óptico. Essa tecnologia é conhecida como VLSI (*Very Large Scale Integration*), mas atualmente também se usam as siglas MEMS (*Micro Electro Mechanical Systems*) e MOEMS (*Micro Opto Electro Mechanical Systems*) para se referir a microelementos integrados.

Devido ao fato da óptica binária usar essas tecnologias para produzir elementos ópticos pode-se obter, além de uma miniaturização, uma melhor integração entre as partes de um sistema óptico, aumentando sua eficiência (menor consumo de energia). Ao longo do tempo, o desenvolvimento dos processos de fabricação VLSI/MEMS/MOEMS levou também a um desenvolvimento da óptica binária.

Outra vantagem dos EODs obtidos através da óptica binária é a de serem muito mais finos e leves que os elementos ópticos refrativos convencionais (lentes, prismas...). Devido ao fato dos EODs operarem de acordo com o princípio de Huygens-Fresnel, eles precisam introduzir apenas uma pequena variação na frente de onda (comparável ao comprimento de onda), reduzindo assim tamanho e peso dos componentes ópticos. Além disso, os EODs fornecem liberdade nos projetos ópticos e escolhas de novos materiais que não são possíveis na óptica refrativa convencional.

Devido a todas essas características os EODs possuem vantagens usadas várias aplicações. Porém a óptica binária não busca substituir a óptica convencional refrativa. Métodos de fabricação tradicionais de elementos ópticos (corte, abrasão, polimento...) não desaparecerão e a óptica refrativa continuará a ser usada em aplicações onde ela funciona melhor. O objetivo da óptica binária é possibilitar a fabricação de elementos que realizem funções ópticas que não são possíveis através da óptica refrativa, além de proporcionar aos projetistas de sistemas ópticos a oportunidade de integrar a óptica refrativa e difrativa.

Segundo VELDKAMP [2] a óptica binária tem como objetivos desenvolver tecnologias baseadas na fabricação de circuitos e a imediata inserção desta tecnologia em sistemas. Os EODs obtidos através da óptica binária são usados para executar as mais diversas funções, em sistemas ópticos complexos, fazendo com que o número de elementos seja reduzido. A figura 1.2 mostra algumas funções realizadas pela óptica binária.

As funções realizadas pelos EODs são usadas em diversas aplicações: simplificação da óptica de diversos sistemas, por exemplo, do *Blu-ray* [3]; máscaras de fase usadas em processos litográficos [4], aplicações em espectroscopia [5] e microscopia [6], multiplexadores de luz para comunicações ópticas [7], correção da aberração cromática em sistemas ópticos [1,2], filtros ópticos [8], filtros holográficos usados em reconhecimento de alvos [9,10], entre muitas outras. A tabela 1.1 mostra as principais aplicações dos EODs produzidos por óptica binária no mercado norte-americano [11].

Figura 1.2 – EODs fabricados a partir da óptica binária, usados para executar diversas funções [2]

Tabela 1.1 - Principais aplicações dos EODs produzidos por óptica binária no mercado norte-americano

Produtos de Consumo	Sistemas do Governo	Produtos Industriais
Produtos Ópticos	Sistemas Ópticos no Espectro Visível	Lentes acromaticas
Óptica para Filmadoras de vídeo	Sistemas Ópticos no Espectro Infra-vermelho	Óptica para Diodos Laser
Sistemas de RealidadeVirtual	Sensores Ópticos de Mísseis	Matrizes de Micro-lentes
Sistemas de Iluminação	Sistemas de Visão Noturna	Óptica para o Ultra-violeta
Memória Óptica	“Displays” Portáteis	Óptica para o Infra-vermelho
Impressoras Laser	Micro Estruturas Ópticas	Polarizadores
“Displays” de Projeção	Aplicações Espaciais	Leitura de código de barras
Sistemas de Imagens Eletrônicas	Óptica Conformal	Modelagem da luz
Óptica Médica		Acoplamento da fibra óptica
Segurança Óptica		

1.4 Moduladores espaciais de luz em tempo real

Os moduladores espaciais de luz em tempo real mais comuns são conhecidos como SLM (*Spatial Light Modulator*). São elementos baseados em um conjunto de microcélulas contendo cristais líquidos. Segundo GOODMAN [12] cristais líquidos são muito interessantes do ponto de vista físico, pois compartilham propriedades tanto de sólidos como de líquidos. Através da aplicação de um campo elétrico nas microcélulas ocorre um alinhamento dos cristais, induzindo uma anisotropia no material. Essa perda de simetria faz com que o material exiba birrefringência, ou seja, possua diferentes índices de refração para luz polarizada em diferentes direções. Utilizando-se esse efeito e polarizadores, pode-se modular a luz variando a diferença de potencial aplicada em cada microcélula contendo cristal líquido. Usando um SLM pode-se fazer a modulação espacial na luz em amplitude e fase [13,14].

O SLM é então um elemento óptico dinâmico, usado em várias aplicações [15]. A função óptica a ser obtida no SLM é normalmente transferida por uma interface computacional. Na figura 1.3 é mostrado um SLM comercial, onde pode-se ver a tela contendo as microcélulas de cristal líquido.

Figura 1.3 – SLM comercial, com resolução de 1024 x 768 pixels [16]

A resolução óptica dos SLM é limitada pelo tamanho das células dos cristais. Segundo SALEH & TEICH [17], as telas de cristal líquido apresentam desvantagens em algumas aplicações, como eficiência óptica limitada (absorção devido ao uso de polarizadores), relativo baixo tempo de resposta dos cristais líquidos, alto custo, entre outros.

Portanto, de modo a promover o desenvolvimento de moduladores de luz em tempo real buscam-se outros elementos capazes de substituir os cristais líquidos. Recentemente vem sendo desenvolvidos elementos piezoelétricos a base de polímeros, chamados ferroeletritos [18]. Esses ferroeletritos apresentam alto coeficiente piezoelétrico, e são usados em várias aplicações (transdutores). No campo da óptica, os ferroeletritos representam uma possível

nova tecnologia na modulação da luz em tempo real. Assim, a caracterização desses elementos se torna importante.

1.5 Organização

Este trabalho é dividido em duas partes. Na primeira parte é realizado o cálculo de moduladores espaciais de luz (EODs), através do Algoritmo Iterativo da Transformada de Fourier. EODs obtidos através da holografia computacional são chamados Hologramas Gerados por Computador (HGC). Na segunda parte do trabalho é realizado o estudo da frequência de ressonância de moduladores de ferroeletritos com canaleta, através de uma montagem interferométrica.

No capítulo 2 é feita uma análise da teoria usada neste trabalho, onde são descritos vários aspectos úteis na descrição dos fenômenos envolvidos com os moduladores. É apresentada uma breve explicação da difração e do princípio de Huygens-Fresnel. Por fim, são discutidas algumas questões sobre holografia óptica e computacional. Neste capítulo também é descrito o interferômetro de Michelson, útil na descrição da montagem experimental usada na segunda parte deste trabalho (Capítulo 5).

No capítulo 3 é explicado em detalhes o Algoritmo Iterativo da Transformada de Fourier. Estabelece-se a relação entre o plano de difração (holograma) e o plano de reconstrução. Em seguida são mostradas as restrições em ambos os planos. Tem-se então a descrição do algoritmo, que consiste numa sequência de transformadas de Fourier direta e inversa. Os resultados são avaliados através da eficiência difrativa e da relação sinal-ruído. São feitos comentários a respeito da implementação do algoritmo. Por fim, é mostrada a fabricação de hologramas de amplitude binária usando filme fotográfico. Ela permite verificar os cálculos obtidos de modo simples e baixo custo.

O capítulo 4 é dedicado a mostrar os resultados obtidos para os cálculos dos hologramas usando o algoritmo descrito no capítulo 3. É realizado o cálculo de três tipos de hologramas de fase: fase contínua, 4 níveis de fase e fase binária. São mostrados o holograma calculado e as reconstruções simuladas no computador, além de gráficos da eficiência de difração, relação sinal ruído e histogramas. Para o holograma binário é mostrado também a reconstrução óptica. Observações gerais são feitas ao longo do capítulo. No apêndice A

encontram-se o cálculo, a reconstrução simulada e a reconstrução óptica de mais quatro hologramas de amplitude binária.

O capítulo 5 é dedicado ao estudo da frequência de ressonância de moduladores ferroeletricos com canaleta usando uma montagem interferométrica. Inicialmente é feita uma introdução do efeito piezoelétrico seguida de uma descrição dos ferroeletricos e do ferroeletrico com canaleta, usado na medida. Esta amostra foi recentemente produzida através de uma nova técnica. Em seguida é descrita a montagem interferométrica em detalhes, e o procedimento usado para se medir as frequências de ressonância. No final do capítulo são apresentados os resultados e as discussões pertinentes.

Por fim, no capítulo 6 são feitas as conclusões e considerações finais do trabalho.

2 ASPECTOS TEÓRICOS

Neste capítulo são mostrados alguns aspectos teóricos necessários ao entendimento dos processos envolvidos com os moduladores espaciais de luz. É apresentado o efeito da difração e o princípio de Huygens-Fresnel. São feitos comentários a respeito da holografia óptica e holografia computacional, evidenciando a diferença entre elas, e como a holografia computacional é usada no cálculo dos moduladores espaciais de luz. É descrito o interferômetro de Michelson, útil na análise da montagem interferométrica usada no capítulo 5. Além disso, as etapas envolvidas na holografia computacional para o cálculo dos EODs são mostradas.

2.1 Difração

Segundo HECHT [20] o italiano Francesco Grimaldi foi o primeiro a observar e estudar o fenômeno da difração, no séc. XVII. A difração é um fenômeno ondulatório e ocorre quando uma parte da frente de onda é obstruída. Se uma frente de onda encontra um obstáculo, tem sua amplitude e fase alterada, resultado em difração. As várias partes da frente de onda que propagam além do obstáculo se interferem e causam uma particular distribuição de energia (num determinado plano) conhecida como padrão de difração.

Outra definição, dada por SOMMERFELD [21], refere-se à difração como sendo “qualquer desvio dos raios de luz da trajetória retilínea que não pode ser interpretado como reflexão ou refração”.

O efeito da difração é mais notado quando o confinamento da frente de onda é comparável ao comprimento de onda da radiação. Na figura 2.1 é mostrada a influência do comprimento de onda no efeito da difração por uma fenda.

Figura 2.1 – Influência do comprimento de onda no efeito da difração: (a) difração pouco acentuada, (b) difração acentuada e (c) difração bastante acentuada [20]

Nota-se o aumento do efeito da difração quando o comprimento de onda da radiação usada se aproxima do tamanho da fenda, figura 2.1 (c).

2.2 Princípio de Huygens-Fresnel

No séc. XVII o físico holandês Christian Huygens formulou um conceito intuitivo de que “cada ponto de uma frente de onda pode ser considerado como uma fonte secundária de onda esférica, e a frente de onda em um instante posterior pode ser encontrada construindo o

“envelope” das ondas secundárias” [12]. O princípio da construção de Huygens está ilustrado na figura 2.2.

Figura 2.2 – Construção de Huygens. Cada ponto de uma frente de onda age como uma nova fonte de onda esférica. O envelope das ondas esféricas secundárias nos dá a nova frente de onda [12]

Portanto ao passar por um EOD cada ponto da frente de onda age como uma fonte pontual gerando ondas esféricas. A nova frente de onda é obtida pela interferência de cada onda esférica. Esta construção é conhecida hoje como princípio de Huygens-Fresnel.

Com o conhecimento do caráter eletromagnético da luz, o princípio de Huygens-Fresnel foi colocado em uma sólida base matemática. A formulação matemática do princípio de Huygens-Fresnel é dada pela equação (1)

$$U(P_0) = \frac{1}{j\lambda} \iint_{\Sigma} U(P_1) \frac{\exp(jkr_{01})}{r_{01}} \cos \theta ds \quad (1)$$

onde λ é o comprimento de onda e $k = 2\pi/\lambda$.

Os elementos da equação (1) estão representados na figura 2.3.

A equação (1) é consequência direta das equações de Maxwell [20] e pode ser interpretada da seguinte maneira: ela expressa o campo $U(P_0)$ como uma superposição de ondas esféricas divergentes $\exp(jkr_{01})/r_{01}$ originárias de fontes secundárias localizadas em cada ponto P_1 dentro da abertura Σ . A partir do princípio de Huygens-Fresnel pode-se calcular, a princípio, o padrão de difração de qualquer estrutura.

Figura 2.3 – Geometria em coordenadas cartesianas para o estudo da difração, através do princípio de Huygens-Fresnel [12]

É importante ressaltar que o resultado encontrado para o Princípio de Huygens-Fresnel, equação (1), encontra-se no domínio da Teoria Escalar da Difração. Nesta aproximação a luz é tratada como um fenômeno escalar, omitindo a natureza vetorial dos campos eletromagnéticos. Segundo GOODMAN [12] a teoria escalar da difração fornece resultados precisos se duas condições forem satisfeitas:

- a abertura de difração deve ser grande em comparação com o comprimento de onda (seção 3.9);
- o padrão de difração não deve ser observado tão perto da abertura.

Neste trabalho é calculado o padrão de difração na aproximação de Fraunhofer, que descreve a luz em uma região afastada do EOD, onde a curvatura da frente de onda pode ser desprezada (em concordância com a segunda condição).

2.3 Óptica de Fourier

Este trabalho encontra-se no domínio da Óptica de Fourier, nome dado devido à utilização da análise de Fourier na descrição de sistemas ópticos. A análise de Fourier é baseada na decomposição linear de uma função $U(x,y)$ em funções elementares da forma

$\exp[j2\pi(f_x x + f_y y)]$, onde f_x e f_y são as frequências espaciais em x e y respectivamente. Na óptica, essas funções elementares são associadas a ondas planas propagando em diferentes direções. Na figura 2.4 é mostrada uma frente de onda, que pode ser analisada como uma superposição de ondas planas propagando em diferentes direções.

Figura 2.4 – Uma frente de onda arbitrária pode ser analisada como uma superposição de ondas planas propagando em diferentes direções [17]

A análise de Fourier é usada em sistemas lineares. A grande vantagem desses sistemas é que a resposta a uma perturbação pode ser expressa em termos de estímulos elementares. A perturbação é decomposta em uma combinação linear de estímulos elementares, cada qual produz uma resposta, então, devido a linearidade, a resposta à perturbação pode ser encontrada como uma combinação linear das respostas aos estímulos elementares.

Deste modo, para sistemas lineares e invariantes, a saída é dada pela convolução da entrada com a resposta impulsional do sistema. No plano da frequência, equivale dizer que a saída é igual ao produto da transformada de Fourier da função de entrada pela função de transferência. A função de transferência é a transformada de Fourier da resposta impulsional e indica como o sistema atua em cada frequência [12].

O princípio de Huygens-Fresnel, equação (1), demonstra o fato de que, para sistemas lineares, a resposta total é dada pela soma das respostas aos estímulos elementares (princípio da superposição).

2.4 Holografia Óptica (ou Clássica)

Nas técnicas convencionais de gravação de imagem, como a fotografia, por exemplo, a distribuição de intensidade de um objeto é gravada na superfície de um material sensível a luz (filme fotográfico). Portanto tem-se a perda de toda informação relativa às fases das ondas vindas de diferentes pontos do objeto. Assim, a fotografia oferece sempre a mesma perspectiva fixa do objeto independentemente do ângulo de observação (partes ocultas do objeto não são vistas).

Em 1948 GABOR [22] desenvolveu uma técnica, inicialmente usada para melhorar as imagens de microscopia eletrônica, a qual ele chamou de “reconstrução de frente de onda” e hoje se dá o nome de “*holografia*”, do grego “*holo* – todo” e “*grafia* - escrita”. A principal idéia da holografia é a gravação completa de uma frente de onda em um material, ou seja, a amplitude e a fase das ondas espalhadas por um objeto [23]. Porém os meios de gravação disponíveis respondem apenas a intensidade da frente de onda, sendo necessário então converter a informação de amplitude e fase somente em variação de intensidade.

Isso é feito da seguinte maneira: um feixe de luz laser incide num divisor de feixe. Uma parte do feixe (feixe de referência) atravessa uma lente, atinge um espelho e é refletido no plano do filme holográfico. A outra parte do feixe (feixe objeto) atravessa uma lente, reflete em um espelho e é direcionado ao objeto. O objeto espalha a luz incidente e uma parte desta atinge o filme holográfico. Tem-se então no filme holográfico um padrão de interferência entre o feixe de referência e o feixe objeto. Este padrão tem a informação tanto da amplitude quanto da fase espalhada pelo objeto (as fases relativas dos feixes de referência e objeto são codificadas como máximos e mínimos no padrão de interferência). Portanto a informação de amplitude e fase do objeto foi convertida apenas em variação de intensidade. Ao iluminar o holograma por um feixe de referência ocorre difração, resultando na frente de onda do objeto – reconstrução do objeto. A figura 2.5 mostra em esquema da fabricação de um holograma.

É importante ressaltar que um holograma não é uma gravação da imagem e sim um material que possui uma informação na qual o objeto pode ser reconstruído pela difração de um feixe de referência.

Ao contrário da fotografia, o holograma permite ver diferentes perspectivas de um objeto dependendo do ângulo de observação (partes ocultas de um objeto podem ser invisíveis de um ângulo e visíveis de outro), resultando em uma noção de “tridimensionalidade”.

Figura 2.5 – Montagem experimental aplicada na fabricação de hologramas ópticos [24]

2.5 Interferômetro de Michelson

O interferômetro de Michelson é a forma mais fundamental de interferômetro de dois feixes. Foi inventado pelo físico americano Albert Michelson e usado no famoso experimento de Michelson-Morley (1887), servindo de base para a teoria da relatividade especial de Einstein [25].

Com a invenção do laser e avanços na óptica dos elementos, o interferômetro de Michelson tem sido aprimorado e usado em várias aplicações: medidas precisas de comprimento, estudo da coerência da luz, espectroscopia por Transformada de Fourier, medida de diâmetro estelar, entre outras [26]. A figura 2.6 apresenta uma configuração básica do interferômetro de Michelson, e o detalhe do padrão de interferência.

O interferômetro de Michelson consiste basicamente de uma fonte de luz, dois espelhos planos (um fixo e um móvel) e um divisor de feixe (*beam splitter*). A luz que incide no divisor de feixe é dividida em dois feixes, que percorrem caminhos ópticos diferentes. Um feixe é refletido pelo espelho fixo e o outro é refletido pelo espelho móvel. No padrão de interferência são observadas as franjas decorrentes da interferência entre os dois feixes.

Figura 2.6 – Interferômetro de Michelson: (a) configuração básica e (b) detalhe das franjas de interferência

Neste trabalho tem-se o interesse no uso do interferômetro para detectar pequenos deslocamentos. Ao mover o espelho as franjas de interferência “correm” no padrão, devido à mudança da diferença de caminho óptico entre os dois feixes. Quando o espelho é deslocado uma distância $\lambda/2$ a mudança de caminho óptico é igual a λ (ida e volta do feixe), onde λ é o comprimento de onda usado. Com isso cada franja irá ocupar uma posição previamente ocupada pela franja adjacente, e o padrão permanece o mesmo (mesma posição das franjas). Através da contagem de franjas pode-se determinar o deslocamento do espelho através da relação [20]

$$\Delta d = N \frac{\lambda}{2} \quad (2)$$

onde Δd é o deslocamento do espelho, N é o número de franjas que passou por um determinado ponto e λ é comprimento de onda [20,26].

2.6 Holografia Computacional

Segundo BRYNGDAHL & WYROWSKI [27] ao contrário da holografia óptica, na holografia computacional uma frente de onda é armazenada sinteticamente no holograma. Os valores de amplitude e fase estão na forma de um conjunto de dados num computador. Já o processo de reconstrução é o mesmo da holografia óptica, ou seja, difração. A figura 2.7 mostra uma comparação entre os processos envolvidos na holografia óptica (clássica) e na holografia computacional.

Holografia Clássica

Holografia Computacional

Figura 2.7 – Comparação entre a Holografia Clássica e a Holografia Computacional [28]

Um fator importante no desenvolvimento da holografia computacional ocorreu a partir do desenvolvimento do algoritmo da Transformada de Fourier Rápida (*FFT – Fast Fourier Transform*) por COOLEY & TUKEY [29], que permitiu realizar cálculos com maior velocidade.

O principal objetivo da holografia computacional é produzir um EOD (holograma) de modo que, quando este holograma é iluminado, uma desejada distribuição de luz é obtida. Segundo NETO [28] os processos envolvidos na holografia computacional para o cálculo de um EOD são:

- (a) Determinação da imagem ou objeto a ser reconstruído e o cálculo da propagação inversa, do plano de reconstrução ao plano holograma (amplitude complexa a ser gravada no holograma). A informação do objeto deve estar na forma discreta (valores discretos de amplitude e fase) de modo a permitir os cálculos computacionais;
- (b) Cálculo do holograma. Dependendo das características de gravação do holograma e dos materiais utilizados a amplitude complexa a ser armazenada é convertida distribuição de amplitude, fase ou complexa, podendo esta distribuição ser contínua, discreta ou binária;
- (c) Reconstrução óptica. Iluminando o holograma com iluminação coerente resulta num padrão de difração desejado (objeto), característica de funcionamento dos EODs.

As vantagens que a holografia computacional oferece resultam da flexibilidade nos passos (a) e (b), os quais possuem liberdades extras que não podem ser obtidas na holografia óptica. Segundo LI *et al* [30] os hologramas gerados por computador (HGCs) podem ser classificados em três grupos:

- a) Espaço livre para espaço livre
- b) Onda guiada para onda guiada
- c) Onda guiada para espaço livre (ou espaço livre para onda guiada)

Os três grupos são mostrados na figura 2.8. Neste trabalho é realizado o cálculo dos hologramas classificados no grupo (a), espaço livre para espaço livre.

Figura 2.8 – Classificação dos hologramas em três grupos: (a) espaço livre para espaço livre; (b) onda guiada para onda guiada; e (c) onda guiada para espaço livre (ou espaço livre para onda guiada) [30]

3 ALGORITMO ITERATIVO DA TRANSFORMADA DE FOURIER

Elementos ópticos difrativos produzidos pela holografia computacional são chamados de hologramas gerados por computador.

Devido a limitações físicas (vistas na seção 3.4) uma codificação no holograma deve ser realizada. Vários métodos foram sugeridos para codificar hologramas, entre eles o desvio de fase [31], os hologramas sintéticos de amplitude binária [32], o de pesquisa binária direta [33], o de quantização iterativa de hologramas de amplitude [34], entre outros.

Em geral, o estágio mais crítico de um projeto em óptica binária permanece a solução do problema inverso através do uso de métodos de iterativos [2].

Assim, neste capítulo é feita a implementação do Algoritmo Iterativo da Transformada de Fourier (*Iterative Fourier Transform Algorithm – IFTA*) para realizar o cálculo de elementos ópticos difrativos através da holografia computacional, fazendo a propagação inversa do plano de reconstrução ao plano de difração. Segundo WYROWSKI & BRYNGDAHL [35] este método foi introduzido na holografia computacional por HIRSCH *et al* [36] e é o que permite melhores resultados na codificação de hologramas gerados por computador [37]. Este algoritmo vem sendo utilizado [38,39,40] para produzir EODs usados nas mais diversas aplicações. Sua implementação fornece como resultado uma figura, a partir da qual é gerada a máscara litográfica usada no processo de fabricação dos hologramas.

Neste trabalho é aplicado o IFTA no cálculo de hologramas de fase, ou seja, hologramas que realizam modulação apenas na fase da frente de onda (a amplitude é unitária). São calculados os seguintes hologramas de fase: (1) fase contínua, (2) 4 níveis de fase e (3) holograma binário (2 níveis de fase). Para hologramas binários existe uma correspondência entre holograma de fase e holograma de amplitude (seção 3.4). Na seção 3.9.1 é descrito o

processo de fabricação de hologramas de amplitude binária usando filme fotográfico, de modo simples e baixo custo. As seções seguintes são baseadas em NETO [28].

3.1 Objetos de amplitude complexa e objetos de intensidade

O objetivo da holografia computacional é, partindo de uma distribuição de luz no plano de reconstrução, fazer a propagação inversa e encontrar um elemento que seja capaz de formar esta distribuição, através da difração da luz. Uma separação é feita entre objetos de amplitude complexa e objetos de intensidade. Para objetos de amplitude complexa tem-se

$$f(x, y) = |f(x, y)| \exp[j\varphi(x, y)] \quad (3)$$

onde $f(x, y)$ é a distribuição de luz no plano de reconstrução e $\varphi(x, y)$ é a fase de $f(x, y)$. Para objetos de intensidade tem-se

$$|f(x, y)|^2 = I(x, y) \quad (4)$$

e

$$f(x, y) = \sqrt{I(x, y)} \exp[j\varphi(x, y)] \quad (5)$$

onde $I(x, y)$ é a intensidade no plano de reconstrução.

Portanto a fase $\varphi(x, y)$ não afeta a intensidade $I(x, y)$. Para objetos de intensidade a fase pode ser considerada um parâmetro livre. Esta liberdade é usada no algoritmo de modo a obter um melhor resultado (seção 3.3).

Neste trabalho tem-se interesse em objetos de intensidade.

3.2 Relação entre o plano de difração e o plano de reconstrução

Determinado o objeto intensidade a ser reconstruído, faz-se a propagação inversa. Segundo a teoria escalar da difração [12] a Transformada de Fourier (TF) pode ser considerada como propagação inversa, ou seja, a TF relaciona o plano do holograma (plano

de difração) e o plano de reconstrução. Pode-se utilizar a TF ou sua inversa (invTF), bastando apenas inverter as coordenadas do plano de reconstrução. A figura 3.1 mostra a relação entre o holograma e o objeto reconstruído.

Figura 3.1 – Relação entre o holograma $G(u,v)$ e o objeto reconstruído $f(x,y)$

A relação apresentada na figura 3.1, dada pela TF, é uma aproximação da distância r_{01} na formulação matemática do princípio de Huygens-Fresnel, equação (1). Ela é válida nos casos onde (a) a distância z entre o plano do holograma e o plano de construção é grande comparada com as dimensões envolvidas no holograma ($\sim 3m$) e (b) se utiliza uma lente convergente de distância focal f . Os casos (a) e (b) são mostrados na figura 3.2.

Assim, o objeto $f(x,y)$, localizado no plano de reconstrução, é proporcional a Transformada de Fourier inversa bidimensional do holograma $G(u,v)$, localizado no plano holograma:

$$f(x, y) = \frac{A}{j\lambda w} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} G(u, v) \exp\left[j \frac{2\pi}{\lambda w} (xu + yv)\right] du dv \quad (6)$$

onde A é a amplitude da onda plana que ilumina o holograma, λ é o comprimento de onda da radiação e w é distância focal da lente f , para o caso (a), e a distância z , para o caso (b).

Para obter $G(u,v)$ a partir de $f(x,y)$ é necessário realizar a TF:

$$G(u, v) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x, y) \exp\left[-j \frac{2\pi}{\lambda w} (xu + yv)\right] dx dy \quad (7)$$

Figura 3.2 – Casos (a) e (b) onde é válida a relação entre holograma e objeto dada pela transformada de Fourier.

Assim as equações (6) e (7) relacionam o plano do holograma e o plano de reconstrução. Esta relação está no domínio da óptica de Fourier.

3.3 Restrições no plano de reconstrução

A distribuição de luz do objeto $f(x,y)$ deve estar contida numa região finita no plano de reconstrução. Isso porque algumas liberdades têm que ser fornecidas ao algoritmo de modo a garantir sua convergência para um resultado satisfatório. A figura 3.3 mostra o plano de reconstrução.

Figura 3.3 – Esquema mostrando o plano de reconstrução e a janela de reconstrução, onde se encontra a informação do objeto [28]

onde

$m, n \rightarrow$ coordenadas plano reconstrução

$g_{mn} \rightarrow$ plano de reconstrução

$f_{mn} \rightarrow$ objeto

$M, N \rightarrow$ quantidade de células plano reconstrução

$M_0, N_0 \rightarrow$ coordenadas do ponto central da janela de reconstrução

$A, B \rightarrow$ quantidade de células na janela de reconstrução

A janela de reconstrução g_r é a região no plano de reconstrução onde está a informação de interesse. Dentro dela o sinal g_{mn} tem que ser proporcional ao sinal inicialmente desejado na reconstrução f_{mn} . Fora dela o algoritmo tem liberdade para assumir valor não nulo.

Assim, dentro da janela, para objetos de intensidade tem-se

$$|g_{m+M_0, n+N_0}| = \alpha |f_{mn}|; \quad -\frac{A}{2} \leq m \leq \frac{A}{2} - 1, \quad -\frac{B}{2} \leq n \leq \frac{B}{2} - 1 \quad (8)$$

onde α é um fator de escala a ser definido na seção 3.7.2.

Segundo WYROWSKI & BRYNGDAHL [27] de modo a garantir melhores resultados, algumas liberdades podem ser dadas no plano de reconstrução. São elas:

- a) liberdade de fase dentro da janela de reconstrução: para objetos intensidade, a fase é um fator livre e pode variar dentro da janela de reconstrução (figura 3.4a).
- b) liberdade de fase e amplitude fora da janela de reconstrução: os valores de fase amplitude podem variar livremente fora da janela de reconstrução (figura 3.4b). Porém para obter bons resultados deseja-se que a amplitude fora da janela de reconstrução seja pequena comparada com a amplitude dentro da janela de reconstrução.
- c) liberdade do fator de escala α dentro da janela de reconstrução: esse fator pode variar livremente dentro da janela de reconstrução (figura 3.4c).

Essas liberdades são visualizadas na figura 3.4.

Figura 3.4 – Diferentes áreas (sombreadas) no plano de reconstrução onde as liberdades são usadas [27]

Segundo WYROWSKI [41,42] melhores resultados são alcançados quando estas três liberdades são usadas. Primeiro utiliza-se a liberdade de fase dentro da janela de reconstrução e, em seguida, utiliza-se a liberdade de fase e amplitude fora da janela. A liberdade do fator de escala é utilizada durante todo o processo iterativo.

Para hologramas binários, como se verá na seção 3.4, o holograma $G(u,v)$ é uma função real. De acordo com BRACEWELL [43] a transformada de Fourier de uma função real é hermitiana, portanto

$$g(x, y) = g^*(-x, -y) \quad (9)$$

Assim no plano de reconstrução aparece, além do objeto, seu complexo conjugado (imagem gêmea). Também por este motivo a informação inicial deve ser colocada em uma janela de reconstrução, para que não ocorra sobreposição das imagens no caso de hologramas binários.

3.4 Restrições no plano do holograma

Na seção 3.2 foi visto que a relação entre o plano do holograma e o plano de reconstrução é dada pela TF. Portanto ao se fazer a TF do plano de reconstrução g_{mn} temos a função G_{kl} discreta, a ser gravada no holograma. Essa função tem valores variados de amplitude e fase.

Entretanto, existem poucos materiais que podem influenciar a amplitude e a fase de uma frente de onda simultaneamente. As mídias mais disponíveis não suportam modulação complexa, resultando em uma limitação física. Além disso, a produção de um elemento que faz modulação complexa exige maior trabalho e infra-estrutura de laboratório. Portanto, devido a todas essas limitações, uma codificação deve ser feita de modo a transformar os variados valores de amplitude a fase que resultaram da TF em valores somente de amplitude ou fase, permitindo a fabricação do holograma com maior facilidade.

Neste trabalho é utilizado o Algoritmo Iterativo da Transformada de Fourier para calcular hologramas de fase, ou seja, de amplitude unitária. Portanto, a restrição no plano do holograma é que a amplitude seja unitária e os valores de fase sejam escolhidos de acordo com o holograma calculado. Os hologramas são calculados considerando iluminação por onda plana de amplitude constante igual a 1.

Para hologramas binários (que possui apenas dois valores) existe uma correspondência entre holograma de fase e holograma de amplitude, ou seja, o cálculo para holograma binário de fase ou amplitude fornece o mesmo resultado (mesma figura a partir da qual os hologramas são fabricados). Nesse caso o holograma de fase pode assumir apenas dois valores (reais): -1 e 1, representando as fases π e 0, respectivamente. Para calcular um holograma de amplitude binária basta adicionar um termo DC , transformando uma distribuição de fase binária em uma

distribuição de amplitude binária 0 e 1, onde o valor 0 representa uma célula opaca (luz é bloqueada) e o valor 1 representa célula transparente (luz é transmitida) [28]. Deste modo, hologramas de amplitude apresentam um pico central de energia no plano de reconstrução (ordem zero de difração).

3.4.1 Uso de valores extras de fase para evitar estagnação

No caso da quantização da fase em níveis discretos deve-se evitar a quantização direta no plano do holograma. Segundo WYROWSKI [42] fazendo a quantização direta da fase nos níveis desejados o procedimento iterativo entra em estagnação, pois os valores em uma determinada iteração podem ser iguais à iteração anterior. Para evitar a estagnação é necessário aumentar a capacidade do algoritmo de variar a fase durante as iterações i , introduzindo um operador no plano do holograma que faça a quantização da fase por passos. A seguir são apresentados os operadores usados no cálculo do holograma com 4 níveis de fase e do holograma binário (2 níveis de fase).

3.4.1.1 Holograma com 4 níveis de fase

Para calcular um holograma com 4 níveis de fase desejamos que, ao final do processo iterativo, tenham-se apenas quatro fases, sendo elas: 0 (ou 2π), $\pi/2$, π e $3\pi/2$. Para tal, um operador é usado no plano do holograma para fazer essa quantização por passos. Este operador atua da seguinte maneira. Para $i = 0$ todos os valores de fase são permitidos. Aumentando o número de iterações i alguns valores de fase vão sendo excluídos, até que quando $i = i_{\max}$ somente os valores de fase 0 (ou 2π), $\pi/2$, π e $3\pi/2$ são permitidos. Na figura 3.5 é mostrado um esquema da quantização da fase por passos, da fase contínua até os 4 níveis de fase.

Valores de fase de G_{kl}^* para holograma com 4 níveis de fase

Figura 3.5 – Parte espessa do círculo indica os valores de fase que não são influenciados pela restrição no plano do holograma. Processo de quantização da fase por passos da (a) fase contínua a (d) 4 níveis de fase

3.4.1.2 Holograma de fase binária (2 níveis)

O holograma binário possui apenas 2 fases: 0 e π . Para calcular um holograma binário usa-se um operador que atua da seguinte maneira. Para $i = 0$ todos os valores de fase são permitidos. Aumentando o número de iterações i alguns valores de fase vão sendo excluídos, até que quando $i = i_{máx}$ somente os valores de fase 0 e π são permitidos. Na figura 3.6 é mostrado um esquema da quantização da fase por passos, da fase contínua à binária.

Valores de fase de G_{kl}^* para holograma binário

Figura 3.6 – Parte espessa do círculo indica os valores de fase que não são influenciados pela restrição no plano do holograma. Processo de quantização da fase por passos da (a) fase contínua a (d) fase binária

3.5 Estrutura do holograma

O holograma é considerado uma matriz $M \times N$ células retangulares de dimensão $R \times S$ cada uma. Escolhem-se os valores de M e N de modo que $M=2^\gamma \rho$ e $N=2^\rho$, onde γ e ρ são números inteiros. De acordo com BRIGHAM [44], sendo M e N potências de 2 o número de cálculos computacionais é reduzido drasticamente, através do algoritmo FFT [29].

Neste trabalho são calculados hologramas de fase de 256×256 células. Na figura 3.7 é mostrado um esquema da estrutura do holograma.

Figura 3.7 – Desenho esquemático mostrando a estrutura do holograma [28]

Considerando o holograma colocado no plano do holograma (figura 3.1) tem-se

$$G(u, v) = \left[\sum_{k=-\frac{M}{2}}^{\frac{M}{2}-1} \sum_{l=-\frac{N}{2}}^{\frac{N}{2}-1} G_{kl} \text{rect}\left(\frac{u - kR}{R}, \frac{v - lS}{S}\right) \right] \text{rect}\left(\frac{u}{MR}, \frac{v}{NS}\right) \quad (10)$$

onde G_{kl} é considerado um elemento do holograma (pixel) com transmitância complexa.

De acordo com a seção 3.2 a função $g(x, y)$ no plano de reconstrução é proporcional a transformada de Fourier inversa do holograma $G(u, v)$, ou seja,

$$g(x, y) = RSMRNS \left[\text{sinc}(Rx, Sy) \sum_{k=-\frac{M}{2}}^{\frac{M}{2}-1} \sum_{l=-\frac{N}{2}}^{\frac{N}{2}-1} G_{kl} \exp[j2\pi(Rxk + Syl)] \right] * \text{sinc}(MRx, NSy) \quad (11)$$

onde $*$ representa a operação de convolução (as funções *rect* e *sinc* e a operação de convolução estão definidas no apêndice C). Amostrando [12] a função $g(x, y)$ na direção x com período X e na direção y com período Y , onde $X=1/(MR)$ e $Y=1/(NR)$ tem-se

$$g(x, y) = (MR)^2 (NS)^2 \left[\text{sinc}\left(\frac{m}{M}, \frac{n}{N}\right) g_{mn} \right] * \text{sinc}(MRx, NSy) \quad (12)$$

onde g_{mn} é a Transformada de Fourier inversa de G_{kl}

$$g_{mn} = \frac{1}{MN} \sum_{k=-\frac{M}{2}}^{\frac{M}{2}-1} \sum_{l=-\frac{N}{2}}^{\frac{N}{2}-1} G_{kl} \exp \left[j2\pi \left(\frac{mk}{M} + \frac{nl}{N} \right) \right] \quad (13)$$

Nesta etapa desconsidera-se a convolução $\text{sinc}(MRx, NSy)$ na equação (12) que aparece devido ao tamanho finito do holograma. Este efeito leva a um ruído grande na reconstrução, chamado de ruído “*speckle*”. Para evitá-los, é sugerido um método descrito na seção 3.9.

3.6 Algoritmo Iterativo da Transformada de Fourier

Como visto na seção 3.1 a fase não altera a intensidade e nesse sentido é um parâmetro livre. Entretanto, segundo WYROWSKI & BRYNGDAHL [35], devido ao tamanho finito do holograma apenas distribuições de intensidade banda-limitada podem ser geradas por métodos holográficos. Isso significa que não é possível usar uma distribuição de fase arbitrária. Uma fase aleatória, por exemplo, introduzem altas frequências espaciais, gerando altas flutuações na intensidade da imagem reconstruída. Isso ocorre porque a amplitude complexa $f(x,y)$ não é banda-limitada para o caso de fase aleatória. Assim, usando o IFTA obtém-se uma amplitude complexa banda-limitada, fazendo com que melhores resultados sejam alcançados.

Para eliminar o fator $\text{sinc}(m/M, n/N)$ na equação (12) referente à dimensão $R \times S$ de cada célula do holograma basta apenas introduzir uma compensação na imagem de entrada do algoritmo: $g_{mn}/\text{sinc}(m/M, n/N)$.

O IFTA consiste numa sequência de transformadas de Fourier com restrições no plano de reconstrução e no plano do holograma, vistas nas seções 3.3 e 3.4. A imagem inicial f_{mn} a ser reconstruída é multiplicada por uma fase aleatória e posicionada na janela de reconstrução g_r . Em seguida inicia-se o processo de transformadas de Fourier com restrições em ambos os planos. Até que ao final resulta em um holograma de fase desejado. A figura 3.8 mostra um esquema básico do IFTA.

Figura 3.8 – Esquema básico do Algoritmo Iterativo da Transformada de Fourier [28]

3.7 Parâmetros para avaliação dos resultados

Segundo WYROWSKI [40] para avaliar os hologramas obtidos através do IFTA utilizam-se duas definições importantes: a eficiência de difração (η) e a relação sinal ruído (*Signal to Noise Ratio* - *SNR*).

3.7.1 Eficiência de difração

Primeiramente define-se a eficiência difrativa η_d que indica a parte da energia transmitida que forma o sinal. Ela é dada pela equação (14).

$$\eta_d^i = \frac{\sum_{m=-\frac{A}{2}}^{\frac{A}{2}-1} \sum_{n=-\frac{B}{2}}^{\frac{B}{2}-1} \left| g_{m+M_0, n+N_0}^{*i} \right|^2}{\sum_{m=-\frac{M}{2}}^{\frac{M}{2}-1} \sum_{n=-\frac{N}{2}}^{\frac{N}{2}-1} \left| g_{m,n}^{*i} \right|^2} \quad (14)$$

Esta grandeza é definida para cada interação i no IFTA. É uma relação entre a energia contida dentro da janela de reconstrução e a energia total no plano de reconstrução, ou seja, quanto da luz transmitida realmente forma o sinal de interesse.

A parte da energia que é transmitida pelo holograma é definida pela grandeza η_t . Para hologramas de fase tem-se que aproximadamente toda energia é transmitida ao plano de reconstrução, ou seja, $\eta_t = 1$. Para hologramas de amplitude em geral metade da energia que ilumina o holograma é absorvida, ou seja, $\eta_t = 0,5$.

Assim, a eficiência de difração é dada pela relação

$$\eta = \eta_t \eta_d \quad (15)$$

Para holograma de fase tem-se $\eta = \eta_d$. Para hologramas de amplitude pode-se estimar um limite superior para a eficiência de difração η . Esses hologramas têm o valor de $\eta_t = 0,5$, ou seja, absorvem aproximadamente metade da energia incidente. Metade da energia transmitida forma a ordem zero de difração e existe o sinal gêmeo, portanto o máximo η_d é 0,25, que resulta em um limite máximo de eficiência de difração $\eta = \eta_d \eta_t = 0,125$. Vê-se, portanto, que o holograma de fase é muito mais eficiente que o holograma de amplitude.

3.7.2 Relação sinal-ruído

A relação sinal-ruído SNR é outro importante parâmetro na avaliação da qualidade dos hologramas. Ele é dado pela equação (16).

O SNR é definido pra cada interação i . O denominador nos mostra a “diferença” entre a imagem original e a reconstruída, revelando o ruído existente. Portanto quanto maior SNR melhor é a reconstrução.

$$SNR^i = \frac{\sum_{m=-\frac{A}{2}}^{\frac{A}{2}-1} \sum_{n=-\frac{B}{2}}^{\frac{B}{2}-1} |g_{mn}|^2}{\sum_{m=-\frac{A}{2}}^{\frac{A}{2}-1} \sum_{n=-\frac{B}{2}}^{\frac{B}{2}-1} \left[|g_{mn}| - \alpha^i |g^{*i}_{m+M_0, n+N_0}| \right]^2} \quad (16)$$

O fator de escala α citado na seção 3.3 e mostrado na equação (16) é definido em cada iteração i :

$$\alpha^i = \frac{\sum_{m=-\frac{A}{2}}^{\frac{A}{2}-1} \sum_{n=-\frac{B}{2}}^{\frac{B}{2}-1} |g_{mn}| |g^{*i}_{m+M_0, n+N_0}|}{\sum_{m=-\frac{A}{2}}^{\frac{A}{2}-1} \sum_{n=-\frac{B}{2}}^{\frac{B}{2}-1} |g_{mn}|^2} \quad (17)$$

Assim é fornecida a liberdade do fator α variar em cada iteração.

3.8 Implementação do algoritmo

Para a implementação do Algoritmo Iterativo da Transformada de Fourier foi usado o software *Matlab 7.0*. Este software realiza cálculos numéricos baseado em matrizes (MATLAB = MATrix LABoratory), sendo portanto bastante indicado para o cálculo de EODs. Além disso ele possui um ambiente fácil de usar, comparado às outras linguagens de programação.

Através do IFTA é calculada no Matlab uma matriz (imagem), contendo 256 x 256 pixels, que representa o holograma de fase ou amplitude. A partir desta figura é gerada a máscara usada na fabricação dos hologramas. Na figura 3.9 é mostrado um exemplo de um holograma gerado através do IFTA.

Figura 3.9 – Visualização de um holograma binário de 256 x 256 pixels gerado através do IFTA. As células pretas representam os valores de fase π (ou amplitude 0) e as brancas representam os valores de fase 0 (ou amplitude 1)

3.9 Aspectos experimentais da fabricação dos EOD

Segundo AAGEDAL *et al* [45] o tamanho da célula do holograma deve ser maior que 10 vezes o comprimento de onda da radiação usada, de modo a respeitar os limites impostos pela teoria da difração escalar. A radiação usada na reconstrução dos hologramas será o laser *He-Ne*, cujo comprimento de onda é 632,8nm. Cada célula do holograma é então confeccionada com a dimensão de 10x10 μ m, respeitando com certa folga a teoria usada.

Ao implementar o IFTA no Matlab tem-se o holograma binário, representado por uma matriz (imagem). Através desta figura gera-se a máscara usada na fabricação dos hologramas. Na figura 3.10 vê-se o exemplo de um holograma gerado através do IFTA e o detalhe do holograma fabricado.

Figura 3.10 – Esquema mostrando (a) um exemplo de imagem gerada através do IFTA e (b) o detalhe de um holograma fabricado pela tecnologia da óptica binária

Na seção 3.5, onde se descreve a estrutura do holograma e sua reconstrução, foi desconsiderada a operação de convolução $\text{sinc}(\text{MRx}, \text{NSy})$ na equação (12). Para reduzir seu efeito e evitar o ruído na reconstrução NETO [28] sugere que uma possível solução é repetir periodicamente o holograma no plano do holograma.

Portanto, de modo a minimizar o ruído na reconstrução, o holograma é repetido quatro vezes na horizontal e quatro vezes na vertical. O holograma final terá 1024 x 1024 células. A figura 3.11 mostra a máscara final usada na fabricação dos hologramas binários.

Figura 3.11 – Máscara final usada na fabricação dos hologramas

Detalhes experimentais do processo de fabricação dos EODs, através da tecnologia da óptica binária, podem ser encontrados em [46].

3.9.1 Fabricação de hologramas de amplitude binária usando filme fotográfico

Hologramas de fase, apesar de serem mais eficientes que hologramas de amplitude, são mais complicados de fabricar (exigem grande estrutura de laboratório e tempo de trabalho). Então, de modo a verificar os cálculos realizados para os hologramas binários foram produzidos hologramas de amplitude binária usando filme fotográfico, de modo fácil e baixo custo.

Devido à correspondência entre hologramas binários, tem-se o mesmo padrão (máscara) tanto para holograma de fase binária quanto para holograma de amplitude binária.

Para a fabricação do holograma de amplitude binária foi realizado o seguinte procedimento: imprime-se (16 vezes) o holograma numa impressora comum (papel A4) e

monta-se um “painel” exatamente como descrito no item 3.9, repetindo o holograma quatro vezes na horizontal e quatro vezes na vertical. A partir disso tem-se o holograma que deve ser transferido ao filme fotográfico.

Usando óptica geométrica pode-se encontrar uma relação entre a distância objeto – câmera fotográfica e a magnificação da imagem obtida. Tem-se que

$$p = f \left(1 - \frac{1}{M} \right) \quad (18)$$

onde p é distância entre o objeto e a máquina fotográfica, f é a distância focal da objetiva usada na máquina fotográfica e M é a magnificação da imagem.

Fazendo os cálculos encontra-se a distância de $3m$ do holograma até a lente da objetiva para que cada célula do holograma fique com a dimensão de $10 \times 10 \mu m$ no filme fotográfico. Dedução da equação (18) e o cálculo entre a distância do objeto e a máquina fotográfica são encontrados no apêndice B. Na figura 3.12 é mostrado um esquema da transferência do padrão do holograma para o filme fotográfico.

Figura 3.12 – Esquema do processo de fabricação dos hologramas binários usando filme fotográfico.

Para uma eficaz fabricação do holograma o filme fotográfico deve ter a resolução necessária ($10 \mu m$). Deste modo foi usado um filme preto e branco com 300 linhas/mm (resolução de aproximadamente $3 \mu m$). Também foi feita a fabricação do holograma usando filme comercial comum (40 linhas/mm), mas este filme não tem resolução necessária e a reconstrução não fornece resultado satisfatório.

Fazendo esse procedimento, ao revelar o filme, temos o holograma de amplitude binária fabricado de maneira simples e baixo-custo [47].

4 RESULTADOS E DISCUSSÃO

De modo a ilustrar o IFTA descrito no capítulo 3 foram calculadas as codificações de três hologramas de fase: fase contínua, 4 níveis de fase e fase binária. Os hologramas calculados têm a dimensão de 256 x 256 pixels (células). Foram feitos vários testes com relação ao número de iterações e foi verificado que o número apresentado para cada holograma é suficiente para obter um bom resultado utilizando o IFTA e acima disso não ocorrem mudanças significativas.

Em todos os cálculos são mostrados o holograma calculado, a reconstrução simulada no computador e os gráficos da eficiência difrativa e do logaritmo natural da relação sinal ruído em função do número de iterações. Também são mostrados os gráficos da fase G^*_{kl} do holograma em determinadas iterações, de modo a visualizar o processo da quantização de fase por passos (seção 3.4.1). Em todos os casos está incluso o fator $\text{sinc}(m/M, n/N)$ (seção 3.6). Para o holograma binário além dos cálculos é mostrada também a reconstrução óptica do holograma, fabricado usando filme fotográfico de acordo com a seção 3.9.1.

Nos três hologramas calculados, a informação inicial a ser reconstruída é a mesma: o logotipo do Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq). Deste modo, pode-se fazer uma melhor comparação entre os três hologramas calculados. A imagem do logotipo do CNPq tem a dimensão de 128 x 42 pixels. Na figura 4.1 é mostrada a informação inicial a ser reconstruída.

Figura 4.1 – Logotipo do CNPq, com dimensão de 128 x 42 pixels

A seguir são descritos os resultados obtidos para os hologramas “CNPq” de fase contínua, 4 níveis de fase e fase binária.

4.1 Holograma “CNPq” de fase contínua

O holograma de fase contínua tem somente a restrição de que, no plano do holograma, a amplitude seja unitária, permitindo qualquer valor de fase entre 0 e 2π .

Para visualizar a ação do operador no plano do holograma (seção 3.4.1) são mostrados na figura 4.2 quatro histogramas da fase G^*_{kl} (entre 0 e 2π) nas iterações (a) $i = 25$, (b) $i = 50$, (c) $i = 75$ e (d) $i = 100$. Nota-se que durante as iterações a fase no plano do holograma tem liberdade para variar entre 0 e 2π .

Figura 4.2 – Holograma “CNPq” de fase contínua: histogramas da fase de G^*_{kl} (em radianos) nas iterações (a) $i = 25$, (b) $i = 50$, (c) $i = 75$ e (d) $i = 100$

Na figura 4.3 é apresentado o holograma “CNPq” de fase contínua calculado e a sua reconstrução simulada no computador. Os pixels pretos representam o valor de fase 0 e os pixels brancos o valor de fase 2π , sendo estes os limites (a fase contínua é representada na figura 26a por uma imagem com 256 níveis de cinza).

Figura 4.3 – Holograma “CNPq” de fase contínua (a) calculado e (b) reconstrução simulada no computador

Nas figuras 4.4 e 4.5 são mostrados os gráficos da eficiência difrativa e do logaritmo natural da relação sinal-ruído em função do número de iterações para o holograma “CNPq” de fase contínua.

Na tabela 4.1 são mostrados os valores finais da eficiência difrativa e da relação sinal ruído para o holograma “CNPq” de fase contínua.

Tabela 4.1 - Valores do holograma “CNPq” de fase contínua: número de iterações, eficiência difrativa e relação sinal-ruído.

Holograma CNPq	iterações	Eficiência Difractiva η_d	Relação Sinal-Ruído SNR
<i>fase contínua</i>	200	0.9317	3027.9

Figura 4.4 – Gráfico da eficiência difrativa em função do número de iterações para o holograma “CNPq” de fase contínua

Figura 4.5 – Gráfico do logaritmo natural da relação sinal-ruído em função do número de iterações para o holograma “CNPq” de fase contínua

Através dos gráficos da eficiência difrativa e da relação sinal ruído pode-se ver claramente o efeito das liberdades dadas no plano de reconstrução. Inicialmente (até 100

iterações) é dado somente liberdade de fase na janela. A partir daí é dada liberdade de fase e amplitude fora da janela. O que se vê é uma pequena queda na eficiência difrativa, pois energia está sendo “jogada” fora da janela de reconstrução, mas com um extraordinário aumento da relação sinal ruído.

4.2 Holograma “CNPq” de 4 níveis de fase

Para visualizar a ação do operador no plano do holograma (seção 3.4.1) são mostrados na figura 4.6 quatro histogramas da fase G^*_{kl} (entre 0 e 2π) nas iterações (a) $i = 50$, (b) $i = 100$, (c) $i = 150$ e (d) $i = 200$, pois melhor mostram o processo da quantização da fase por passos.

Figura 4.6 – Holograma “CNPq” com 4 níveis de fase: histogramas da fase de G^*_{kl} (em radianos) nas iterações (a) $i = 50$, (b) $i = 100$, (c) $i = 150$ e (d) $i = 200$

Na figura 4.7 é apresentado o holograma “CNPq” com 4 níveis de fase calculado e a sua reconstrução simulada no computador. Os pixels pretos representam o valor de fase $\pi/2$ e os pixels brancos o valor de fase 2π , sendo estes os limites (a fase é representada na figura 30a por uma imagem com 4 níveis de cinza).

Figura 4.7 – Holograma “CNPq” com 4 níveis de fase (a) calculado e (b) reconstrução simulada no computador

Nas figuras 4.8 e 4.9 são mostrados os gráficos da eficiência difrativa e do logaritmo natural da relação sinal-ruído em função do número de iterações para o holograma “CNPq” com 4 níveis de fase.

Na tabela 4.2 são mostrados os valores finais da eficiência difrativa e da relação sinal ruído para o holograma “CNPq” com 4 níveis de fase.

Tabela 4.2 - Valores do holograma “CNPq” com 4 níveis de fase: número de iterações, eficiência difrativa e relação sinal-ruído.

Holograma CNPq	iterações	Eficiência Difrativa η_d	Relação Sinal-Ruído SNR
<i>4 níveis de fase</i>	<i>500</i>	<i>0.7234</i>	<i>76.6339</i>

Figura 4.8 – Gráfico da eficiência difrativa em função do número de iterações para o holograma “CNPq” com 4 níveis de fase

Figura 4.9 – Gráfico do logaritmo natural da relação sinal-ruído em função do número de iterações para o holograma “CNPq” com 4 níveis de fase

4.3 Holograma “CNPq” de fase binária

Para visualizar a ação do operador no plano do holograma (seção 3.4.1) são mostrados na figura 4.10 quatro histogramas do módulo da fase G^*_{kl} (entre 0 e π) nas iterações (a) $i = 50$, (b) $i = 100$, (c) $i = 150$ e (d) $i = 200$. Esses valores foram escolhidos pois melhor mostram o processo da quantização da fase por passos.

Figura 4.10 – Holograma “CNPq” de fase binária: histogramas do módulo da fase de G^*_{kl} (em radianos) nas iterações (a) $i = 50$, (b) $i = 100$, (c) $i = 150$ e (d) $i = 200$

Nota-se que, com o aumento no número de iterações i , alguns valores de fase vão sendo excluídos, até que no final só restam os valores de fase 0 e π .

Na figura 4.11 é apresentado o holograma “CNPq” binário calculado e a sua reconstrução simulada no computador. Os pixels pretos representam o valor de fase 0 e os pixels brancos o valor de fase π .

Figura 4.11 – Holograma “CNPq” de fase binária (a) calculado e (b) reconstrução simulada no computador

Nota-se claramente o aparecimento do complexo conjugado do sinal, devido ao fato do holograma ser real (seção 3.3).

Nas figuras 4.12 e 4.13 são mostrados os gráficos da eficiência difrativa e do logaritmo natural da relação sinal-ruído em função do número de iterações para o holograma “CNPq” de fase binária.

Na tabela 4.3 são mostrados os valores finais da eficiência difrativa e da relação sinal ruído para o holograma “CNPq” de fase binária.

Tabela 4.3 - Valores do holograma “CNPq” de fase binária: número de iterações, eficiência difrativa e relação sinal-ruído.

Holograma CNPq	iterações	Eficiência Difrativa η_d	Relação Sinal-Ruído SNR
<i>fase binária</i>	<i>500</i>	<i>0.3211</i>	<i>16.3843</i>

Figura 4.12 – Gráfico da eficiência difrativa em função do número de iterações para o holograma “CNPq” de fase binária

Figura 4.13 – Gráfico do logaritmo natural da relação sinal-ruído em função do número de iterações para o holograma “CNPq” de fase binária

Comparando os resultados dos três hologramas de fase calculados pode-se observar diminuição tanto da eficiência difrativa como da relação sinal ruído com a quantização da fase. No holograma de fase contínua, a única restrição no plano do holograma é a amplitude unitária, podendo a fase assumir qualquer valor entre 0 e 2π . Ao quantizar a fase em 4 níveis e depois em 2, restringe-se ainda mais a liberdade do algoritmo, resultando em diminuição gradual dos valores de eficiência difrativa e sinal ruído. No holograma de fase binária pode-se observar também a queda da eficiência difrativa por um fator maior que 2 em relação ao holograma de 4 níveis de fase devido ao aparecimento do complexo conjugado. Os valores de eficiência difrativa e sinal ruído dependem de muitos parâmetros: número de iterações, padrão de reconstrução do objeto desejado, tamanho da janela de reconstrução, liberdades dadas ao algoritmo, entre outras. Os valores obtidos estão dentro do esperado e seus resultados são satisfatórios.

4.3.1 Reconstrução óptica do holograma “CNPq” de amplitude binária

Devido à correspondência que existe entre hologramas binários de fase e amplitude o holograma de amplitude binário é obtido somando um termo *DC*, transformando uma distribuição de fase binária em uma distribuição de amplitude binária 0 e 1, onde o valor 0 representa uma célula opaca (luz é bloqueada) e o valor 1 representa célula transparente (luz é transmitida) [28]. A fabricação foi feita de acordo com a seção 3.9.1 e a reconstrução óptica foi obtida tirando uma fotografia da transformada de Fourier óptica do holograma. Na figura 4.14 é mostrada a reconstrução óptica do holograma “CNPq” de amplitude binária.

Figura 4.14 – Reconstrução óptica do holograma “CNPq” de amplitude binária

Para calcular a eficiência de difração de hologramas de amplitude binária basta multiplicar o valor da eficiência difrativa calculada por 0,25. Isso porque para esses hologramas aproximadamente metade da energia incidente é transmitida, e metade desta energia transmitida forma o pico central de difração (seção 3.7.1).

No apêndice A são mostrados o cálculo e a reconstrução óptica de mais quatro hologramas de amplitude binária.

A visualização da reconstrução pode ser feita de maneira fácil e direta usando uma fonte pontual de luz e o olho humano, de acordo com a figura 4.15. A fonte pontual de luz funciona como uma fonte coerente e o olho humano funciona como uma lente de Fourier. Uma distância de aproximadamente $3m$ entre a fonte pontual e o holograma faz com que a onda seja aproximadamente plana na região do holograma.

Figura 4.15 – Esquema da visualização da reconstrução óptica dos hologramas binários de maneira direta

5 ESTUDO DA RESSONÂNCIA DE MODULADORES DE FERROELETRETOS POR INTERFEROMETRIA

Neste capítulo é feito o estudo da frequência de ressonância de moduladores de ferroeletretos com canaleta, usando uma montagem experimental baseada no interferômetro de Michelson.

Os ferroeletretos, também chamados de polímeros celulares, são materiais poliméricos que apresentam alto coeficiente piezoelétrico. As várias aplicações destes elementos têm contribuído para o interesse de novas pesquisas na área. Nesse trabalho tem-se o interesse em caracterizar os ferroeletretos por representarem uma possível nova tecnologia na modulação de frente de onda luminosa. Como visto no capítulo 1 a modulação da luz é importante em vários sistemas ópticos, inclusive em tempo real. Através desta tecnologia pode-se pensar em moduladores tanto unidimensionais como bidimensionais, e controlando a corrente elétrica aplicada a cada elemento em um conjunto de ferroeletretos pode-se modular a fase de uma frente de onda luminosa incidente. Os ferroeletretos são materiais refletivos relativamente baratos e de fácil fabricação, representando vantagens em relação a outros elementos moduladores.

O desenvolvimento da tecnologia para produção de moduladores espaciais a base de ferroeletretos depende da caracterização desses elementos. Assim, para contribuir no processo de caracterização desses elementos é descrito nesse capítulo um sistema interferométrico baseado no interferômetro de Michelson que faz a análise das frequências de ressonância de ferroeletretos.

O interferômetro de Michelson é a forma mais fundamental de interferômetro de dois feixes, sendo utilizado em diversas aplicações [26]. O estudo da vibração por métodos interferométricos foi iniciado por Powel e Stetson [48,49] em 1965 e desde então vários

sistemas interferométricos vêm sendo usados no estudo de vibrações e pequenos deslocamentos.

A amostra de ferroeletrito com canaleta usada nas medidas foi recentemente desenvolvida através de uma nova técnica de fabricação, possibilitando um controle da frequência de ressonância apenas controlando fatores geométricos. Faz-se necessário então um método de medida preciso para caracterizar esses novos elementos. A montagem interferométrica proposta pode ser usada para estudar ferroeletritos em geral, não apenas os de canaleta, e representa uma contribuição na caracterização desses elementos.

Inicialmente é feita uma pequena descrição do efeito piezoelétrico. Na seção 5.2, é feita uma descrição dos ferroeletritos, e o processo de fabricação da amostra usada nas medidas. Em seguida é descrita a montagem interferométrica em detalhes, o procedimento usado para se medir as frequências de ressonância e os principais resultados e discussões. As seções 5.1 e 5.2 são baseadas em ALTAFIM [19].

5.1 Piezoeletricidade

O termo piezoeletricidade, do grego *piezin* (pressão), é usado para descrever a propriedade que certos materiais têm de apresentar diferença de potencial elétrico (corrente elétrica) quando submetidos à deformação mecânica e vice-versa. Seu estudo foi iniciado pelos irmãos franceses Jacques e Pierre Curie em 1880 [50], e a busca de novas técnicas para produção de novos materiais que apresentem essa propriedade permanecem foco de pesquisa, devido às várias possibilidades de aplicação desses dispositivos.

Inicialmente o efeito piezoelétrico foi observado em cristais e cerâmicas. Esses materiais apresentam uma assimetria molecular, que resulta em uma polarização permanente (cargas induzidas na superfície do material). Ao aplicar uma força mecânica nesse material (deformação) ocorre uma perturbação da orientação molecular, mudando assim a concentração das cargas induzidas na superfície. Essa mudança na concentração das cargas induzidas gera uma corrente elétrica, que pode ser facilmente medida.

Segundo ALTAFIM *et al* [51] apenas na década de 1950 foram observadas propriedades piezoelétricas em materiais poliméricos, porém até a década de 1990 o uso dos polímeros era limitado pelo baixo coeficiente piezoelétrico. Esta situação mudou com o desenvolvimento dos chamados polímeros porosos, que apresentam elevados índices de

coeficiente piezoelétrico. O efeito piezoelétrico nesses materiais pode ser explicado, de maneira simples, pela presença de cavidades internas nas quais cargas elétricas podem ser aprisionadas através da aplicação de um campo elétrico intenso. Essas cargas aprisionadas geram um macro dipolo nas cavidades. Ao exercer uma pressão no material, as cargas nas superfícies internas das cavidades são aproximadas, reduzindo as cargas induzidas nas superfícies, resultando em uma corrente elétrica. Na figura 5.1 é mostrado um esquema do efeito piezoelétrico em um polímero poroso.

Aplicando-se um sinal com determinada frequência na amostra ocorre uma mudança da distribuição de carga nas superfícies que varia com o tempo, produzindo um efeito “sanfona” na amostra.

Mais detalhes do efeito piezoelétrico podem ser encontrados na referência [52]

Vários tipos de materiais podem apresentar efeito piezoelétrico (cristais, cerâmica, polímeros, etc), inclusive recentemente em escala nanométrica [53]. Estes materiais possuem grande variedade de aplicações devido à possibilidade da conversão entre energia elétrica e mecânica.

Figura 5.1 – Efeito piezoelétrico em um polímero poroso: deslocamento mecânico gera corrente elétrica (e vice-versa) [19]

5.2 Ferroeletritos

Segundo ALTAFIG [19] o termo *eletreto*, designado pelo cientista inglês Oliver Heaviside, refere-se a materiais dielétricos capazes de exibirem uma polarização permanente. Inicialmente esses materiais eram obtidos basicamente de ceras e resinas, derretidas e resfriadas em condições especiais (presença de campo elétrico). Posteriormente pesquisas

reportaram a possibilidade de criar eletretos a partir de materiais termoplásticos (eletretos poliméricos). Assim, o conceito de eletreto foi ampliado, passando a designar não apenas os dielétricos com polarização molecular, mas também os dielétricos com cargas injetadas. Os materiais poliméricos que apresentam o efeito piezoelétrico são chamados *ferroeletretos*. Os avanços nas pesquisas de materiais poliméricos têm proporcionado ferroeletretos com características cada vez melhores no aprisionamento de cargas elétricas.

A quantificação do efeito piezoelétrico é dada pelo chamado coeficiente piezoelétrico c_p , que relaciona a deformação no material com a corrente. O c_p de um ferroeletreto depende de vários fatores: tamanho do material, concentração de carga, rigidez, entre outros. Quanto menor a rigidez elástica, por exemplo, maior o coeficiente piezoelétrico. Com base nessa informação, vários métodos vêm sendo desenvolvidos de modo a obter polímeros cada vez menos rígidos. Devido a sua complexidade, a modelagem matemática em ferroeletretos se torna inviável, e simplificações devem ser feitas.

5.2.1 Ferroeletreto com canaleta

A maioria dos métodos para fabricação de ferroeletretos não permite o controle das cavidades internas, responsáveis pelo aprisionamento das cargas e, conseqüentemente, pelo efeito piezoelétrico. O controle da geometria das cavidades internas possibilitaria explorar novas propriedades dos ferroeletretos, melhorando seu desenvolvimento. Deste modo, novos métodos de fabricação vêm sendo desenvolvidos de modo a se obter um controle das cavidades internas.

Recentemente ferroeletretos com estrutura organizada na forma de canais tubulares (canaletas) têm sido produzidos através de uma nova técnica [19]. Na figura 5.2 é mostrado um esquema do processo de fabricação de ferroeletretos tubulares. O molde usado (PTFE) possui elevada temperatura de degradação, além de propriedades antiaderentes que facilitam sua remoção após o processo de laminação. Ele permite, de modo simples, controlar os parâmetros geométricos da canaleta (espessura, largura e distância entre as canaletas). O controle das espessuras da canaleta fornece uma importante vantagem que é o controle da frequência de ressonância do material, ou seja, em qual frequência aplicada no ferroeletreto ocorre um maior efeito piezoelétrico. Este controle possibilita aplicações específicas.

Figura 5.2 – (a) nova técnica de produção de ferroeletritos com estruturas internas, onde o molde (PTFE) possibilita o controle dos parâmetros geométricos e (b) geometria das cavidades. FEP e PTFE são filmes poliméricos [19]

Na figura 5.3 é mostrada a amostra produzida pelo método de fabricação descrito na figura 5.2, e usada nas medidas interferométricas (seção 5.3).

Figura 5.3 – Amostra de ferroeletrito metalizada com alumínio, usada nas medidas de ressonância [19]

Na fabricação desta amostra foi usado filme Teflon FEP de $50\mu m$ de espessura, com um molde de PTFE com espessura de $100\mu m$. Através da retirada do molde forma-se uma estrutura com quatro canaletas de $1,5mm$ de largura por $100\mu m$ de altura.

Vários métodos vêm sendo usados para medir a frequência de ressonância em ferroeletritos com estrutura, mas nenhum fornece um método eficaz para a medida. Por

exemplo, métodos de medida diretos (aplicação de força) apresentam dificuldades na medida da frequência de ressonância devido à limitação mecânica. Métodos alternativos, como espectroscopia dielétrica [54] e sistemas acústicos, não permitem medir precisamente a frequência de ressonância em uma única canaleta, mas somente na amostra como um todo. Assim, um sistema capaz de medir as frequências de ressonância de maneira eficaz se faz necessário [55].

Deste modo, neste capítulo é proposto o uso de uma montagem interferométrica para verificar a frequência de ressonância em ferroeletritos em geral, sendo usada neste trabalho para medir a frequência de ressonância de ferroeletrito com canaleta (permite estudar o efeito em um único canal da amostra, representando uma vantagem em relação a outros métodos). O uso da interferometria e principais características serão discutidas na seção 5.4.

Detalhes experimentais do processo de desenvolvimento e caracterização das amostras de ferroeletrito usadas podem ser encontrados na referência [19].

5.3 Montagem interferométrica

A montagem interferométrica foi proposta de modo a verificar a frequência de ressonância de modo simples, em tempo real, através da observação do padrão de interferência. Consiste basicamente de um interferômetro de Michelson, com a amostra de ferroeletrito em um de seus braços. A montagem experimental está esquematizada na figura 5.4.

A fonte óptica usada é um laser *He-Ne* comercial, operando em $632,8nm$. O filtro espacial e a lente L1 são usados para produzir um feixe expandido e colimado. A luz refletida pelo espelho M1 é dividida por um divisor de feixe (BS) em dois feixes. Uma parte da luz é refletida pelo espelho M2 e a outra parte é focada na amostra de ferroeletrito através da lente convergente L2. Isso permite estudar o efeito em um único canal da amostra e não na estrutura inteira, representando uma vantagem em relação a outros métodos. O padrão de interferência gerado pelos dois feixes é gravado por uma câmera CCD usando a lente L3, e visualizada em um computador. Para controlar a intensidade da luz que chega à CCD usam-se polarizadores lineares (P1 e P2). Variando a frequência aplicada no ferroeletrito e observando o padrão de interferência determinam-se as frequências de ressonância em tempo real.

- L1 → lente convergente de distância focal 25 cm
 M1,M2 → espelhos planos
 BS → divisor de feixe (*beam splitter*)
 L2 → lente convergente de distância focal 15 cm
 L3 → lente convergente de distância focal 25 cm
 F → amostra (ferroeletreto), figura 5.3
 T → transformador
 CCD → câmera ccd

Figura 5.4 – Sistema interferométrico usado para determinar as frequências de ressonância em ferroeletretos e legenda dos símbolos.

Para correto alinhamento do sistema os componentes encontram-se em suportes adequados, em cima de uma bancada óptica. A lente L2 está posicionada em um suporte que permite o deslocamento na direção paralela ao feixe (direção y), de modo a controlar a largura do feixe na amostra, e a amostra de ferroeletreto encontra-se em um suporte que permite deslocamento nas três direções (x,y,z).

De acordo com a necessidade pode-se usar uma objetiva de microscópio para focalizar o feixe na amostra. Esse tipo de objetiva apresenta distância focal pequena (da ordem de mm) o que faz com que a largura do feixe na distância focal seja bem pequena (da ordem de μm). Mas como a mostra estudada apresenta largura da canaleta da ordem de mm então optou-se

por usar uma lente com distância focal maior, que permite um melhor alinhamento do sistema e a possibilidade de medidas em série com maior facilidade.

A frequência elétrica aplicada na amostra de ferroeletrico variou de 1 a 30kHz , devido ao fato de outras medidas terem indicado a ressonância nessa faixa de frequência. Foi usado um gerador de frequência comercial *Tektronix*, com função de onda senoidal.

5.4 Resultados e Discussão

A análise dos resultados é feita através do padrão de interferência, gravado pela câmera CCD. Primeiramente foi colocado um espelho plano no lugar da amostra de ferroeletrico, de modo a se fazer um alinhamento do sistema. Em seguida é substituído pela amostra e inicia-se a medida. Os resultados obtidos para quatro situações diferentes são mostrados na figura 5.5.

Figura 5.5 – Imagens obtidas na câmera CCD para 4 diferentes situações: (a) espelho plano colocado no lugar da amostra, (b) amostra sem sinal, (c) amostra fora da frequência de ressonância e (d) amostra na frequência de ressonância.

Com um espelho plano colocado no lugar da amostra, tem-se o padrão de interferência regular de um interferômetro de Michelson (anéis de interferência), figura 5.5a. Colocando a amostra (sem sinal) podem-se observar as franjas de interferência, distorcidas pelo fato da amostra não ser totalmente plana (figura 5.5b). Com a amostra fora da frequência de ressonância o deslocamento mecânico é pequeno e o sistema continua apresentando as franjas de interferência (figura 5.5c). Entretanto na frequência de ressonância o deslocamento mecânico é substancial, produzindo o borramento das franjas de interferência (figura 5.5d). Com relação ao deslocamento substancial que causa o borramento do padrão a presente montagem interferométrica não permite quantificar o deslocamento da amostra, apenas pode-se afirmar que foi aproximadamente $\lambda/4$ ($158,2nm$), pelo menos. Isso porque o borramento indica que, com o deslocamento, o máximo de uma franja “corre” para a posição onde havia um mínimo. Devido à frequência do deslocamento ser grande ($\sim kHz$) o olho humano não tem resolução temporal (nem a câmera CCD) para verificar o movimento das franjas, resultando na imagem de um borrão.

Os valores medidos para frequência de ressonância na amostra de ferroeletrito com canaleta são mostrados na tabela 5.1.

Tabela 5.1 - Valores medidos para frequência de ressonância

<i>frequência de ressonância (kHz)</i>	6,8	13,5	18,3	24,8
--	-----	------	------	------

A medida da frequência de ressonância por espectroscopia dielétrica encontrou o seguinte valor [55]:

<i>pico de ressonância em aproximadamente 25 kHz</i>
--

A medida interferométrica encontrou outras frequências de ressonância além da encontrada por espectroscopia dielétrica ($\sim 25kHz$). Este fato poderia indicar algumas situações, como por exemplo, a existência de outras frequências de ressonância não detectadas pela espectroscopia dielétrica ou problemas com relação ao aprisionamento da amostra no suporte. Mas observando os valores obtidos e verificando o transformador usado

vê-se que na verdade o transformador usado gera, além da frequência indicada, seus harmônicos. Sendo assim, é observada apenas uma única frequência (24,8kHz), que indica aproximadamente mesmo valor que o medido por espectroscopia dielétrica.

Vê-se, então, que a medida interferométrica demonstra total viabilidade na medida da frequência de ressonância de moduladores de ferroeletritos de canaleta. Não apenas para medir a frequência de ressonância de ferroeletritos com canaleta como também para medir a ressonância de ferroeletritos em geral. Além disso, a montagem interferométrica apresenta total condição de ser explorada, de modo a obter informações do comportamento do ferroeletrito fora da ressonância.

Entre algumas características da montagem interferométrica usada no estudo das frequências de ressonância em ferroeletritos podem-se ressaltar:

- sem força (considerável) aplicada na amostra durante a medida;
- sensível a pequenos deslocamentos;
- não requer equipamentos sofisticados;
- amostra pode ser trocada com grande facilidade, permitindo várias medidas;
- determinação das frequências de ressonância em tempo real;
- varredura pontual na amostra;

Neste trabalho, o interesse na caracterização de ferroeletritos deve-se ao fato desse novo elemento representar uma possível nova tecnologia na modulação de uma frente de onda luminosa. Possível porque vários tipos de caracterização ainda precisam ser feitos, além de outros fatores a ser considerados: dimensão dos ferroeletritos, eletrônica a ser desenvolvida, viabilidade comercial, entre muitas outras.

Com relação a trabalhos futuros o sistema será explorado, de modo a não somente obter a frequência de ressonância, mas também verificar o comportamento dos ferroeletritos fora da ressonância. Através de um sistema que contemple um fotodetector e um osciloscópio pode-se, por exemplo, fazer medidas precisas do tamanho do deslocamento mecânico, através da contagem das franjas (seção 2.5).

Considerando todos esses fatores pode-se concluir que o sistema interferométrico proposto demonstrou viabilidade no estudo de moduladores de ferroeletritos, contribuindo assim para caracterização desses novos elementos.

6 CONCLUSÃO

Este trabalho proporcionou um estudo dos processos envolvidos com moduladores espaciais de luz. Na primeira parte do trabalho foi usado o Algoritmo Iterativo da Transformada de Fourier para calcular hologramas de fase contínua, 4 níveis de fase e fase binária. Para evitar a estagnação do algoritmo foi usado um operador no plano do holograma que faz a quantização por passos. Esse operador se mostrou bastante eficaz na quantização da fase. Os valores de eficiência difrativa e sinal ruído dependem de muitos parâmetros, sendo difícil uma comparação entre valores. Mas pode-se afirmar que os valores obtidos para os hologramas calculados foram satisfatórios e estão de acordo com a literatura.

Hologramas binários foram fabricados usando filme fotográfico, de maneira simples e baixo custo. As reconstruções ópticas dos hologramas de amplitude binária estão dentro do esperado. O processo de fabricação usando filme fotográfico não permite controle preciso de certos parâmetros comparado à fabricação usando óptica binária, e servem apenas para verificação do cálculo realizado. As reconstruções ópticas demonstram o poder da óptica difrativa no controle da frente de onda da luz e a viabilidade do uso do IFTA na codificação de hologramas.

Na segunda parte deste trabalho pode ser feito o estudo das frequências de ressonância de moduladores de ferroeletritos com canaleta usando uma montagem baseada no interferômetro de Michelson. Os resultados obtidos e as discussões demonstram a viabilidade do uso da montagem proposta no estudo do ferroeletritos em geral, não apenas os de canaleta. A montagem interferométrica pode ainda ser otimizada, contribuindo para o avanço na caracterização dos ferroeletritos.

REFERÊNCIAS

- [1] VELDKAMP, W. B.; McHUGH, T. J. (1992) "Binary Optics", Scientific American, May, p. 92-97.
- [2] VELDKAMP, W.B. (2006) "Binary Optics and Beyond: Where Do We Go from Here", Japanese Journal of Applied Physics, Vol. 45, No. 8B, p. 6550-6554.
- [3] FEDOR, A. (2009) "Diffractive Optics: Harmonic optical element simplifies Blu-ray optics", Laser Focus World, Vol. 45, issue 2.
- [4] CIRINO, G. A.; MANSANO, R. D.; VERDONCK, P.; CESCATO, L.; NETO, L. G. (2010) "Diffractive phase-shift lithography photomask operating in proximity print mode", Optics Express, Vol. 18, No. 16, p. 16387.
- [5] MENDOZA-YERO, O.; MÍNGUEZ-VEGA, G.; LANCIS, J.; TAJAHUERCE, E.; CLIMENT, V. (2008) "Spectral analysis of femtosecond pulse diffraction through binary diffractive optical elements: theory and experiment", Optics Express, Vol. 16, No. 4, p. 2541-2546.
- [6] WATSON, B. O.; NIKOLENKO, V. ARAYA, R.; PETERKA, D. S.; WOODRUFF, A.; YUSTE, R. (2010) "Two-photon microscopy with diffractive optical elements and spatial light modulators", Frontiers in Neuroscience, Vol. 4, Article 29, p. 1.
- [7] AGRAWAL, G. P. (1992) "Fiber-Optics Communication Systems", John Wiley & Sons, Inc, p. 282.
- [8] MÍNGUEZ-VEGA, G.; MENDOZA-YERO, O.; TAJAHUERCE, E.; LANCIS, J.; ANDRÉS, P. (2009) "Optical filter based on a spatially patterned kinoform diffractive lens", IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 21, No. 6, p. 347-349.

- [9] SHENG, Y., NETO, L. G., ROBERGE, D., SHEN, L., PAUL-HUS, G. (1996) "Electro-optical devices and systems for processing", 1996 SPIE's International Symposium on Optical Science, Engineering and Instrumentation, Denver, Colorado, 4-9 August 1996. SPIE Proceedings Vol. CR65.
- [10] SHENG, Y., ROBERGE, D., NETO, L. G., SHEN, L., PAUL-HUS, G. (1996) "Programmable phase-mostly holograms and correlation filters", Laser and Opt. Tech. Vol. 28, No. 2, p. 129-143.
- [11] NETO, L. G. (1998) "Implementation of image encryption using the phase contrast technique" Optical Pattern Recognition IX, David P. Casassent – Carnegie Mellon Univ., Tien-Hsin Chao – Jet Propulsion Lab., Editors, Proceedings of SPIE, Vol. 3386, p. 284-290. Orlando'98 SPIE's AeroSense Symposium, 12-17 April, ISBN 0-8194-2835-3.
- [12] GOODMAN, J. W. (1996) "Introduction to Fourier Optics", Second Edition, New York, McGraw-Hill Publishing Company.
- [13] NETO, L. G.; ROBERGE, D.; SHENG, Y. (1995) "Programmable optical phase-mostly holograms with coupled-mode modulation liquid-crystal television", Applied Optics, Vol. 34, No 11, p. 1944-1950.
- [14] NETO, L. G.; ROBERGE, D.; SHENG, Y. (1996) "Full-range, continuous, complex modulation by the use of two coupled-mode liquid-crystal televisions", Applied Optics, Vol. 35, No 23, p. 4567-4576.
- [15] MINIEWICZ, A.; GNIEWEK, A.; PARKA, J. (2002) "Liquid crystals for photonic applications", Optical Materials, Vol. 21, p. 605-610.
- [16] http://www.holoeye.com/spatial_light_modulators-technology.html. Acessado em 15/01/2011.
- [17] SALEH, B. E. A.; TEICH, M. C. (1991) "Fundamentals of Photonics", New York, John Wiley & Sons, Inc.
- [18] QIU, X. (2010) "Patterned piezo-, pyro-, and ferroelectricity of poled polymer electrets", Journal of Applied Physics, Vol. 108, p. 1-19.

-
- [19] ALTAFIM, R. A. P. (2010) “Novos piezoeletretos: desenvolvimento e caracterização”, Tese apresentada a Escola de Engenharia de São Carlos da Universidade de São Paulo, como parte dos requisitos para obtenção do título de Doutor em Ciências, Programa de Engenharia Elétrica.
- [20] HECHT, E. (1984) “Optics”, Addison-Wesley Publishing Company, Inc.
- [21] SOMMERFELD, A. (1954). Optics, volume IV of Lectures on Theoretical Physics. Academic Press, New York, NY.
- [22] GABOR, D. (1948) “A new microscope principle”, Nature, Vol. 161, p. 777.
- [23] HARIHARAN, P. (1996) “Optical Holography: Principles, techniques and applications”, Second Edition, Cambridge University Press.
- [24] <http://micro.magnet.fsu.edu/primer/lightandcolor/interferenceintro.html> - acessada em 29/09/2009 e adaptada ao português.
- [25] TIPLER, P. A.; LLEWELLYN, R. A. (2001) “Física Moderna”, 3ª Edição, Editora LTC, Rio de Janeiro.
- [26] FOWLES, G. R. (1975) “Introduction to Modern Optics”, Second Edition, Dover Publications, New York.
- [27] BRYNGDAHL, O.; WYROWSKI, F. (1990) “Digital Holography – Computer-Generated Holograms”, E. Wolf, Progress in Optics XXVIII, Elsevier Science Publishers B.V.
- [28] NETO, L. G. (1995) “Optical real-time holograms using liquid crystal television and computer iterative design”, Thèse présentée à la Faculté des études supérieures de l’Université Laval pour l’obtention du grade de Philosophiae Doctor (Ph.D.), octobre.
- [29] COOLEY, J.W.; TUKEY, J.W. (1965) “An algorithm for the Machine Calculation of Complex Fourier Series”. Mathematics of Computation, Vol. 19, No. 90, p. 297-301.
- [30] LI, M.; HAGBERG, M.; BENGTSSON, J.; ERIKSSON, N.; HAGBERG, M.; LARSSON, A.; SUHARA, T. (1996) “Of-Plane Computer-Generated Waveguide Hologram”, IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, Dec.

[31] BROWN, B. R.; LOHMANN, A. W. (1966) "Complex Spatial Filtering with Binary Masks", *Applied Optics*, Vol. 5, No. 6, p. 967-969.

[32] LEE, W. H.(1974) "Binary Synthetic Holograms", *Applied Optics*, Vol. 13, No. 7, p. 1677-1682.

[33] SELDOWITZ, M. A.; ALLEBACH, J. P.; SWEENEY, D. W. (1987) "Synthesis of digital holograms by direct binary search", *Applied Optics*, Vol. 26, No. 14, p. 2788-2797.

[34] WYROWSKI, F.(1989) "Iterative quantization of digital amplitude holograms", *Applied Optics*, Vol. 28, No. 18, p. 3864-3870.

[35] WYROWSKI, F.; BRYNGDAHL, O. (1988) "Iterative Fourier-transform algorithm applied to computer holography", *Journal of Optical Society of America A*, Vol. 5, No. 7, p. 1058-1066.

[36] HIRCH, P. M.; JORDAN, J. A.; LESEM, L. B. (1971). "Method of making an object-dependent diffuser", U.S. Patent No. 3,619,022.

[37] FIENUP, J. R. (1980) "Iterative method applied to image reconstruction and to computer-generated holograms", *Optical Engineering*, Vol. 19, No. 3, p. 297-305.

[38] LIU, J. S.; CALEY, A. J.; TAGHIZADEH, M. R. (2006) "Symmetrical iterative Fourier-transform algorithm using both phase and amplitude freedoms", *Optics Communication*, Vol. 267, p. 347-355.

[39] RIPOLL, O.; KETTNEN, V.; HERZIG, H.P. (2004) "Review of iterative Fourier-transform algorithms for beam shape applications", *Optical Engineering*, Vol. 43, No. 2549.

[40] THOSON, M. J.; TAGHIZADEH, M. R (2004) "Design and fabrication of Fourier plane diffractive optical elements for high-power fiber-coupling applications", *Optics and Lasers Engineering*, Vol. 43, Issue 6, p. 671-681.

[41] WYROWSKI, F. (1990) "Diffraction efficiency of analog and quantized digital amplitude holograms: analysis and manipulation", *Journal of Optical Society of America A*, Vol.7, No. 3, p. 383-393.

[42] WYROWSKI, F. (1989) "Diffractive optical elements: iterative calculation of quantized, blasé phase structures", *Journal of Optical Society of America A*, Vol.7, No. 6, p. 961-969.

-
- [43] BRACEWELL, R. N. (2000) "The Fourier Transform and its Applications", 3rd Edition, McGraw-Hill, New York.
- [44] BRIGHAM, E.O. (1988) "The fast Fourier transform and its applications", New Jersey, Prentice-Hall, Inc.
- [45] AAGEDAL, H.; WYROWSKI, F.; SCHMID, M. (1997) "Diffractive Optics for Industrial and Commercial Applications", Edited by J. Turunen and F. Wyrowski, 1 Ed., Berlin, Akademie Verlag, ISBN 3-05-501733-1, chapter 6.
- [46] CIRINO, G. A. (2002) "Fabricação de Elementos Ópticos Difrativos empregando processos de microusinagem", Tese apresentada a Escola Politécnica da Universidade de São Paulo para obtenção do título de Doutor em Engenharia.
- [47] MAZULQUIM, D. B.; CIRINO, G. A.; NETO, L. G. (2010) "Binary amplitude holograms: coding and fabrication using photographic film", Latin America Optics and Photonics Conference (LAOP), OSA Technical Digest (CD), Optical Society of America, 2010, paper WE18.
- [48] POWEL, R. L.; STETSON, K. A. (1965) "Interferometric analysis by wavefront reconstruction", Journal of Optical Society of America, Vol. 55, p. 1593-1598.
- [49] STETSON, K. A.; POWEL, R. L. (1965) "Interferometric hologram evaluation and real-time vibration analysis of diffuse objects", Journal of Optical Society of America, Vol. 55, p. 1694-1695.
- [50] CROSS, E. (2004) "Material Science: lead-free at last", Nature, Vol. 432, p. 24.
- [51] ALTAFIM, R. A. C.; BASSO, H.C.; NETO, L. G.; LIMA, L.; ALTAFIM, R. A. P.; AQUINO, C. V. (2005) "Piezoelectricity in Multi-Air Voids Electrets", IEEE Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena, p. 669-672.
- [52] IKEDA, T. (1990) "Fundamentals of Piezoelectricity", Oxford: Oxford Univ. Press.
- [53] Tyagi, P.; Cooney, R. R.; Sewall, S. L.; Sagar, D. M.; Saari, J. I. and Kambhampati, P. (2010) "Controlling piezoelectric response in semiconductor quantum dots via impulsive charge localization", Nanoletters, Vol. 10, p. 3062-3067.

[54] MELLINGER, A. (2003) "Dielectric resonance spectroscopy: a versatile tool in the quest for better piezoelectric polymers", *European Journal of Physics*, Vol. 24, p. 535-542.

[55] MAZULQUIM, D. B.; ALTAFIM, R. A. P.; BASSO, H. C.; ALTAFIM, R. A. C.; NETO, L. G. (2010) "Resonance frequency analysis in open tubular channels ferroelectrets by interferometry", *Latin America Optics and Photonics Conference (LAOP)*, OSA Technical Digest (CD), Optical Society of America, 2010, paper WE17.

APÊNDICE A – HOLOGRAMAS DE AMPLITUDE BINÁRIA

Nesta seção é mostrado o cálculo e a reconstrução óptica de mais quatro hologramas de amplitude binária. Os hologramas foram fabricados de acordo com a seção 3.9.1 e a reconstrução óptica foi obtida fotografando-se a transformada de Fourier óptica do holograma.

Com exceção do holograma “CNPq” e “USP”, os outros hologramas binários calculados têm o objeto que representa a informação a ser reconstruída centralizada no plano de reconstrução. Isso porque nos outros hologramas a figura inicial é simétrica em x e y , fazendo com que o módulo do complexo conjugado do objeto seja igual ao objeto. Para objetos não simétricos a informação deve ser posicionada em uma janela não central para que não ocorra sobreposição do objeto e seu complexo conjugado.

Os histogramas das fases dos hologramas abaixo são omitidos, pois são muito semelhantes aos histogramas obtidos para o holograma “CNPq” de fase binária, apresentado no texto principal (figura 4.10).

A seguir são apresentados o cálculo, a reconstrução simulada, a reconstrução óptica e os gráficos da eficiência difrativa e do logaritmo natural da relação sinal ruído em função do número de iterações para quatro hologramas: “mira_1”, “mira_2”, “USP” e “linhas”.

A.1 Holograma “mira_1”

O holograma “mira_1” foi calculado de modo a se obter uma imagem com forma de mira no plano de reconstrução. A imagem tem a dimensão de 128 x 128 pixels e é mostrada na figura A.1.

Figura A.1 – Imagem “mira_1”, com dimensão de 128 x 128 pixels.

Na figura A.2 é apresentado o holograma “mira_1” calculado e a sua reconstrução simulada no computador.

(a)

(b)

Figura A.2 – Holograma “mira_1” (a) calculado e (b) reconstrução simulada no computador com pico central omitido.

Na figura A.3 é mostrada a reconstrução óptica do holograma “mira_1”.

Figura A.3 – Reconstrução óptica do holograma “mira_1”

Nas figuras A.4 e A.5 são mostrados os gráficos da eficiência difrativa e do logaritmo natural da relação sinal-ruído em função do número de iterações para o holograma “mira_1”.

Figura A.4 – Gráfico da eficiência difrativa em função do número de iterações para o holograma “mira_1”.

Figura A.5 – Gráfico do logaritmo natural da relação sinal-ruído em função do número de iterações para o holograma “mira_1”.

Na tabela A.1 são mostrados os valores finais da eficiência difrativa e da relação sinal-ruído para o holograma “mira_1”.

Tabela A.1 - Valores do holograma “mira_1”: número de iterações, eficiência difrativa e relação sinal-ruído.

Holograma	iterações	Eficiência Difrativa η_d	Relação Sinal-Ruído SNR
<i>mira_1</i>	500	0.6368	18.2386

A.2 Holograma “mira_2”

Este holograma foi calculado de modo a formar a imagem de uma mira retangular no plano de reconstrução. A imagem tem dimensão de 128 x 100 pixels e é mostrada na figura A.6.

Figura A.6 – Imagem “mira_2”, com dimensão de 128 x 100 pixels.

Na figura A.7 é apresentado o holograma “mira_2” calculado e a sua reconstrução simulada no computador.

(a)

(b)

Figura A.7 – Holograma “mira_2” (a) calculado e (b) reconstrução simulada no computador com pico central omitido.

Na figura A.8 é mostrada a reconstrução óptica do holograma “mira_2”.

Figura A.8 – Reconstrução óptica do holograma “mira_2”

Nas figuras A.9 e A.10 são mostrados os gráficos da eficiência difrativa e do logaritmo natural da relação sinal-ruído em função do número de iterações para o holograma “mira_2”.

Figura A.9 – Gráfico da eficiência difrativa em função do número de iterações para o holograma “mira_2”.

Figura A.10 – Gráfico do logaritmo natural da relação sinal-ruído em função do número de iterações para o holograma “mira_2”.

Na tabela A.2 são mostrados os valores finais da eficiência difrativa e da relação sinal-ruído para o holograma “mira_2”.

Tabela A.2 - Valores do holograma “mira_2”: número de iterações, eficiência difrativa e relação sinal-ruído.

Holograma	iterações	Eficiência Difrativa η_d	Relação Sinal-Ruído SNR
<i>mira_2</i>	500	0.6476	21.8639

A.3 Holograma “USP”

Este holograma foi calculado de modo a gerar no plano de reconstrução a imagem do logotipo da Universidade de São Paulo, mostrada na figura A.11. Esta imagem tem a dimensão de 128 x 128 pixels.

Figura A.11 – Logotipo da USP, com dimensão de 132 x 52 pixels.

Na figura A.12 é apresentado o holograma “USP” calculado e a sua reconstrução simulada no computador.

Figura A.12 – Holograma “USP” (a) calculado e (b) reconstrução simulada no computador com pico central omitido.

Na figura A.13 é mostrada a reconstrução óptica do holograma “USP”.

Figura A.13 – Reconstrução óptica do holograma “USP”

Nas figuras A.14 e A.15 são mostrados os gráficos da eficiência difrativa e do logaritmo natural da relação sinal-ruído em função do número de iterações para o holograma “USP”.

Figura A.14 – Gráfico da eficiência difrativa em função do número de iterações para o holograma “USP”.

Figura A.15 – Gráfico do logaritmo natural da relação sinal-ruído em função do número de iterações para o holograma “USP”.

Na tabela A.3 são mostrados os valores finais da eficiência difrativa e da relação sinal-ruído para o holograma “USP”.

Tabela A.3 - Valores do holograma “USP”: número de iterações, eficiência difrativa e relação sinal-ruído.

Holograma	iterações	Eficiência Difrativa η_d	Relação Sinal-Ruído SNR
<i>USP</i>	<i>500</i>	<i>0.2608</i>	<i>8.8557</i>

A.4 Holograma “linhas”

Este holograma foi calculado de modo a gerar no plano de reconstrução a imagem mostrada na figura A.16. Esta imagem tem a dimensão de 128 x 128 pixels.

Figura A.16 – Imagem “linhas”, com dimensão de 128 x 128 pixels.

Na figura A.17 é apresentado o holograma “linhas” calculado e a sua reconstrução simulada no computador.

Figura A.17 – Holograma “linhas” (a) calculado e (b) reconstrução simulada no computador com pico central omitido.

Na figura A.18 é mostrada a reconstrução óptica do holograma “linhas”.

Figura A.18 – Reconstrução óptica do holograma “linhas”

Nas figuras A.19 e A.20 são mostrados os gráficos da eficiência difrativa e do logaritmo natural da relação sinal-ruído em função do número de iterações para o holograma “linhas”.

Figura A.19 – Gráfico da eficiência difrativa em função do número de iterações para o holograma “linhas”.

Figura A.20 – Gráfico do logaritmo natural da relação sinal-ruído em função do número de iterações para o holograma “linhas”.

Na tabela A.4 são mostrados os valores finais da eficiência difrativa e da relação sinal-ruído para o holograma “linhas”.

Tabela A.4 - Valores do holograma “linhas”: número de iterações, eficiência difrativa e relação sinal-ruído.

Holograma	iterações	Eficiência Difrativa η_d	Relação Sinal-Ruído SNR
<i>linhas</i>	<i>500</i>	<i>0.6483</i>	<i>19.1885</i>

APÊNDICE B – RELAÇÃO ENTRE A DISTÂNCIA OBJETO-LENTE E MAGNIFICAÇÃO DA IMAGEM

Na figura B.1 pode-se visualizar a imagem de um objeto formada por uma lente convergente.

Figura B.1 – Formação da imagem de um objeto por uma lente convergente e parâmetros para estudo

onde

$O \rightarrow$ tamanho do objeto

$I \rightarrow$ tamanho da imagem

$f \rightarrow$ distância focal da lente convergente

$p \rightarrow$ distância entre o objeto e a lente

$p' \rightarrow$ distância entre a imagem e a lente

Segundo a óptica geométrica, a relação entre a p , p' e f , conhecida como equação de Gauss, é dada por

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{p} + \frac{1}{p'} \quad (19)$$

e a magnificação, ou aumento linear da imagem, é dada pela relação:

$$M = \frac{I}{O} = -\frac{p'}{p} \quad (20)$$

onde $M < 0$ para imagem real e invertida e $M > 0$ para imagem virtual e sem inversão.

Relacionando as equações (19) e (20) tem-se

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{p} + \frac{1}{(-Mp)} \quad \rightarrow \quad \frac{1}{f} = \frac{1}{p} \left(1 - \frac{1}{M} \right) \quad \text{e, portanto,}$$

$$\boxed{p = f \left(1 - \frac{1}{M} \right)} \quad (21)$$

Tem-se então uma relação direta entre a magnificação (M) e a distância do objeto a lente (p). No nosso caso, o tamanho do holograma total no painel é de 50cm (1024 pixels). Para que o tamanho de cada pixel seja $10\mu\text{m}$ no filme fotográfico (ou seja, tamanho total da imagem = $1,024\text{cm}$), tem-se que $M = -2,048 \cdot 10^{-2}$ ($M < 0$ para câmera fotográfica).

A objetiva da máquina usada tem distância focal $f = 60\text{mm}$, o que resulta numa distância entre o objeto (holograma) e a lente da máquina fotográfica

$$\boxed{p = 3\text{m}}$$

Ou seja, fotografando-se o holograma nessa distância, cada pixel irá ter a dimensão de $10 \times 10\mu\text{m}$ no filme fotográfico, respeitando assim a teoria usada no cálculo dos elementos difrativos.

APÊNDICE C – DEFINIÇÕES DE FUNÇÕES E OPERAÇÕES

Definições de funções e operações úteis na formulação matemática dos processos envolvidos com os elementos ópticos difrativos:

→ **função retângulo:**

$$rect(x, y) = rect(x).rect(y)$$

onde

$$rect(x) = \begin{cases} 1, & |x| < 1/2 \\ \frac{1}{2}, & |x| = 1/2 \\ 0, & \text{outros} \end{cases} \quad rect(y) = \begin{cases} 1, & |y| < 1/2 \\ \frac{1}{2}, & |y| = 1/2 \\ 0, & \text{outros} \end{cases}$$

→ **função sinc:**

$$\text{sinc}(x, y) = \frac{1}{\pi^2 xy} \sin(\pi x) \sin(\pi y)$$

→ **Convolução de duas funções:** $g(x, y)$ e $h(x, y)$

$$g(x, y) * h(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} g(\xi, \eta) h(x - \xi, y - \eta) d\xi d\eta$$