

ANDRÉ DE OLIVEIRA PRETO

**CARACTERIZAÇÃO DE MATERIAIS POR INTERFEROMETRIA
HOLOGRAFICA EM CRISTAIS FOTORREFRATIVOS UTILIZANDO
LASERS DE DIODO MULTIMODO**

São Paulo
2009

ANDRÉ DE OLIVEIRA PRETO

**CARACTERIZAÇÃO DE MATERIAIS POR INTERFEROMETRIA
HOLOGRAFICA EM CRISTAIS FOTORREFRATIVOS UTILIZANDO
LASERS DE DIODO MULTIMODO**

Dissertação apresentada à Escola
Politécnica da Universidade de São
Paulo para a obtenção do título de
Mestre em Engenharia.

São Paulo
2009

ANDRÉ DE OLIVEIRA PRETO

**CARACTERIZAÇÃO DE MATERIAIS POR INTERFEROMETRIA
HOLOGRAFICA EM CRISTAIS FOTORREFRATIVOS UTILIZANDO
LASERS DE DIODO MULTIMODO**

Dissertação apresentada à Escola
Politécnica da Universidade de São
Paulo para a obtenção do título de
Mestre em Engenharia.

Área de concentração:
Microeletrônica

Orientador:
Prof. Dr. Eduardo Acedo Barbosa

São Paulo
2009

DEDICATÓRIA

Este trabalho é dedicado àqueles que sempre me incentivaram a prosseguir quaisquer que sejam os obstáculos. Minha eterna gratidão e reconhecimento à Suzete Martins de Oliveira, minha amada mãe e Davi de Oliveira Preto, meu eterno pai (In memoriam).

AGRADECIMENTOS

A minha família por todo o apoio e incentivo.

À minha namorada, Luciane, pelo amor, companheirismo e incentivo, durante todo o período juntos. Agradeço também pela enorme ajuda em todas as etapas deste trabalho.

Ao Prof Dr Eduardo Acedo Barbosa pela orientação, apoio, constante esclarecimentos, enorme aprendizado, por acreditar em meu trabalho, pela grande amizade e por fazer do laboratório de óptica da FATEC um ambiente extremamente agradável.

À Escola Politécnica da USP, em especial ao departamento de Engenharia de Sistemas Elétricos.

À Faculdade de Tecnologia de São Paulo pela utilização da infra-estrutura do Laboratório de Óptica Aplicada.

Aos colegas do Laboratório de Óptica Aplicada da FATEC-SP, em especial a Wellington e Camila

Ao Danilo Mariano, por toda a ajuda, companheirismo, paciência e amizade

Ao Prof^o Dr. Nilton Morimoto do LSI pelo seu apoio e ajuda.

A Prof^a Dr^a Lilia Coronato da UNIFESP pelo grande incentivo.

Ao Jair, Flávia, Daniel, Aline, Windson e José Francisco, pela grande ajuda e, claro, pela grande amizade.

Aos meus amigos, por sempre me apoiarem e incentivarem.

A todos que de forma direta ou indireta contribuíram para o desenvolvimento deste trabalho, o meu sincero agradecimento. Obrigado!

E agradeço especialmente a Deus por toda oportunidade que me apresentou e também por ter me proporcionado conhecer pessoas especiais, as quais levo e sempre levarei em meu coração.

Não há um caminho único para se fazer as coisas.
As metas são interessantes para o sucesso, mas não para a felicidade.
Felicidade não é uma meta, mas um estado de espírito.
(Roberto Shinyashiki)

RESUMO

Este trabalho apresenta o estudo e o desenvolvimento de dois arranjos de interferometria holográfica utilizando como meio de registro holográfico cristais fotorrefrativos de $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ (BTO). O primeiro arranjo utiliza dois lasers de diodo sintonizáveis, emitindo em comprimentos de onda diferentes, em torno de 660 nm. Neste caso, a imagem holográfica do objeto estudado surge coberta de franjas de interferência que descrevem o relevo de sua superfície. O comprimento de onda sintético, que define a resolução do sistema na análise de superfícies, foi ajustado de modo a adequá-lo ao relevo da superfície estudada. A superfície de dois circuitos integrados e o relevo de uma moeda foram analisados, através de métodos de deslocamento de fase. O segundo arranjo gerou imagens holográficas e interferogramas, também com cristais BTO, através da montagem de Denisiuk para holografia de reflexão. Através da incorporação de um divisor de feixes polarizante, conseguiu-se melhorar a qualidade das imagens holográficas e reduzir o ruído. Medidas de deformação e vibração em pequenos objetos foram realizadas, assim como o estudo da dependência da intensidade do sinal holográfico sobre a orientação do cristal BTO.

Palavras-chave: interferometria, holografia, lasers.

ABSTRACT

This work presents the study and the development of two optical setups using $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ (BTO) photorefractive crystals for holographic interferometry. The first one employs two tunable diode lasers emitting at slightly different wavelengths around 660 nm. In this case, the holographic image of the studied object appears modulated by interference contour fringes. The resulting synthetic wavelength which determines the system resolution was selected in order to make it suitable for measuring the surface relief. The surfaces of two integrated circuits and a coin were analyzed with the help of phase shifting methods. The second BTO-based setup generated holographic images and interferograms through the Denisiuk scheme for reflection holography. The interferogram visibility and the optical noise were significantly reduced by using a polarizing beam splitter. Deformation and vibration measurements were performed, and the dependence of the reconstructed wave intensity on the BTO crystal orientation was studied as well.

Keywords: interferometry, holographic, lasers.

LISTA DE ILUSTRAÇÕES

FIGURA 1: ARRANJO HOLOGRÁFICO DE TRANSMISSÃO.	22
FIGURA 2: ARRANJO HOLOGRÁFICO DE REFLEXÃO.	23
FIGURA 3: ARRANJO HOLOGRÁFICO DE DENISIUK.	24
FIGURA 4: PROCESSO HOLOGRÁFICO.	25
FIGURA 5: PROCESSO DE MODULAÇÃO DO ÍNDICE DE REFRAÇÃO. A) MIGRAÇÃO DE ELÉTRONS. B) DISTRIBUIÇÃO DAS CARGAS P(X). C) CAMPO ELÉTRICO ESPACIALMENTE MODULADO. D) MODULAÇÃO DO ÍNDICE DE REFRAÇÃO $\Delta n(x)$	30
FIGURA 6 : NÍVEIS DE ENERGIA DO CRISTAL FOTORREFRATIVO DE $LiNbO_3$	31
FIGURA 7: FEIXES COERENTES R E S INCIDINDO NO CRISTAL.	36
FIGURA 8: ORIENTAÇÃO DOS EIXOS DO CRISTAL BTO.	37
FIGURA 9: ROTAÇÃO DO SISTEMA DE COORDENADAS EM TORNO DA DIREÇÃO X.	38
FIGURA 10: FUNCIONAMENTO DE UM LASER DE DIODO [].	43
FIGURA 11: ESPECTRO DE EMISSÃO DO LASER MULTÍMODO.	44
FIGURA 12: INTENSIDADE DO FEIXE DIFRATADO EM FUNÇÃO DO Γ_s , PARA UM ÚNICO LASER MULTÍMODO COM 2 MODOS DE OSCILAÇÃO.	46
FIGURA 13: INTENSIDADE DO FEIXE DIFRATADO EM FUNÇÃO DO Γ_s , PARA DOIS LASERS MULTÍMODO COM 3 MODOS DE OSCILAÇÃO.	50
FIGURA 14: DESLOCAMENTO DE FASE. A) MAPA DE FASE; B) MAPA DE FASE EMPACOTADAS	51
FIGURA 15: DECONVOLUÇÃO DO MAPA DE FASE. A) UNWRAP; B) DESEMPACOTAMENTO DE FASE.	52
FIGURA 16: POLARIZAÇÕES DO CRISTAL BTO NO ARRANJO DE DENISIUK. A) FEIXE REFERÊNCIA \vec{R} E O VETOR DE PROPAGAÇÃO \vec{K} , NA ENTRADA DO CRISTAL BTO, ONDE X=D; B) FEIXE TRANSMITIDO \vec{S} E DIFRATADO \vec{U} AO LONGO DA DIREÇÃO POSITIVA DO EIXO X.	54
FIGURA 17: ARRANJO HOLOGRÁFICO DE REFLEXÃO	55
FIGURA 18: ORIENTAÇÃO DA POLARIZAÇÃO DO FEIXE REFERÊNCIA	55
FIGURA 19: ARRANJO ÓPTICO UTILIZANDO DOIS LASERS MULTÍMODO.	60
FIGURA 20: IMAGEM HOLOGRÁFICA DO OBJETO, COBERTA COM FRANJAS DE INTERFERÊNCIA.	61
FIGURA 21: PROCESSAMENTO DA IMAGEM. A) SEQUÊNCIA DE 4 INTERFEROGRAMAS; B) MAPA DE FASE; C) UNRWAP	63
FIGURA 22: RECONSTRUÇÃO EM 3-D DA SUPERFÍCIE DO OBJETO. A) PERFIL EM PIXEL; B) PERFIL EM UNIDADE MÉTRICAS.	64
FIGURA 23: PERFIL DA SUPERFÍCIE DO OBJETO ESTUDADO. A) SUPERFÍCIE INCLINADA; B) PERFIL REAL DO OBJETO.	64
FIGURA 24: ARRANJO HOLOGRÁFICO DE DENISIUK	65
FIGURA 25: SEQUÊNCIA DE 4 FRAMES DO CI 1.	68

FIGURA 26: MAPA DE FASE DO CII.	68
FIGURA 27: UNWRAP COLORIDO DO CI 1.....	68
FIGURA 28: RECONSTRUÇÃO EM 3-D DO CII, EM UNIDADES MÉTRICAS.....	69
FIGURA 29: UNWRAP DO CII, DESTACANDO A REGIÃO \overline{AB}	69
FIGURA 30: PERFIL DA FRENTE DE ONDA DO CII.	70
FIGURA 31: SEQÜÊNCIA DE 4 FRAMES DO CI2.	70
FIGURA 32: MAPA DE FASE DO CI2.	71
FIGURA 33: UNWRAP COLORIDO DO CI2.....	71
FIGURA 34: RECONSTRUÇÃO EM 3-D DO CI2.....	71
FIGURA 35: UNWRAP DO CI2, DESTACANDO A REGIÃO \overline{AB}	72
FIGURA 36: PERFIL DA FRENTE DE ONDA DO CI2.	72
FIGURA 37: SEQÜÊNCIA DE 4 FRAMES DA MOEDA DE 1 REAL.	73
FIGURA 38: MAPA DE FASE DA MOEDA DE 1 REAL.....	74
FIGURA 39: UNWRAP DA MOEDA DE 1 REAL.	74
FIGURA 40: RECONSTRUÇÃO 3-D DA MOEDA DE 1 REAL.	75
FIGURA 41: INTENSIDADE DO SINAL HOLOGRÁFICO EM FUNÇÃO DO ÂNGULO NO BTO1.	76
FIGURA 42: INTENSIDADE DO SINAL HOLOGRÁFICO EM FUNÇÃO DO ÂNGULO NO BTO2.	76
FIGURA 43: ANÁLISE DE PEQUENOS OBJETOS A) IMAGEM DO OBJETO B) IMAGEM HOLOGRÁFICA DO OBJETO.....	77
FIGURA 44: FRANJAS DE DUPLA EXPOSIÇÃO. A) DEFORMAÇÃO DA PLACA METÁLICA APÓS APLICAÇÃO DE FORÇA F1. B) DEFORMAÇÃO DA PLACA METÁLICA APÓS APLICAÇÃO DE FORÇA F2.....	78
FIGURA 45: NÓS DE VIBRAÇÃO EM UMA CERÂMICA PIEZOELÉTRICA VIBRANDO A 1 KHZ.	79
FIGURA 46: NÓS DE VIBRAÇÃO EM UMA CERÂMICA PIEZOELÉTRICA VIBRANDO A 1,5 KHZ.	79
FIGURA 47 – NÓS DE VIBRAÇÃO EM UMA CERÂMICA PIEZOELÉTRICA VIBRANDO A 2 KHZ.	79

LISTA DE TABELAS

TABELA 1: CRISTAL DE ÓXIDO DE TITÂNIO E BISMUTO - $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ (BTO)	28
---	----

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

BGO	$\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$
BSO	$\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$
CB	Corner cube
CCD	Charge-Coupled Device
CI	Circuito impresso
DFP	Divisor de Feixe Polarizante
FATEC-SP	Faculdade de Tecnologia de São Paulo
FSR	Free spectral range
He-Ne:	Hélio-Neônio
LASER	Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation
LD	Laser de diodo
LSI	Laboratório de Sistemas Integráveis
PC	Micro Computador
PD	Fotodetector
UNIFESP	Universidade Federal de São Paulo
USP	Universidade de São Paulo

LISTA DE SÍMBOLOS

θ	Ângulo complementar do feixe incidente
N	Número inteiro
d	Distância interplanar
λ	Comprimento de onda
S	Feixe objeto
R	Feixe referência
E	Campo elétrico
Γ_S	Caminho óptico do feixe objeto
Γ_R	Caminho óptico do feixe referência
I	Intensidade da frente de onda
t	Coeficiente de transmissão
β	Constante do meio de registro
L_D	Comprimento de difusão
Å	Ângstrom
°C	Graus Celsius
$\rho(x)$	Distribuição de cargas
Fe^+	Íons de ferro
N_D^0	Densidade dos centros doadores
N_A^+	Densidade de centros aceitadores
N_D^-	Densidade de cargas negativas
n_d	Densidade de cargas livres
g	Taxa de geração de fotoelétrons
R_c	Taxa de recombinação de fotoelétrons da banda de condução
j	Densidade de corrente
μ	Mobilidade dos portadores na banda de condução
D	Coeficiente de difusão
φ	Fase arbitrária
m	Contraste do padrão de interferência
E_0	Campo elétrico externo
E_S	Campo elétrico do feixe objeto

E_R	Campo elétrico do feixe referência
E_D	Campo elétrico da reconstrução holográfica
E_{sc}	Campo elétrico de cargas espaciais
E_d	Campo elétrico devido à difusão de fotoelétrons
*	Complexo conjugado
k	Freqüência espacial
$c(x,t)$	Concentração da densidade de cargas
C_A	Concentração de receptores
L_E	Comprimento de blindagem de Debye
h	Constante de difusão do meio
q	Cargas
μ	Mobilidade das cargas
Ψ	Constante de rede
k_B	Constante de Boltzmann
T	Temperatura absoluta
n	Índice de refração
x	Eixo cristalográfico <100>
y	Eixo cristalográfico <010>
z	Eixo cristalográfico <001>
n_0	Índice de refração sem influência de campo elétrico
r_{ij}	Elementos de tensor eléctroóptico
γ	Angulo entre o cristal e o eixo z
α	Constante de acoplamento
Δk	Intervalo do número de onda entre dois modos adjacentes
λ_s	Comprimento de onda sintético
L	Cavidade ressonante do laser
$\Delta \nu$	Free Spectral Range
A_n	Coeficiente real relacionado à intensidade do modo de oscilação
Φ_n	Fase do enésimo modo à saída do laser
C	Velocidade da luz no vácuo
I_D	Intensidade da reconstrução holográfica
λ_s	Comprimento de onda sintético

Γ	Caminho óptico
Δz	Diferença de profundidade
$a(x, y)$	Modulação das amplitudes
$\phi_{4\text{-step}}$	Mapa de fase
$\{x_i\}$	Desembrulhamento de fase
ρ	Atividade óptica do cristal
I_u	Intensidade do sinal holográfico
Γ	Ângulo de posicionamento do cristal BTO.
δ	Incerteza
U	Objeto
R_y	Parâmetro de rugosidade
L_m	Comprimento de avaliação
$E_{1,2,3,\dots}$	Espelhos refletores
$P_{1,2,3,\dots}$	Polarizador
$L_{1,2,3,\dots}$	Lentes
$M_{1,2,3,\dots}$	Espelhos

SUMÁRIO

1 INTRODUÇÃO	17
2. REVISÃO BIBLIOGRÁFICA.....	20
2.1 HOLOGRAFIA	20
2.2 TIPOS DE HOLOGRAMA	21
2.2.1 HOLOGRAMA DE TRANSMISSÃO	21
2.2.2 HOLOGRAMA DE REFLEXÃO	22
2.2.3 HOLOGRAMA DE DENISIUK	23
2.3 REGISTRO HOLOGRÁFICO	24
2.4 CRISTAIS FOTORREFRATIVOS	27
2.5 EFEITO FOTORREFRATIVO	28
2.5.1 MECANISMO DE DESLOCAMENTO DE CARGAS.....	31
2.5.2 ELIPSÓIDE DE ÍNDICES.....	34
2.5.3 MODULAÇÃO DO ÍNDICE DE REFRAÇÃO	35
2.6 TEORIA DAS ONDAS ACOPLADAS	40
2.7. LASERS DE DIODO	42
2.8 GRAVAÇÃO E LEITURA HOLOGRÁFICA COM LASERS OPERANDO EM REGIME MULTIMODO.....	45
2.8.1 GRAVAÇÃO E LEITURA COM 1 LASER	45
2.8.2 GRAVAÇÃO E LEITURA COM 2 LASERS.....	48
2.9 MÉTODO DE DESLOCAMENTO DE FASE	50
2.10 DECONVOLUÇÃO (UNWRAPPING) DO MAPA DE FASE.....	51
3. DESENVOLVIMENTOS TEÓRICOS.....	53
3.1 HOLOGRAFIA DE REFLEXÃO COM CRISTAIS BTO.....	53
4. MATERIAIS E MÉTODOS	59
4.1 ARRANJO HOLOGRÁFICO UTILIZANDO DOIS LASERS	59
4.1.1 PROCEDIMENTO.....	60
4.1.1.1 DETERMINAÇÃO DO COMPRIMENTO DE ONDA SINTÉTICO.....	61
4.1.2 PROCESSAMENTO DE IMAGENS.....	62
4.2 HOLOGRAFIA DE REFLEXÃO COM CRISTAIS BTO.....	65
5. RESULTADOS E DISCUSSÃO	67
5.1 INTRODUÇÃO.....	67
5.2 MEDIDAS DE PEQUENAS IRREGULARIDADES EM SUPERFÍCIES.....	67
5.2.1 SUPERFÍCIE DE CIRCUITOS INTEGRADOS.....	67
5.2.1 SUPERFÍCIE DA MOEDA.....	73
5.3. MEDIDAS COM O ARRANJO DE REFLEXÃO TIPO DENISIUK.....	75
5.3.1 ESTUDO DO CRISTAL BTO EM HOLOGRAFIA DE REFLEXÃO	75
5.3.2 IMAGENS E ANÁLISE DAS VIBRAÇÕES DE PEQUENOS OBJETOS.....	77

6. CONCLUSÃO	81
7 SUGESTÕES DE CONTINUIDADE DA PESQUISA	83
9. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	84

1 INTRODUÇÃO

As técnicas ópticas de caracterização de componentes e materiais apresentam uma série de vantagens e características interessantes, por permitirem ensaios de alta precisão (geralmente da ordem do comprimento de onda utilizado), ótima reprodutibilidade e processos completamente não destrutivos e não interferentes. Dentre suas aplicações, destacam-se sua utilização na indústria como ferramenta na manufatura, controle de qualidade e na modelagem de esforços estáticos e mecânicos a que estão submetidos os componentes mecânicos. O controle geométrico é inúmeras vezes realizado no ambiente de produção industrial; dimensões e formas geométricas de peças são comparadas com suas respectivas tolerâncias e especificações técnicas, além de serem usadas para aceitar ou refugar peças, que atendam as especificações [1].

A técnica de interferometria holográfica tornou-se uma ferramenta poderosa para medidas de tensões, deslocamentos, vibrações, rugosidade e relevo de um sem-número de tipos de objeto com as mais diferentes texturas e composições, com aplicações em mecânica automotiva, indústria de equipamentos sônicos, caracterização de materiais e componentes eletrônicos, entre outras [2].

Uma limitação da holografia convencional, contudo, é a demora na obtenção de hologramas, devido à necessidade de processamento químico dos filmes de emulsão de prata, além da enorme dificuldade em se realizar ensaios em tempo real. Para a solução deste problema, inúmeros meios de registro holográfico foram desenvolvidos e testados, dentre os quais destacam-se os materiais fototermoplásticos [3] e os materiais fotorrefrativos [4]. Estes últimos conjugaram ao longo dos anos importantes características, como a obtenção de imagens holográficas em tempo real, possibilidade de registro e apagamento de hologramas, ausência de fadiga, permitindo um infinito número de ciclos de registro e apagamento, além de excelente qualidade óptica.

Os cristais fotorrefrativos começaram a ser utilizado como meio de registro holográfico no final da década de sessenta [5] e desde então têm encontrado uma série de aplicações em áreas como metrologia óptica [6, 7], armazenamento de informações [8], processamento de imagens [9] e refratometria holográfica [10].

Entre os materiais fotorrefrativos destacam-se os cristais da família das silenitas, como o $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ (BSO), o $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ (BGO) e o $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ (BTO), por sua rápida resposta e por gerarem imagens com ótima relação sinal-ruído, decorrente de suas propriedades de difração anisotrópica. O cristal BTO, em particular, possui a vantagem adicional da alta sensibilidade para a região espectral do vermelho, típica dos lasers mais facilmente disponíveis no mercado, como o He-Ne e grande parte dos lasers de diodo. Desta forma, este cristal tem sido extensivamente utilizado como meio de registro holográfico em aplicações de interferometria e processamento de imagens [9]. Estas características fazem do cristal BTO um excelente meio de registro para a prática de interferometria holográfica, particularmente para processos de perfilometria [11].

Este trabalho apresenta o desenvolvimento de uma montagem holográfica pioneira, utilizando dois lasers de diodo, sintonizáveis, ambos emitindo em comprimentos de onda próximos, e em torno de 665 nm.

Lasers de diodo podem emitir um ou mais modos simultaneamente (multímulo), no entanto o valor da diferença destes modos é muito menor que a própria ordem de grandeza dos comprimentos de onda, o que viabiliza a sua utilização em projetos que necessitam de uma maior precisão. Outra característica importante destes lasers é a possibilidade de alterar o número de modos emitidos, modificando a corrente elétrica ou a temperatura aplicada ao laser [12].

Este trabalho também propõe o desenvolvimento de um novo arranjo holográfico de reflexão, para exibir imagens holográficas e interferometria usando o cristal $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ e lasers emitindo na região do vermelho (632,8 nm), como fonte de luz. Este arranjo permitiu a realização de medidas de deformação, análise qualitativa de tensão e medida de vibrações em pequenos objetos. A dependência da intensidade do sinal holográfico sobre a orientação do cristal BTO também foi analisada. Hologramas de reflexão permitem a interessante possibilidade de obter imagens com alta resolução holográfica em arranjos compactos e configurações simples, especialmente quando a configuração de Denisiuk é utilizada [13].

O presente texto foi organizado da seguinte maneira:

No capítulo 2, serão apresentados os fundamentos teóricos para o entendimento desse trabalho. Inicialmente serão abordados os conceitos relacionados à holografia, arranjos holográficos, meios de registro holográfico e os mecanismos de gravação holográfica.

No capítulo 3 será descrito o desenvolvimento teórico obtido para o estudo da polarização em cristais BTO. No capítulo 4 será apresentada a montagem experimental utilizada, além dos procedimentos e técnicas utilizadas para efetuar as medições. No capítulo 5 serão mostrados os resultados experimentais, utilizando os arranjos de interferometria holográfica desenvolvidos, algumas aplicações, e as respectivas discussões. E finalmente no capítulo 6 são apresentadas as conclusões deste trabalho, bem como as perspectivas de continuidade da pesquisa.

2. REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

2.1 HOLOGRAFIA

A holografia pode ser definida como uma técnica que permite a reconstrução de uma frente de onda com exatamente as mesmas características da frente de onda original, reproduzindo amplitude e fase da frente de onda original.

Historicamente, os princípios da holografia foram propostos em 1948 por Denis Gabor [13], com o propósito de desenvolver uma técnica que evita-se a perda de resolução de imagens ocorrida através dos efeitos de difração durante a passagem da luz pelas lentes, sugerindo que o padrão de interferência de duas ondas monocromáticas e coerentes continha toda informação necessária para a reconstrução de uma imagem tridimensional de um objeto.

Durante esta época, a holografia não foi adequadamente explorada devido a algumas limitações tecnológicas, como a necessidade de luz coerente para a formação de hologramas. Esta limitação foi superada em meados dos anos sessenta com o surgimento do laser. Assim, muitos trabalhos foram publicados com imagens holográficas de ótima qualidade, obtidas com laser de He-Ne, o que acabou impulsionando o desenvolvimento de muitas técnicas nesta área. E o conhecimento desenvolvido a partir da holografia resultou em um prêmio Nobel para Denis Gabor em 1971.

Para caracterizar e definir completamente uma frente de onda é necessário a informação tanto da fase quanto da amplitude desta onda. Na fotografia a intensidade é facilmente registrada e sua variação é convertida em opacidade na emulsão fotográfica; contudo, a fase da onda incidente, informação relativa ao comprimento do caminho óptico para diferentes partes do objeto, não é registrada, pois o filme fotográfico é capaz de gravar apenas a distribuição de intensidades.

Já na holografia, com o uso de uma nova onda adicional como referência, tanto a fase quanto a intensidade são registrados. Para a formação do holograma

é necessário utilizar luz coerente para que uma relação de fase entre a referência e a onda do objeto seja estabelecida.

A reconstrução da imagem tridimensional de um objeto ocorre ao iluminarmos o holograma com o feixe referência, utilizado na gravação. A luz que chega ao olho do observador vindo da imagem reconstruída é idêntica à luz que viria do objeto original, conservando a fase e a intensidade da frente de onda original. No holograma podem ser avaliadas diferenças de perspectiva, profundidade e paralaxe assim como no objeto original, não existindo nenhum teste visual que possa achar diferenças entre o objeto real e sua imagem reconstruída.

Pequenas porções de um holograma feito sem lente podem reconstruir o objeto. Caso o holograma seja fragmentado em vários pedaços, cada pedaço do holograma é capaz de reconstruir a imagem do objeto inteiro. Conseqüentemente, com a redução do holograma, a imagem reconstruída perde resolução, brilho e perspectiva como resultado.

2.2 TIPOS DE HOLOGRAMA

Para se obter um registro holográfico, existem diversas maneiras de dispor os componentes de um arranjo para aperfeiçoar e conseguir um determinado efeito. Porém, todos os arranjos utilizam ou passam por alguma das geometrias básicas definidas pela maneira com a qual se dá a reconstrução holográfica; exemplos destes arranjos serão apresentados a seguir.

2.2.1 HOLOGRAMA DE TRANSMISSÃO

Foi o primeiro arranjo utilizado para a confecção de hologramas [14], nele tanto o feixe referência quanto o feixe vindo do objeto incidem do mesmo lado do

meio de registro, como se pode observar na Figura 1. Com relação à reconstrução, é necessário que seja feita com luz monocromática. Apesar deste tipo de holograma permitir a reconstrução com qualquer comprimento de onda, ao utilizar luz branca, uma imagem é formada com tamanho proporcional para cada frequência da luz, perdendo assim a nitidez da imagem. Uma variante deste arranjo foi utilizada neste trabalho para o estudo da topografia de alguns objetos.

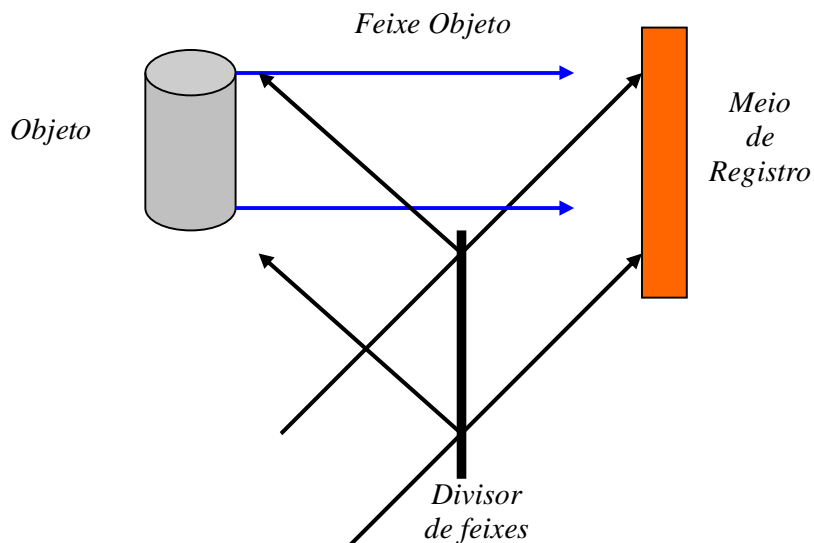


Figura 1 - Arranjo holográfico de transmissão.

2.2.2 HOLOGRAMA DE REFLEXÃO

Em um arranjo de reflexão, o feixe objeto e o feixe referência interferem vindos de lados opostos do meio de registro, como pode ser observado na Figura 2. Nesta configuração, ao interferir, os feixes paralelos às fases do meio de registro formam uma rede de difração. A reconstrução holográfica ocorre por consequência da interferência das parcelas do feixe referência, refletidas na rede formada. O feixe referência é parcialmente transmitido e parcialmente difratado por todos planos desta rede, obedecendo às condições de Bragg, $2d \cdot \sin\theta = N\lambda$, onde θ é o ângulo complementar do feixe incidente, $N = 1, 2, 3...$ e d é a distância entre os planos formados pela rede de difração. Sendo esta condição muito dependente da espessura do holograma [15].

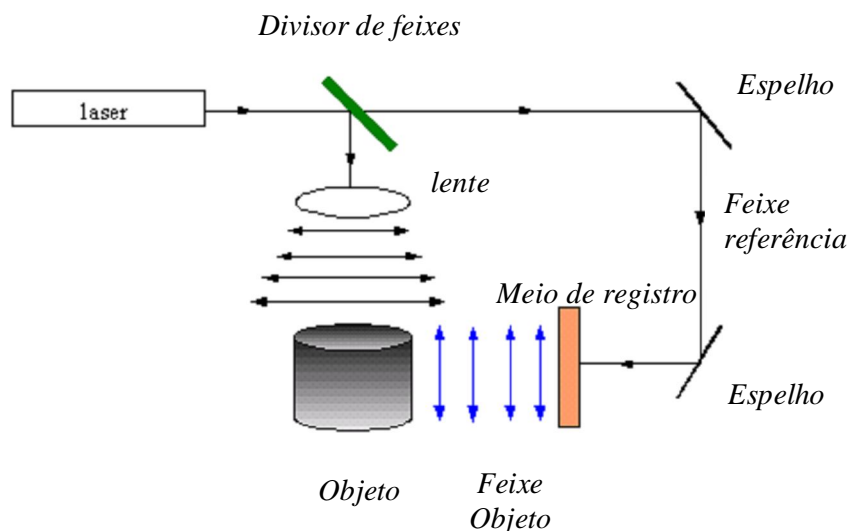


Figura 2 - Arranjo holográfico de reflexão.

2.2.3 HOLOGRAMA DE DENISIUK

O arranjo de Denisiuk é provavelmente a geometria mais simples dos hologramas de reflexão, tendo sido proposta nos anos 60 por Yuri Denisiuk [16]. Na configuração clássica mostrada na Figura 3, a superfície do objeto é posicionada por trás do registro holográfico, que por sua vez também trabalha como um divisor de feixe durante a gravação holográfica. O feixe laser atinge a face frontal do meio de registro e é denominado feixe referência; o feixe transmitido passa através do registro holográfico e ilumina o objeto. A luz espalhada pelo objeto que ilumina o registro holográfico constitui o feixe objeto. Dentro da amostra os feixes se interferem e geram o holograma

A disposição dos componentes deste holograma torna o arranjo simples e compacto. Existe nesta geometria, assim como nos hologramas de reflexão em geral, a possibilidade de reconstrução utilizando luz branca e incoerente devido à alta frequência espacial deste tipo de arranjo. Podemos observar que fazendo $\theta \rightarrow 180^\circ$ na expressão $\theta = 2 \arcsen \frac{\lambda}{2d}$ que mede o ângulo entre dois feixes temos que o período espacial $d \rightarrow 0$ e aliado às condições de Bragg, este arranjo torna-se

muito seletivo em relação aos comprimentos de onda, fazendo que apenas poucos comprimentos de onda sejam difratados na reconstrução. Neste trabalho o arranjo de Denisiuk foi utilizado para estudar a potencialidade do arranjo para imagem holográfica de objetos de pequenas dimensões e nos ensaios por dupla exposição e média temporal.

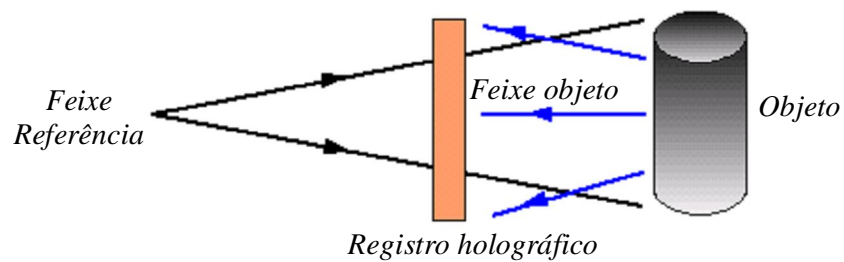


Figura 3 - Arranjo holográfico de Denisiuk.

2.3 REGISTRO HOLOGRÁFICO

Sejam dois feixes de laser de luz monocromática e coerente que incidirão no meio de registro holográfico, sendo um deles o feixe vindo do objeto S e o outro atuando como o feixe referência R , criando uma condição de interferência.

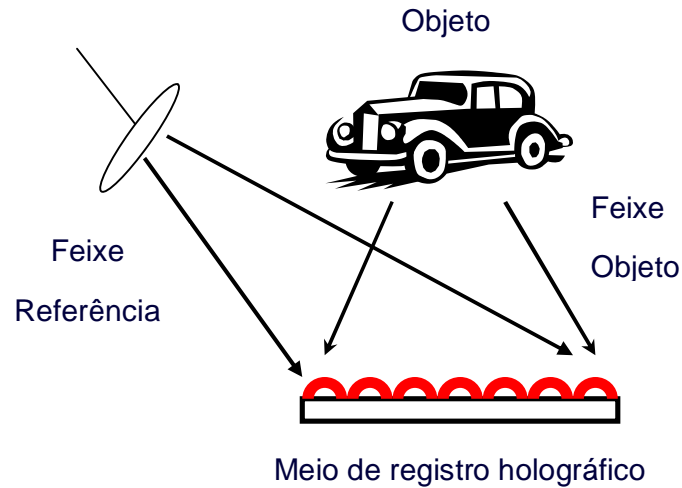


Figura 4 – Processo holográfico.

Estas ondas com amplitude de campo elétrico E , podem ser representadas da seguinte maneira:

$$E_S = E_{0S} e^{i(k\Gamma_S)}, \quad (1)$$

$$E_R = E_{0R} e^{i(k\Gamma_R)}, \quad (2)$$

sendo $k\Gamma$ a fase dos lasers, onde $k \equiv 2\pi/\lambda$ e Γ é o caminho óptico dos feixes.

A soma total da amplitude destas ondas, com mesma frequência e velocidade ao se sobrepor durante a interferência, pode ser apresentada como:

$$E_T = E_R + E_S = E_{0S} e^{i(k\Gamma_S)} + E_{0R} e^{i(k\Gamma_R)} \quad (3)$$

A intensidade da luz pode ser escrita como o produto de seu campo elétrico pelo seu complexo conjugado:

$$I \propto E_T^* E_T \quad (4)$$

Desenvolvendo a equação 3 na equação 4, tem-se:

$$I = (E_{0S}e^{-i(k\Gamma_S)} + E_{0R}e^{-i(k\Gamma_R)})(E_{0S}e^{i(k\Gamma_S)} + E_{0R}e^{i(k\Gamma_R)}) \quad (5)$$

$$I = E_{0S}^2 + E_{0R}^2 + E_{0S}E_{0R}e^{ik(\Gamma_R - \Gamma_S)} + E_{0S}E_{0R}e^{-ik(\Gamma_R - \Gamma_S)} \quad (6)$$

Utilizando relações trigonométricas, chega-se a:

$$I = E_{0S}^2 + E_{0R}^2 + E_{0S}E_{0R}2\cos\Delta\varphi, \quad (7)$$

onde $\Delta\varphi = k(\Gamma_R - \Gamma_S)$

Efetuada a reconstrução holográfica, pode-se descrever o coeficiente de transmissão t , sendo proporcional à intensidade I :

$$t = \beta I, \quad (8)$$

onde β é uma constante que representa a resposta do meio de registro.

Se durante a reconstrução o holograma é iluminado com o feixe referência, a onda reconstruída E_D terá o seguinte formato:

$$E_D = \beta I E_R \quad (9)$$

Escrevendo o feixe referência na sua forma complexa como apresentada anteriormente e desenvolvendo a equação 9, obtém-se o seguinte resultado:

$$E_D = \beta E_{0R} [E_{0S}^2 e^{i(k\Gamma_S)} + E_{0R}^2 e^{i(k\Gamma_R)} + E_{0S}E_{0R} (e^{ik(2\Gamma_R - \Gamma_S)} + e^{i(k\Gamma_S)})] \quad (10)$$

Substituindo $E_{0S}^2 + E_{0R}^2 \propto I_0$ na equação 10, tem-se:

$$E_D = \beta [(I_0 E_{0R} e^{i(k\Gamma_R)}) + (E_{0S} e^{-i(k\Gamma_S)})(E_{0R}^2 e^{2i(k\Gamma_R)}) + (E_{0S} E_{0R}^2 e^{i(k\Gamma_S)})] \quad (11)$$

Na equação 11 o primeiro termo ($I_0 E_{0R} e^{i(k\Gamma_R)}$) é relativo á ordem 0, já que ele traz consigo apenas informações de uma parcela do feixe referência não difratado ($E_{0R} e^{i(k\Gamma_R)}$), multiplicado pela intensidade dos feixes, I_0 . O segundo termo ($E_{0S} e^{-i(k\Gamma_S)})(E_{0R}^2 e^{2i(k\Gamma_R)})$ de ordem -1 está relacionado á imagem real do objeto, isto porque ($E_{0S} e^{-i(k\Gamma_S)}$) representa a reconstrução holográfica do objeto com fase negativa, $-i(k\Gamma_S)$, multiplicado pelo feixe referência ($E_{0R}^2 e^{2i(k\Gamma_R)}$). O último termo ($E_{0S} E_{0R}^2 e^{i(k\Gamma_S)}$) é a reconstrução holográfica do objeto, já que ele reproduz a fase e a intensidade da frente de onda original do objeto.

A propriedade da reconstrução holográfica de reproduzir a fase do feixe objeto é que confere à imagem reconstruída a sua característica de informação tipicamente tridimensional.

2.4 CRISTAIS FOTORREFRATIVOS

Estes materiais surgiram como uma alternativa para uso de ensaios e registros em interferometria holográfica. Sua dinâmica para registrar e apagar imagens holográficas infinitamente, sem a necessidade de revelação química, permite grande simplicidade e agilidade nos processos. A principal característica que o torna apropriado para a holografia é o registro de fase em volume, que ocorre através da modulação local do índice de refração.

Basicamente, a incidência de fótons com energia apropriada extrai fotoelétrons de centros doadores, os mesmos migram-se por difusão ou arraste no cristal até serem armadilhados em centros aceitadores do material. Esta nova distribuição espacial do material provoca uma variação local do campo elétrico no interior do material modulando o seu índice de refração.

Interrompendo-se um dos feixes, o padrão de interferência é perdido, restando apenas uma iluminação incidente uniforme. Assim os elétrons se rearranjam novamente adquirindo a mesma distribuição de cargas existente antes do registro holográfico [17]. Esta reversibilidade possibilita o uso de apenas um

único cristal, para um processo de intermináveis ensaios, sem que o cristal apresente fadiga.

Os cristais fotorrefrativos apresentam alta resolução para a formação de imagens e formação de hologramas em tempo real permitindo a análise e o acompanhamento das perturbações aplicadas no objeto estudado. Esta característica é consequência do seu pequeno comprimento de difusão, L_D .

A tabela a seguir apresenta as principais características do cristal fotorrefrativo utilizado neste trabalho:

Tabela 1 - Cristal de óxido de titânio e bismuto - $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ (BTO) [18].

Parâmetros	Valores
Grupo de simetria pontual	23
Parâmetro de rede [Å]	10,176
Densidade [g/cm^3]	9,1
Ponto de fusão [°C]	875
Coefficiente de absorção [cm^{-1}]	$\lambda=514,5\text{nm}$: 11,6
Índice de refração	$\lambda=632,8\text{nm}$: 2,58
Atividade óptica [graus/mm]	$\lambda=632,8\text{nm}$: 6,30
Constante dielétrica	47

Os mecanismos pelos quais ocorre o deslocamento de cargas são o efeito fotorrefrativo e o efeito eletroóptico linear, detalhados a seguir.

2.5 EFEITO FOTORREFRATIVO

Inicialmente, em sua descoberta em 1966, F.S. Chen dos laboratórios Bell classificou o efeito fotorrefrativo como “dano óptico” [19], por verificar que a incidência de um feixe laser induzia variações localizadas no índice de refração nos cristais na tentativa de gerar segundo harmônico em cristais ferroelétricos. Anos mais tarde, Chen sugeriu o uso deste fenômeno como memória holográfica para armazenar dados (cerca de 10^{12} bits por cm^3) [20]. E, em 1969, descreveu os primeiros modelos de migração de cargas, com a possibilidade de registrar

hologramas quando expostos a um padrão de interferência, utilizando cristais de LiNbO_3 [21].

O processo de formação da rede em volume [22], quando não há campo elétrico externo aplicado, ocorre da seguinte forma:

Iluminando o cristal com duas ondas coerentes, temos a formação de um padrão de franjas de interferências cuja intensidade está modulada senoidalmente. Nas regiões claras temos a excitação de elétrons para a banda de condução, e por difusão, migram para as regiões escuras, onde são recapturados (Figura 5a).

Conseqüentemente ocorre a modulação da densidade de cargas no volume do cristal (Figura 5b). Esta modulação dá origem a um campo elétrico modulado espacialmente, E_{sc} (Figura 5c).

O campo elétrico formado modula o índice de refração do cristal via efeito eletroóptico, gerando uma rede difração de fase no volume do cristal (Figura 5d).

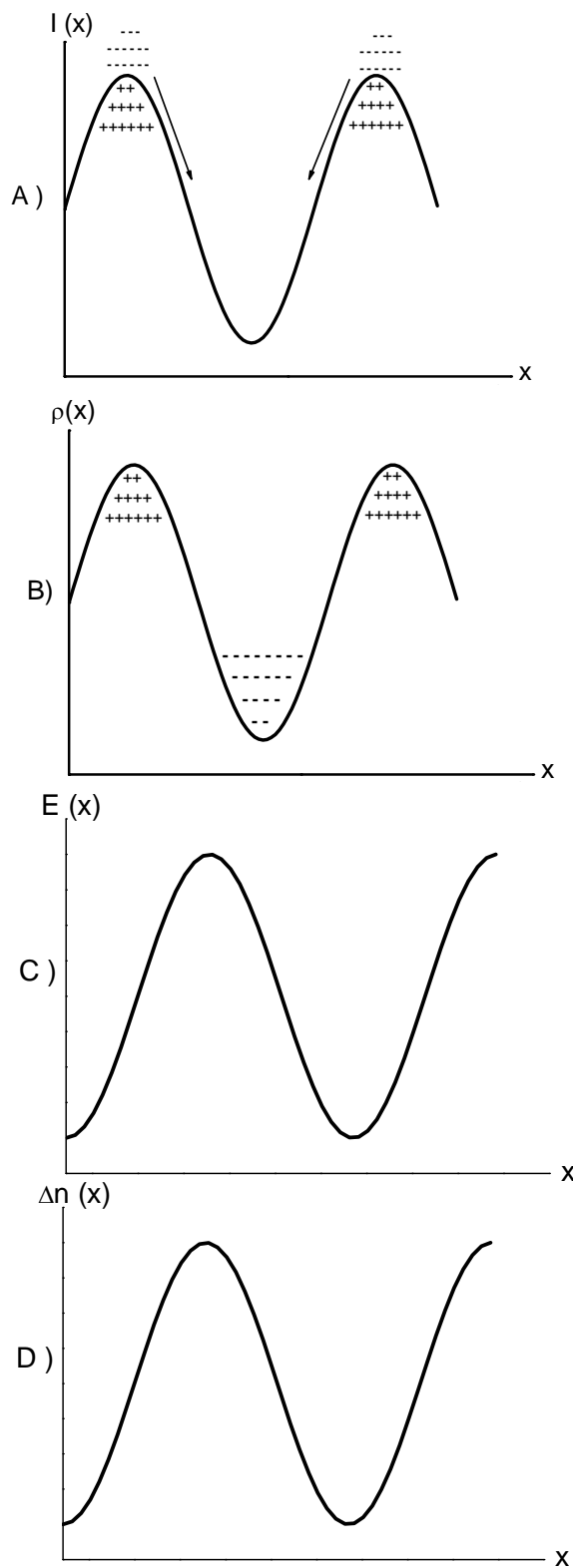


Figura 5 - Processo de modulação do índice de refração. a) Migração de elétrons. b) Distribuição das cargas $\rho(x)$. c) Campo elétrico espacialmente modulado. d) Modulação do índice de refração $\Delta n(x)$.

2.5.1 MECANISMO DE DESLOCAMENTO DE CARGAS

Para explicar o mecanismo de deslocamento de cargas, será usado como modelo um cristal fotorrefrativo de LiNbO_3 dopado com íons de ferro Fe^{+2} e Fe^{+3} . Os íons de ferro atuam como centros doadores ocupando níveis de energia entre a banda de condução e a banda de valência. Assim, há uma transferência de elétrons para a banda de condução quando incidimos um feixe de luz no cristal, constituindo elétrons móveis na banda de condução e armadilhas que não possuem absorção [23].

A Figura 6 apresenta um esquema das bandas de energia. Nela N_D^0 representa a densidade dos centros doadores, N_A^+ a densidade de centros aceitadores (traps vazios) e N_D^- a densidade de cargas negativas, estabelecendo o equilíbrio eletrostático no cristal ao compensar as cargas positivas N_A^+ no escuro [22].

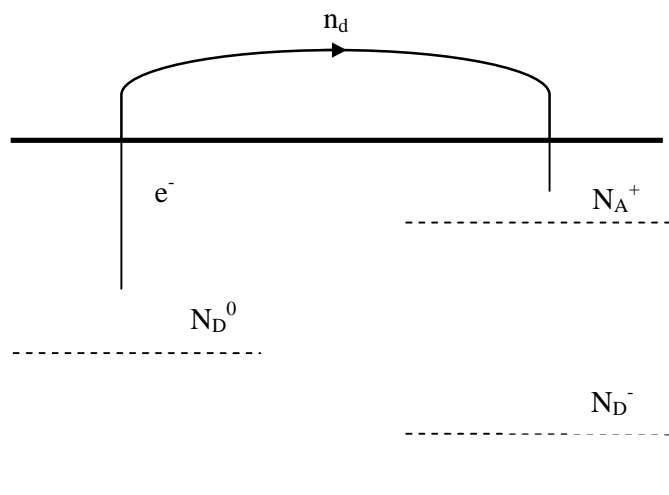


Figura 6 - Níveis de energia do cristal fotorrefrativo de LiNbO_3 .

Neste caso, os íons de ferro Fe^{+2} correspondem a N_D^0 e os íons de ferro Fe^{+3} são relativos a N_A^+ . A equação que expressa a taxa de densidade de cargas

livres n_d , na banda de condução, considerando que o movimento das cargas ocorre em uma única direção (x) dentro do cristal, é dada por [2]:

$$\frac{\partial n_d(x,t)}{\partial t} = g(x,t) - R_c(x,t) + \frac{1}{q} \frac{\partial j(x,t)}{\partial x} \quad (12)$$

Nesta expressão, g representa a taxa de geração de fotoelétrons, e R_c é a taxa de recombinação de fotoelétrons da banda de condução para centros aceitadores e j representa a densidade de corrente ao longo do cristal, podendo ser expressa como:

$$J(x,t) = \mu \cdot qn(x,t) \cdot E(x,t) + qD \frac{\partial n_d(x,t)}{\partial x}, \quad (13)$$

onde μ é a mobilidade dos portadores na banda de condução e D o coeficiente de difusão.

O primeiro termo da equação 13 representa uma contribuição de arraste para a corrente, sendo $E(x,t)$ a combinação dos campos elétricos E_0 (campo elétrico externo) e $E_{sc}(x,t)$ (campo gerado pela nova distribuição não uniforme de cargas). O segundo termo desta equação refere-se à difusão de cargas, onde fotoelétrons são retirados de centros doadores, difundindo no material até serem presos por centros aceitadores originando um campo elétrico interno. Este fenômeno ocorre após a incidência de luz com fótons de energia no cristal [22].

Considerando a incidência de dois feixes coerentes com amplitudes I_R e I_S formando um padrão luminoso no cristal,

$$I(x) = I_0[1 + |m| \cos(kx + \varphi)], \quad (14)$$

onde k é a frequência espacial do padrão de interferência, $I_0 = I_R + I_S$, φ é a fase arbitrária do feixe I_S e m é definido como o contraste do padrão de interferência.

$$m = 2 \frac{\sqrt{I_R I_S}}{I_0} \quad (15)$$

Se $m \ll 1$, pois tipicamente $l_R \gg l_S$, é possível reescrever a equação 15 através da expansão l_0 , até o primeiro harmônico da série de Fourier:

$$I(x) = I_0 + \frac{I_0}{2} [m e^{ikx} + m^* e^{-ikx}], \quad (16)$$

onde “*” representa o complexo conjugado.

As concentrações da densidade de carga $c(x,t)$ e de receptores c_A seguem a mesma distribuição espacial da figura de interferência, dadas por:

$$c(x,t) = n_d + \frac{n_d}{2} [a(t)e^{ikx} + a^*(t)e^{-ikx}] \quad (17)$$

$$N_A^+(x,t) = c_A + \frac{c_A}{2} [A(t)e^{ikx} + A^*(t)e^{-ikx}] \quad (18)$$

Nas equações acima, $a(t)$ e $A(t)$ são responsáveis pelas evoluções temporais de c e N_A^+ , respectivamente [24].

Pelo mesmo raciocínio, o campo elétrico gerado pela nova distribuição de cargas é descrito como [24]:

$$E_{SC}(x) = E_0 + \frac{[E_{SC} e^{ikx} + E_{SC}^* e^{-ikx}]}{2}, \quad (19)$$

Aplicando as equações vistas nesta seção, a distribuição das cargas é expressa por:

$$E_{SC} = \frac{m(E_0 + iE_D)}{1 + k^2 L_D^2 + k^2 L_E^2}, \quad (20)$$

onde L_E é o comprimento de blindagem de Debye.

Como em condições experimentais $k^2 L_D^2 \ll 1$ e $k^2 L_E^2 \ll 1$, então:

$$E_{SC} \cong m(E_0 + iE_d) \quad (21)$$

Observa-se que o campo elétrico devido à distribuição de cargas varia de acordo com o campo elétrico externo aplicado no cristal E_0 , e ao campo elétrico de difusão E_d .

$$E_d = \Psi \frac{h}{\mu} = \Psi \frac{k_B T}{q}, \quad (22)$$

onde Ψ é a constante de rede, h é a constante de difusão do meio, μ é a mobilidade das cargas q , k_B é a constante de Boltzmann e T é a temperatura absoluta.

Quando não ocorre aplicação de um campo elétrico externo, $E_0 = 0$, e tem-se:

$$E_{SC} = m(iE_d) = mE_d e^{i\pi/2} \quad (23)$$

O termo complexo mostra que a formação do campo elétrico E_{SC} está defasado de $\pi/2$ em relação ao padrão de interferência. O holograma formado também está defasado de $\pi/2$ em relação ao padrão luminoso, porque a modulação do índice de refração está em fase com o campo E_{SC} .

2.5.2 ELIPSÓIDE DE ÍNDICES

O elipsóide de índices fornece a distribuição de índices de refração para uma determinada direção. No caso de um meio isotrópico, tem-se uma superfície esférica, já que $n_x = n_y = n_z$. Para materiais bi-refringentes $n_x = n_y = n_0 \neq n_z$, sendo denominado índice de refração ordinário, isto porque a componente do campo elétrico é paralela ao eixo x , propagam-se então com velocidade diferente das componentes y e z .

Na ausência de um agente externo, o elipsóide de índices é dado por:

$$\frac{x^2}{n_x^2} + \frac{y^2}{n_y^2} + \frac{z^2}{n_z^2} = 1 \quad (24)$$

A equação 24 é a equação resumida de um elipsóide, onde as direções x,y e z são os eixos cristalinos principais do cristal e n_x , n_y e n_z são os índices de refração associados aos seus eixos cristalinos principais [25].

2.5.3 MODULAÇÃO DO ÍNDICE DE REFRAÇÃO

A seguir será apresentada a equação do elipsóide de índice sob a ação de um campo elétrico no interior de um cristal sem simetria de inversão. Este campo elétrico provoca a alteração do índice de refração no interior do cristal, sendo assim expressa [26]:

$$\frac{x^2}{n_1^2} + \frac{y^2}{n_2^2} + \frac{z^2}{n_3^2} + 2\left(\frac{1}{n^2}\right)_4 yz + 2\left(\frac{1}{n^2}\right)_5 xz + 2\left(\frac{1}{n^2}\right)_6 xy = 1, \quad (25)$$

onde os termos $\left(\frac{1}{n^2}\right)_{4-6}$ podem ser obtidos através da relação:

$$\Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_i = \sum_{j=1}^3 r_{ij} E_j, \quad (26)$$

onde E_j refere-se às componentes E_x , E_y e E_z do campo elétrico aplicado e r_{ij} representa os elementos do tensor eletro-óptico R do cristal, que por sua vez é representado na forma:

$$R_{ij} = \begin{bmatrix} r_{11} & r_{12} & r_{13} \\ r_{21} & r_{22} & r_{23} \\ r_{31} & r_{32} & r_{33} \\ r_{41} & r_{42} & r_{43} \\ r_{51} & r_{52} & r_{53} \\ r_{61} & r_{62} & r_{63} \end{bmatrix} \quad (27)$$

Cristal BTO na configuração eletro-óptica transversa

A Figura 7 apresenta um padrão de interferência incidindo sobre o cristal, sendo utilizada como exemplo para o cálculo da variação do índice de refração.

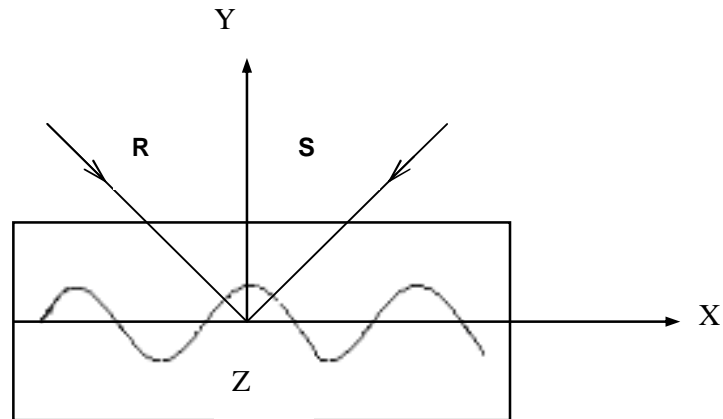


Figura 7 - Feixes coerentes R e S incidindo no cristal.

O cristal utilizado neste trabalho é o cristal $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ da família das Silenitas na simetria do grupo 23. Os únicos elementos de tensor não nulos são $r_{41} = r_{52} = r_{63} = 5 \text{ pm/V}$ [27].

$$r_{ij} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ r_{41} & 0 & 0 \\ 0 & r_{41} & 0 \\ 0 & 0 & r_{41} \end{bmatrix} \quad (28)$$

Podendo assim determinar os três últimos termos do primeiro membro da equação 25.

$$\Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_4 = r_{41}E_x \quad (29)$$

$$\Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_5 = r_{41}E_y \quad (30)$$

$$\Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_6 = r_{41}E_z \quad (31)$$

Considerando as direções X , Y e Z como sendo referente aos eixos cristalográficos $\langle 100 \rangle$, $\langle 010 \rangle$ e $\langle 001 \rangle$ respectivamente e $n_1 = n_2 = n_3 = n_0$, tornando a equação do elipsóide de índices da seguinte forma:

$$\frac{X^2}{n_0^2} + \frac{Y^2}{n_0^2} + \frac{Z^2}{n_0^2} + 2r_{41}E_xYZ + 2r_{41}E_yXZ + 2r_{41}E_zXY = 1 \quad (32)$$

Na configuração apresentada neste trabalho, a rede de difração e, conseqüentemente, o campo elétrico induzido são paralelos ao eixo $\langle 100 \rangle$. A Figura 8 apresenta a orientação dos eixos cristalográficos do cristal $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$.

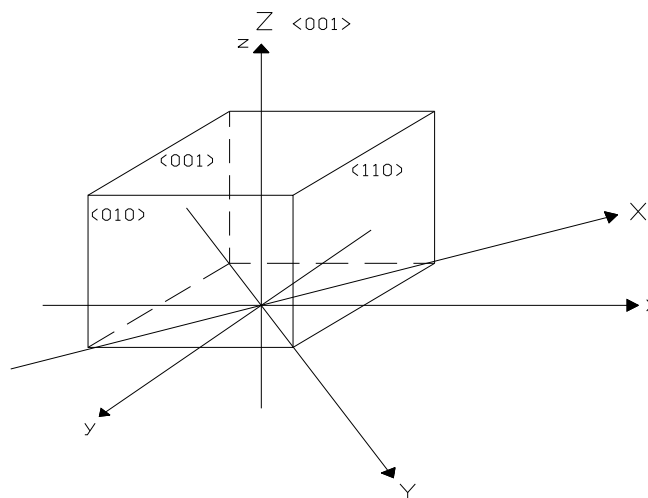


Figura 8 - Orientação dos eixos do cristal BTO.

Efetuada análise geométrica na Figura 8, é possível escrever E_{sc} em termos de E_y e E_z :

$$E_x = \frac{1}{\sqrt{2}} E_{sc} yz \quad (33)$$

$$E_y = E_z = 0 \quad (34)$$

Sendo assim, a equação 32 toma a forma:

$$\frac{X^2}{n_0^2} + \frac{Y^2}{n_0^2} + \frac{Z^2}{n_0^2} + 2r_{41} E_x YZ = 1 \quad (35)$$

A fim de determinar o elipsóide de índices para os eixos x' , y' , z' , devido à influência do campo elétrico aplicado, as seguintes transformações nas coordenadas são feitas [22]:

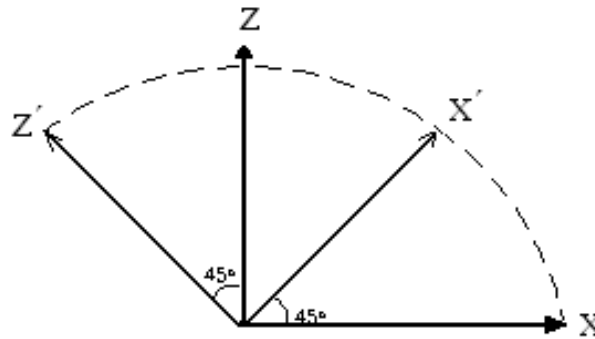


Figura 9 - Rotação do sistema de coordenadas em torno da direção x.

$$Y = y' \cos 45^\circ - z' \sin 45^\circ \quad (36)$$

$$Z = y' \sin 45^\circ + z' \cos 45^\circ \quad (37)$$

Estas transformações correspondem a uma rotação de 45 graus em torno do eixo x. Aplicando as equações 36 e 37 na equação 35, obtém-se o elipsóide de índices, representado por:

$$\frac{x'^2}{n_0^2} + \frac{y'^2}{n_0^2} + \frac{z'^2}{n_0^2} + r_{41} E_x (y'^2 - z'^2) = 1 \quad (38)$$

Desenvolvendo a equação 38, tem-se:

$$\frac{x'^2}{n_0^2} + \frac{y'^2}{n_0^2} + \frac{z'^2}{n_0^2} + y'^2 r_{41} E_x - z'^2 r_{41} E_x = 1 \quad (39)$$

Escrevendo a equação 39 na forma

$$\frac{y'^2}{n_{y'}^2} + \frac{x^2}{n_0^2} + \frac{z'^2}{n_z^2} = 1 \quad (40)$$

Obtém-se a expressão para a direção y

$$\frac{1}{n_{y'}^2} = \frac{1}{n_0^2} + E_x r_{41} \quad (41)$$

E para a direção z, analogamente tem-se:

$$\frac{1}{n_z^2} = \frac{1}{n_0^2} - E_x r_{41} \quad (42)$$

Através da relação

$$dn = -\frac{2}{n^3} d\left(\frac{1}{n^2}\right) \quad (43)$$

E das equações 41 e 42 obtém-se as modulações Δn_x e Δn_z :

$$\Delta n_{y'} = -\frac{n_0^3}{2} E_x r_{41} \quad (44)$$

$$\Delta n_z = +\frac{n_0^3}{2} E_z r_{14}, \quad (45)$$

onde n_0 é o índice de refração do cristal não modulado. A modulação no índice de refração, apresentada nas equações acima, é sempre muito pequena, mas não menos importante. Campos da ordem de 10^4 V/cm produzem uma variação de $\Delta n \cong 10^{-4}$ [28].

2. 6 TEORIA DAS ONDAS ACOPLADAS

Sabe-se que os cristais da família de silenitas (BSO, BTO e BGO) possuem baixa eficiência de difração, comprometendo a visibilidade dos hologramas [22]. Sendo assim, torna-se necessário o estudo de otimização do processo de reconstrução holográfica. Através da teoria das ondas acopladas [29], obtém-se a formulação da eficiência de difração em hologramas de volume.

A seguir serão apresentadas as equações das ondas acopladas e conseqüentemente a equação para a eficiência de difração. A última é responsável por determinar a capacidade do holograma em difratar a luz.

Partindo do modelo proposto por Kogelnik [29] e assumindo que, não haja absorção pelo meio e que a condição de Bragg seja satisfeita [27]. Para dois feixes monocromáticos e coerentes R (feixe colimado incidente) e S (feixe difratado), propagando-se ao longo da direção y , incidindo sobre um holograma de volume, é possível obter as equações que acoplam R e S [30]:

$$\frac{\partial R}{\partial y} = -i\alpha S(y) \quad (46)$$

$$\frac{\partial S}{\partial y} = -i\alpha R(y), \quad (47)$$

sendo y a direção perpendicular à face iluminada e α a constante de acoplamento, dada por:

$$\alpha = \pi \frac{\Delta n}{\lambda \cos \theta} \quad (48)$$

No caso de cristais fotorrefrativos, onde o registro holográfico ocorre de maneira dinâmica, as equações de Kogelnik podem ser expressas por:

$$R(y) = ae^{i\alpha y} + be^{-i\alpha y} \quad (49)$$

$$S(y) = ce^{i\alpha y} + de^{-i\alpha y}, \quad (50)$$

onde a,b,c e d são as constantes determinadas pelas condições de contorno.

As condições de contorno para um holograma de transmissão são:

$$R(0) = R_0 \quad (51)$$

$$S(0) = S_0 e^{i\Psi} \quad (52)$$

Aplicando as equações 46 e 47 para as condições de contorno de um holograma de transmissão, obtém-se as seguintes soluções [31]:

$$R(y) = R_0 \cos \alpha y - iS_0 e^{-i\Psi} \operatorname{sen} \alpha y \quad (53)$$

$$S(y) = -iR_0 \operatorname{sen} \alpha y + S_0 e^{-i\Psi} \cos \alpha y \quad (54)$$

Então as intensidades das ondas R e S, são dadas por:

$$I_R = R_0^2 \cos^2(\alpha y) + S_0^2 \operatorname{sen}^2(\alpha y) - R_0 S_0 \operatorname{sen}(2\alpha y) \operatorname{sen}(\phi) \quad (55)$$

$$I_S = R_0^2 \operatorname{sen}^2(\alpha y) + S_0^2 \cos^2(\alpha y) + R_0 S_0 \operatorname{sen}(2\alpha y) \operatorname{sen}(\phi) \quad (56)$$

Quando o feixe S é bloqueado, durante a "leitura" do holograma, têm-se as condições de contorno:

$$S(0) = 0 \quad (57)$$

$$R(0) = 1 \quad (58)$$

Através das equações 49 e 50 obtém-se o feixe difratado $S(L)$, que emerge do holograma de espessura L :

$$R(L) = R_0 \cos(\alpha L) \quad (59)$$

$$S(L) = -iS_0 \sin(\alpha L) \quad (60)$$

Finalmente a eficiência de difração é definida como a razão entre a intensidade total da luz difratada e a incidente:

$$\eta = \frac{|S(L)|^2}{|R(0)|^2} \quad (61)$$

Definida por:

$$\eta = \sin^2 \left(\frac{\pi \Delta n L}{\lambda \cos \beta} \right) \quad (62)$$

2.7. LASERS DE DIODO

Laser de Diodo (LD) é a fonte de luz utilizada neste trabalho, assim como em inúmeros estudos de interferometria holográfica. Estes materiais são utilizados também como ferramentas em estudos ópticos e em diversas aplicações industriais.

LD possuem como meio ativo um semicondutor devidamente dopado, formando uma junção p-n, polarizada diretamente. O processo de emissão laser ocorre através da recombinação de elétrons da banda de condução da camada n,

com lacunas da camada p. Este processo gera a emissão de um fóton, com energia igual à diferença entre os níveis energéticos envolvidos [32].

Para desencadear o processo de amplificação (Figura 10), é necessário que a luz se mantenha no interior da cavidade ressonante (étalon Fabry-Perot), onde fótons e elétrons são transmitidos em coerência, gerando um fluxo transmitido contínuo [33].

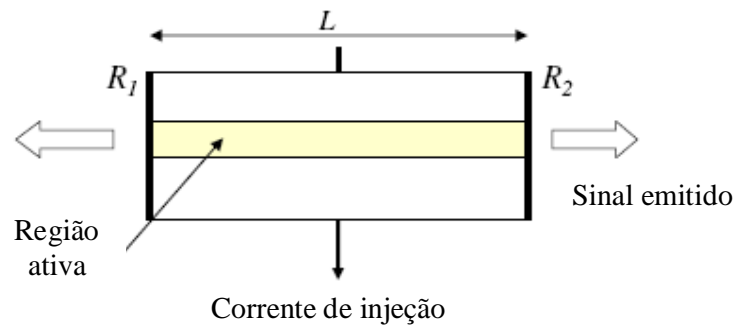


Figura 10 – Funcionamento de um laser de diodo [34].

As faces do material semiconductor (R_1 e R_2) constituem as superfícies semi-refletoras da cavidade, responsáveis pelas múltiplas reflexões de fótons e elétrons em seu interior.

No interior da cavidade ressonante do laser, alguns comprimentos de onda (modos) são intensificados, tornando-se estacionários dentro da cavidade, enquanto que outros são anulados [12]. Estes modos são relacionados com o comprimento L da cavidade ressonante do laser, por:

$$L = \frac{N\lambda}{2}, \quad (63)$$

para $N=1,2,3,\dots$

Os lasers de diodo podem ser do tipo multimodo, e neste caso o espectro de emissão possui mais de um comprimento de onda predominante. Estes comprimentos de onda não possuem a mesma amplitude de emissão, sendo modulados por uma curva de ganho, como mostrado na Figura 11.

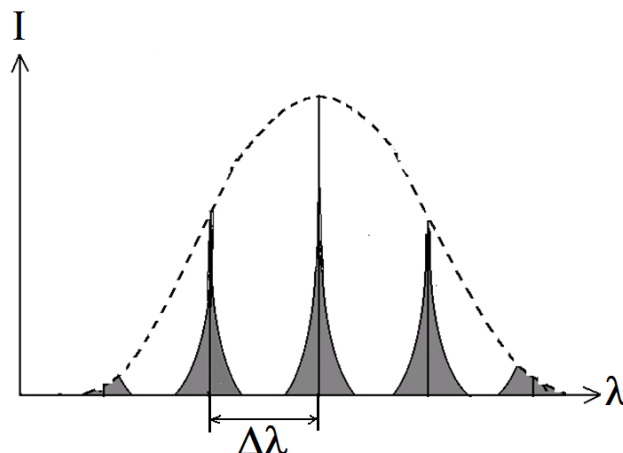


Figura 11 – Espectro de emissão do laser multimodo.

O envoltório (curva pontilhada) destes modos de oscilação obedece, aproximadamente, a um perfil Lorentziano [35] e o valor da diferença $\Delta\lambda$ entre estes comprimentos de onda emitidos é muito menor que a própria ordem de grandeza dos comprimentos de onda do laser.

O parâmetro que define o intervalo de frequência $\Delta\nu$, entre modos adjacentes é conhecido por *Free Spectral Range* (FSR) do laser, ou região espectral livre, que é relacionado com $\Delta\lambda$ e L por:

$$\Delta\nu = \frac{\Delta\lambda}{\lambda^2} = \frac{c}{2L}, \quad (64)$$

sendo c a velocidade da luz no vácuo.

Os lasers de diodo são muito sensíveis a instabilidades elétricas e de temperatura, causadas respectivamente, pelo aquecimento do diodo (efeito Joule) e pela variação do gap, devido à mudança de temperatura na junção. Alterando estes dois parâmetros, temos um deslocamento da curva de ganho, variando assim o número de modos emitidos e as suas intensidades [36].

Neste trabalho o comprimento de onda foi sintonizado através da variação da tensão aplicada sobre o laser

2.8 GRAVAÇÃO E LEITURA HOLOGRÁFICA COM LASERS OPERANDO EM REGIME MULTIMODO.

2.8.1 Gravação e leitura com 1 Laser

Considerando os feixes referência e objeto, com amplitude R_N e S_N , respectivamente, incidindo sobre um cristal fotorrefrativo BTO. Ambos os feixes originam-se de um único laser multimodo, emitindo simultaneamente N modos longitudinais com o mesmo intervalo espectral livre (FSR) [37].

$$R_N = R_0 \sum_{n=-N-1/2}^{n=N-1/2} A_n \exp\{i[(k + n\Delta k)\Gamma_R + \phi_n]\} \quad (65)$$

$$S_N = S_0 \sum_{n=-N-1/2}^{n=N-1/2} A_n \exp\{i[(k + n\Delta k)\Gamma_S + \phi_n]\},$$

sendo A_n um coeficiente real relacionado à intensidade do enésimo modo de oscilação, Φ_n a fase do enésimo modo à saída do laser, $k \equiv 2\pi / \lambda$ e $\Delta k \equiv 2\pi\Delta\lambda / \lambda$ [38]. A interferência dos feixes referência e objeto sobre a CCD é expressa por:

$$I_1 = |S_N|^2 + |R_N|^2 + S_N^* R_N + R_N^* S_N \quad (66)$$

Como diferentes modos não são coerentes entre si, tem-se [39]:

$$S_n^* R_m = \delta_{n,m} S_0 R_0 A_n A_m \exp\left\{-i\left[(\bar{k} + n\Delta k)\Gamma_S + \Phi_n\right]\right\} \times \exp\left\{i\left[(\bar{k} + m\Delta k)\Gamma_R + \Phi_m\right]\right\}, \quad (67)$$

O termo $\delta_{n,m}$ foi utilizado para demonstrar que diferentes modos não interferem entre si. A leitura do holograma, ocorre pelo processo de auto-difração. Combinando as equações 23, 45 e 62, obtém-se a intensidade da reconstrução holográfica I_U dada por:

$$I_U = \eta I_R \propto m^2 I_R = 2 \left(\frac{R_N^* S_N}{|R_N|^2 + |S_N|^2} \right) I_R \quad (68)$$

Considerando que a interferência de diferentes modos não tem efeito sobre a imagem holográfica. Substituindo as equações 65 e 67 em 68, a intensidade holográfica do objeto é expressa por:

$$I_U \propto 2m_0 \left\{ \frac{\sin[N\Delta k(\Gamma_S - \Gamma_R)/2]}{\sin[\Delta k(\Gamma_S - \Gamma_R)/2]} \right\}^2 I_R, \quad (69)$$

sendo $m_0 = 2R_0 S_0 / (R_0^2 + S_0^2)$ e por uma questão de simplificação $A_n=1$. Analisando a equação acima, é possível observar que a fase $\Delta k(\Gamma_S - \Gamma_R)$ depende exclusivamente da topografia da superfície e que a imagem do objeto reconstruído esta modulada pelo contorno das franjas de interferência, devido à emissão multimodo de um único laser de diodo, como mostrado na figura 12.

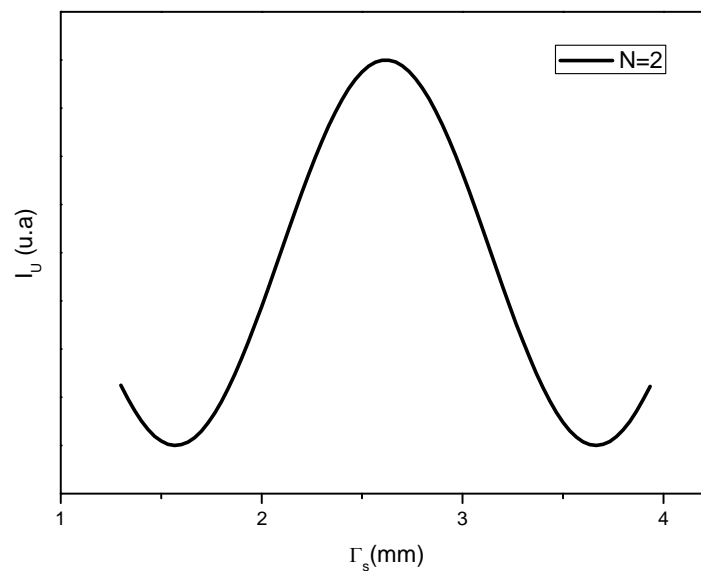


Figura 12 – Intensidade do feixe difratado em função do Γ_S , para um único laser multimodo com 2 modos de oscilação.

Através da equação 69, a partir de dois pontos A e B, situados em regiões de franjas claras, é possível determinar a diferença de caminho óptico entre estes pontos:

$$\Gamma_{S,B} - \Gamma_{S,A} = \frac{2\pi}{\Delta k} = \lambda_s, \quad (70)$$

onde λ_s é o comprimento de onda sintético que é determinado pelo tempo de coerência da emissão de luz. O comprimento de sintético determina também a máxima diferença de caminhos ópticos em holografia ou qualquer outro sistema de interferência óptica.

$$\lambda_s = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda} \quad (71)$$

De acordo com equação 64, quanto menor a cavidade do laser mais franjas de interferência surgem para uma determinada profundidade da superfície. A diferença de profundidade, Δz , entre duas franjas adjacentes claras (ou escuras) é de:

$$\Delta z = \frac{\Gamma_{S,B} - \Gamma_{S,A}}{2} = \frac{\lambda_s}{2} \quad (72)$$

Combinando as equações 64, 70 e 72, tem-se:

$$\overline{\Delta z = L} \quad (73)$$

Como demonstrado nesta seção, a diferença de caminho óptico entre duas regiões iluminadas por franjas de interferência claras, na imagem holográfica, depende do comprimento de onda sintético λ_s , que por sua vez está diretamente relacionado ao comprimento ressonador do laser de diodo L. Desta forma, o pequeno comprimento dos ressonadores deste tipo de laser permite a fácil visualização de franjas de interferência que fornecem as curvas de nível da superfície estudada, em processos holográficos de única exposição. Se por um lado esta característica do processo representa uma grande simplificação na

obtenção de interferogramas, por outro, a diferença em profundidade entre duas franjas de interferência é inevitavelmente fixa e atrelada ao comprimento da cavidade do diodo laser. Isto limita a resolução da técnica na obtenção de interferogramas e na análise de superfícies de relevo não acentuado.

Para superar esta limitação, neste trabalho utilizamos montagens holográficas com dois lasers de diodo multimodo. Desta maneira, o comprimento de onda sintético, que define a resolução do sistema na análise de superfícies, pode ser ajustado de modo a adequá-lo ao relevo da superfície estudada [40].

2.8.2 Gravação e leitura com 2 Lasers

O processo de gravação e reconstrução holográfica utilizando dois lasers multimodo é representado pela seguinte equação:

$$R_N = R_0 \left(e^{ik_1\Gamma_R} + e^{ik_2\Gamma_R} \right) \sum_{n=-\frac{N-1}{2}}^{\frac{N-1}{2}} A_n e^{i(n\Delta k\Gamma_R + \phi_n)} \quad (74)$$

$$S_N = S_0 \left(e^{ik_1\Gamma_S} + e^{ik_2\Gamma_S} \right) \sum_{n=-\frac{N-1}{2}}^{\frac{N-1}{2}} A_n e^{i(n\Delta k\Gamma_S + \phi_n)},$$

onde $k_1 \equiv 2\pi/\lambda_1$ e $k_2 \equiv 2\pi/\lambda_2$ são os números de onda relativos a cada laser e $\Delta k = 2\pi\Delta\lambda/\lambda^2$ é o intervalo de número de onda entre modos adjacentes de cada laser [7]. Os lasers emitem com comprimentos de onda centrais λ_1 e λ_2 , tal que $2(\lambda_1 - \lambda_2)/(\lambda_1 + \lambda_2) \approx 10^{-3}$. A partir das equações 69 e 74 a eficiência de difração passa a ser dada por :

$$\eta \propto \left(\frac{2R_0 S_0}{I_0} \right)^2 \cos^2 \left[\frac{\pi}{\lambda_S} (\Gamma_S - \Gamma_R) \right] \left| \sum_{n=-\frac{N-1}{2}}^{\frac{N-1}{2}} A_n e^{in\Delta k(\Gamma_S - \Gamma_R)} \right|^2, \quad (75)$$

onde $I_0 = R_0^2 + S_0^2$ e $\lambda_S \equiv \lambda_1 \lambda_2 / |\lambda_2 - \lambda_1|$.

Por uma questão de simplificação assumimos que todos os modos, para ambos os lasers, oscilam com a mesma intensidade, então $A_n = 1$. Assim, a eficiência de difração torna-se:

$$\eta \propto \frac{2R_0S_0}{I_0} \cos^2 \varphi \left[\frac{\sin(N\gamma)}{\sin(\gamma)} \right]^2, \quad (76)$$

onde $\varphi \equiv \pi(\Gamma_S - \Gamma_R)/\Lambda_S$ e $\gamma \equiv \Delta k(\Gamma_S - \Gamma_R)/2$.

A reconstrução holográfica ocorre por auto difração, ou seja, o feixe referência também é o feixe de leitura. Sendo assim a reconstrução holográfica I_U do objeto é dada por:

$$I_U = \eta I_R = \eta_0 \cos^2 \varphi \left[\frac{\sin(N\gamma)}{\sin(\gamma)} \right]^2 I_R \quad (77)$$

Através da equação 77 é possível observar que a imagem do objeto reconstruído esta duplamente modulada pelos contornos das franjas de interferência. Através da sintonia dos lasers de diodo obtém-se $|\lambda_2 - \lambda_1| \gg \Delta\lambda$, de modo que a imagem resultante reconstruída aparece coberta por franjas de alta frequência espacial $\cos^2 \varphi$, geradas pelo desalinhamento entre os lasers, envolto por um envelope de baixa frequência espacial $[\sin(N\gamma)/\sin \gamma]^2$, devido à emissão em múltiplos modos de cada laser de diodo, como mostrado na figura 13.

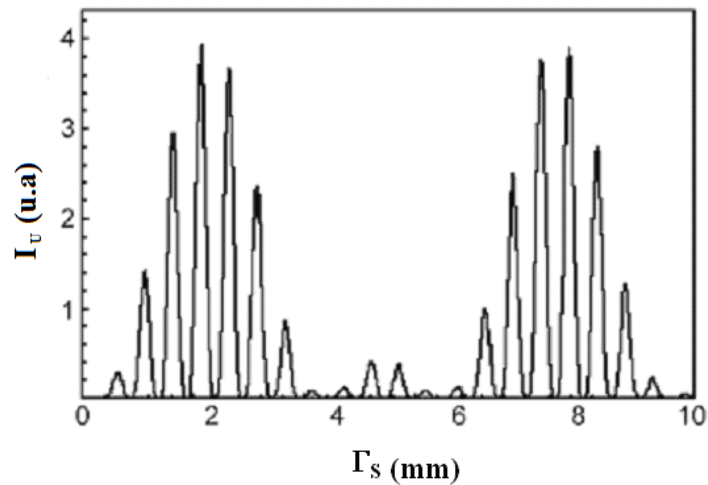


Figura 13 – Intensidade do feixe difratado em função do Γ_s , para dois lasers multimodo com 3 modos de oscilação.

2.9 MÉTODO DE DESLOCAMENTO DE FASE

O método de deslocamento de fase é utilizado para obter o mapa de fase dos interferogramas. Sendo que, os interferogramas capturados estão defasados de $\pi/2$ entre si e apresentam uma distribuição de intensidades dependente da distribuição de fase do objeto, para cada ponto (x, y) do objeto:

$$I(x, y) = I_0(x, y) + a(x, y) \cdot \cos \phi(x, y), \quad (78)$$

onde, $I_0(x, y)$ é a intensidade local de fundo, $a(x, y)$ é a modulação das amplitudes e $\cos \phi(x, y)$ é a fase a ser determinada.

Através de relações trigonométricas e combinando as intensidades [41], calcula-se o mapa de fase para todos os pontos da superfície da frente de onda:

$$\phi_{4\text{-step}}(x, y) = \arctan \left(\frac{I_4(x, y) - I_2(x, y)}{I_1(x, y) - I_3(x, y)} \right), \quad (79)$$

Através da distribuição de fase do objeto obtém-se o mapa de fase 2-D, onde cada ponto do objeto é representado num diagrama de níveis de cinza. Os

256 níveis de cinza são uma medida de valores entre $-\pi$ (preto, 0) e π (branco, 256), e são chamados de mapa de fases empacotadas. O padrão resultante possui uma descontinuidade do branco ao preto ou do preto ao branco, figura 14. Estas descontinuidades são removidas por um processo chamado desempacotamento de fase (“*phase unwrapping*”) [42].

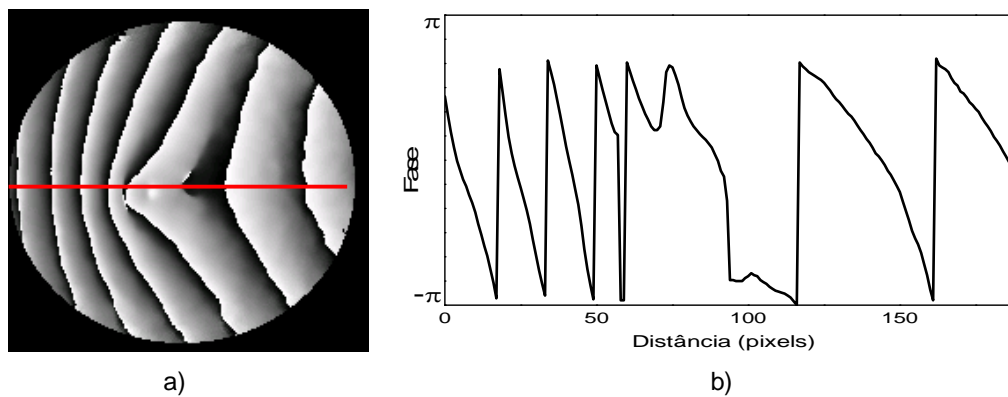


Figura 14: Deslocamento de fase. a) Mapa de fase; b) Mapa de fase empacotadas

2.10 DECONVOLUÇÃO (UNWRAPPING) DO MAPA DE FASE

Para obter a distribuição de fase do objeto $\phi(x, y)$, o mapa de fase passa por um processo de deconvolução, onde adicionam-se valores múltiplos de 2π , aos diferentes pontos do mapa de fase.

$$\phi(x, y) = \phi_{wp}(x, y) + 2\pi\lambda(x, y), \quad (80)$$

onde $\lambda(x, y)$ é a ordem da franja no ponto (x, y) , que é determinada através do cálculo da diferença de fase entre pixels adjacentes, para o desembrulhamento de fase $\{x_i\}$ [43].

$$\Delta\phi(x_i) = \phi(x_i) - \phi(x_{i-1}) \quad (81)$$

O processo de deconvolução é feito por algoritmos específicos (Branch-Cut, Autônomo Celular, Temporal Phase Unwrapping, dentre outros) [44], que analisam

se a distância entre dois pixels consecutivos é de $-\pi$ ou π . Quando esta condição é satisfeita, o algoritmo acrescenta ou subtrai π do próximo pixel, até que seja reconstruída a topografia do objeto em análise [45].

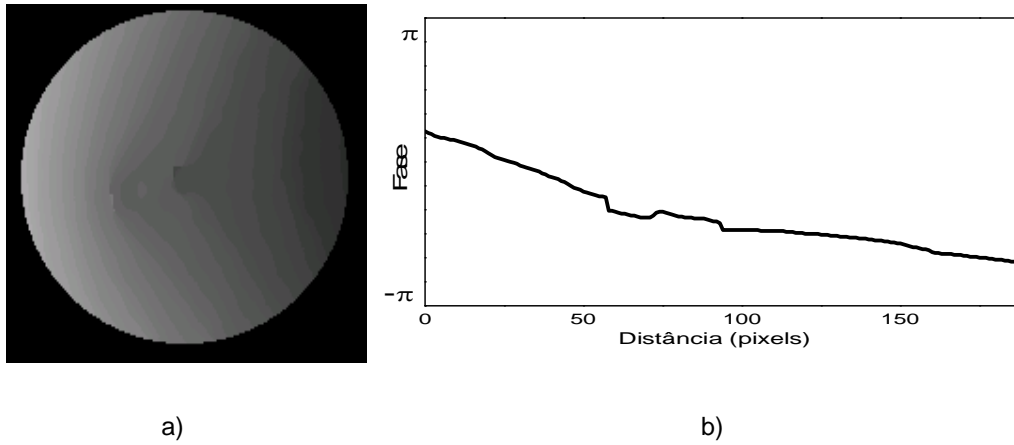


Figura 15: Deconvolução do mapa de fase. a) Unwrap; b) desempacotamento de fase.

3. DESENVOLVIMENTOS TEÓRICOS.

3.1 HOLOGRAFIA DE REFLEXÃO COM CRISTAIS BTO

Na formação de hologramas em tempo real, um problema que deve ser levado em conta é a intensidade do sinal holográfico, pois este é transmitido juntamente com o feixe do objeto, como já demonstrado na seção 2.6. Neste caso o sinal holográfico deve ser maior que o sinal vindo do objeto ou estes feixes devem ser separados adequadamente.

Um incremento para a razão sinal-ruído ocorre devido às propriedades que os cristais fotorrefrativos possuem de difração anisotrópica. A difração anisotrópica permite que o feixe objeto transmitido e a reconstrução holográfica da frente de onda saiam do cristal ortogonalmente polarizados; enquanto o segundo contém toda a informação holográfica do objeto, o primeiro constitui-se apenas num indesejável ruído de fundo para a imagem holográfica. Por serem ortogonalmente polarizados entre si, um simples polarizador colocado à saída do cristal extingue o feixe transmitido, permitindo a passagem e a detecção apenas da reconstrução holográfica. Este procedimento é facilmente executado em arranjos de holografia de transmissão, em que feixes referência e objeto incidem na mesma face do meio de registro.

No arranjo de Denisiuk, entretanto, os feixes objeto e referência propagam-se na mesma direção e em sentidos contrários, de modo que técnicas convencionais para a eliminação do ruído eliminariam também o feixe referência, inviabilizando o registro holográfico. Para a solução deste problema, incorporamos à montagem óptica (Figura 17) um divisor de feixes polarizante DFP e inclinamos o eixo $\langle 001 \rangle$ da amostra de BTO - tradicionalmente colocado na vertical - de acordo com a rotação de polarização dos feixes devido à atividade óptica do cristal.

Este componente óptico separa a polarização s (vetor do campo elétrico perpendicular ao plano de incidência) da polarização p (vetor do campo elétrico paralelo ao plano de incidência). As componentes da luz incidente, linearmente

polarizada, geram dois feixes com propagação em direções perpendiculares. Neste caso, a luz puramente polarizada incide no DFP, atingindo o cristal BTO, deslocando-se ao longo do sentido negativo do eixo x.

Devido à atividade óptica do cristal BTO, o feixe gira dentro do cristal com um ângulo ρd , onde ρ é a atividade óptica e d a espessura do cristal; desta forma o feixe que ilumina o objeto é polarizado com ângulo ρd em relação ao eixo z. Como a luz não é sensivelmente depolarizada após ser espalhada pelo objeto, o feixe objeto entra no cristal mantendo basicamente a mesma polarização inicial. Como o feixe objeto viaja através do cristal ao longo do sentido positivo do eixo x, a sua polarização gira no sentido horário através de um ângulo ρd ; então o feixe objeto é transmitido com polarização S na face frontal do cristal BTO [46]. A propagação do vetor \vec{k} é paralela ao eixo x e os vetores U representam a polarização da direção de difração.

A Figura 16 mostra a polarização do feixe referência e seu vetor de propagação. O vetor tracejado representa a polarização do feixe referência após passar através da amostra. A propagação do feixe transmitido (\vec{S}') e o feixe difratado (\vec{U}) ocorre ao longo do sentido positivo do eixo x, onde $x=d$.

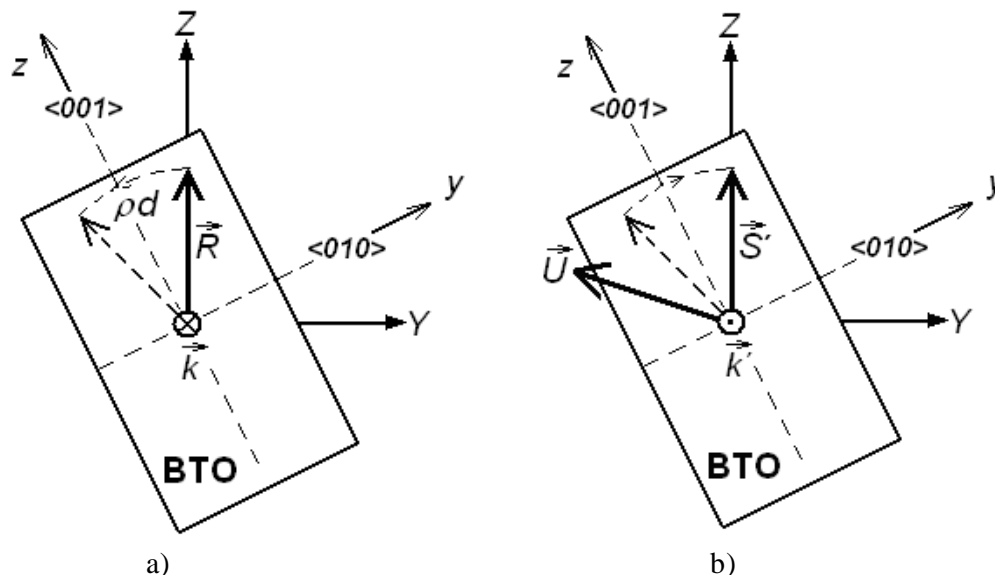


Figura 16 – Polarizações do cristal BTO no arranjo de Denisiuk. a) Feixe referência \vec{R} e o vetor de propagação \vec{k} , na entrada do cristal BTO, onde $x=d$; b) feixe transmitido \vec{S}' e difratado \vec{U} ao longo da direção positiva do eixo x.

Equacionamento

Considerando dois feixes de luz monocromática coerente com comprimentos de onda λ , interferindo ao longo do eixo $\langle 100 \rangle$ do cristal $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$, como mostrado na Figura 17.

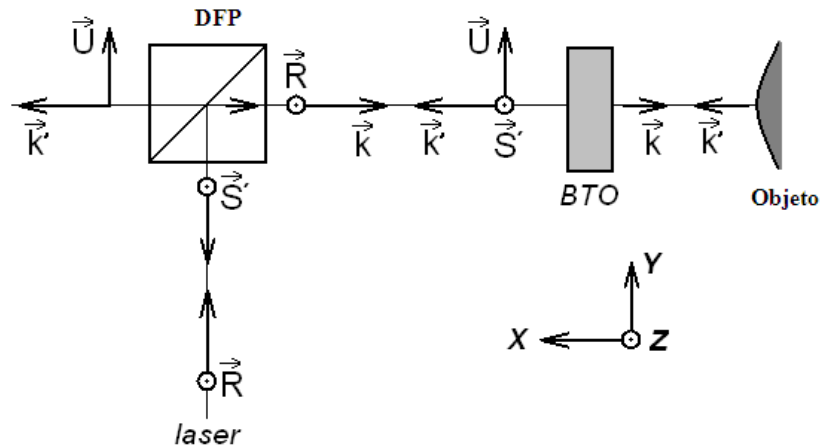


Figura 17 - Arranjo holográfico de reflexão

A Figura 18 mostra a orientação da polarização do feixe referência na entrada do cristal BTO relativa às coordenadas envolvidas no sistema e a rotação angular γ .

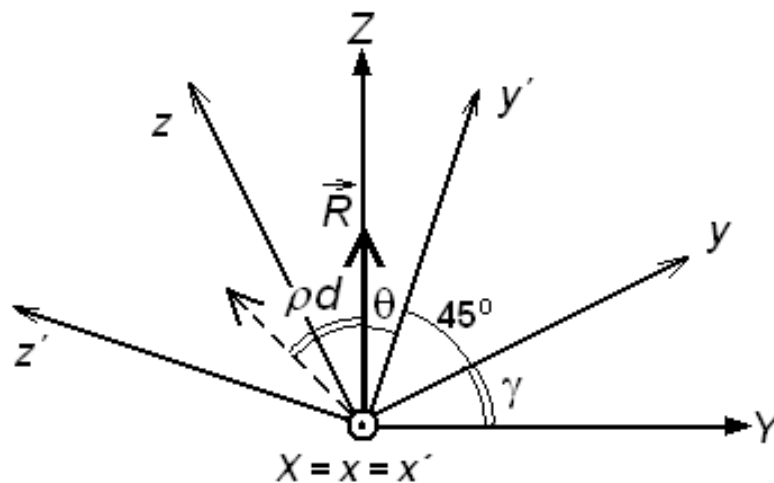


Figura 18 – Orientação da polarização do feixe referência

As componentes do feixe referência referente aos eixos y' e z são dadas por:

$$R_{y'}(x) = R_o \cos[\theta - \rho(d - x)] \quad (82)$$

$$R_z(x) = R_o \text{sen}[\theta - \rho(d - x)], \quad (83)$$

onde θ é o ângulo entre a polarização do feixe referência e o eixo y' e $x = d$. O feixe transmitido (ou seja, o feixe não difratado) ilumina o objeto com polarização paralela ao feixe referencia ao longo de todo o cristal. Mallick et al obteve uma expressão analítica relativa ao contraste m das franjas, com o cristal tendo uma profundidade de cargas x e com os feixes interferentes se propagando ao longo do cristal [47].

$$m(x) = m_0 \exp\left\{2 \frac{\beta}{\rho} \cos[2\theta - \rho(2d - x)] \text{sen}(\rho x)\right\}, \quad (84)$$

onde $\beta \equiv \pi m_0^3 r_{41} E_{sc} / 2\lambda$ e $m_0 \approx 2S_0/R_0$, sendo S_0 a amplitude do feixe objeto para $x=0$ e $R_0 \gg S_0$. Os componentes elementares da amplitude de difração são dados por [47].

$$dU_{y'}(x) = -\beta m(x) R_o \cos(\theta - 2\rho d + 2\rho x) dx \quad (85)$$

$$dU_z(x) = \beta m(x) R_o \text{sen}(\theta - 2\rho d + 2\rho x) dx \quad (86)$$

Em condições experimentais, a intensidade do feixe referência é cerca de 20 vezes maior do que o feixe objeto, o que levou a $m_0 \leq 0.1$. Uma vez que o campo elétrico espacial é proporcional a m_0 , tem-se $|\beta/\rho| < 0.4$, e $m(x)$ podendo ser expandido em uma série de Taylor até o segundo termo. A Equação 84 por consequência pode ser escrita como:

$$m(x) = m_0 \exp[-\beta/\rho \text{sen}(2\theta - 2\rho d)] [1 + \beta/\rho \cos(2\theta - 2\rho d + 2\rho x)] \quad (87)$$

Substituindo $m(x)$ nas equações 85 e 86 e integrando ao longo de toda a espessura do cristal, as componentes da amplitude difratada paralela às direções y e z são dadas por:

$$U_{y'}(d) = -\beta R_0 m_0 \exp[-2\beta \text{sen}(2\theta)/\rho] \times \left\{ \frac{\text{sen}\rho d}{\rho} \cos(\theta - \rho d) + \frac{\beta}{8\rho^2} [\text{sen}(4\rho d - 3\theta) + \text{sen}3\theta + 4\rho d \cos\theta] \right\} \quad (88)$$

$$U_{z'}(d) = \beta R_0 m_0 \exp[-2\beta \text{sen}(2\theta)/\rho] \times \left\{ \frac{\text{sen}\rho d}{\rho} \cos(\theta - \rho d) + \frac{\beta}{8\rho^2} [\cos(4\rho d - 3\theta) - \cos(3\theta) - 4\rho d \text{sen}\theta] \right\} \quad (89)$$

Na face frontal do cristal a polarização do feixe objeto transmitido é paralela ao feixe referência, e y e z são componentes dadas por $S_{y'}(d) = S_0 \cos\theta$ e $S_{z'}(d) = S_0 \text{sen}\theta$, respectivamente. Este feixe é separado por um polarizador, a fim de permitir a passagem apenas do feixe difratado. O máximo sinal holográfico I_D corresponde à imagem holográfica sendo proporcional a $\text{sen}^2\varphi$, onde φ é o ângulo entre os vetores $\vec{U} = U_{y'}(d)\hat{y}' + U_{z'}(d)\hat{z}'$ e $\vec{S} = S_{y'}(d)\hat{y}' + S_{z'}(d)\hat{z}'$:

$$I_D \propto \text{sen}^2\varphi = 1 - \left(\frac{\vec{U} \cdot \vec{S}}{|\vec{U}| |\vec{S}|} \right)^2 \quad (90)$$

É conveniente fazer a substituição do ângulo $\theta = \pi/4 - \gamma$ onde γ é o ângulo entre o eixo [001] e o eixo Z do cristal (ver Figura 18). Assim, a partir das equações 88, 89 e 90 obtivemos o sinal I_D :

$$I_D \propto \text{sen}^2\varphi \approx 1 - \frac{\left\{ \text{sen}(\rho d) \text{sen}(2\gamma + \rho d) + \frac{\beta}{8\rho} [\text{sen}4\gamma - \text{sen}(4\rho d - 4\gamma) + 4\rho d] \right\}^2}{\text{sen}^2(\rho d) + \frac{\beta}{4\rho} \text{sen}(\rho d) [4\rho d \text{sen}(2\gamma + 4\rho d) + \cos(2\gamma - \rho d) - \cos(2\gamma + 3\rho d)]} \quad (91)$$

No que diz respeito às típicas condições experimentais a imagem espalhada pelo objeto é difusa, e $\beta \ll \rho$ e o sinal I_D pode ser escrito como:

$$I_D \propto \cos^2(2\gamma + \rho d) \quad (92)$$

Esta equação apresenta a intensidade holográfica para uma polarização de entrada de $\gamma \approx -\rho d/2 + N\pi/2$, onde $N = 1, 2, 3, \dots$. Esta mesma equação permite determinar a melhor orientação do cristal, afim de maximizar a intensidade holográfica.

4. MATERIAIS E MÉTODOS

4.1 ARRANJO HOLOGRÁFICO UTILIZANDO DOIS LASERS

A análise do perfil de superfícies foi realizada utilizando o arranjo holográfico de dois lasers, mostrado na Figura 19. Ambos os lasers de diodo de 30mW com emissão centrada em 665 nm, são direcionados pelo divisor de feixes DF. L1 é um telescópio confocal que colima o feixe iluminando o objeto. O cristal BTO foi colocado no plano imagem da lente L2 de foco 150mm, enquanto a câmera CCD foi colocada no plano imagem da lente L3 de foco 200mm, exibindo a imagem holográfica no monitor do computador.

O cristal com face frontal de $10 \times 10 \text{ mm}^2$ possui 8 mm de espessura e é cortado na configuração eletroóptica transversa [110]; a gravação holográfica ocorre pelo regime de difusão, com um tempo de gravação de $\sim 10\text{s}$. O índice de refração do cristal BTO na região do vermelho é de $n_o \approx 2.65$. Ao usar as propriedades de difração anisotrópica do cristal de sillenita, o polarizador P1 selecionou o ângulo de polarização de entrada, $\rho L/2$ em relação ao eixo $\langle 001 \rangle$ do cristal, onde ρ é a atividade óptica do cristal sendo de $6,5^\circ/\text{mm}$, o que permite que o feixe transmitido pelo objeto e o feixe difratado estejam ortogonalmente polarizados na saída do cristal BTO.

Para o procedimento de mapeamento de fase o espelho M3 foi montado em um suporte com ajuste micrométrico; este suporte permite que o espelho seja transladado. Trabalhamos assim com desvio de reflexão constante, de modo que a sobreposição espacial dos feixes interferindo no cristal BTO foi mantida constante com o deslocamento de fase aplicado.

Parte do feixe atravessa o cristal sem sofrer difração (reconstrução holográfica) incidindo sobre o espelho M4, posicionado na saída do cristal BTO. O espelho M4 direciona o feixe até o espectrômetro. Este espectrômetro é composto por uma rede de difração de 600 linhas/mm montado sobre um goniômetro, tendo

como função permitir a visualização do alinhamento entre os comprimentos de onda centrais dos dois lasers.

O polarizador P2 corta parte do feixe transmitido de maneira que somente a imagem reconstruída do objeto seja coletada pela CCD. Para obter o mapeamento de fase do objeto estudado, as imagens coletadas pela CCD são enviadas para um computador (PC), sendo analisadas e processadas pelos softwares RisingSun Moiré e ImageJ [48].

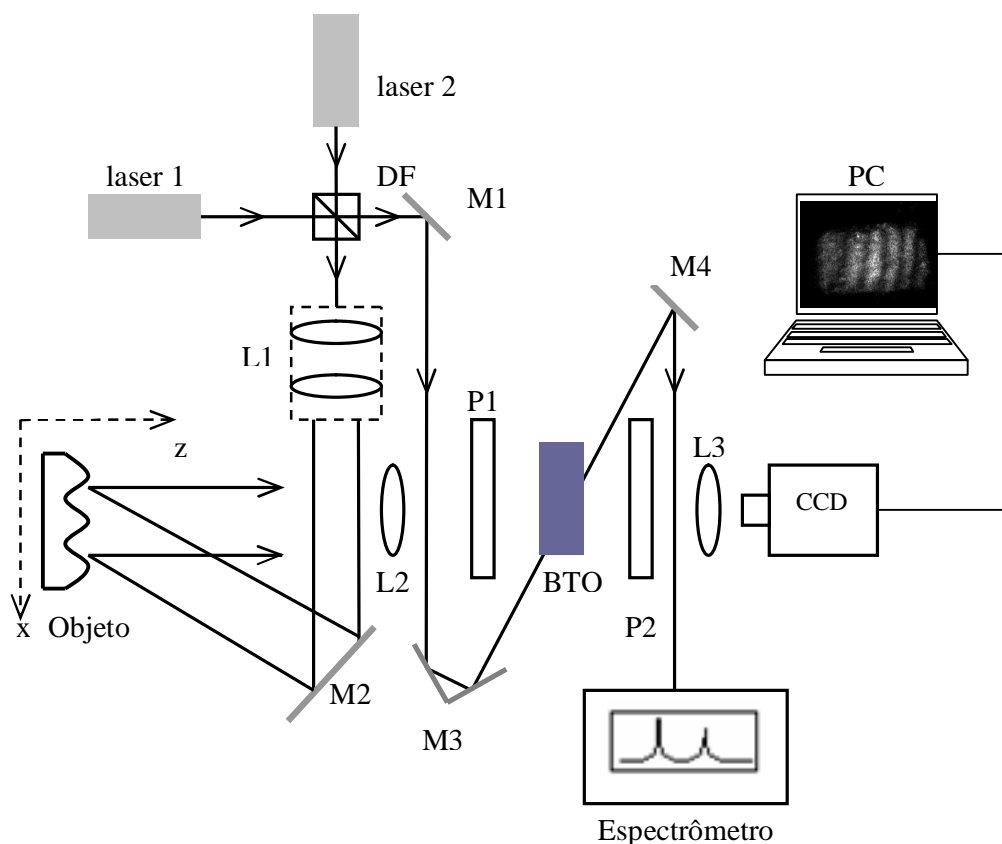


Figura 19 – Arranjo óptico utilizando dois lasers multimodo.

4.1.1 PROCEDIMENTO

Para a obtenção dos interferogramas dos objetos estudados, alinhamos os lasers através da visualização, no espectrômetro montado, dos comprimentos de onda centrais dos dois lasers. As tensões dos lasers foram ajustadas através de

uma fonte de tensão, permitindo a sintonia dos seus comprimentos de onda centrais. A tensão aplicada no laser (1) foi de 2,5 V e no laser (2) 3,4 V. Os lasers possuem potência em torno de 30mW cada e comprimento de onda aproximadamente de 665 nm.

Efetuamos o alinhamento das diferentes partes do arranjo óptico, como lasers e espelhos, de modo a combinar e sobrepor os feixes emitidos por ambos os lasers. Os objetos a serem analisados foram colocados no suporte apropriado de modo que sua imagem fosse focalizada na câmera CCD. Sendo assim, foi possível observar as imagens holográficas cobertas por franjas de interferência na tela do computador (Figura 20).

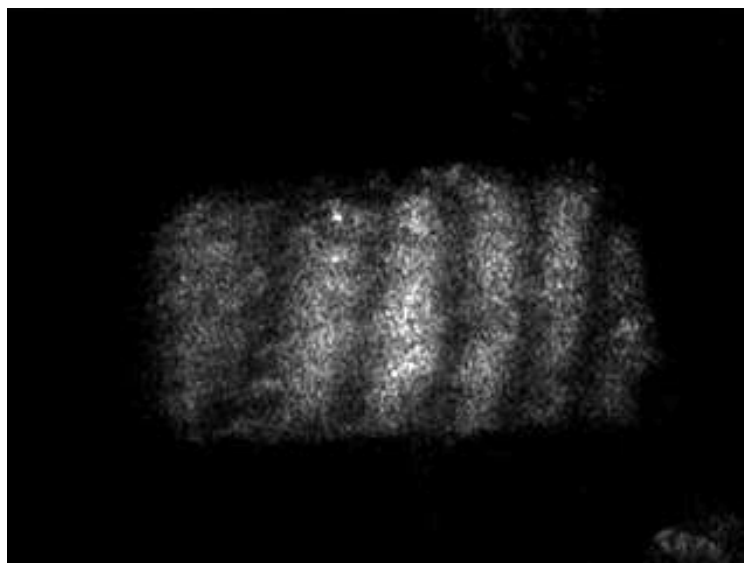


Figura 20 – Imagem holográfica do objeto, coberta com franjas de interferência.

4.1.1.1 DETERMINAÇÃO DO COMPRIMENTO DE ONDA SINTÉTICO

Como já demonstrado na seção 2.8, o comprimento de onda sintético, λ_s , esta diretamente relacionado com a diferença de profundidade, Δz (equação 73). Esta é limitada pelo nível de alinhamento espectral entre os dois lasers de diodo, ou seja, a proximidade entre os comprimentos de onda centrais de ambos os lasers, além do *Free Spectral Range* (FSR) Δu , o intervalo de frequência entre modos adjacentes de emissão de cada laser.

Inicialmente determinamos o valor do comprimento de onda sintético através da diferença de caminho óptico do feixe referência Γ_R - entre duas franjas adjacentes, ou seja variando-se de 2π a fase no interferograma.

Para calcularmos este parâmetro, fixamos um ponto de referência na tela do monitor sobre uma franja (clara ou escura) e posteriormente variamos o caminho óptico do feixe referência Γ_R , através do deslocamento do espelho M3 no arranjo óptico. Este deslocamento foi medido com o auxílio do micrômetro acoplado sobre a base móvel do espelho. Obtivemos comprimento de onda sintético λ_s de 0,20 mm. Após obtermos λ_s , aplicamos a técnica para obtenção do mapa de fase.

4.1.2 PROCESSAMENTO DE IMAGENS

O mapa de fase dos interferogramas foi determinado utilizando o software Rising Sun Moiré, através do método de four-stepping, apresentado na seção 2.9. Para tanto, deslocamos o espelho M3 e capturamos quatro interferogramas da frente de onda espalhada pelo objeto, deslocados de $\pi/2$ entre si. A figura 21b) apresenta o mapa de fase, para a seqüência de frames apresentados na figura 21a).

Para obtermos o perfil do objeto estudado, o mapa de fase passa por um processo de deconvolução, apresentado na seção 2.10. Através da técnica de Branch-Cut, o software RingSun Moiré desembrulha o mapa de fase e a imagem resultante apresenta a distribuição de fases do objeto $\phi(x, y)$ em tons de cinza como mostrado na figura 21c). A distribuição de tonalidades representa elevações diferentes da superfície do objeto em análise.

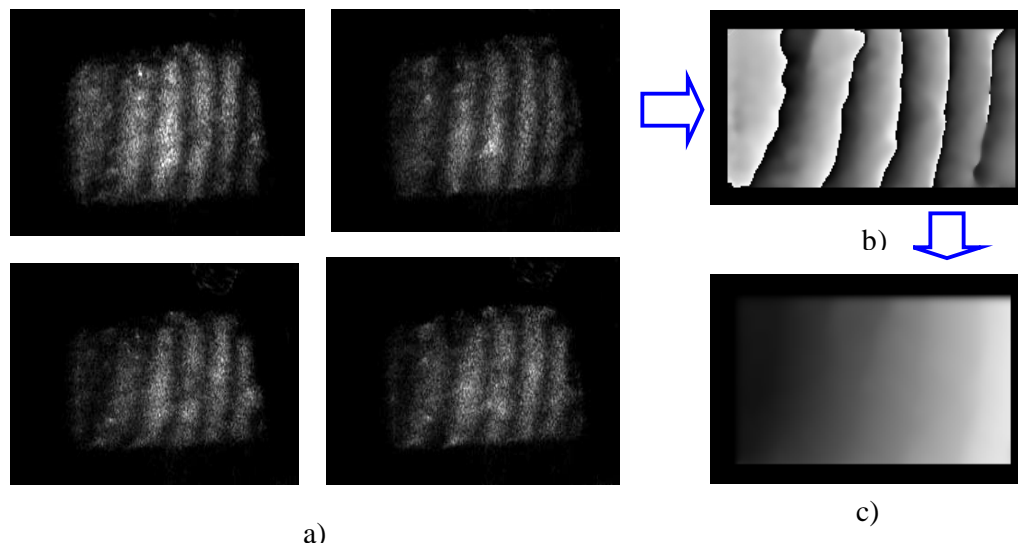


Figura 21: Processamento da imagem. a) seqüência de 4 interferogramas; b) mapa de fase; c) unwrap

A partir da figura de *unwrap*, utilizando o software Image J, converteremos os tons de cinza em distribuição de elevação, obtendo desta forma uma imagem de reconstrução em 3-D da superfície, como mostrado na figura 22 a).

A reconstrução da superfície é obtida em pixels, sendo necessário efetuar a conversão para unidades métricas. Para tanto, conhecendo a distância entre as franjas observadas no mapa de fase resultante é possível converter pixels para milímetros, como pode ser observado na figura 22 b).

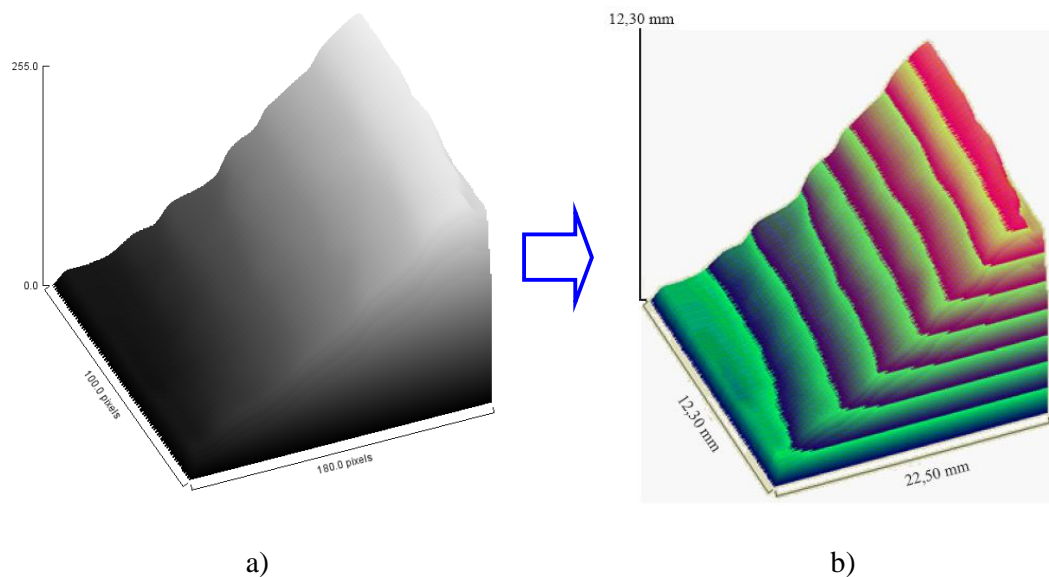


Figura 22: Reconstrução em 3-D da superfície do objeto. a) perfil em pixel; b) perfil em unidade métricas

Efetuamos também um corte na imagem gerada pela reconstrução 3D do objeto, obtendo assim o perfil da superfície, figura 23 a). Através de ferramentas do software Origin 7.0, foi possível compensar a inclinação sofrida pelo objeto, favorecendo assim a visualização do perfil real da superfície, figura 23 b).

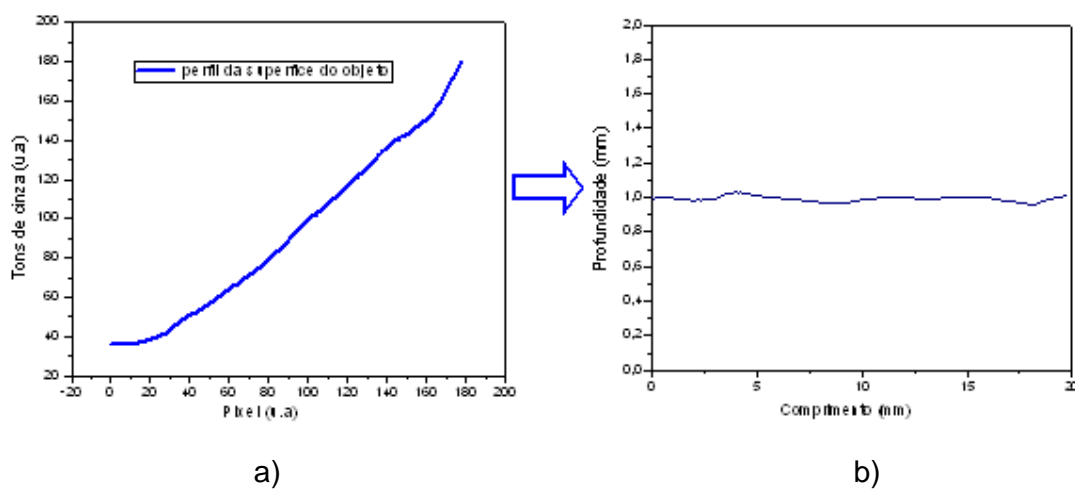


Figura 23: Perfil da superfície do objeto estudado. a) superfície inclinada; b) perfil real do objeto.

4.2 HOLOGRAFIA DE REFLEXÃO COM CRISTAIS BTO.

O holograma de reflexão foi utilizado para análise de imagens e vibrações de pequenos objetos. Este arranjo possui uma das geometrias mais simples e compactas para a formação de hologramas de reflexão.

No arranjo holográfico (Figura 24), utilizamos um laser He-Ne com potência de 15mW que emite na região do vermelho com comprimento de onda (λ) de 632,8nm. O laser de He-Ne foi utilizado por apresentar alta coerência, estabilidade e feixe colimado, além de gerar baixa atividade óptica em cristais do tipo BTO.

O estudo da polarização foi realizado utilizando o arranjo descrito na Figura 24, onde o vetor holográfico é paralelo ao eixo [100] do cristal e a polarização incidente é paralela ao eixo z. O cristal BTO foi rotacionado em torno de seu eixo por meio de um goniômetro. Ao selecionar adequadamente o ângulo γ o feixe objeto transmitido S' e a frente de onda holográfica do objeto U emergem do cristal BTO com polarizações s e p, respectivamente. Com o uso de um divisor de feixes polarizante (DFP), as frentes de ondas transmitidas foram refletidas, enquanto a onda difratada passava pelo polarizador presente no divisor de feixes e atingia o fotodetector PD posicionado na saída do feixe. A área sensível do fotodetector é maior do que a secção transversal do feixe difratado. Como objeto foi utilizada uma placa metálica de 10 x 10 mm² posicionada atrás do cristal.

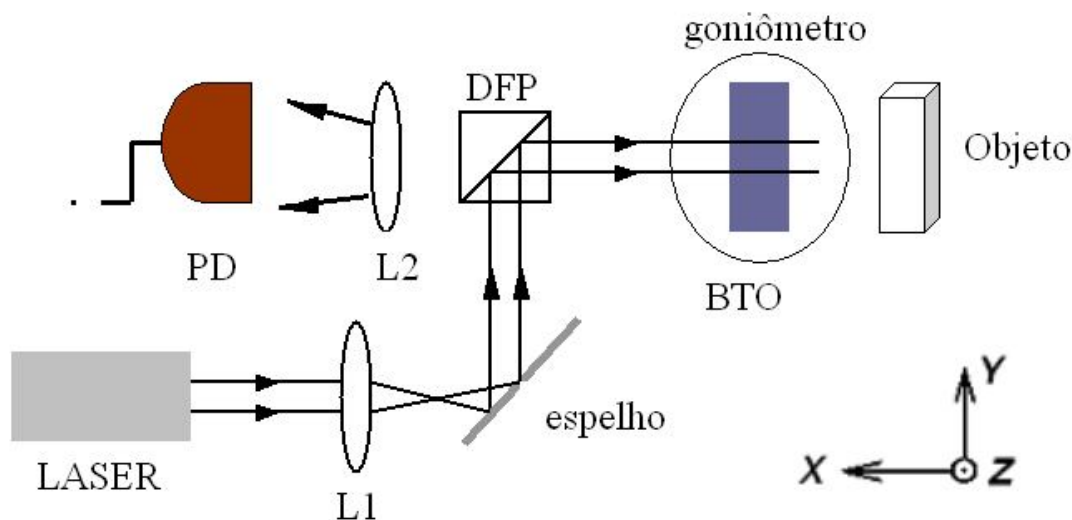


Figura 24 – Arranjo holográfico de Denisiuk

O cristal BTO foi girado em torno de seu eixo [100] com o intuito de tornar ortogonais as polarizações do feixe objeto transmitido e do feixe difratado. Conseqüentemente, quando o eixo [001] é orientado otimamente em relação à polarização de entrada no eixo Z , o feixe difratado, contendo o holograma com a reconstrução do feixe objeto, é polarizado na face frontal do cristal, devido à difração anisotrópica. Assim, o feixe objeto transmitido e o feixe difratado são separados pelo DFP; enquanto o primeiro é refletido, o último é transmitido através do DFP atingindo uma lente que faz a imagem holográfica ser transmitida sem o objeto de fundo.

5. RESULTADOS E DISCUSSÃO

5.1 INTRODUÇÃO

Nesta seção serão mostrados os resultados obtidos através dos arranjos descritos no capítulo anterior. Primeiramente, serão discutidos os resultados obtidos com o arranjo utilizando 2 lasers. Em seguida, o estudo da polarização no cristal BTO e os resultados das imagens e análise das vibrações de pequenos objetos, utilizando o arranjo de Denisiuk, serão apresentados.

5.2 MEDIDAS DE PEQUENAS IRREGULARIDADES EM SUPERFÍCIES

5.2.1 SUPERFÍCIE DE CIRCUITOS INTEGRADOS

Estudamos a superfície de dois circuitos integrados (CIs), ambos com dimensões $20 \times 8 \text{ mm}^2$. A fim de testar a sensibilidade e acurácia do método aqui exposto, utilizamos dois CIs distintos, sendo um com a superfície uniforme (CI1) e outro com a superfície danificada (CI2). Esta análise é de grande interesse para o estudo do encapsulamento do CI, com o intuito de reduzir tensões e deformações. A topografia da superfície de uma moeda, com 25mm de diâmetro, também foi analisada através da técnica de interferometria holográfica.

As figuras 25, 26 e 27 apresentam respectivamente, a seqüência de 4 frames, o mapa de fase e o unwrap, obtidos através do software “Rising Sum Moiré”. Utilizando intervalo de contorno, Δz de 0,20 mm.

Para facilitar a visualização de um maior numero franjas, os CIs foram ligeiramente inclinados em relação à face frontal do cristal BTO.

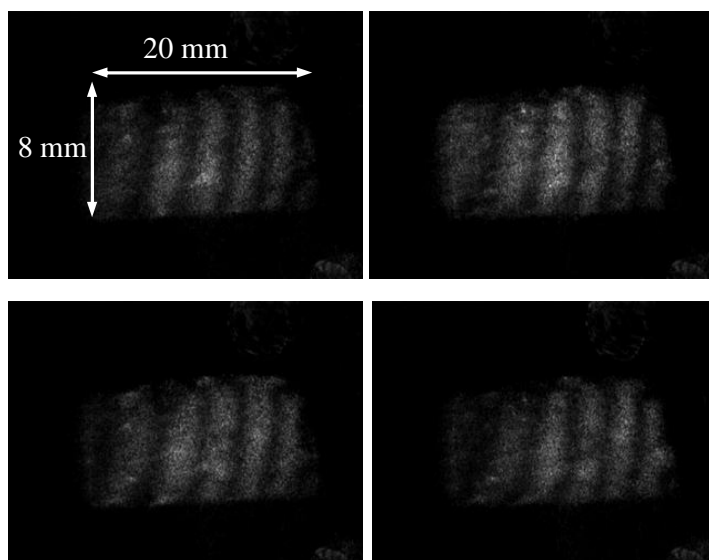


Figura 25 – Seqüência de 4 frames do CI 1.

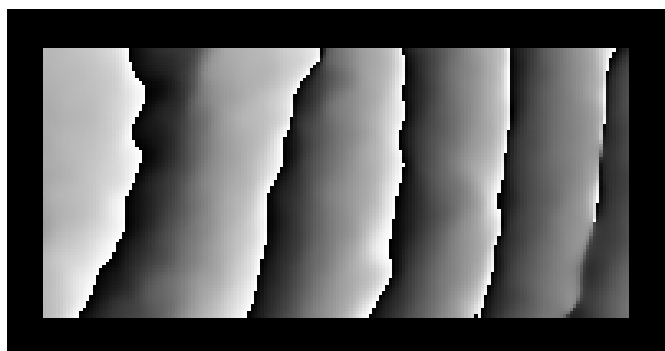


Figura 26 – Mapa de fase do CI1.

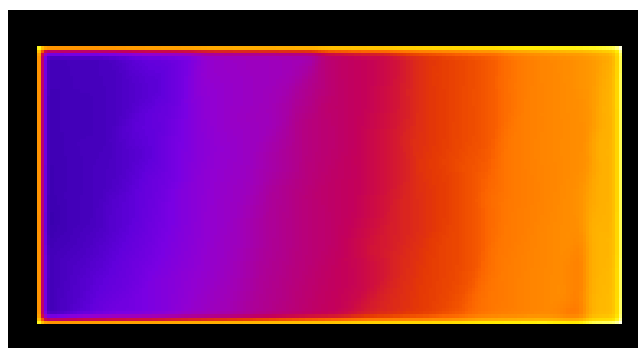


Figura 27 – Unwrap colorido do CI 1.

Finalmente a imagem de unwrap foi importada para o software IMAGE J, onde foi possível obter o perfil da superfície do CI1.

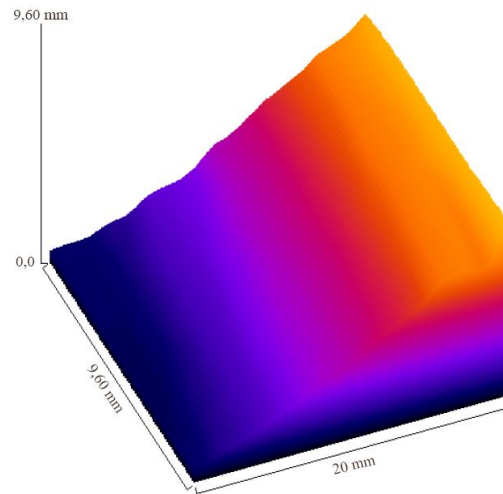


Figura 28 – Reconstrução em 3-D do CI1, em unidades métricas

A figura 29 apresenta o unwrap do CI, onde foi delimitada uma região \overline{AB} para obter uma tabela de valores de distribuição de tonalidade cinza em função da coordenada x, dada em pixels.



Figura 29 – Unwrap do CI1, destacando a região \overline{AB} .

Posteriormente é apresentado o perfil do CI1, após a conversão das escalas e compensação da inclinação sofrida pelo objeto.

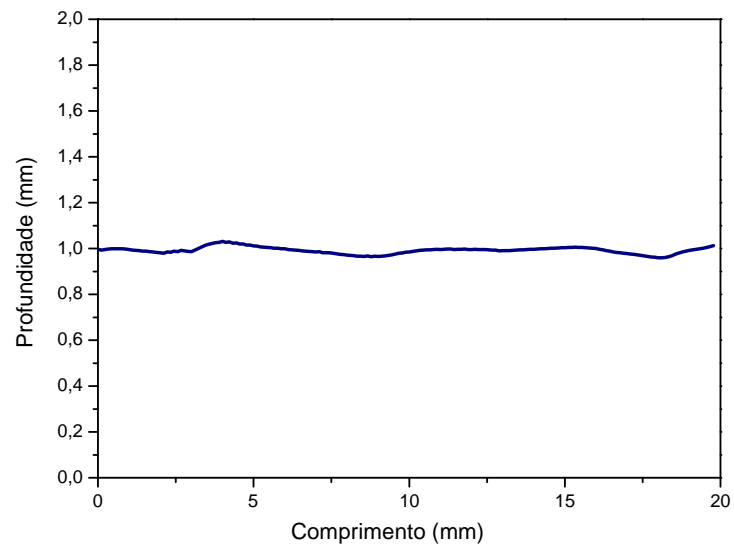


Figura 30 – Perfil da frente de onda do CI1.

Em seguida analisamos um CI apresentando irregularidades em sua superfície, CI2. As figuras 31, 32, 33 e 34 apresentam respectivamente a seqüência de 4 frames utilizada para análise, o mapa de fase, o unwrap e a reconstrução em 3-D do CI2. O intervalo de contorno neste caso foi de $\Delta z = 0,220$ mm.

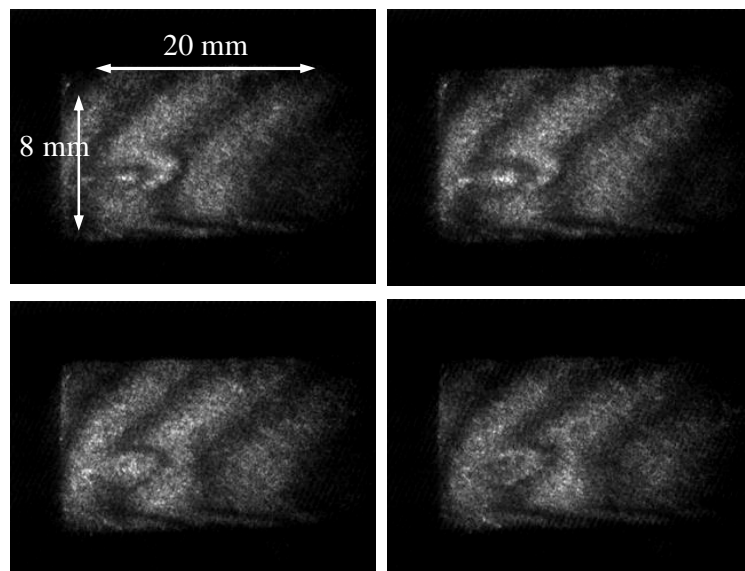


Figura 31 – Seqüência de 4 frames do CI2.

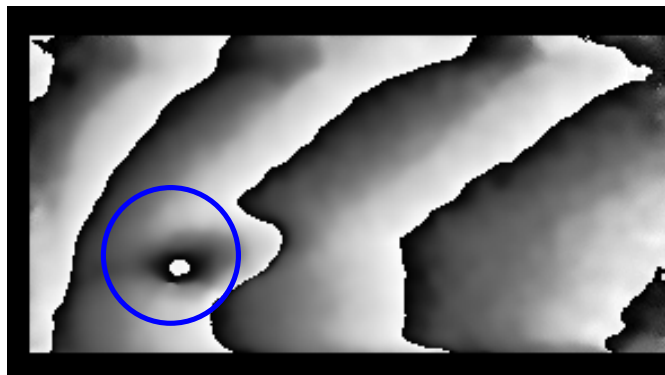


Figura 32 – Mapa de fase do CI2.

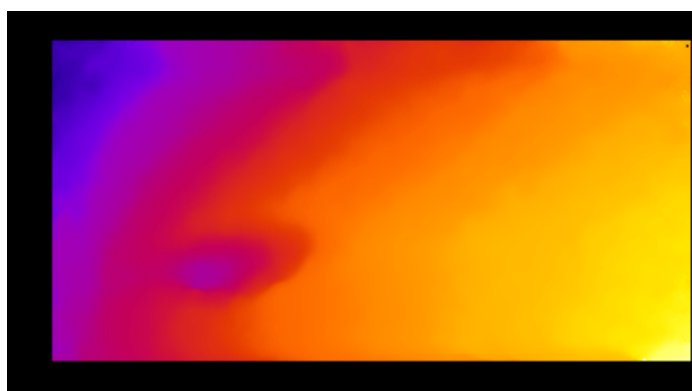


Figura 33 – Unwrap colorido do CI2.

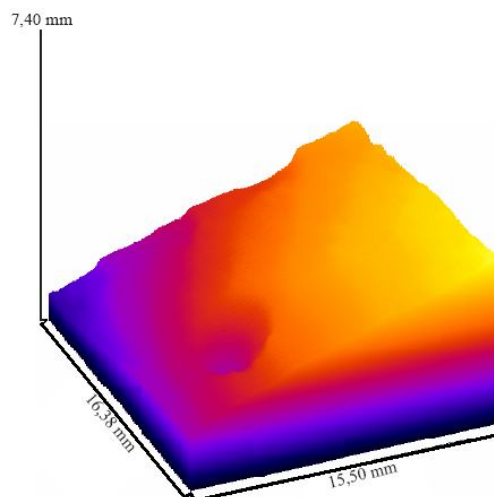


Figura 34 – Reconstrução em 3-D do CI2.

Analisando o mapa de fase e o unwrap do CI2 já é possível observar a região do CI (delimitada por uma circunferência), que apresenta irregularidade em

sua superfície. A seguir é destacada a região \overline{AB} , utilizada para plotar o perfil da superfície destacada.



Figura 35 – Unwrap do CI2, destacando a região \overline{AB} .

O perfil do CI2 é apresentado a seguir, com a conversão das escalas e compensação da inclinação sofrida pelo objeto.

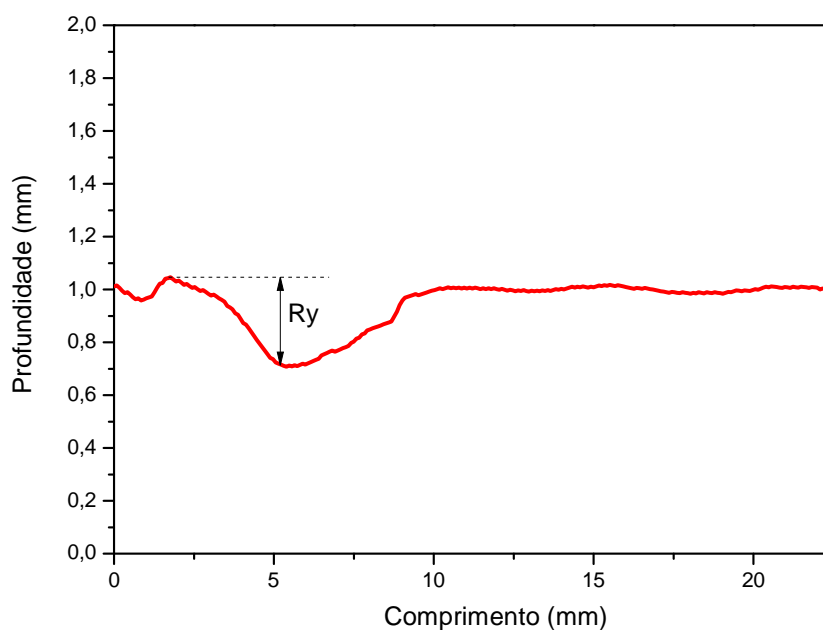


Figura 36 – Perfil da frente de onda do CI2.

Efetuada uma análise semi-quantitativa ao comparar o perfil das superfícies dos CIs 1 e 2, respectivamente figuras 30 e 36, observa-se que o CI2

apresenta irregularidades em sua superfície. Esta irregularidade pode ser decorrente da deformação superficial presente no encapsulamento deste CI.

Para o CI2 medimos a distância vertical entre o pico mais alto e o vale mais profundo (R_y), dentro do comprimento de avaliação (L_m), obtendo $R_y = 0,34$ mm.

5.2.1 SUPERFÍCIE DA MOEDA

A superfície de uma moeda de 1 real, com 25mm de diâmetro foi utilizada para análise de perfilometria. Este estudo permite a análise da superfície, através do processamento digital da imagem, viabilizando a determinação de formas do objeto em questão.

Para a reconstrução em 3-D da moeda, utilizamos a seqüência de 4 frames apresentada na Figura 37, para intervalo de contorno de $\Delta z = 0,340$ mm.

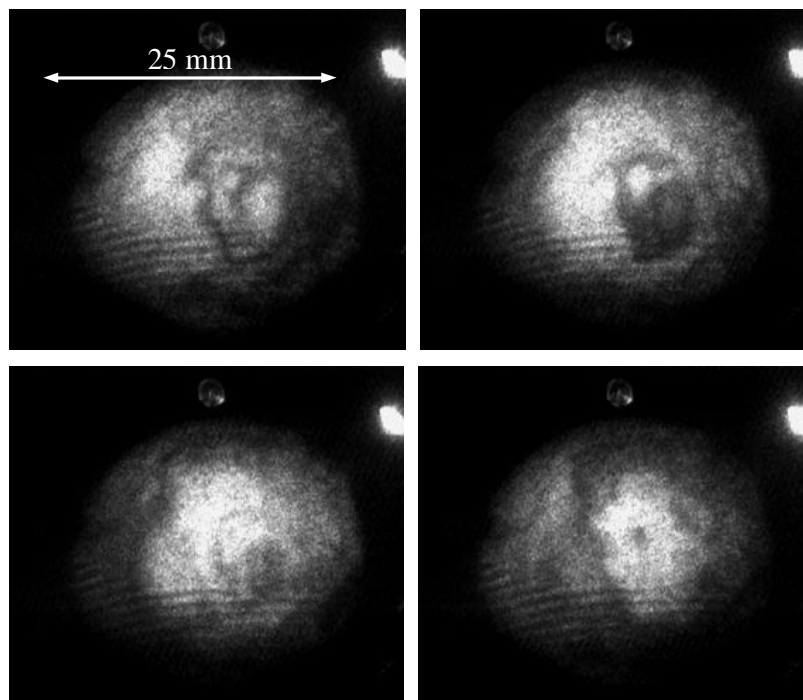


Figura 37 – Seqüência de 4 frames da moeda de 1 real.

Em seguida, obtivemos respectivamente, o mapa de fase e o unwrap do objeto.

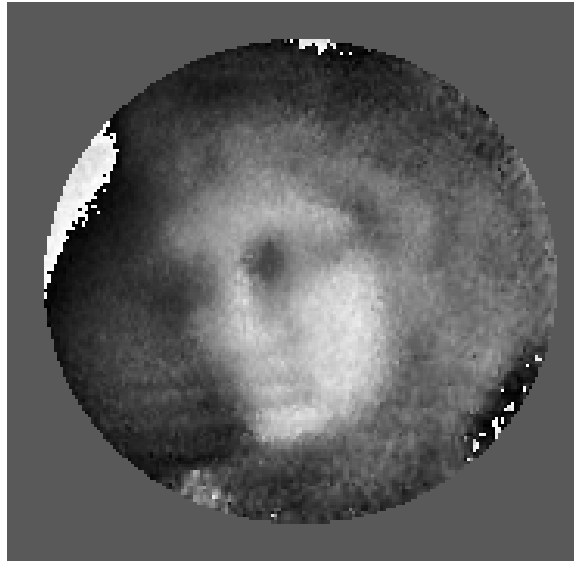


Figura 38 – Mapa de fase da moeda de 1 real.

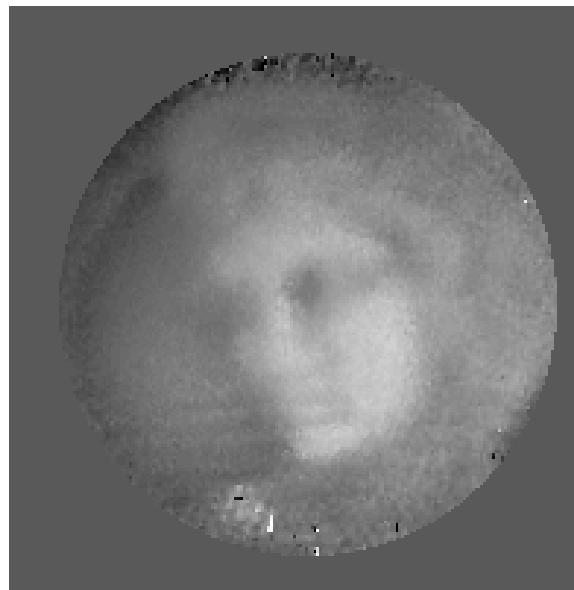


Figura 39 – Unwrap da moeda de 1 real.

A Figura 40 apresenta o perfil da superfície do objeto, favorecendo a visualização e compreensão da superfície de contorno do objeto.

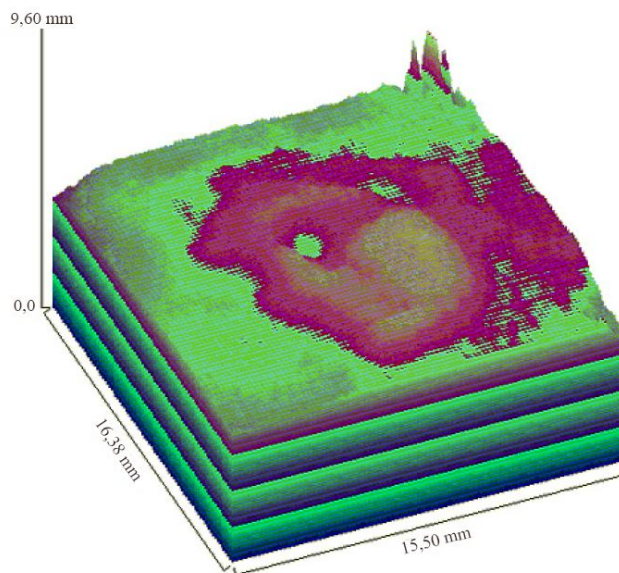


Figura 40 – Reconstrução 3-D da moeda de 1 real.

5.3. MEDIDAS COM O ARRANJO DE REFLEXÃO TIPO DENISIUK

5.3.1 ESTUDO DO CRISTAL BTO EM HOLOGRAFIA DE REFLEXÃO

A seguir é apresentado o estudo da polarização em cristais BTO, utilizando o arranjo descrito na Figura 24. Como já demonstrado na seção 4.2, o cristal BTO foi rotacionado em torno de seu eixo por meio de um goniômetro, e o sinal holográfico foi captado por um fotodetector.

Os resultados obtidos foram coletados utilizando duas amostras de BTO, com tamanhos $10 \times 12 \times 10 \text{ mm}^3$ (BTO 1) e $8 \times 7 \times 7 \text{ mm}^3$ (BTO 2), crescidas no Instituto de Física da Universidade Federal de Goiás, pelo Prof. Dr. Jesiel Carvalho. A orientação cristalográfica das amostras tem precisão igual a 1° .

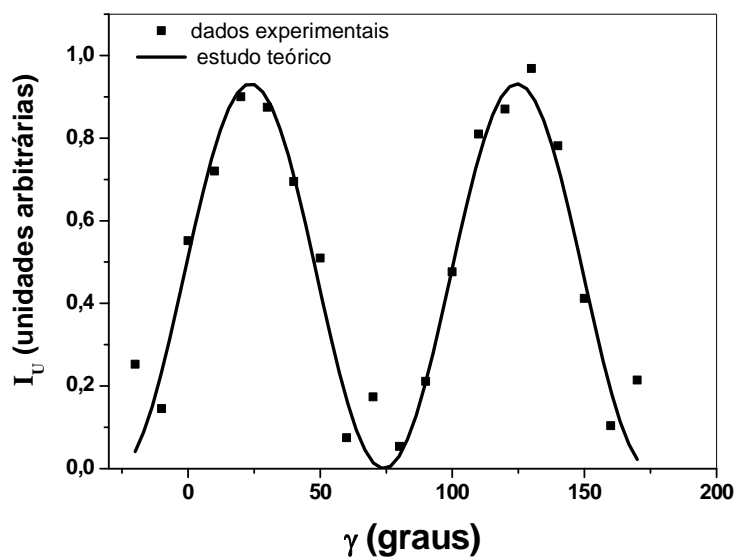


Figura 41 – Intensidade do sinal holográfico em função do ângulo no BTO1.

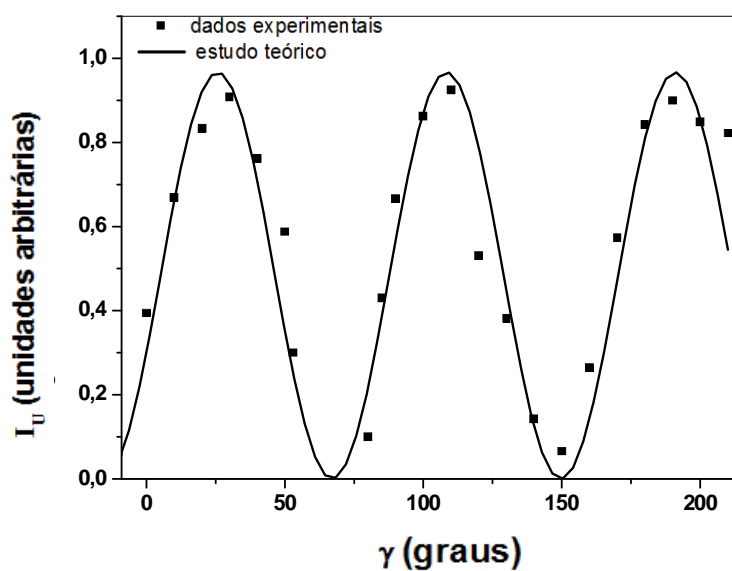


Figura 42 – Intensidade do sinal holográfico em função do ângulo no BTO2.

Analisando os resultados teóricos e experimentais para os cristais de BTO, é possível observar que existe uma dependência da intensidade do sinal holográfico I_U , sobre a orientação do cristal BTO no eixo [001], de acordo com a equação 92.

Os valores máximos para as duas amostras foram de aproximadamente 30 e 120 graus, indicando os pontos de máxima difração. O tempo de gravação do

holograma foi de 15 s para ambos os casos, assim como a eficiência da difração, sendo de 0,14% [46].

5.3.2 IMAGENS E ANÁLISE DAS VIBRAÇÕES DE PEQUENOS OBJETOS

Para a obtenção das imagens holográficas, substituímos o fotodetector por uma câmera CCD de 768 x 494 pixels, posicionada na saída do feixe. Utilizamos um cristal BTO com a face frontal orientada na posição do plano [001] e sob um ângulo de máxima intensidade (30°), determinado na seção 5.3.1

O objeto escolhido foi uma placa metálica coberta com uma película refletora com as palavras “FATEC” e “LSI”.

Para fins de comparação qualitativa a Figura 43 apresenta a imagem coletada do objeto e sua respectiva imagem holográfica.

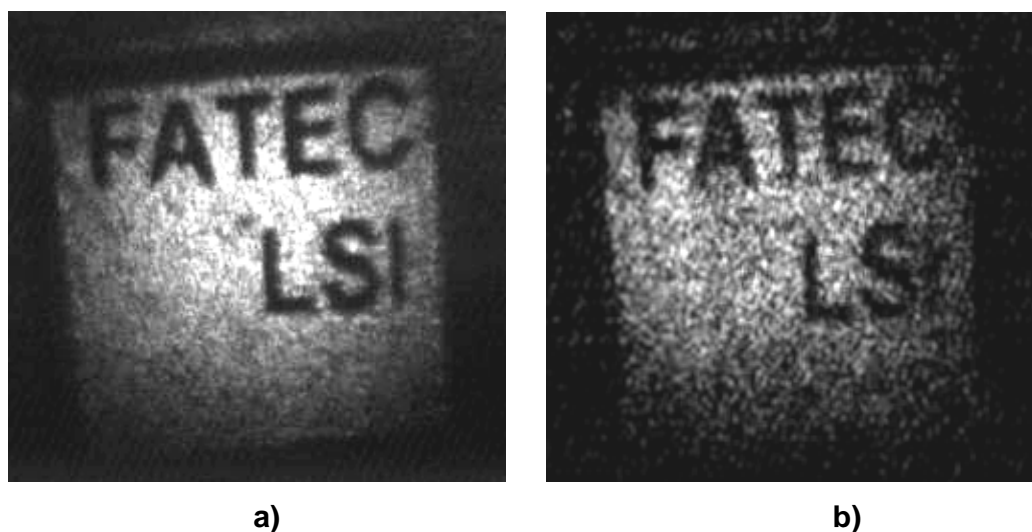


Figura 43 – Análise de pequenos objetos a) imagem do objeto b) imagem holográfica do objeto.

Realizou-se também análises qualitativas de deformação em uma placa metálica de 100mm². Após aplicarmos uma força (F1 e F2) sobre a placa, franjas de interferência podem ser visualizadas instantaneamente. Essas franjas resultam da interferência entre as ondas que contém a reconstrução holográfica do objeto e o feixe objeto transmitido.

Durante um período, da ordem de resposta do holograma, há dois hologramas no cristal BTO, devido à perturbação do objeto: um correspondente à configuração do primeiro objeto e o segundo referente ao objeto após sofrer perturbação. Uma das ondas é ligeiramente depolarizada pelo objeto e é refletida pelo DFP, interferindo com a onda difratada, resultando em franjas de interferência, com um padrão \cos^2 , como mostrado na figura 45.

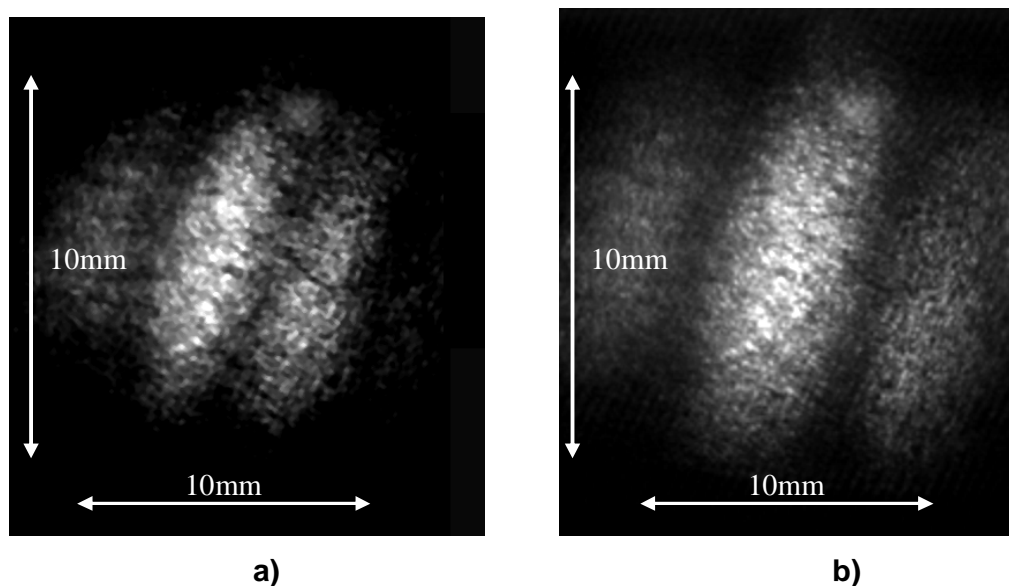


Figura 44 – Franjas de dupla exposição. a) deformação da placa metálica após aplicação de força F1. b) deformação da placa metálica após aplicação de força F2.

Também efetuamos análise de vibração em uma cerâmica piezoelétrica de $20 \times 10 \text{ mm}^2$, vibrando em função da aplicação de um sinal de 1 kHz a 2 kHz. Através da técnica de interferometria holográfica por média temporal é possível analisar a amplitude de vibração de uma determinada superfície [49].

Os resultados obtidos são mostrados nas figuras 45, 46 e 47. Apesar da baixa eficiência de difração dos cristais BTO em configurações de Denisiuk, é possível observamos os nós de vibrações desta cerâmica.

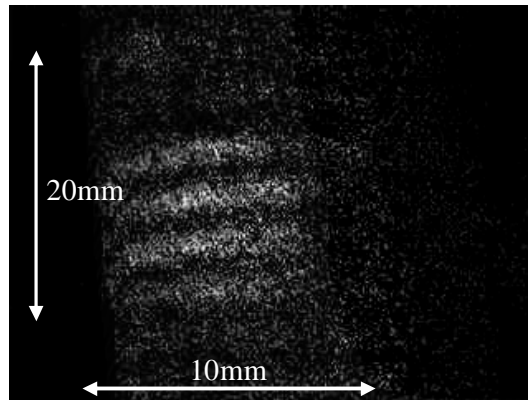


Figura 45 – Nós de vibração em uma cerâmica piezoelétrica vibrando a 1 KHz.

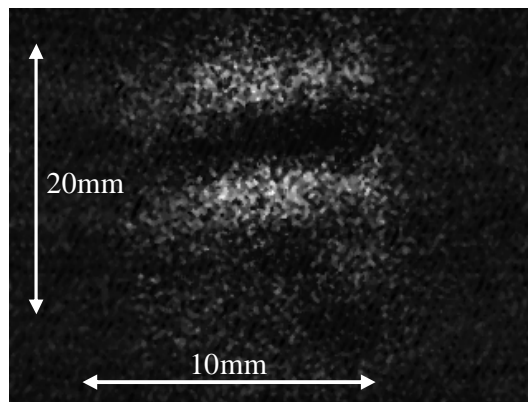


Figura 46 – Nós de vibração em uma cerâmica piezoelétrica vibrando a 1,5 KHz.

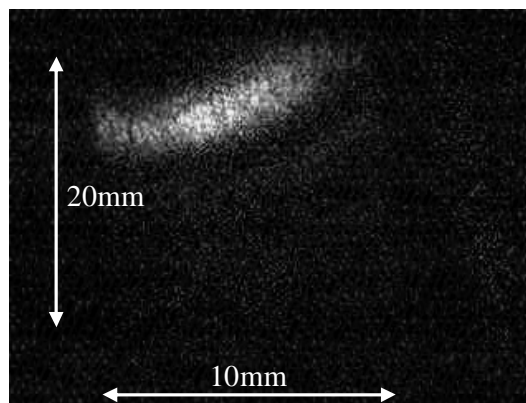


Figura 47 – Nós de vibração em uma cerâmica piezoelétrica vibrando a 2 KHz.

Ao iluminarmos o holograma, nota-se a sobreposição das franjas, as quais são caracterizadas por linhas de mesma amplitude do modo de vibração da superfície do objeto, o que origina regiões com tonalidades claras (região nodal) e

escuras (curvas de nível). Ao variar a frequência do objeto, o padrão de franjas é alterado.

6. CONCLUSÃO

A técnica de interferometria holográfica é um processo de aferição muito eficiente, pois possui grande precisão e não tem caráter destrutivo com relação ao objeto em análise. Outro fator importante que deve ser ressaltado é que esta técnica possibilita analisar o objeto em tempo real.

Este trabalho propôs o emprego de uma montagem holográfica com dois lasers de diodo sintonizáveis, ambos emitindo em comprimentos de onda em torno de 660 nm. Desta maneira, o comprimento de onda sintético, que define a resolução do sistema na análise de superfícies, foi ajustado de modo a adequá-lo ao relevo da superfície estudada. O intervalo de contorno nos fornece a precisão da medida de relevo na superfície em análise e foi de aproximadamente 0,2mm.

Analisamos os interferogramas obtidos de dois CIs encapsulados, por meio do mapa de fase, observando que um dos CIs possuía irregularidades em sua superfície, o que foi comprovado comparando o perfil da frente de onda dos dois CIs. Utilizando este mesmo arranjo, obtivemos também o perfil da superfície de uma moeda de 1 real.

Os resultados mostram que é possível utilizar a técnica de interferometria holográfica como ferramenta no controle de qualidade de produtos, através do controle geométrico do objeto. Este tipo de análise é muito utilizado na produção industrial, onde dimensões e formas geométricas são analisadas e comparadas com suas respectivas tolerâncias. Esta ferramenta de análise de perfil pode ser utilizada para aceitar ou refugar peças ou até mesmo para detectar a estabilidade de um processo.

Neste trabalho uma nova configuração para hologramas de reflexão também foi proposta e estudada. Utilizando o arranjo holográfico de Denisiuk foi possível estudar o efeito da orientação de polarização do cristal BTO, em função da intensidade do holograma, encontrando as melhores disposições de cada cristal para captarmos as maiores intensidades de sinal holográfico para este arranjo. Deste modo, encontramos as regiões onde temos os pontos de máxima difração e, conseqüentemente, as posições que fazem este arranjo apresentar os maiores sinais holográficos. Os resultados obtidos teórica e experimentalmente

para os cristais de BTO estão de acordo. A otimização deste arranjo é fundamental para futuras aplicações tecnológicas, se buscamos resultados mais confiáveis com melhor resolução para as imagens formadas ou maior clareza nos sinais holográficos.

Através do arranjo de Denisiuk obtivemos imagens holográficas com boa visibilidade dos interferogramas. Estas imagens enfatizam a utilização deste arranjo para aplicações ópticas que necessitam de compactos e portáteis instrumentos de alta resolução para análise de pequenos objetos. Neste mesmo arranjo, utilizando a técnica de holografia por média temporal, identificamos os modos de vibração de uma cerâmica piezoelétrica.

7 SUGESTÕES DE CONTINUIDADE DA PESQUISA

Após o desenvolvimento e estudo de dois arranjos para interferometria holográfica, nota-se a possibilidade de continuidade de novos estudos. Estas possibilidades de continuidade são mostradas a seguir:

Para o arranjo com dois lasers:

- Melhorar a qualidade e intensidade dos interferogramas, através da utilização de outros cristais fotorrefrativos com maior eficiência de difração.
- Aumentar a sensibilidade da técnica, através do controle de temperatura dos lasers.
- Desenvolver um refratômetro de holografia de transmissão.
- Utilizando holografia de reflexão, caracterizar lentes, obtendo o índice de refração e o raio de curvatura da lente.

Para o arranjo de Denisiuk:

- Caracterizar outros cristais fotorrefrativos;

9. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

-
- [1] ALBERTAZZI, A.; SOUZA, A.; PEZZOTA, C. **Controle geométrico através da metrologia óptica: chegando onde nenhum outro meio de medição consegue chegar.** Disponível em: www.photonita.com.br/downloads/Artigo%20optica.pdf
Acesso em 05 de nov. 2008
- [2] HARIHARAN, P.M.; **Optical Holography. Cambridge.** Cambridge University Press, RU, Paperback, V.64, p. 424-472, 1996.
- [3] FRIESEM, A.A.; KATZIR, Y.; RAV-NOV, Z.; SHATON, B. **Photoconductor-thermoplastic devices for holographic nondestructive testing.** Opt. Eng., V.19, p. 659-665, 1980.
- [4] FRIESEM, A.; KATZIR, Y.; SHARON, B.; **Photoconductor-thermoplastic devices for holographic nondestructive testing.** Opt. Eng., V.19, p. 659-665, 1980.
- [5] CHEN, F.S.; LAMACCHIA, J.T.; FRASER, D.B.; **Holographic Storage in Lithium Niobate.** Appl. Phys. Lett. V.13, p. 223-225, 1968.
- [6] FREJLICH, J.; GARCIA, P.M.; **Advances in real-time holographic interferometry for the measurement of vibrations and deformations.** Opt. Laser Eng., V.32, p. 515-527, 2000.
- [7] BARBOSA, E.A.; MURAMATSU, M.; **Mapping of Vibration Amplitudes by Time Average Holography in Bi12SiO20 Crystals.** Opt. Laser Technol. V.29, p. 359-363, 1997.
- [8] CHUANG, E. **Storage of 1000 holograms with use of a dual-wavelength method .** Appl. Opt., V.36, p. 8445-8454, 1997.
- [9] CHANG, C. C.; CHEN, T.C.; YAU, P.X.; Opt. Mater. V.18, p. 43, 2001.

[10] BARBOSA, E. A.; VERZINI, R.; CARVALHO, J. F.; **Multi-wavelength holography in $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ crystals: applications in refractometry**, Optics Communications, v. 263, p. 189-196, 2006..

[11] BARBOSA, E. A.; FILHO, A. V.; GESUALDI, M. R.; CURCIO, B. G.; MURAMATSU, M.; SOGA, D.; **Single-exposure, photorefractive holographic surface contouring with multi-wavelength diode lasers**, J. Opt. Soc. A.m., V. 22, p. 2872-2875, 2005.

[12] CATALANI, F., PEREIRA, D. **Caracterização de Laser de Diodo para Espectroscopia de Alta Resolução**. Dissertação de mestrado, 76p. Dissertação (Mestrado) - Instituto de Física "Gleb Wataghin", Universidade Estadual de Campinas, São Paulo, 1997.

[13] GABOR, D. **A New Microscopic Principles**, Nature, V.161, p.777-778, 1948.

[14] EMMETT, N. L., UPATNIEKS, J. **Wavefront Reconstruction with Diffused Illumination and Three-Dimensional Objects**. J. Opt. Soc. Am., V.54, p.1295-1301 1964.

[15] KOGELNIK, H. **Coupled wave theory for thick hologram gratings**. The Bell System Technical Journal, V. 48, p. 2909-2947, 1969.

[16] DENISYUK, Y. N. **On the Reproduction of the Optical Properties of an Object by the Wave Field of Its Scattered Radiation**" Optics and Spectroscopy, v. 18, p.152-158, 1965.

[17] GUNTER, J.P.; **Photorefractive Materials and their Applications II**, Topics Appl. Phys., v. 62, p.52-75, 1989.

[18] ROOSEN, G.; PAULIAT, G.; ALLAIN, M.; JONATHAN, J. M.; **Effect Photorefractive dans le Cristaux d' Oxyde de Bismuth et de Silicium ($\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$) ou de Germanium ($\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$)**. Revue Phys. Appl. v. 22, p. 1253-1256, 1987.

[19] CHEN, F. S.; LAMACCHIA, J. T.; FRASER, D. B.; **Holographic storage in lithium niobate**, Appl. Phys. Lett. V.13, p.223-225, 1968.

[20] GUNTER, P.; MONTEMEZZANI, G.; PFADLER, S.; **Electro-optic and photorefractive properties of $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ crystals in the ultraviolet spectral range**. Optical Society of America; V. 9, p. 1110-1117, 1992.

[21] COLLIER. J.; **Optical Holography**, Academic Press, New York, 1971.

[22] BARBOSA, E. A.; FREJLICH, J. **Microvibrômetro a cristais fotorrefrativos**, Dissertação de mestrado. 1994, 114p. Dissertação (Mestrado) - Instituto de Física Gleb Wataghin, Universidade Estadual de Campinas, São Paulo, 1994.,

[23] BUSE, K. Buse et al., Phys. Rev. B 56, 1997.

[24] GLASS, A.M.; LINDE, V.D.; **Photorefractive effects for reversible holographic storage of information**, Appl. Phys. Lett., V.8, p.85-100, 1975.

[25] FRANCO, M.A.R, **Análise de guias de ondas ópticos e de microondas pelo método de elementos finitos**. Dissertação de mestrado. 1994, 114p. Dissertação (Mestrado) – Escola Politécnica, Universidade de São Paulo, São Paulo, 1999.

[26] YARIV, A. **Quantum Electronics**, 3rd. International edition, p. 274. V 2, 1985.

[27] GARCIA, P.M.P, FREJLICH, J. **Registro holográfico em cristais fotorrefrativos do tipo $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$** . Dissertação (Mestrado) - Instituto de Física Gleb Wataghin, Universidade Estadual de Campinas, São Paulo, 1994.

[28] PLANAS, S.A., FRAGNITO, H. L, **Estudo de filmes poliméricos para aplicações em dispositivos fotônicos**. Dissertação (Doutorado) - Instituto de Física Gleb Wataghin, Universidade Estadual de Campinas, São Paulo, 1995.

[29] KOGELNIK, H., **Coupled wave theory for thick hologram gratings**. Bell Syst. Tech. J. V. 48, p.2947, 1969.

[30] WALSH, K., POWELL, A.K., STACE, C., HALL, T.L. **Techniques for the enhancement of space-charge field in photorefractive crystals**. JOSA B., V. 7, p. 288, 1990.

[31] STAEBLER, D.L., **Coupled wave analysis of holographic storage in LiNbO_3** , J. Appl. Phys. V. 43, p. 1042, 1972.

-
- [32] KOECHNER, W. **Solid-state Laser Engineering**, Ed. Spribnger, p.134, 1999.
- [33] HECHT, E., **Óptics**, Ed. Addison Wesley, 1987.
- [34] REBOLA, J. **Fontes ópticas**. Sistemas de Telecomunicações Guiados - ISCTE Disponível em: <http://cadeiras.iscte.pt/STG/Acetatos/Acetatos10.pdf> Acesso em 12 de set., 2008.
- [35] GOEDGEBAUER, A. HAMED, H, et. Al. **Analysis of optical crosstalk in coherece multiplexed systems employing a short coherence laser diode with arbitrary spectrum**. IEEE J. Quantum Electron, p. 1217, 1990.
- [36] CAMPARO, J.C, **The diode laser in atomic Physics**. Contemporary Physics, V.26, p. 443, 1985.
- [37] GESUALDI, M.R.R., BARBOSA,E.A.,MURAMATSU, M. **Advances in phase-stepping real-time holography using photorefractive sillenite crystals**. Jornal of Optoelectronics and advanced materials. V.8, p.1574, 2006.
- [38] YAMAGUCHI, I.; OHTA, S.; KATO.I. **Surface contouring by phase-shifting digital holography**. Opt. Lasers Eng, v.36, p. 417-428, 2001.
- [39] BARBOSA, E. A.; LINO, A. C. L. **Multiwavelength eletronic speckle pattern interferometry for surface shape measurement**. Applied Optis., V. 46, p.2624-2631, 2007.
- [40] BARBOSA, E. A.; CARVALHO, J. F.; **Surface analysis by two-diode laser photorefractive holography** . Applied Phys., V. 87, p.417- 423, 2007.
- [42] CREATH, K. **Phase-shifting speckle interferometry**. Appl. Opt., V. 24, p. 3053–3058, 1985.
- [43] B. Gutmann, H. Weber, Appl. Opt 38, 5577, 1999.
- [44] JUDGE, T.R., BRYANSTON, P.J. **A Review of phase unwrapping techniques in fringe analysis**. Opt. Laser Eng., V.21, p. 199-239, 1994.

[45] CREATH, K.; **Phase-measurement interferometry techniques**. Progress in Optics XXVI, E. Wolf, Ed.. New York: Elsevier Science, 1988.

[46] BARBOSA, E.A.; PRETO, A. O.; SILVA, D. M.; CARVALHO, J. F.; MORIMOTO, N. I. **Denisiuk-type reflection holography display with sillenite crystals for imaging and interferometry of small objects**. Opt. Comm. V. 281, p. 408-414, 2008.

[47] S. Mallick, D. Roue`de, Appl. Phys. B: Lasers Opt. 43 (1987) 239.

[48] W. ZYWANG, **RISING-SUN MOIRÉ Software**. Disponível em: http://www.glue.umd.edu/~zywang/download_moire.htm>.. Acesso em 09 de março de 2008.

[49] ARRUDA, A.C.; MELMAN, D. BARBOSA, E.A. **Interferometria Holográfica com cristais fotorrefrativo**. Trabalho de conclusão de curso do Curso de Materiais, Processos e Componentes Eletrônicos, FATEC-SP. 1998.