

CENTRO ESTADUAL DE EDUCAÇÃO TECNOLÓGICA PAULA SOUZA
UNIDADE DE PÓS-GRADUAÇÃO, EXTENSÃO E PESQUISA
MESTRADO PROFISSIONAL EM GESTÃO E TECNOLOGIA EM
SISTEMAS PRODUTIVOS

MARCELO TADAO SAITA

MEDIÇÃO DE PRESSÃO POR ANÁLISE DE RELEVO E DEFORMAÇÃO VIA
INTERFEROMETRIA SPECKLE COM LASER DE DIODO SINTONIZÁVEL

São Paulo

Março/2018

MARCELO TADAO SAITA

MEDIÇÃO DE PRESSÃO POR ANÁLISE DE RELEVO E DEFORMAÇÃO VIA
INTERFEROMETRIA SPECKLE COM LASER DE DIODO SINTONIZÁVEL

Projeto de Dissertação apresentado como exigência parcial para a obtenção do título de Mestre em Gestão e Tecnologia em Sistemas Produtivos do Centro Estadual de Educação Tecnológica Paula Souza, no Programa de Mestrado Profissional em Gestão e Tecnologia em Sistemas Produtivos, sob a orientação do Prof. Dr. Eduardo Acedo Barbosa e coorientação do Prof. Dr. Francisco Tadeu Degasperi

São Paulo

Março/2018

MARCELO TADAO SAITA

MEDIÇÃO DE PRESSÃO POR ANÁLISE DE RELEVO E DEFORMAÇÃO VIA
INTERFEROMETRIA SPECKLE COM LASER DE DIODO SINTONIZÁVEL

Prof. Dr. Eduardo Acedo Barbosa

Prof. Dr. Francisco Tadeu Degasperi

Prof^ª. Dr^ª. Luciana Reyes Pires Kassab

Prof. Dr. Niklaus Ursus Wetter

São Paulo, 29 de março de 2018

FICHA ELABORADA PELA BIBLIOTECA NELSON ALVES VIANA
FATEC-SP / CPS

S158m Saita, Marcelo Tadao
Medição de pressão por análise de relevo e deformação via
interferometria speckle com laser de diodo sintonizável / Marcelo
Tadao Saita. – São Paulo : CPS, 2018.
65 f. : il.

Orientador: Prof. Dr. Eduardo Acedo Barbosa
Coorientador: Prof. Dr. Francisco Tadeu Degasperi
Dissertação (Mestrado Profissional em Gestão e Tecnologia em
Sistemas Produtivos) - Centro Estadual de Educação Tecnológica
Paula Souza, 2018.

1. Pressão. 2. Speckle. 3. Interferometria. 4. Comprimento de
onda sintético. 5. Medição. I. Barbosa, Eduardo Acedo. II.
Degasperi, Francisco Tadeu. III. Centro Estadual de Educação
Tecnológica Paula Souza. IV. Título.

CRB8-8281

RESUMO

SAITA, M. T. **Medição de pressão por análise de relevo e deformação via interferometria speckle com laser de diodo sintonizável**. 65 f. Dissertação (Mestrado Profissional em Gestão e Tecnologia em Sistemas Produtivos). Centro Estadual de Educação Tecnológica Paula Souza, São Paulo, 2018.

Neste trabalho foi desenvolvida uma técnica de medição de pressão pela análise óptica do relevo de uma membrana circular de alumínio com 0,4 mm de espessura e 55 mm de diâmetro. A membrana foi submetida a um diferencial de pressão na faixa de (0 a 90) kPa, e a sua deformação foi medida por meio de uma técnica de interferometria de granulado óptico (ou *speckle*) com o uso de um laser de diodo vermelho emitindo simultaneamente dois comprimentos de onda. O arranjo óptico e o sistema para a aplicação de pressão foram montados no Laboratório de Óptica Aplicada da Faculdade de Tecnologia de São Paulo em conjunto com o Laboratório de Tecnologia do Vácuo. O laser foi sintonizado, de modo que a imagem *speckle* resultante da membrana surgisse coberta de franjas de interferência que correspondem às curvas de nível da superfície estudada. A análise das franjas de interferência forneceu a deformação sofrida pela membrana em função da pressão. A deformação da membrana também medida com auxílio de um relógio apalpador e a deformação teórica foi calculada por um modelo analítico. A maior diferença entre as medições da deformação realizadas pelo arranjo óptico proposto e os demais métodos foi de 0,04 mm, que equivale a 5% da amplitude de deformação medida (0,76 mm). A partir das medições com o arranjo óptico foi criada uma curva de calibração com auxílio do programa “OriginPro8”. Foi mostrado que a partir dos coeficientes da curva de calibração é possível calcular o módulo de elasticidade do material da membrana. Estes resultados indicam que o método proposto é uma alternativa viável para a medição de pressão na indústria e em laboratórios de referência. Esta técnica também pode ser aplicada na indústria para a análise e estudo sem contato da deformação de objetos, que é de grande importância em diversos processos.

Palavras-chave: Pressão. *Speckle*. Interferometria. Comprimento de onda sintético. Medição.

ABSTRACT

SAITA, M. T. **Medição de pressão por análise de relevo e deformação via interferometria speckle com laser de diodo sintonizável**. 65 f. Dissertação (Mestrado Profissional em Gestão e Tecnologia em Sistemas Produtivos). Centro Estadual de Educação Tecnológica Paula Souza, São Paulo, 2018.

In this work was developed a novel pressure measurement technique by the optical analysis of the surface of a circular aluminum membrane with 0.4 mm thickness and 55 mm diameter. The membrane was subjected to a pressure differential in the range of (0 to 90) kPa, and its deformation was measured with a *speckle* interferometry technique with a red diode laser emitting simultaneously two wavelengths. The optical setup and the pressure system were assembly in the Applied Optics Laboratory of the Faculty of Technology of São Paulo in conjunction with the Laboratory of Vacuum Technology. The laser was tuned so that the resulting speckle image of the membrane appeared covered with interference fringes that correspond to the level curves of the studied surface. The analysis of the interference fringes provided the deformation suffered by the membrane as a function of the pressure. The deformation of the membrane was also measured with a dial teste indicator and the theoretical deformation was calculated by an analytical model. The greatest difference between the measurements of the deformation performed by the proposed optical arrangement and the other methods was 0.04 mm, which is equivalent to 5% of the measured deformation amplitude (0.76 mm). From the measurements with the optical arrangement, a calibration curve was created with the program "OriginPro8". It was shown that it is possible to calculate the elasticity modulus of the membrane material from the coefficients of the calibration curve. These results indicate that the proposed method is a viable alternative for pressure measurement in industry and reference laboratories. This technique can also be applied in the industry for the analysis and non-contact study of the deformation of objects, which is of great importance in several processes.

Keywords: Pressure. *Speckle*. Interferometry. Synthetic wavelength. Measurement.

LISTA DE TABELAS

Tabela 1: Dados da medição da espessura da membrana de alumínio (mm).	46
Tabela 2: Dados da medição do diâmetro da membrana de alumínio (mm).	46
Tabela 3: Composição química (%).	46
Tabela 4: Dureza Vickers (HV 0,5).	47
Tabela 5: Ensaio de tração (De acordo com norma ASTM B 557M, ed.10).	47
Tabela 6: Módulo de elasticidade.	47
Tabela 7: Deformação medida pelo arranjo óptico.	48
Tabela 8: Deformação medida com o relógio apalpador.	48
Tabela 9: Deformação calculada pelo modelo analítico.	49
Tabela 10: Coeficientes do modelo que relaciona a deformação medida pelo interferômetro com a pressão aplicada.	49
Tabela 11: Resultados das medições com o interferômetro, relógio apalpador e valores calculados pelo modelo analítico.	51

LISTA DE FIGURAS

Figura 1: Representação de uma onda eletromagnética se propagando no eixo z.	13
Figura 2: Distribuição de intensidade resultante da interferência de duas ondas com mesma amplitude, conforme Eq. (15).	17
Figura 3: Distribuição de intensidade resultante da interferência de duas ondas com amplitudes diferentes, conforme Eq. (14).	17
Figura 4: a) Padrão de franjas circular resultante da interferência de uma frente de onda plana com uma frente de onda esférica; b) Padrão de franjas vertical resultante da interferência de duas frentes de onda planas e inclinadas.	18
Figura 5: Representação da reflexão de uma frente de onda plana em uma superfície perfeitamente plana e em uma rugosa.	19
Figura 6: Exemplo de Padrão de speckle (ou granulado óptico).	20
Figura 7: Formação de speckle objetivo.	20
Figura 8: Formação de speckle subjetivo.	21
Figura 9: Representação do “caminhar ou passeio aleatório no plano complexo”.	23
Figura 10: Arranjo Littman-Metcalf.	27
Figura 11: Exemplos de interferogramas obtidos a partir de uma superfície esférica, cada interferograma foi obtido com uma diferença de fase de $\pi/2$ do anterior	29
Figura 12: a) Mapa de fase obtido pela a técnica de “phase stepping” aplicada à Figura 11; b) Gráfico da intensidade do mapa de fase ao longo de uma linha horizontal no centro.	29
Figura 13: a) Fase reconstruída pelo algoritmo de deconvolução de fase aplicado a Figura 12; b) Gráfico da intensidade da fase reconstruída ao longo de uma linha horizontal no centro. c) Reconstrução em três dimensões da superfície.	30
Figura 14: Diagrama de medição de pressão comparando os três modos de medição de pressão (relativo, absoluto e diferencial).	32
Figura 15: a) Fotografia do dispositivo com o diafragma de alumínio; b) Desenho da montagem da membrana no dispositivo.	33

Figura 16: a) Fotografia da montagem para aplicação do vácuo; b) Fotografia da bomba de vácuo utilizada.....	35
Figura 17: a) Desenho do arranjo Littman-Metcalf utilizado; b) Fotografia do arranjo Littman-Metcalf montado.....	36
Figura 18: a) Desenho do arranjo utilizado para análise dos modos de emissão; b) Fotografia do arranjo óptico utilizado para análise dos modos de emissão.	37
Figura 19: Imagem obtida pela câmera quando o laser emite: a) um único comprimento de onda; b) dois comprimentos de onda próximos ($< 1\text{ nm}$); c) dois comprimentos de onda distantes ($> 1\text{ nm}$).....	38
Figura 20: Fotografia do arranjo óptico.....	38
Figura 21: Desenho do arranjo óptico.	39
Figura 22: Fotografias do prisma montado na base móvel utilizado para introduzir uma diferença de caminho óptico no feixe de referência.	40
Figura 23: Dois padrões de speckle consecutivos resultantes da interferência entre uma frente de onda plana e uma esférica enquanto a cerâmica piezoelétrica oscila a 10 Hz.....	41
Figura 24: a) Resultado da subtração dos dois padrões de speckle da Figura 23. b) Resultado da média filtrada de 10 subtrações.	42
Figura 25: Interface do software criado para a captura e processamento dos dados.....	43
Figura 26: Montagem do relógio apalpado para a medição da deformação do diafragma.	45
Figura 27: Gráfico com os valores de deformação calculados pelo modelo analítico e os resultados das medições com o interferômetro e o relógio apalpador.....	51

SUMÁRIO

INTRODUÇÃO	11
1. FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA.....	13
1.1. Ondas Eletromagnéticas	13
1.2. Interferência.....	15
1.3. Granulado óptico (<i>Speckle</i>).....	19
<i>1.3.1. Speckle objetivo</i>	<i>20</i>
<i>1.3.2. Speckle subjetivo.....</i>	<i>21</i>
<i>1.3.3. Estatística da intensidade.....</i>	<i>22</i>
1.4. Interferometria <i>speckle</i> com laser multimodo	24
1.5. Laser de diodo com cavidade externa.....	26
1.6. Técnica de “<i>phase stepping</i>” e “<i>phase unwrapping</i>” para análise de interferogramas	27
1.7. Modelo analítico da deformação	31
1.8. Medição de pressão.....	31
2. MÉTODO.....	33
2.1. Diafragma e sistema de aplicação de pressão	33
2.2. Arranjo óptico.....	35
<i>2.2.1. Sintonia do laser.....</i>	<i>36</i>
<i>2.2.2. Análise dos modos de emissão</i>	<i>37</i>
<i>2.2.3. Arranjo óptico</i>	<i>38</i>
2.3. Aquisição e processamento das imagens	40
2.4. Coleta de dados	44
3. RESULTADOS E DISCUSSÃO	46
3.1. Caracterização do diafragma	46

3.2. Medições da deformação pelo arranjo óptico	47
3.3. Medições da deformação com o relógio apalpador	48
3.4. Modelo analítico da deformação.	48
3.5. Modelo experimental da pressão em função da deformação.....	49
3.6. Comparação dos resultados.....	50
CONCLUSÃO.....	52
REFERÊNCIAS	55
ANEXOS	57
ANEXO A – Relatório de medição N° 18013077MCSP.	57
ANEXO B – Resultados do ensaio de tração realizado pela empresa “Dinateste”.	58
APÊNDICE	60
APÊNDICE A – Interferogramas, mapas de fase e reconstrução tridimensional da superfície do diafragma. (Pressão = -10 kPa; Comprimento de onda sintético = 0,44 mm)	60
APÊNDICE B – Interferogramas, mapas de fase e reconstrução tridimensional da superfície do diafragma. (Pressão = -30 kPa; Comprimento de onda sintético = 0,48 mm)	61
APÊNDICE C – Interferogramas, mapas de fase e reconstrução tridimensional da superfície do diafragma. (Pressão = -50 kPa; Comprimento de onda sintético = 0,40 mm)	62
APÊNDICE D – Interferogramas, mapas de fase e reconstrução tridimensional da superfície do diafragma. (Pressão = -70 kPa; Comprimento de onda sintético = 0,48 mm)	63
APÊNDICE E – Interferogramas, mapas de fase e reconstrução tridimensional da superfície do diafragma. (Pressão = -90 kPa; Comprimento de onda sintético = 0,44 mm)	64

INTRODUÇÃO

O uso de interferometria para a medição de pressão foi proposto por diversos autores ao longo dos anos. Torres (1986) propôs a utilização de holografia digital para a medição de pressão num túnel de vento com o uso de uma técnica semiautomática de processamento de imagens. Benaissa e Nathan (1996) propuseram o uso de um interferômetro de Mach-Zehnder para a medição de pressão pela deformação de um diafragma num circuito integrado. Huntley e Saldner (1995) propuseram um arranjo de medição de pressão com o uso de interferometria *speckle* para a medição de uma matriz de diafragmas. Mais recentemente, Totsu, Haga e Yoichi (2004), Li e Wang (2006) e Pang et al (2013), propuseram o uso de um interferômetro de Fabry-Perot com luz branca para a medição de pressão pela deformação de um diafragma numa fibra óptica.

As técnicas ópticas de caracterização de componentes e materiais apresentam uma série de vantagens e características interessantes. Segundo ERF (2012), permitem ensaios de alta precisão (geralmente da ordem do comprimento de onda utilizado), ótima reprodutibilidade e são processos completamente não destrutivos e não interferentes. Entre os métodos ópticos, destacam-se as técnicas interferométricas, e entre estas, os métodos de interferometria digital de padrão de *speckle* (DSPI, *Digital Speckle Pattern Interferometry*). Tais processos permitem a medição e a análise de todo o objeto em estudo, em vez de medições ponto-a-ponto. Esta propriedade, além de facilitar e acelerar a análise quantitativa, possibilita avaliações qualitativas com grande confiabilidade.

Barbosa e Lino (2007), Barbosa e Dos Santos (2008) e Barbosa et al (2012) demonstraram que técnicas de interferometria *speckle* com lasers multimodo desenvolvidas no Laboratório de Óptica Aplicada da Fatec-SP podem fornecer resultados bastante precisos na caracterização de lente. Estas técnicas consistem na iluminação do objeto em estudo simultaneamente com dois comprimentos de onda (λ_1 e λ_2) ligeiramente diferentes, o resultado é um interferograma com intervalo de contorno proporcional a um comprimento de onda sintético $\lambda_s = \lambda_1\lambda_2/(\lambda_1-\lambda_2)$ tipicamente muito maior que os comprimentos de onda originais. Nestes trabalhos a sintonia do laser foi realizada alterando a alimentação do laser.

Da Silva (2011) e Da Silva, Barbosa e Wetter (2015) propuseram a utilização de um arranjo do tipo Littman-Metcalf para a sintonia do laser. O arranjo é composto de um laser de

diodo, uma rede de difração e um espelho para a sintonia, que sob condições específicas de alinhamento, permite a emissão simultânea de dois comprimentos de onda. Nestes trabalhos foram obtidos comprimentos de onda sintético na faixa de 200 μm a 4 cm. A vantagem na utilização desta técnica é a facilidade na sintonia do laser e o grande intervalo no qual é possível sintonizar o laser.

Este trabalho propõem uma técnica para a medição de pressão pela análise do relevo e deformação de um diafragma por meio de um arranjo de interferometria *speckle* com laser de diodo sintonizável. A técnica proposta utiliza um laser de diodo sintonizável emitindo dois modos longitudinais (λ_1 e λ_2) ligeiramente diferentes. O diferencial deste arranjo é a medição de grandes amplitudes de deformação com uma sensibilidade variável. As técnicas convencionais que utilizam apenas um comprimento de onda estão limitadas a medições na ordem de grandeza do comprimento de onda utilizado, desta forma a relação entre a maior e menor deformação que se consegue medir é fixa. A sintonia do laser permite o ajuste dinâmico do intervalo de contorno para melhor se adequar a faixa de deformação que se pretende medir. Com isso espera-se obter uma grande faixa de medição, sem prejuízo a sensibilidade da medição. Esta técnica também possui grande tolerância a vibrações e ruídos, além de condições de alinhamento pouco rigorosas. Sabendo a relação entre a deformação do diafragma e a pressão aplicada é possível criar um modelo matemático que relacione estas duas grandezas. Um sistema de medição de pressão baseado em interferometria *speckle*, teria como principal vantagem a flexibilidade na fabricação dos diafragmas, que poderiam ser projetados com as características mais adequadas para o meio onde seriam utilizados e a possibilidade de operar em baixas e altas pressões.

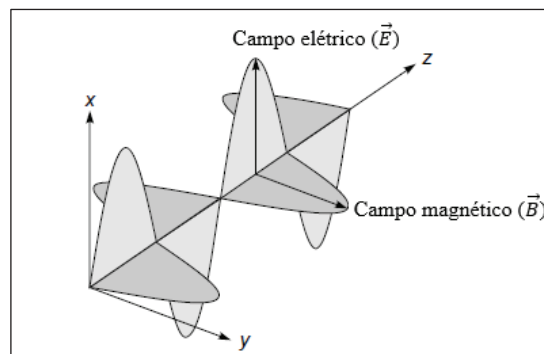
O objetivo deste trabalho é desenvolver sistema de medição de pressão por análise de relevo e deformação por meio de um arranjo de interferometria *speckle* com laser de diodo sintonizável.

1. FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

1.1. Ondas Eletromagnéticas

A Luz se propaga na forma de uma onda eletromagnética conforme a Figura 1 a seguir. Nestas ondas os vetores de campo elétrico (\vec{E}) e magnético (\vec{B}) são perpendiculares entre si e a direção de propagação é perpendicular ao plano formado pelos vetores de campo elétrico e magnético. A onda possui uma direção de polarização definida pela região na qual o campo elétrico oscila.

Figura 1: Representação de uma onda eletromagnética se propagando no eixo z.



Fonte: Ghatak (2009).

Segundo Ghatak (2009), o campo elétrico ($\vec{E}_{(x,t)}$) associado a essa onda pode ser expresso pela equação Eq. (1) ou na forma exponencial complexa pela Eq. (2). Como o campo elétrico é o que geralmente interage com o meio as fórmulas a seguir estão escritas em termos do campo elétrico, mas são análogas ao campo magnético.

$$\vec{E}_{(x,t)} = E_0 \cos(k\Gamma - \omega t + \phi) \vec{j} \quad \text{Eq. (1)}$$

$$\vec{E}_{(x,t)} = E_0 e^{i(k\Gamma - \omega t + \phi)} \vec{j} \quad \text{Eq. (2)}$$

Onde E_0 é a amplitude do campo elétrico, k é o número de onda, Γ é o caminho óptico, ω é a velocidade angular e ϕ é um termo de fase associado a onda.

Os termos k e ω se relacionam com o comprimento e a frequência da onda pelas equações Eq. (3) e Eq. (4) respectivamente e com a velocidade da luz no meio (c) pela equação Eq. (5).

$$k = 2\pi/\lambda \quad \text{Eq. (3)}$$

$$\omega = 2\pi\nu \quad \text{Eq. (4)}$$

$$c = \frac{1}{\sqrt{\mu \varepsilon}} = \lambda\nu \quad \text{Eq. (5)}$$

Onde μ é a permeabilidade magnética do meio e ε a permissividade elétrica do meio.

O caminho óptico (Γ) depende do índice de refração do meio (η). Estas grandezas são obtidas pelas equações Eq. (6) e Eq. (7) respectivamente.

$$\Gamma = \eta x \quad \text{Eq. (6)}$$

$$\eta = \frac{c_0}{c} \quad \text{Eq. (7)}$$

Onde c_0 é a velocidade da luz no vácuo e c a velocidade da luz no meio.

Ghatak (2009) demonstra que para uma onda expressa na forma exponencial complexa conforme a equação Eq. (2) a intensidade luminosa (I) é obtida pela equação Eq. (8) abaixo.

$$I = \frac{c_0 \cdot \varepsilon_0}{2} E \cdot E^* \quad \text{Eq. (8)}$$

Onde o símbolo $*$ representa o complexo conjugado.

Substituindo a equação Eq. (2) na Eq. (8) obtém-se a intensidade resultante de uma única onda na equação Eq. (9).

$$I = \frac{c_0 \cdot \varepsilon_0}{2} E_0 e^{i(kx - \omega t + \phi)} E_0 e^{-i(kx - \omega t + \phi)}$$

$$I = \frac{c_0 \cdot \varepsilon_0}{2} E_0^2 \quad \text{Eq. (9)}$$

A equação Eq. (9) mostra que a intensidade associada a uma única onda depende apenas da amplitude do campo elétrico associado aquela onda.

1.2. Interferência

Quando duas ondas coerentes interagem seus campos elétricos e magnéticos são somados vetorialmente. Considerando duas ondas coerentes e linearmente polarizadas (\vec{S} e \vec{R}) com mesma direção de polarização e propagação. A onda resultante da interferência destas ondas (\vec{E}) é obtida pela soma das duas ondas. Como as duas ondas possuem mesma direção de polarização as equações a seguir não foram escritas na forma vetorial para simplificar as notações.

$$\begin{aligned} S &= S_0 e^{i(k\Gamma_S - \omega t)} \\ R &= R_0 e^{i(k\Gamma_R - \omega t)} \\ E &= S_0 e^{i(k\Gamma_S - \omega t)} + R_0 e^{i(k\Gamma_R - \omega t)} \end{aligned} \quad \text{Eq. (10)}$$

Onde S_0 e R_0 são as amplitudes das ondas S e R respectivamente enquanto Γ_S e Γ_R são seus respectivos caminhos ópticos. A intensidade luminosa é calculada pela Eq. (8). Substituindo a equação Eq. (10) na Eq. (8), obtém-se a equação Eq. (11).

$$\begin{aligned} I &= \frac{c_0 \cdot \epsilon_0}{2} E \cdot E^* \\ I &= \frac{c_0 \cdot \epsilon_0}{2} [S_0 e^{i(k\Gamma_S - \omega t)} + R_0 e^{i(k\Gamma_R - \omega t)}][S_0 e^{-i(k\Gamma_S - \omega t)} + R_0 e^{-i(k\Gamma_R - \omega t)}] \\ I &= \frac{c_0 \cdot \epsilon_0}{2} [S_0^2 + R_0^2 + S_0 R_0 e^{i[k(\Gamma_S - \Gamma_R)]} + S_0 R_0 e^{-i[k(\Gamma_S - \Gamma_R)]}] \\ I &= \frac{c_0 \cdot \epsilon_0}{2} [S_0^2 + R_0^2 + S_0 R_0 (e^{i[k(\Gamma_S - \Gamma_R)]} + e^{-i[k(\Gamma_S - \Gamma_R)]})] \\ I &= \frac{c_0 \cdot \epsilon_0}{2} [S_0^2 + R_0^2 + 2S_0 R_0 \cos[k(\Gamma_S - \Gamma_R)]] \end{aligned} \quad \text{Eq. (11)}$$

A intensidade de cada onda individualmente é obtida pela Eq. (9).

$$I_S = \frac{c_0 \cdot \varepsilon_0}{2} S_0^2 \quad \text{Eq. (12)}$$

$$I_R = \frac{c_0 \cdot \varepsilon_0}{2} R_0^2 \quad \text{Eq. (13)}$$

Substituindo as equações Eq. (12) e Eq. (13) na Eq. (11), obtém-se a equação Eq. (14).

$$I = I_S + I_R + 2\sqrt{I_S I_R} \cos[k(\Gamma_S - \Gamma_R)] \quad \text{Eq. (14)}$$

Considerando ondas de mesma amplitude E_0 e intensidade I_0 , obtém-se a equação Eq. (15).

$$I = 2I_0 + 2I_0 \cos[k(\Gamma_S - \Gamma_R)]$$

$$I = 2I_0(1 + \cos[k(\Gamma_S - \Gamma_R)])$$

$$I = 4I_0 \cos^2 \left[\frac{k(\Gamma_S - \Gamma_R)}{2} \right] \quad \text{Eq. (15)}$$

As equações Eq. (14) e Eq. (15) tem seus valores de máximo quando a diferença de fase entre as duas ondas obedece a equação Eq. (16). Nestes casos diz-se que as ondas sofreram um processo de interferência construtiva.

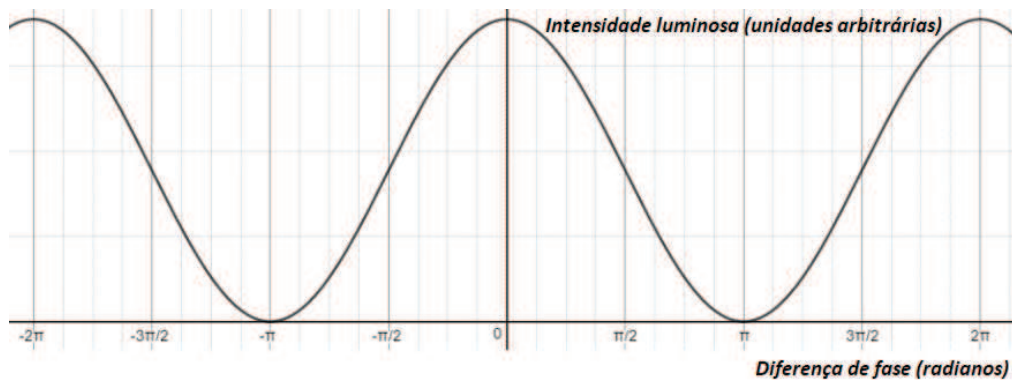
$$k(\Gamma_S - \Gamma_R) = 2m\pi \quad \text{Eq. (16)}$$

As equações Eq. (14) e Eq. (15) tem seus valores de mínimo quando a diferença de fase entre as duas ondas obedece a equação Eq. (17). Nestes casos diz-se que as ondas sofreram um processo de interferência destrutiva.

$$k(\Gamma_S - \Gamma_R) = (2m + 1)\pi \quad \text{Eq. (17)}$$

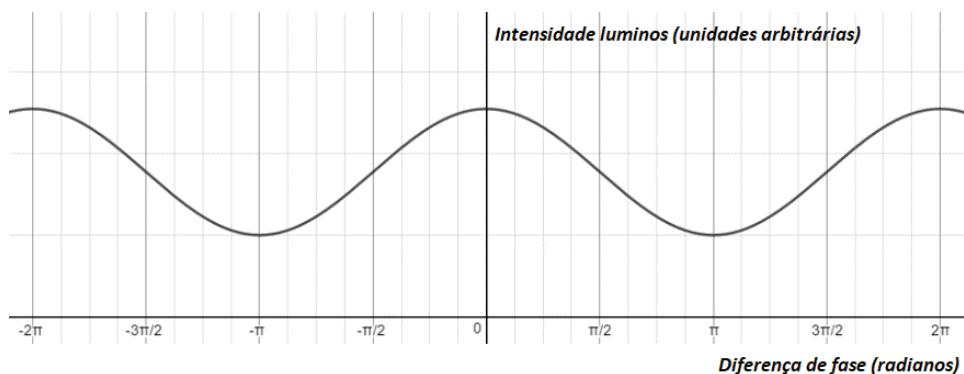
Os resultados obtidos pelas equações Eq. (14) e Eq. (15) mostram que o padrão de intensidades resultante da interferência entre duas ondas de mesma frequência é modulado por uma função do tipo cosseno² que varia de acordo com a diferença de caminho óptico entre as duas ondas e o comprimento de onda utilizado. A Figura 2 mostra o gráfico da intensidade luminosa em função da diferença de fase para a equação Eq. (15) e a Figura 3 para a equação Eq. (14). Nota-se que caso as duas ondas não possuam a mesma amplitude o padrão de franjas mantém a mesma forma com uma intensidade de fundo proporcional a diferença das intensidades das ondas.

Figura 2: Distribuição de intensidade resultante da interferência de duas ondas com mesma amplitude, conforme Eq. (15).



Fonte: Autor.

Figura 3: Distribuição de intensidade resultante da interferência de duas ondas com amplitudes diferentes, conforme Eq. (14).



Fonte: Autor.

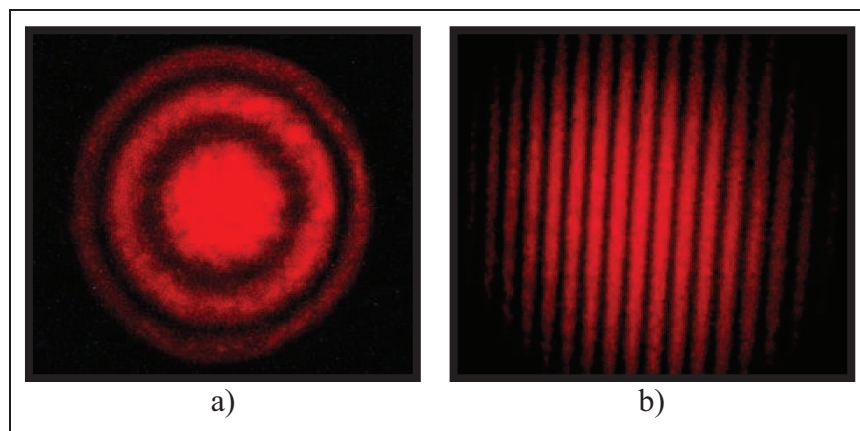
A luz refletida ou transmitida por objetos carrega informações de fase do objeto e da geometria utilizada na iluminação, se uma frente de onda utilizada para iluminar um objeto interferir com uma segunda frente de onda com geometria conhecida o resultado é um padrão de franjas que contém as informações de fase do objeto em estudo. Esta imagem é coberta por franjas de interferência que definem um intervalo de contorno e planos de elevação constantes que distam entre si de uma distância Δz obtida pela equação Eq. (18).

$$\Delta z = \lambda/2 \quad \text{Eq. (18)}$$

A equação Eq. (18) é obtida pelas equações Eq. (16) e Eq. (17) e é referente a diferença de caminho óptico entre pontos de máximo e mínimo consecutivos.

A Figura 4a abaixo mostra o padrão de franjas obtidos pela interferência entre uma frente de onda plana e uma esférica e a Figura 4b o padrão de franjas obtidos pela interferência entre uma frente de onda plana e uma segunda frente de onda plana ligeiramente inclinada em relação a primeira. A partir da equação Eq. (18) é possível determinar a diferença de caminho óptico entre as regiões de interferência construtiva e destrutiva e portanto avaliar quantitativamente os padrões de franjas.

Figura 4: a) Padrão de franjas circular resultante da interferência de uma frente de onda plana com uma frente de onda esférica; b) Padrão de franjas vertical resultante da interferência de duas frentes de onda planas e inclinadas.

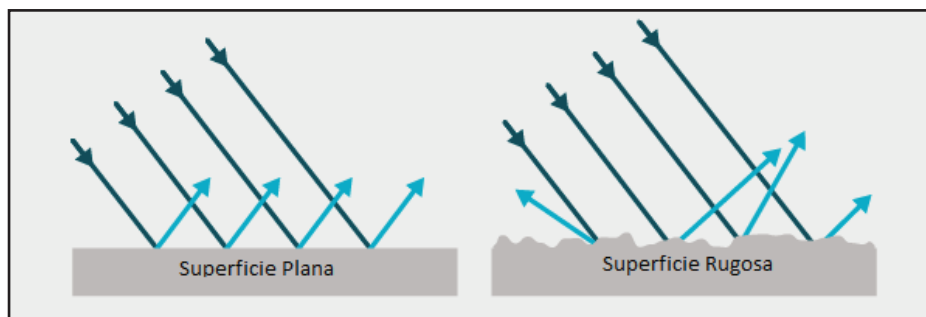


Fonte: <http://web.physics.ucsb.edu/~lecturedemonstrations/Composer/Pages/84.30.html>.

1.3. Granulado óptico (*Speckle*)

Segundo Ghatak (2009), quando um raio de luz atinge uma superfície, esta pode atuar como refletora ou refratora do raio, emitindo ondas secundárias conforme o princípio de Huygens–Fresnel. Se um feixe de luz colimado incide sobre uma superfície perfeitamente plana, o feixe refletido também é colimado, pois todos os raios são refletidos pelo mesmo plano. No caso de uma superfície rugosa, cada ponto da superfície possui uma curvatura própria, portanto cada raio será refletido para uma direção. Estes raios, ao se cruzarem, geram regiões de interferência construtiva ou destrutiva, dependendo da sua diferença de fase. A Figura 5 mostra a reflexão de uma frente de onda plana numa superfície plana e rugosa.

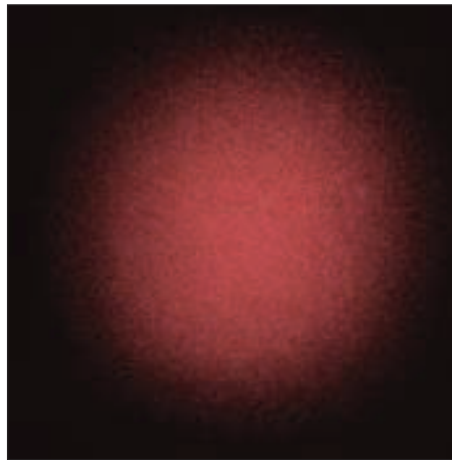
Figura 5: Representação da reflexão de uma frente de onda plana em uma superfície perfeitamente plana e em uma rugosa.



Fonte: <https://www.ipn.pt/laboratorio/LEDMAT/ensaio/1>.

De maneira análoga a reflexão por uma superfície rugosa a luz também pode sofrer um espelhamento ao ser transmitida por objeto difuso como um vidro despolido. O padrão de *speckle* (ou granulado óptico) é então o fenômeno associado com a distribuição aleatória de intensidades na formação de uma imagem, decorrente da introdução de uma diferença de fase aleatória pela reflexão por uma superfície rugosa ou transmissão por um objeto difuso. A Figura 6 mostra um exemplo de padrão de *speckle*, onde os pontos claros são os pontos nos quais as ondas sofreram interferência construtiva e os pontos escuros referentes as ondas que sofreram interferência destrutiva. O padrão de *speckle* depende fortemente do objeto utilizado para espalhar a luz, caso o objeto seja deslocado observa-se que a fase de cada ponto emissor irá mudar, resultando na alteração da estrutura do granulado, isso sugere que o padrão de *speckle*, mesmo aleatório, ainda carrega informações de fase do objeto.

Figura 6: Exemplo de Padrão de *speckle* (ou granulado óptico).

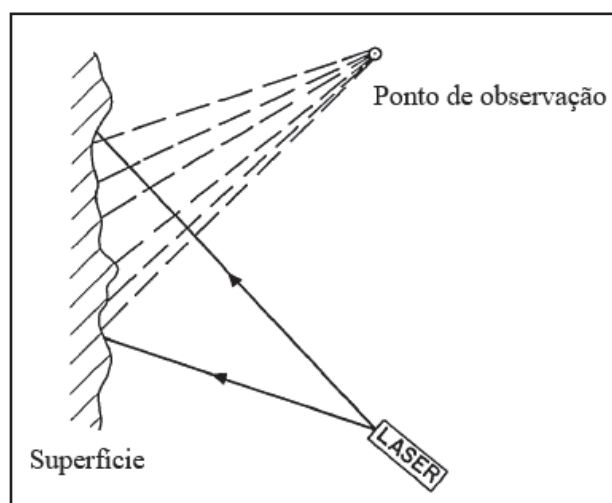


Fonte: https://en.wikipedia.org/wiki/Speckle_pattern.

1.3.1. *Speckle objetivo*

Considerando uma superfície rugosa sendo iluminada por uma frente de onda plana. A intensidade luminosa da luz refletida num ponto qualquer do espaço vai depender da soma de todos os feixes de luz que iluminam aquele ponto conforme a Figura 7.

Figura 7: Formação de *speckle* objetivo.



Fonte: Editado de Goodman (1976).

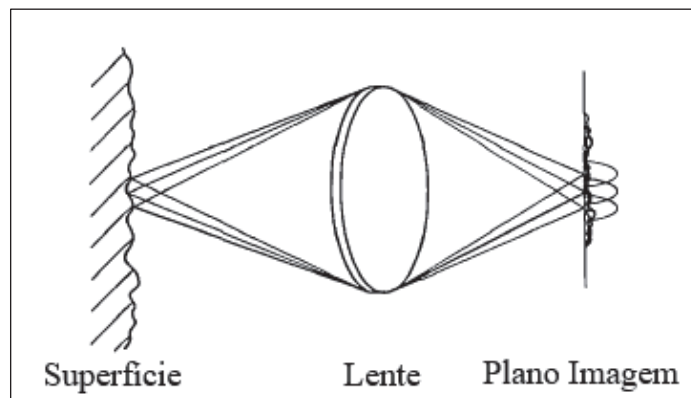
O *speckle* objetivo é formado quando a luz espalhada por uma superfície rugosa é projetada numa outra superfície qualquer sem passar por nenhum elemento óptico. Gåsvik (2002) mostra que neste caso o tamanho do grão de *speckle* ΔX depende do comprimento de onda da luz utilizada λ , do diâmetro do feixe que ilumina a superfície ω_0 e da distância L entre a superfície e o padrão de *speckle*, conforme equação Eq. (19) a seguir:

$$\Delta X = \frac{\lambda L}{\omega_0} \quad \text{Eq. (19)}$$

1.3.2. *Speckle* subjetivo

O padrão de *speckle* pode estar associado com a formação de uma imagem por um sistema óptico, neste caso a intensidade luminosa num ponto qualquer vai depender, além da contribuição aleatória de cada ponto da superfície, da difração que ocorre no sistema óptico. A Figura 8 mostra a formação do *speckle* subjetivo.

Figura 8: Formação de *speckle* subjetivo.



Fonte: Editado de Goodman (1976).

Neste caso, o tamanho do grão de *speckle* e sua distribuição espacial são determinados pela difração limite deste sistema. Gåsvik (2002) mostra que o tamanho do grão de *speckle* é dado pela equação Eq. (20).

$$d_s = \frac{2,4 \lambda f}{D} \quad \text{Eq. (20)}$$

Onde d_s é o diâmetro do grão de *speckle*, f o comprimento focal da lente utilizada e D o seu diâmetro.

1.3.3. Estatística da intensidade

Quando luz é espalhada por uma superfície como mostrado nas Figuras 7 e 8, a intensidade luminosa num ponto qualquer do espaço depende da somatória de todas as N componentes que contribuem para a iluminação deste ponto. Esta somatória pode ser relacionada como uma somatória de fasores. Goodman (1976) descreve a estatística associada a somatória destes fasores. As equações Eq. (21) a Eq. (25) descrevem uma somatória de fasores.

$$A = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{n=1}^N a_n e^{i\phi_n} \quad \text{Eq. (21)}$$

$$A = \sqrt{\mathcal{R}^2 + \mathcal{I}^2} \quad \text{Eq. (22)}$$

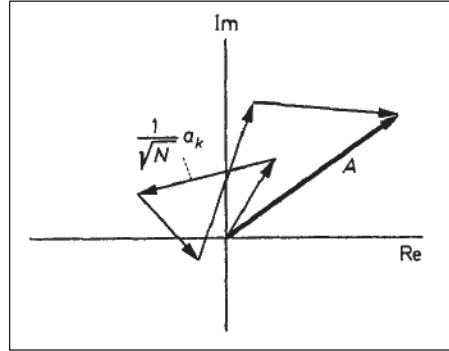
$$\theta = \arctan\left(\frac{\mathcal{I}}{\mathcal{R}}\right) \quad \text{Eq. (23)}$$

$$\mathcal{R} = A \cos \theta \quad \text{Eq. (24)}$$

$$\mathcal{I} = A \sin \theta \quad \text{Eq. (25)}$$

Onde a_n é a amplitude do n -ésimo fasor, ϕ_n sua respectiva fase, \mathcal{R} a componente real do sinal e \mathcal{I} a componente imaginária do sinal. Esta somatória é conhecida como um “caminhar ou passeio aleatório no plano complexo” que é visualmente representado na Figura 9.

Figura 9: Representação do “caminhar ou passeio aleatório no plano complexo”.



Fonte: Parry (1984).

A partir destas equações, são feitas as seguintes considerações:

- a) A amplitude e a fase dos fasores são independentes entre si;
- b) A fase é distribuída uniformemente no intervalo $(-\pi, \pi)$;
- c) O número de fasores N é suficientemente grande para validar o teorema do limite central.

Com estas considerações tem-se que a função de densidade de probabilidade das partes real e imaginária pode ser representada pela equação Eq. (26):

$$p(\mathcal{R}, \mathcal{I}) = \frac{1}{2\pi\sigma^2} \exp\left\{-\frac{\mathcal{R}^2 + \mathcal{I}^2}{2\sigma^2}\right\} \quad \text{Eq. (26)}$$

As funções de densidade de probabilidade para a A e θ são dadas por:

$$p(A, \theta) = \frac{A}{2\pi\sigma^2} \exp\left\{-\frac{A^2}{2\sigma^2}\right\} \quad \text{Eq. (27)}$$

$$p(A) = \int_{-\pi}^{\pi} p(A, \theta) d\theta = \frac{A}{\sigma^2} \exp\left\{-\frac{A^2}{2\sigma^2}\right\} \quad \text{Eq. (28)}$$

$$p(\theta) = \int_{-\pi}^{\pi} p(A, \theta) dA = \frac{1}{2\pi} \quad \text{Eq. (29)}$$

De acordo com as equações Eq. (28) e Eq. (29) a distribuição de intensidades segue uma exponencial negativa enquanto as fases são distribuídas uniformemente no intervalo $(-\pi, \pi)$. O primeiro momento, o segundo momento e a variância da intensidade são obtidos por:

$$\bar{A} = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \sigma \quad \text{Eq. (30)}$$

$$\overline{A^2} = 2\sigma^2 \quad \text{Eq. (31)}$$

$$\sigma_A^2 = \overline{A^2} - (\bar{A})^2 = \left(2 - \frac{\pi}{2}\right) \sigma^2 \quad \text{Eq. (32)}$$

1.4. Interferometria *speckle* com laser multimodo

Os resultados obtidos no Item 1.2. são validos apenas para a interferência entre duas ondas de mesmo comprimento de onda, no entanto alguns tipos de lasers operam emitindo múltiplos comprimentos de onda. Barbosa e Lino (2007) mostraram que o resultado da interferência entre duas ondas linearmente polarizadas (S_N e R_N) com mesma direção de polarização e propagação, N modos longitudinais espaçados de $\Delta\lambda$ e emissão central $\bar{\lambda}$ é dada pela equação Eq. (33).

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

$$R_N = R_0 \sum_{n=\left(-N-\frac{1}{2}\right)}^{n=\left(N-\frac{1}{2}\right)} A_n e^{i[(\bar{k}+n\Delta k)\Gamma_R+\phi_n]}$$

$$I = S_0^2 + R_0^2 + 2R_0S_0 \cos[\bar{k}(\Gamma_S - \Gamma_R)] \sum_{n=\left(-N-\frac{1}{2}\right)}^{n=\left(N-\frac{1}{2}\right)} A_n^2 e^{i n\Delta k(\Gamma_S - \Gamma_R)} \quad \text{Eq. (33)}$$

Onde A_n é a amplitude de oscilação do n -ésimo modo e ϕ_n é a fase do n -ésimo modo.

O termo cosseno da equação Eq. (33) representa a componente de alta frequência espacial e o comportamento aleatório do padrão de *speckle*. Como \bar{k} é tipicamente muito maior que Δk , o segundo termo do lado direito da equação Eq. (33) representa a componente de baixa frequência espacial e é responsável por carregar as informações de fase. Para melhorar a visibilidade das franjas são capturadas duas imagens com uma pequena diferença de fase introduzida entre elas. Esta diferença deve ser pequena o suficiente para não decorrelacionar o padrão de *speckle*. A subtração das duas imagens remove os termos S_0^2 e R_0^2 da equação Eq. (33). A imagem resultante é filtrada por um filtro passa baixa de modo a remover os componentes de alta frequência espacial resultando num padrão de franjas que segue a equação Eq. (34).

$$I = 2R_0S_0 \sum_{n=\left(-N-\frac{1}{2}\right)}^{n=\left(N-\frac{1}{2}\right)} A_n^2 e^{i n \Delta k (\Gamma_S - \Gamma_R)} \quad \text{Eq. (34)}$$

Considerando que todos os modos oscilam com mesma amplitude $A_n = 1$ obtém-se a equação Eq. (35).

$$I = 2R_0S_0 \left\{ \frac{\text{sen} \left[\frac{N \Delta k (\Gamma_S - \Gamma_R)}{2} \right]}{\text{sen} \left[\frac{\Delta k (\Gamma_S - \Gamma_R)}{2} \right]} \right\}^2 \quad \text{Eq. (35)}$$

A equação Eq. (36) mostra a distribuição de intensidades para $N = 2$, neste caso o padrão de franjas torna-se do tipo cosseno², semelhante ao resultado obtido na equação Eq. (15), no entanto o intervalo de contorno varia de acordo com um comprimento de onda sintético (λ_s) obtido pela equação Eq. (37). Como $\lambda_1 \lambda_2 \gg |\lambda_1 - \lambda_2|$ o valor do comprimento de onda sintético é tipicamente muito maior que λ_1 e λ_2 .

$$I = 4I_0 \cos^2 \left[\frac{\Delta k (\Gamma_S - \Gamma_R)}{2} \right] \quad \text{Eq. (36)}$$

$$\Delta k = \frac{2\pi}{\lambda_s}$$

$$\lambda_s = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{|\lambda_1 - \lambda_2|} \quad \text{Eq. (37)}$$

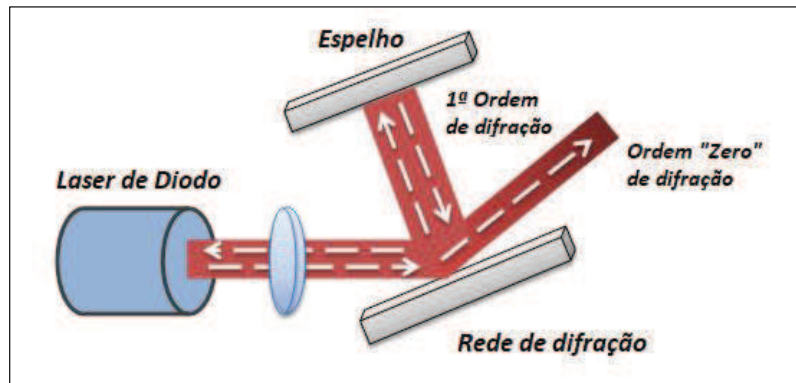
Uma das principais vantagens das técnicas com laser multimodo é a obtenção de intervalos de contorno muito maiores que as técnicas com um único comprimento de onda. Um intervalo de contorno maior permite o estudo de superfícies com relevos acentuados que seriam impossíveis de se medir com um único comprimento de onda.

1.5. Laser de diodo com cavidade externa

Há processos através dos quais os modos de oscilação de um laser podem ser convenientemente selecionados, o que permite que o comprimento de onda sintético seja sintonizado, e, desta forma, que o intervalo de contorno seja selecionado de acordo com a geometria da frente de onda a ser reconstruída. A sintonia por realimentação baseia-se no fato de que todo laser possui uma cavidade ressonante que é responsável pela amplificação da luz. As características e propriedades destas cavidades, em conjunto com os demais componentes do laser, definem os comprimentos de onda que serão privilegiados durante a amplificação, ou seja, os modos de emissão do laser. É possível forçar a ressonância de outros modos fazendo ressonar dentro da cavidade algum outro comprimento de onda (ou modo longitudinal) que em condições usuais não teria ganho suficiente para oscilar. As principais vantagens de se trabalhar com um arranjo deste é a estabilidade dos modos emitidos assim como a possibilidade de escolha de quais modos serão emitidos.

Liu e Zhang (2006) revisaram os diversos modelos de laser com cavidade externa. Neste trabalho foi adotado o arranjo do tipo Littman-Metcalf, composto basicamente por um laser, uma rede de difração e um espelho dispostos conforme a Figura 10 abaixo. O arranjo do tipo Littman-Metcalf foi proposto inicialmente por Littman e Metcalf (1978). Esta configuração foi escolhida pela facilidade na seleção dos modos e pelo ângulo de saída constante da ordem zero de difração.

Figura 10: Arranjo Littman-Metcalf.



Fonte: Autor.

O principal componente neste arranjo é a rede de difração. O laser que incide sobre a rede é difratado e sua ordem zero é direcionada para o arranjo. A outra ordem é direcionada para um espelho que faz a seleção dos modos. O feixe que atinge o espelho está difratado pela rede, portanto, os modos emitidos pelo laser incidem com ângulos de incidência diferentes no espelho. Estes modos são direcionados novamente para a rede e são novamente difratados, desta vez, para dentro da cavidade ressonante do laser. Como os modos emitidos pelo laser sofrem uma separação angular pela rede, apenas um modo pode ser direcionado para a cavidade por vez, ou seja, com um ajuste no espelho é possível controlar qual modo vai ser utilizado para realimentar o laser e deste modo, quais serão os modos emitidos pelo laser.

Para que o arranjo funcione corretamente o posicionamento das componentes ópticas devem satisfazer uma condição de equilíbrio apontada por Liu e Littman (1981). As componentes devem estar dispostas de modo que uma movimentação no espelho de seleção dos modos provoque uma mudança de caminho óptico que permita a ressonância do novo modo na cavidade externa.

1.6. Técnica de “*phase stepping*” e “*phase unwrapping*” para análise de interferogramas

A emissão do laser de diodo em múltiplos modos longitudinais permite o emprego da técnica de “*phase stepping*” para a análise quantitativa das franjas obtidas. Considerando-se que a imagem seja modulada por franjas de interferências senoidais, esta técnica de avaliação

das franjas está baseada na mudança de intensidade devido a uma mudança de fase provocada em um dos feixes na montagem experimental. No caso, provoca-se um avanço de fase no feixe referência na sequência $0, \pi/2, \pi, 3\pi/2$ rad, com cada avanço gerando interferogramas de intensidades I_0, I_1, I_2 e I_3 . Segundo Barbosa e Lino (2007) a fase pode ser então reconstruída através da equação Eq. (38).

$$\varphi_s(x,y) [N=2] = \arctan\left(\frac{I_3 - I_1}{I_0 - I_2}\right) \quad \text{Eq. (38)}$$

Através da equação acima, é possível obter um mapa de fase com tons de cinza com valores na faixa de $-\pi$ a π correspondendo a 256 níveis de cinza ($-\pi$ para o preto e π para o branco).

A equação Eq. (38) é válida apenas para padrões de franjas senoidais como os obtidos pelas equações Eq. (15) e Eq. (36). No caso de interferometria com laser multimodo emitindo mais de dois comprimentos de onda o padrão de franjas obtido não é do tipo senoidal, portanto a equação Eq. (38) não deve ser utilizada. Barbosa e Lino (2007) propuseram métodos para se obter um mapa de fase para interferogramas com três e quatro modos de emissão. As equações Eq. (39) e Eq. (40) podem ser utilizadas para obter o mapa de fase de um interferograma com três e quatro modos respectivamente.

$$\varphi_s(x,y) [N=3] = \frac{1}{2} \arctan\left(\frac{I_1 - I_3}{I_0 - I_2}\right) \quad \text{Eq. (39)}$$

$$\varphi_s(x,y) [N=4] = \arctan\left[\frac{I_0 I_2}{I_1 I_3} \left(\frac{I_1 - I_3}{I_0 - I_2}\right)\right] \quad \text{Eq. (40)}$$

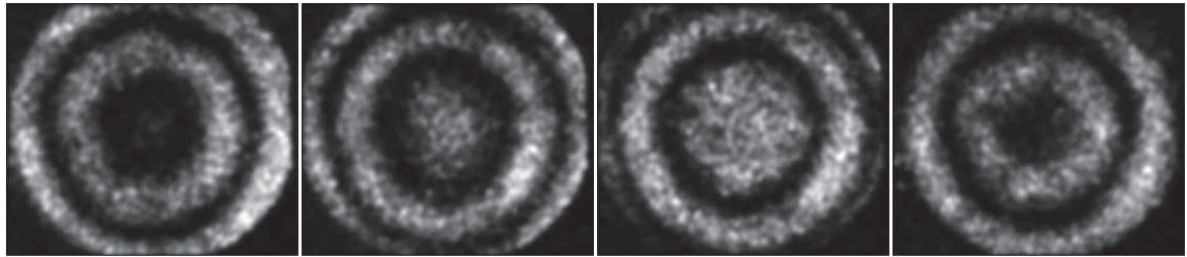
Além das equações Eq. (39) e Eq. (40) foi proposto um método com oito passos. Considerando oito interferogramas com uma diferença de fase de $\pi/4$ entre si, é possível obter o mapa de fase para três e quatro modos de emissão a partir da equação Eq. (41)

$$\varphi_s(x,y) = \arctan\left(\frac{I_7 + I_3 - I_5 - I_1}{I_4 + I_0 - I_6 - I_2}\right) \quad \text{Eq. (41)}$$

A fase obtida a partir das equações Eq. (38) a Eq. (41) são obtidas a partir de uma função do tipo arco tangente portanto os valores são restritos a faixa de $-\pi$ a π . Caso a diferença de fase no interferograma seja maior que estes valores o resultado é uma imagem coberta por múltiplas faixas que variam de $-\pi$ a π .

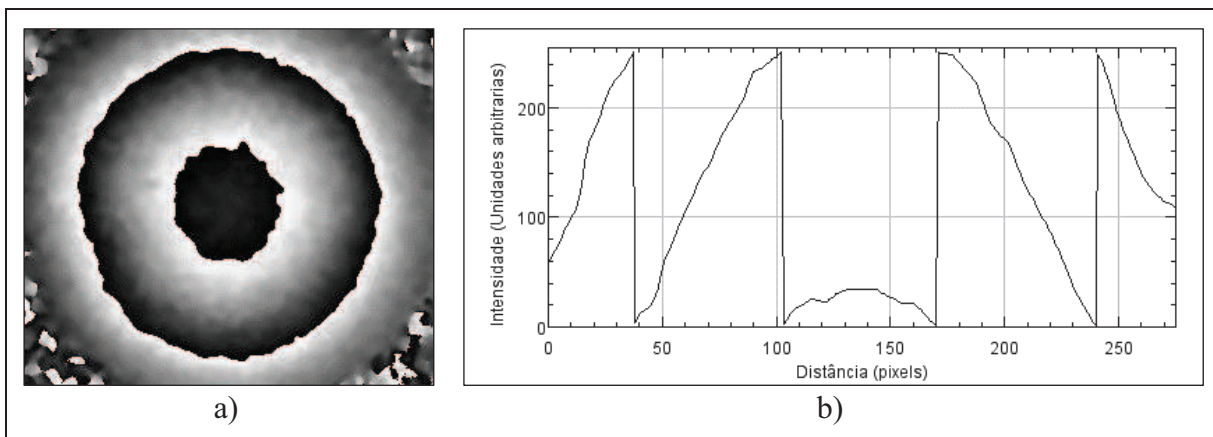
A Figura 11 mostra quatro interferogramas que descrevem o relevo de uma superfície esférica, cada interferograma foi obtido com uma diferença de fase de $\pi/2$ do anterior. As Figuras 12a e 12b mostram o mapa de fase obtido pela equação Eq. (38) e um gráfico da intensidade luminosa do mapa de fase respectivamente.

Figura 11: Exemplos de interferogramas obtidos a partir de uma superfície esférica, cada interferograma foi obtido com uma diferença de fase de $\pi/2$ do anterior



Fonte: Autor.

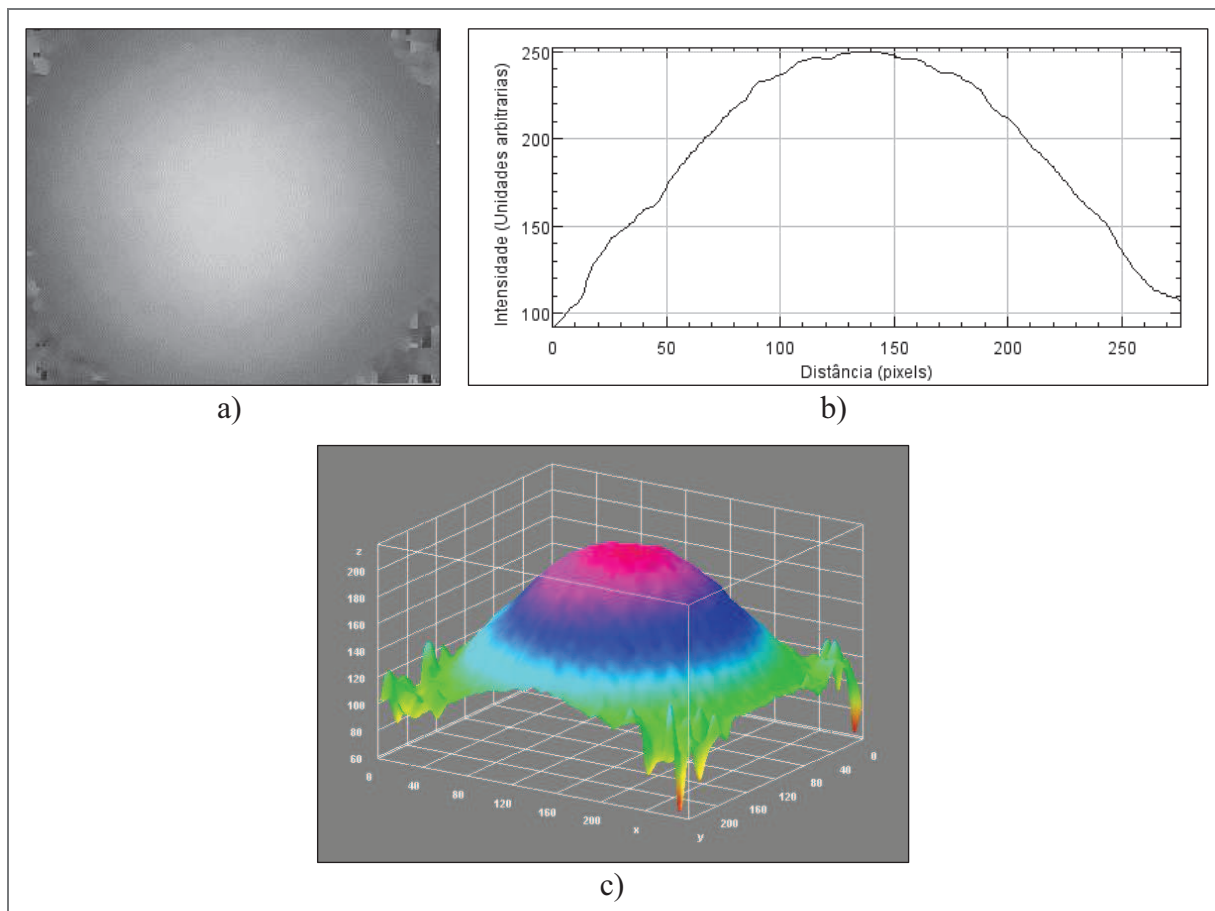
Figura 12: a) Mapa de fase obtido pela a técnica de “*phase stepping*” aplicada à Figura 11; b) Gráfico da intensidade do mapa de fase ao longo de uma linha horizontal no centro.



Fonte: Autor.

Observa-se pela Figura 12 que o mapa de fase sozinho não é suficiente para reconstruir as frentes de onda, caso a diferença de fase seja maior que a sensibilidade do mapa de fase a imagem resultante aparece coberta por múltiplas faixas de fase. Para obter a reconstrução da frente de onda pode-se utilizar um algoritmo de deconvolução de fase (*Phase unwrapping*). Judge (1994) revisou diversos algoritmos de deconvolução de fase. Esta técnica faz uma varredura na imagem a procura dos pontos críticos da função arco tangente no qual a fase passa de $-\pi$ (preto) para π (branco) ou vice-versa. Depois de mapear toda a imagem a técnica normaliza as intensidades e soma ou subtrai uma fase de 2π sempre que encontra uma descontinuidade, o resultado é a reconstrução da frente de onda. A Figura 13a mostra a deconvolução da Figura 12, a Figura 13b mostra um gráfico de intensidade da fase deconvolucionada e a Figura 13c uma reconstrução em três dimensões da superfície.

Figura 13: a) Fase reconstruída pelo algoritmo de deconvolução de fase aplicado a Figura 12;
 b) Gráfico da intensidade da fase reconstruída ao longo de uma linha horizontal no centro.
 c) Reconstrução em três dimensões da superfície.



Fonte: Autor.

1.7. Modelo analítico da deformação

Young (2002) descreve a deformação de placas planas de diversas geometria sob variadas condições de contorno. No caso de placas circulares com as bordas fixas submetidas a uma distribuição uniforme de pressão, o modelo linear é válido apenas para pequenas deformações (aproximadamente metade da espessura do diafragma). Quando a deformação excede este limite os esforços no centro do diafragma não podem ser negligenciados e constituem uma parcela significativa da deformação. Nestes casos um modelo não linear que satisfaça as condições de contorno deve ser utilizado.

No caso de placas circulares com as bordas fixas submetidas a uma distribuição uniforme de pressão, que é o utilizado neste trabalho, a deformação pode ser calculada segundo Young (2002) pela equação (42) a seguir:

$$\frac{qa^4}{Et^4} = \frac{5,33}{(1-\nu^2)} \frac{y}{t} + \frac{2,6}{(1-\nu^2)} \left(\frac{y}{t}\right)^3 \quad \text{Eq. (42)}$$

Onde y é a amplitude de deformação, q é a pressão atuando no diafragma, a seu diâmetro, t sua espessura, E o módulo de elasticidade do material e ν seu respectivo coeficiente de Poisson.

1.8. Medição de pressão

A pressão é definida no Sistema Internacional de Unidades – SI como uma força por unidade de área e é uma grandeza derivada das grandezas de base comprimento, massa e tempo. A unidade de pressão no SI é o pascal (Pa) que equivale a $1 \text{ kg}/(\text{m} \cdot \text{s}^2)$ ou $1 \text{ N}/\text{m}^2$.

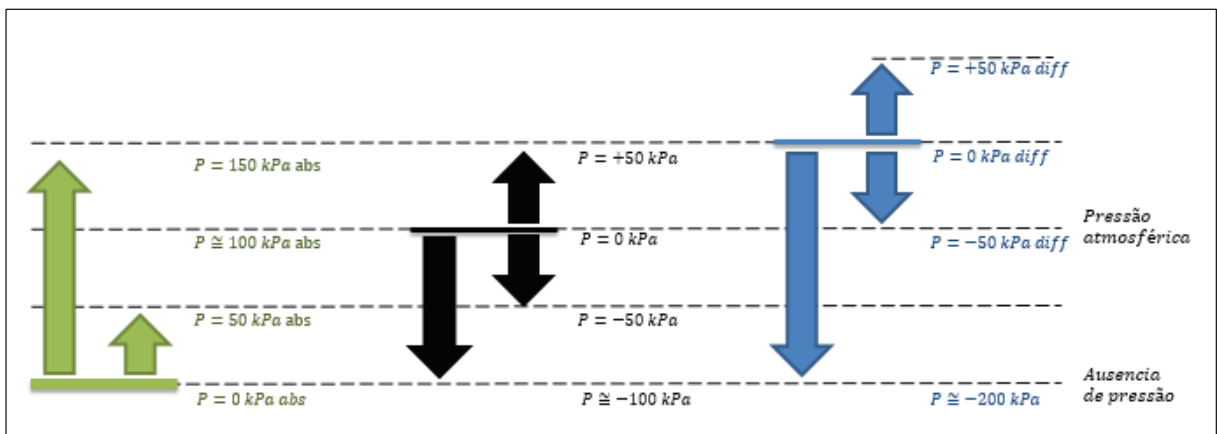
A pressão pode ser resultante das moléculas de um fluido se chocando contra as paredes de um recipiente. Pela sua definição a pressão é uma grandeza sempre positiva no entanto para um grande número de aplicações a diferença em relação a pressão atmosférica é uma informação mais importante do que o próprio valor absoluto da pressão. Por este motivo foram definidos três modos de medição de pressão que satisfazem as necessidades das medições cotidianas de pressão. Estes três modos são o absoluto, relativo e diferencial. Estas definições

são utilizadas para facilitar a comparação entre resultados e medições. Por exemplo, o fluxo de um gás numa tubulação depende da diferença de pressão na tubulação, como a pressão atmosférica varia muito ao longo do dia e entre locais diferentes (até 20 kPa) os valores absolutos de pressão dentro da tubulação não podem ser utilizados para monitorar a vazão do sistema.

Cusco et al (1998) define a pressão absoluta como sendo aquela medida em relação a ausência total de pressão. A pressão relativa é definida como sendo a diferença entre a pressão medida e a pressão atmosférica enquanto a pressão diferencial é medida com relação a qualquer referência diferente dos casos anteriores.

A Figura 14 a seguir mostra um diagrama comparando os três modos de medição de pressão. As pressões indicadas na cor verde se referem a valores absolutos de pressão, as pressões na cor azul a valores de pressão diferencial e as pressões na cor preta se referem a valores relativos de pressão. Quando a pressão é medida no modo relativo e apresenta um valor menor que a pressão atmosférica o resultado é um valor negativo, nestes casos o sinal negativo apenas representa que a pressão medida está abaixo da pressão atmosférica. Pressões abaixo da pressão atmosférica também são denominados de vácuo. Como a pressão atmosférica varia com o tempo e o local não existe conversão direta entre os modos de medição de pressão, uma alternativa é a medição simultânea da pressão absoluta e da atmosférica no local da medição.

Figura 14: Diagrama de medição de pressão comparando os três modos de medição de pressão (relativo, absoluto e diferencial).



Fonte: Autor.

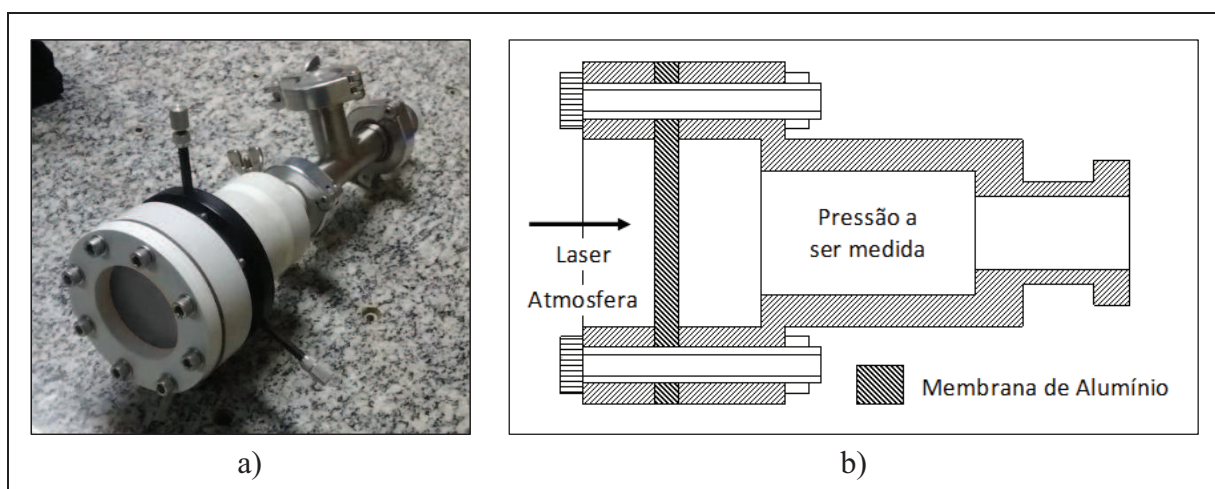
2. MÉTODO

A medição de pressão será realizada por um método indireto no qual a deformação de um diafragma (elemento sensor) submetido a um diferencial de pressão será medida e utilizada para calcular a pressão. Valores conhecidos de pressão serão aplicados num diafragma com o auxílio de um manovacuômetro padrão e uma bomba de vácuo. Para cada valor de pressão a respectiva deformação será medida e um modelo que relaciona a pressão aplicada com a deformação será criado. A deformação medida pelo arranjo óptico também será comparada com as deformações calculadas pelo modelo analítico apresentado no item 1.7 e uma medição mecânica realizada por um relógio apalpador.

2.1. Diafragma e sistema de aplicação de pressão

Neste trabalho uma membrana de alumínio foi montada num dispositivo que permite a aplicação de um diferencial de pressão conforme a Figura 15 a seguir.

Figura 15: a) Fotografia do dispositivo com o diafragma de alumínio; b) Desenho da montagem da membrana no dispositivo.



Fonte: Autor

Nesta configuração de montagem é possível medir pressões positivas e negativas no modo relativo. A face esquerda do diafragma fica exposta a pressão atmosférica enquanto a pressão ou vácuo que se deseja medir são aplicados na câmara interna do dispositivo.

A medição da deformação ocorre pela face esquerda do diafragma. Esta face é iluminada pelo laser e o padrão de *speckle* resultante do espalhamento da luz é utilizado para medir a deformação do diafragma. A face da membrana que seria iluminada pelo laser foi lixada levemente para garantir a rugosidade necessária para a criação do padrão de *speckle*.

A deformação do diafragma é uma função da pressão aplicada, do diâmetro e espessura da membrana, assim como de suas propriedades mecânicas, portanto antes de realizar os ensaios estes parâmetros da membrana foram medidos.

A espessura da membrana foi medida com o auxílio de um micrometro analógico centesimal. Foram realizadas 5 medições da espessura em pontos distribuídos uniformemente sobre a área da membrana.

O diâmetro foi medido com um paquímetro analógico com 0,05 mm de resolução. A medição foi realizada no ponto de apoio da membrana no dispositivo, foram realizadas 5 medições em pontos distribuídos uniformemente sobre o perímetro.

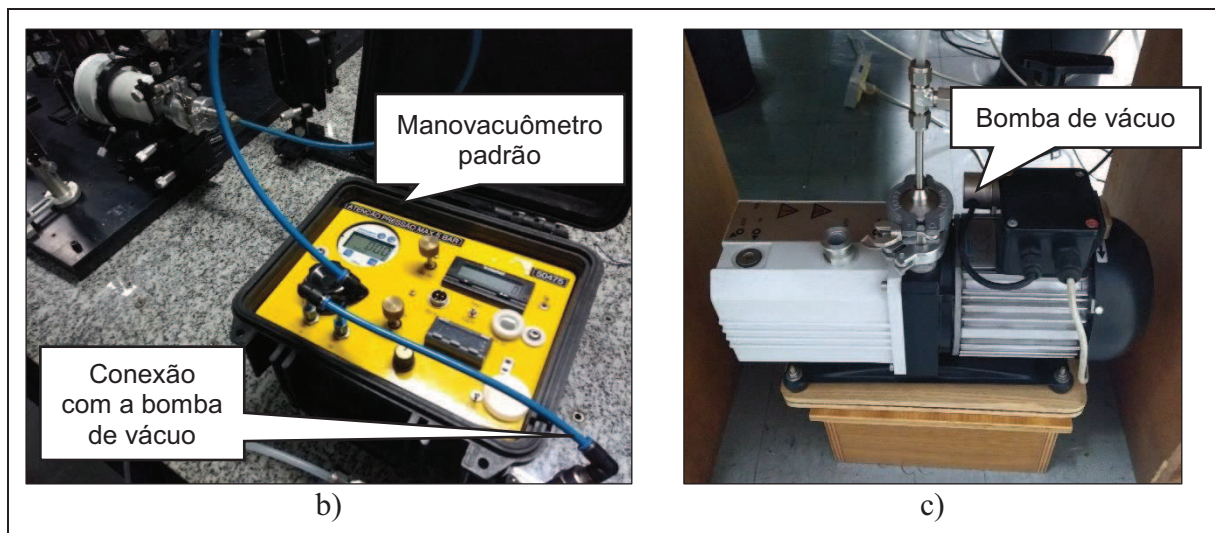
Uma amostra do material utilizado para fabricar a membrana de alumínio foi enviada para o laboratório da empresa “Tork Controle Tecnológico de Materiais” para a medição da dureza superficial e composição química, também foi realizado um ensaio de tração do material. O relatório de ensaio encontra-se no Anexo A.

Um segundo conjunto de amostras foi enviado para a empresa “Dinateste” para a medição do módulo de elasticidade. Como a chapa de alumínio utilizada foi laminada, optou-se por realizada a medição do módulo de elasticidade em dois grupos de amostra. A aplicação da força no primeiro grupo foi na direção de laminação do material enquanto no segundo grupo a direção foi oposta a direção de laminação, cada grupo continha três corpos de prova. A medição foi realizada numa máquina da “Tinus Olsen” com auxílio do software “Horizon”. O relatório de ensaio encontra-se no Anexo B.

Não foi possível fabricar as amostras para a medição do coeficiente de Poisson pela quantidade limitada de material disponível, portanto o coeficiente de Poisson foi extraído da literatura conforme Young (2002).

O diferencial de pressão foi aplicado ao diafragma por meio de uma bomba rotativa de palhetas selada a óleo de dois estágios do fabricante LEYBOLD, modelo D5E com capacidade de 5 m³/h e 2 x 10⁻³ mbar. As Figuras 16a e 16b mostram fotografias da montagem e da bomba de vácuo utilizada. A montagem conta com uma válvula reguladora para controlar a aplicação de vácuo no sistema e uma válvula de alívio para reduzir o vácuo. As válvulas utilizadas são do tipo agulha para permitir um ajuste fino da pressão desejada. Um manovacuômetro digital foi conectado junto ao diafragma para monitorar a pressão aplicada. O manovacuômetro utilizado é do fabricante ASHCROFT, modelo v/100 psi e opera na faixa de (-100 a 700) kPa com uma resolução de 0,1 kPa.

Figura 16: a) Fotografia da montagem para aplicação do vácuo; b) Fotografia da bomba de vácuo utilizada.



Fonte: Autor.

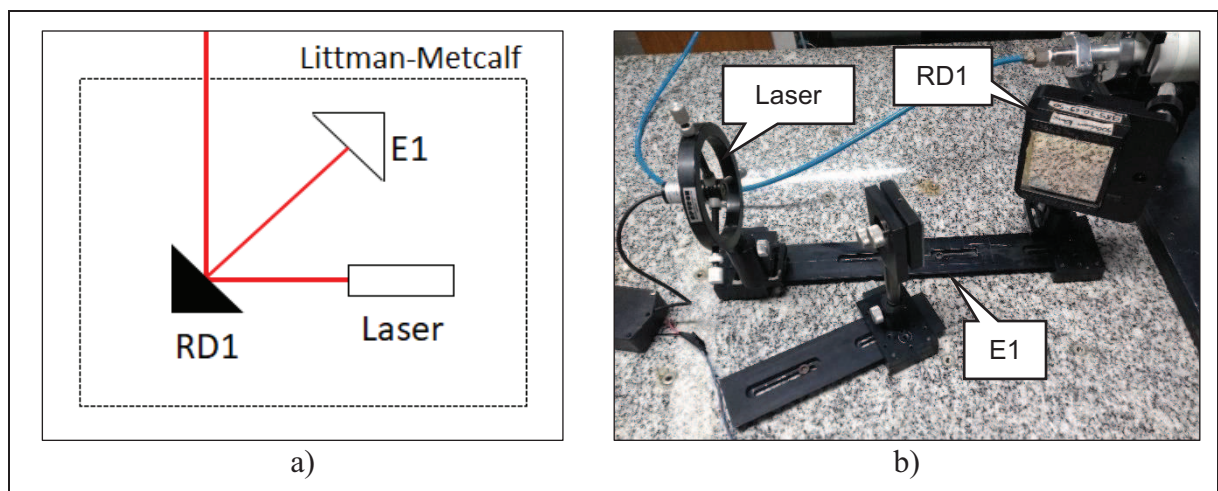
2.2. Arranjo óptico

A medição da deformação foi realizada por meio de um arranjo de interferometria *speckle* com laser de diodo sintonizável. Para facilitar a compreensão o arranjo foi subdividido em 3 partes.

2.2.1. Sintonia do laser

Foi montado um arranjo para sintonia do laser do tipo Littman-Metcalf conforme o descrito na fundamentação teórica. Foi utilizado um laser de diodo vermelho modelo HLM1845 e classe IIIb de 100 mW, com emissão linearmente polarizada em torno de 655 nm. O laser foi alimentado por uma fonte reguladora de tensão de fabricante MINIPA modelo MPC-3003D com aproximadamente 4,2 V. Na saída do laser foi posicionada uma rede de difração de reflexão com 2380 linhas/mm. A Figura 17 a seguir mostra o arranjo montado.

Figura 17: a) Desenho do arranjo Littman-Metcalf utilizado; b) Fotografia do arranjo Littman-Metcalf montado.



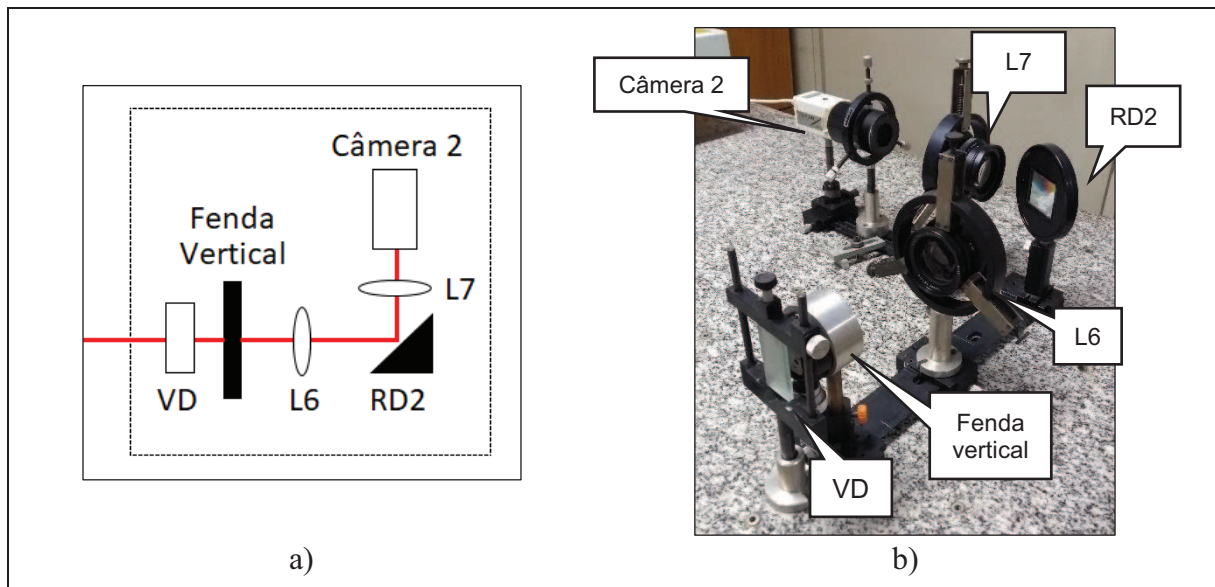
Fonte: Autor

Conforme o descrito no item 1.5. a saída do laser foi direcionada para rede de difração RD1 e a ordem zero de difração foi direcionada para o arranjo óptico. A primeira ordem de difração foi direcionada para o espelho que realiza a sintonia do laser E1. Com ajustes no espelho E1 é possível controlar os modos de emissão do laser e, portanto selecionar o comprimento de onda sintético que melhor se adequava ao relevo em estudo.

2.2.2. Análise dos modos de emissão

Foi montado um arranjo para analisar qualitativamente os modos de emissão do laser. O arranjo montado faz uso da propriedade dispersiva das redes de difração para criar uma representação visual de quantos modos o laser está emitindo e qual a intensidade de cada modo. A Figura 18 mostra o arranjo montado.

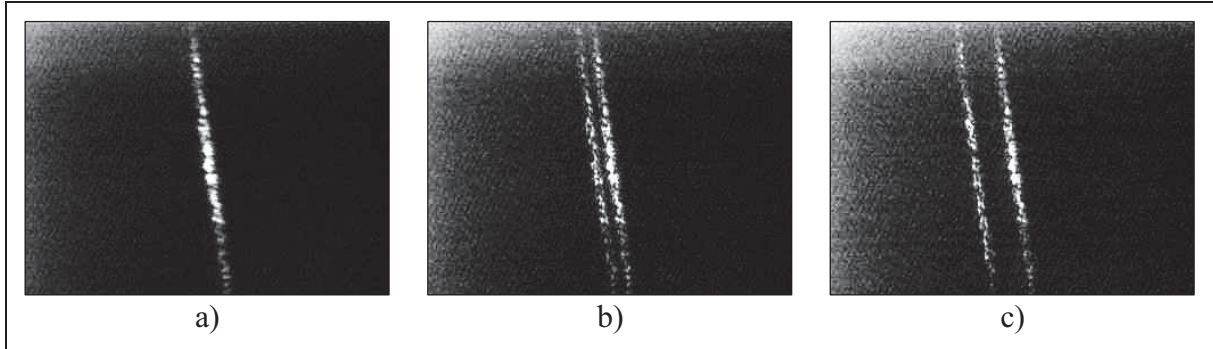
Figura 18: a) Desenho do arranjo utilizado para análise dos modos de emissão; b) Fotografia do arranjo óptico utilizado para análise dos modos de emissão.



Fonte: Autor

Um feixe de luz desviado do arranjo é direcionado para uma fenda vertical montada depois de um vidro despolido VD. O vidro despolido dispersa o feixe de luz que ilumina a fenda enquanto um par de lentes L6 e L7 faz a imagem da fenda e a projeta numa câmera CCD. Entre as lentes que fazem a imagem é posicionada uma rede de difração RD2 que atua difratando a imagem da fenda. Na câmera é projetada a imagem difratada da fenda, deste modo, para cada comprimento de onda emitido pelo laser uma imagem da fenda é formada sob um ângulo diferente. A partir da imagem da câmera é possível analisar quantos comprimentos de onda o laser está emitindo, a distância entre os modos e a intensidade de cada modo. A Figura 19 mostra a imagem do espectro de emissão do laser em três configurações distintas de emissão.

Figura 19: Imagem obtida pela câmera quando o laser emite: a) um único comprimento de onda; b) dois comprimentos de onda próximos ($< 1 \text{ nm}$); c) dois comprimentos de onda distantes ($> 1 \text{ nm}$).

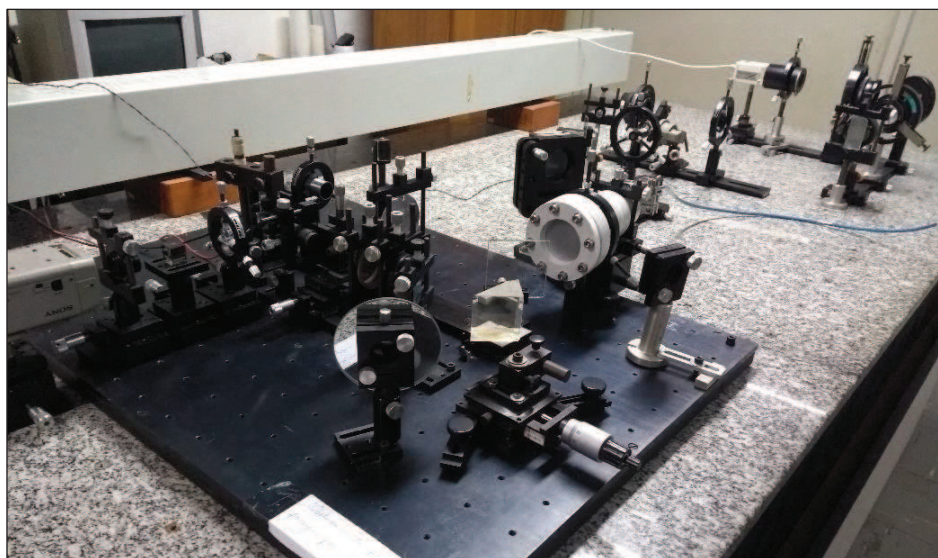


Fonte: Autor

2.2.3. Arranjo óptico

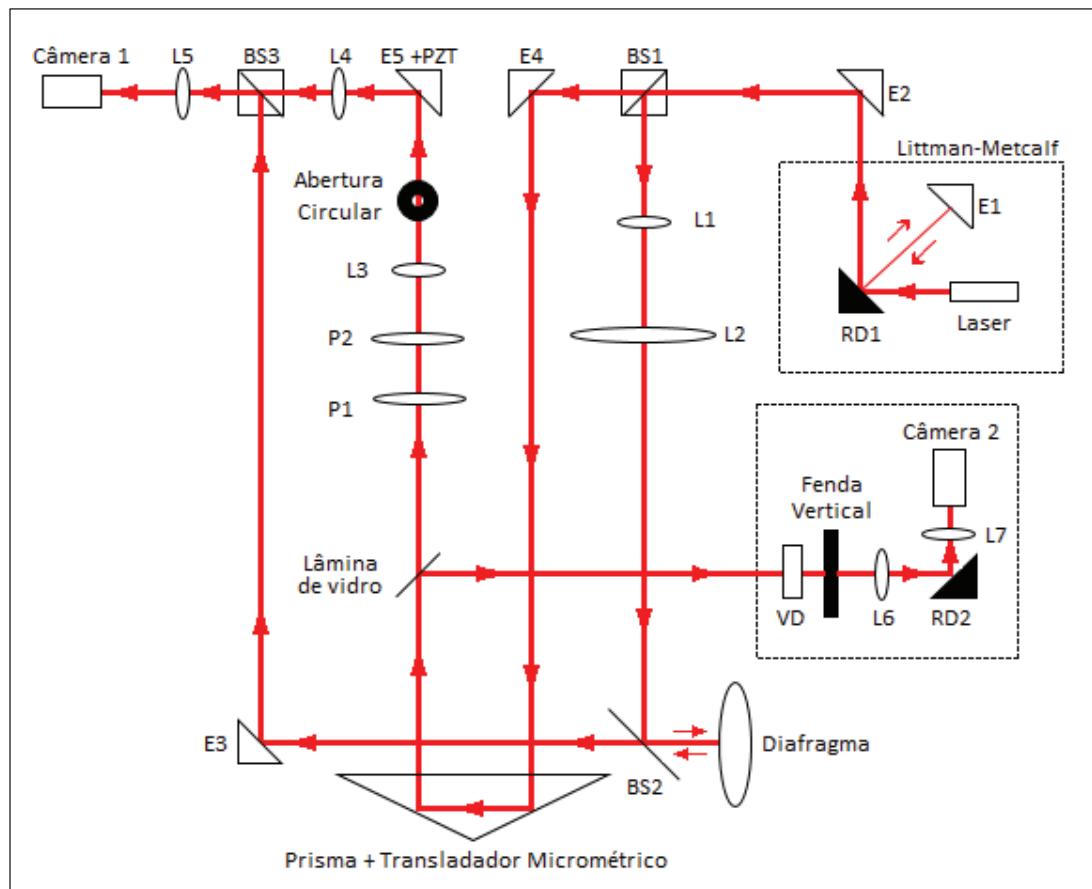
Foi montado no Laboratório de Óptica Aplicada um arranjo de interferometria *speckle* com laser de diodo sintonizável. As Figuras 20 e 21 mostram uma foto e o desenho da montagem.

Figura 20: Fotografia do arranjo óptico.



Fonte: Autor

Figura 21: Desenho do arranjo óptico.



Fonte: Autor

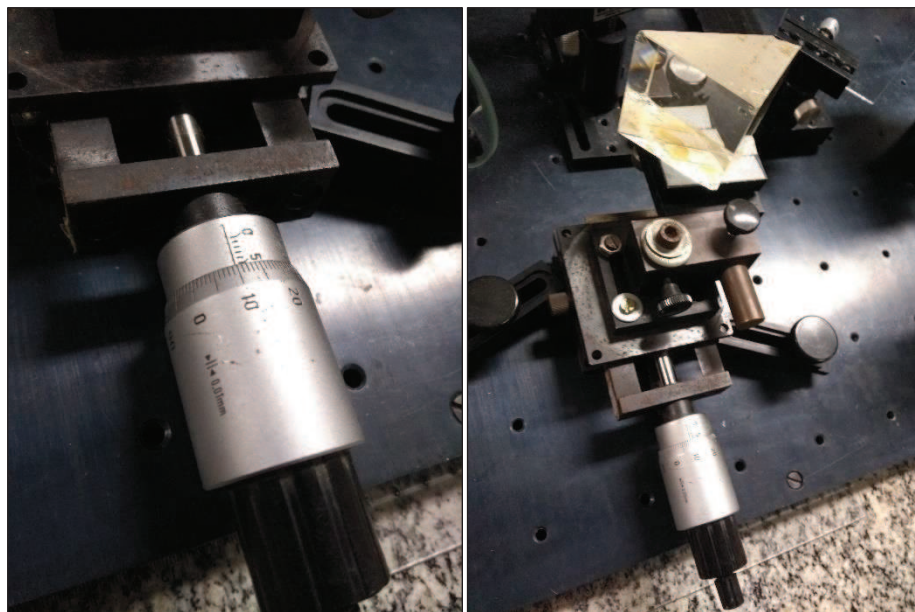
No arranjo óptico um feixe do laser é dividido em dois feixes, um feixe denominado de “feixe referência” e outro denominado “feixe objeto”. O feixe objeto é utilizado para iluminar o objeto em estudo, neste caso o diafragma, enquanto o feixe referência é filtrado e colimado para gerar uma frente de onda plana e homogênea. Estes dois feixes então são agrupados novamente e o padrão de interferência é projetado numa câmera. O divisor de feixes BS1 é responsável por dividir o feixe do laser em dois outros feixes, o feixe objeto e o feixe referência. O feixe objeto passa por um par de lentes L1 e L2 para ser expandido e colimado e então é utilizado para iluminar o diafragma. O diafragma é iluminado por um divisor de feixes BS2 para garantir que a iluminação seja perpendicular e a lente L5 projeta a imagem do diafragma na câmera. Enquanto isso o feixe referência passa por um prisma montado sobre um translador micrométrico e é direcionado para um filtro espacial composto por uma lente e uma abertura circular de 20 μm . A base móvel permite que o caminho óptico do feixe referência seja alterado manualmente. Antes do filtro espacial há um par de polarizadores P1 e P2 que são

utilizados para controlar a intensidade do feixe referência. Após ser filtrado o feixe referência passa por um espelho montado sobre uma cerâmica piezoelétrica E5 e por fim o par de lentes L4 e L5 colima o feixe referência. O divisor de feixes BS3 reagrupa os feixes objeto e referência e os direciona para a câmera. A cerâmica piezoelétrica é ligada a um gerador de sinais que aplica um sinal senoidal de aproximadamente 10 Hz e 5 V. Este sinal é utilizado para modular o feixe referência conforme o descrito no Item 1.4.

2.3. Aquisição e processamento das imagens

Para extrair as informações de fase dos interferogramas e reconstruir o relevo da superfície foi utilizada a técnica de “*phase-stepping*” apresentada no item 1.6. Para cada medição são capturados 4 interferogramas com uma diferença de fase de $\pi/2$ entre si. A diferença de fase é introduzida alterando o caminho óptico do feixe referência por meio de um prisma montado numa base móvel. O esquema utilizado para alterar o caminho óptico pode ser visto em detalhes na Figura 22 a seguir.

Figura 22: Fotografias do prisma montado na base móvel utilizado para introduzir uma diferença de caminho óptico no feixe de referência.

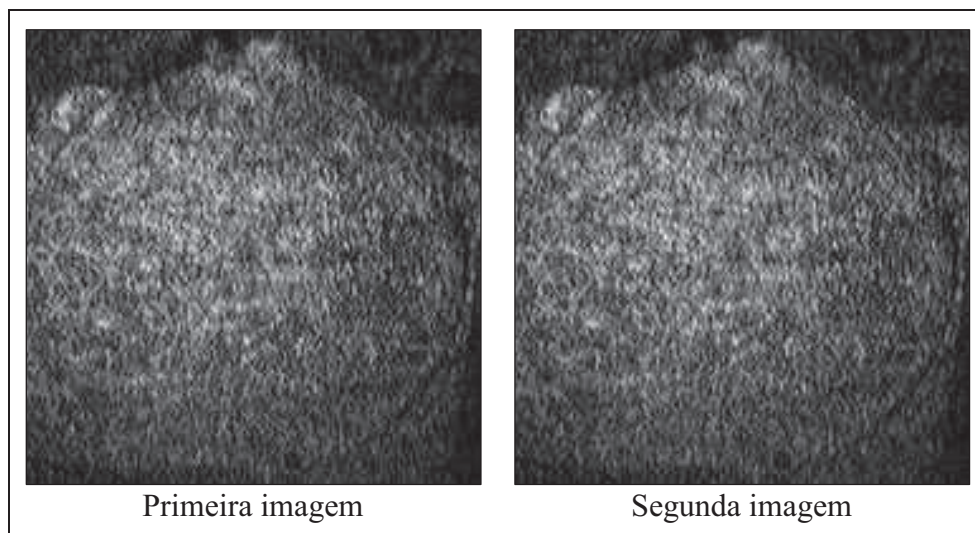


Fonte: Autor

Os interferogramas são obtidos a partir da subtração de dois padrões de *speckle* com uma pequena diferença de fase entre si. Esta diferença de fase é introduzida no feixe referência pela cerâmica piezoelétrica montada no espelho E5. A subtração de apenas dois padrões de *speckle* gera uma imagem com pouco contraste e uma quantidade muito grande de ruídos. Para melhorar a visibilidade dos interferogramas foi efetuada uma média de vários padrões de *speckle* e o resultado da média é então filtrado por meio de uma transformada rápida de Fourier. A Figura 23 mostra dois padrões de *speckle* consecutivos que foram capturados enquanto a cerâmica piezoelétrica oscilava a 10 Hz, embora pareçam iguais à primeira vista, uma análise detalhada da estrutura do granulado revela que os dois padrões são de fato diferentes e esta diferença é utilizada para extrair as informações de fase dos padrões. A Figura 24a mostra o resultado da subtração dos dois padrões de *speckle* mostrados na Figura 23 enquanto a Figura 24b mostra o resultado da média filtrada de 10 subtrações. Observa-se que a média melhora o contraste dos interferogramas diminuindo o efeito do granulado e reforçando as regiões de interferência construtiva e destrutiva.

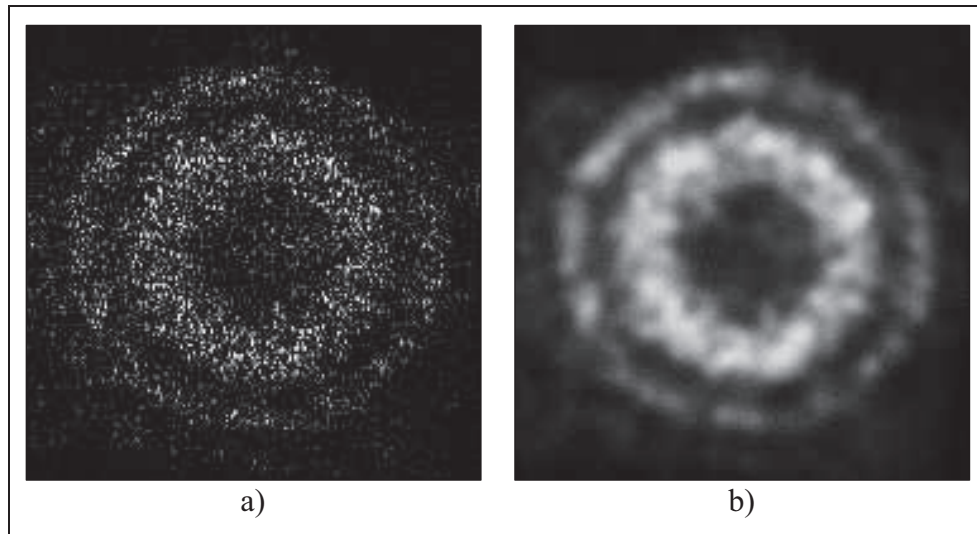
O processamento manual das imagens é muito demorado pois envolve uma grande quantidade de imagens e passos. Para facilitar e agilizar a coleta e processamento dos dados foi criado um software que efetua a captura e o processamento das imagens automaticamente e em tempo real. O software foi desenvolvido na linguagem de programação “LabVIEW”.

Figura 23: Dois padrões de *speckle* consecutivos resultantes da interferência entre uma frente de onda plana e uma esférica enquanto a cerâmica piezoelétrica oscila a 10 Hz.



Fonte: Autor

Figura 24: a) Resultado da subtração dos dois padrões de *speckle* da Figura 23. b) Resultado da média filtrada de 10 subtrações.

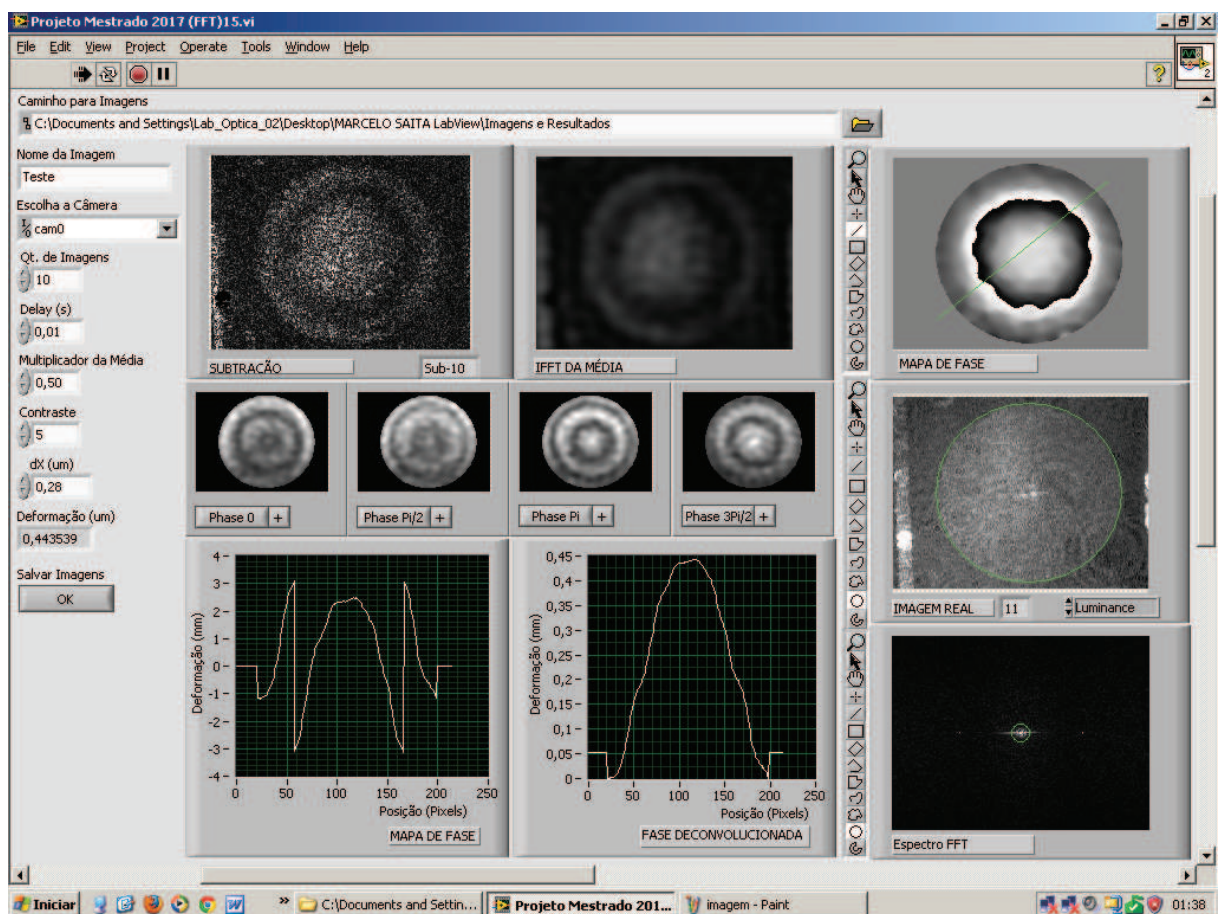


Fonte: Autor

A Figura 25 mostra a interface do software que foi desenvolvido para a captura e processamento das imagens. Nas configurações do software é possível configurar a câmera que será utilizada e um caminho no computador que será utilizado para salvar as imagens, assim como um nome para os arquivos. A imagem da câmera é exibida na janela identificada por “IMAGEM REAL”, a subtração dos padrões de *speckle* é exibida na janela “SUBTRAÇÃO” e a média filtrada é na janela “IFFT DA MÉDIA”, estas imagens são calculadas e exibidas em tempo real constantemente enquanto o programa estiver em execução. A quantidade de subtrações é configurada no campo “Qt. de imagens” e a máscara utilizada na transformada de Fourier de configurada na janela “ESPECTRO FFT”. O ajuste da quantidade de imagens e da máscara podem ser efetuados em tempo real, portanto é possível alterar o parâmetro e instantaneamente visualizar o impacto das alterações nos resultados. Os resultados das subtrações são multiplicados pelo valor do campo “Contraste” para melhorar a visibilidade das imagens. No campo “dx” é cadastrado o intervalo de contorno que é igual a metade do comprimento de onda sintético. Na janela “IMAGEM REAL” é possível configurar uma máscara para delimitar uma região de interesse para o mapa de fase. As quatro janelas menores identificadas pelas suas respectivas fases são utilizadas para armazenar os interferogramas para a aplicação da técnica de “four-stepping”. Depois que os quatro interferogramas são armazenados o mapa de fase é calculado e exibido na janela “MAPA DE FASE”.

Devido ao elevado grau de complexidade não foi implementado um algoritmo para a deconvolução de fase em duas dimensões, como uma alternativa foi utilizado um algoritmo de deconvolução em uma dimensão. Neste caso a deconvolução de fase é calculada ao longo de uma linha configurada na janela “MAPA DE FASE” ao invés de na imagem inteira. O resultado da deconvolução é apresentado no gráfico denominado “FASE DECONVOLUCIONADA”. A fase é multiplicada pelo intervalo de contorno para se obter os resultados na unidade cadastrada.

Figura 25: Interface do software criado para a captura e processamento dos dados.



Fonte: Autor.

A diferença de caminho óptico que deve ser introduzida entres os interferogramas depende do comprimento de onda sintético do laser. Para medir o comprimento de onda sintético foi utilizado como referência o deslocamento do fuso micrométrico da Figura 22. O fuso é zerado e então é capturado o primeiro interferograma. Em seguida o fuso é utilizado para gradualmente introduzir uma diferença de caminho óptico no interferograma até que o padrão

de franjas observado após o deslocamento coincida perfeitamente com o padrão de franjas antes do deslocamento, quando isso ocorre sabe-se pela equação Eq. (16) que a diferença de caminho óptico entre os interferogramas é de 2π e que o comprimento de onda sintético é igual a esta diferença. Também é possível deslocar uma quantidade maior de ciclos para minimizar o efeito de possíveis erros sistemáticos no deslocamento do fuso. Vale lembrar que como o feixe laser passa pelo prisma duas vezes o deslocamento do fuso é metade do caminho óptico que se deseja introduzir.

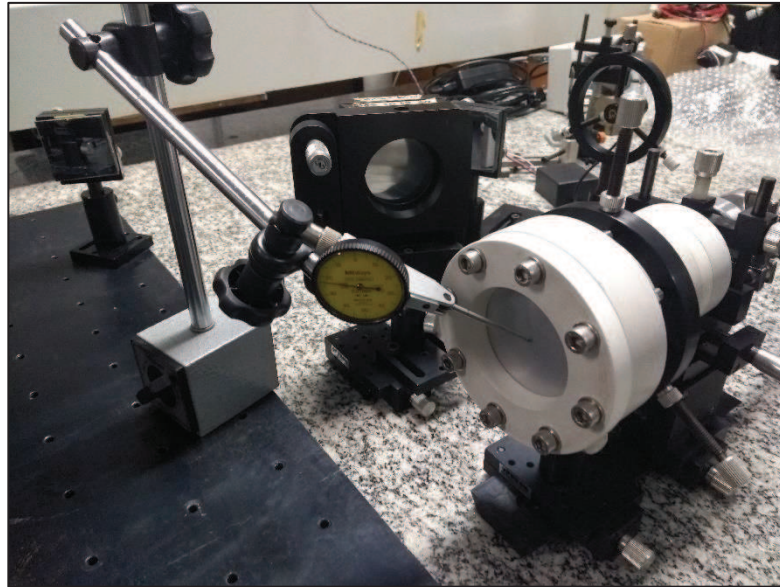
2.4. Coleta de dados

Foram selecionados 6 pontos de pressão uniformemente distribuídos na faixa de (0 a -90) kPa relativo. Os pontos selecionados foram (0, -10, -30, -50, -70 e -90) kPa. Antes de realizar as medições foram realizadas 3 pré-cargas. Para cada ponto selecionado a pressão desejada foi aplicada tendo como referência as indicações do manovacuômetro padrão montado junto ao diafragma. Em seguida o laser foi sintonizado de modo que se obtenha um comprimento de onda sintético que gere um intervalo de contorno que se adeque a deformação que se pretende medir. Depois da sintonia do laser o comprimento de onda sintético foi medido e os quatro interferogramas necessários para o “four-stepping” foram capturados. Foram realizadas três séries de medição com aplicações crescentes e decrescentes de pressão para avaliar a histerese e repetitividade. Os resultados obtidos foram devidamente processados e as amplitudes de deformação foram calculadas.

Os apêndices A, B, C, D e E mostram interferogramas utilizados para medição da deformação do diafragma nos valores de pressão de (-10, -30, -50, -70 e -90) kPa respectivamente. Também são mostrados os respectivos mapas de fase, deconvoluções de fase e reconstruções em três dimensões para cada conjunto de interferogramas.

A medição da deformação do diafragma com a aplicação de pressão também foi realizada com um relógio apalpador. O relógio utilizado é do fabricante MITUTOYO com resolução de 0,01 mm e número de série 513-415. O apalpador foi posicionado no centro da membrana como mostrado na Figura 26 a seguir.

Figura 26: Montagem do relógio apalpado para a medição da deformação do diafragma.



Fonte: Autor.

Para cada ponto selecionado a pressão desejada foi aplicada tendo como referência as indicações do manovacuômetro padrão montado junto ao diafragma. Antes de realizar as medições foram realizadas 3 pré-cargas. Foram realizadas três séries de medição com aplicações crescentes e decrescentes de pressão para avaliar a histerese e repetitividade.

Por fim os resultados das medições com o interferômetro e o apalpador foram comparados com o modelo analítico apresentado no item 1.7.

3. RESULTADOS E DISCUSSÃO

3.1. Caracterização do diafragma

Foram realizadas medições das dimensões e propriedades mecânicas da membrana de alumínio utilizada conforme o descrito no item 2.1. Os resultados obtidos estão dispostos nas Tabelas 1 a 6 a seguir. O coeficiente de Poisson foi extraído da literatura, o valor para o alumínio é de 0,33 segundo Young (2002).

Tabela 1: Dados da medição da espessura da membrana de alumínio (mm).

1ª Medição	2ª Medição	3ª Medição	4ª Medição	5ª Medição	Espessura Média	Desvio padrão
0,423	0,427	0,425	0,419	0,420	0,423	0,003

Fonte: Autor

Tabela 2: Dados da medição do diâmetro da membrana de alumínio (mm).

1ª Medição	2ª Medição	3ª Medição	4ª Medição	5ª Medição	Diâmetro Médio	Desvio padrão
55,05	55,00	54,95	55,00	55,00	55,00	0,04

Fonte: Autor

Tabela 3: Composição química (%).

Cobre (Cu)	Silício (Si)	Manganês (Mn)	Cromo (Cr)	Níquel (Ni)	Ferro (Fe)	Zinco (Zn)	Magnésio (Mg)	Titânio (Ti)	Alumínio (Al)
0,15	0,27	0,09	0,03	< 0,01	0,73	0,06	0,02	< 0,01	Restante

Fonte: Relatório de medição N° 18013077MCSP.

Tabela 4: Dureza Vickers (HV 0,5).

1ª Medição	2ª Medição	3ª Medição	Dureza Média	Desvio padrão
59,9	59,9	59,9	59,9	0,0

Fonte: Relatório de medição N° 18013077MCSP.

Tabela 5: Ensaio de tração (De acordo com norma ASTM B 557M, ed.10).

Dimensões do corpo de prova	Seção	Limite de escoamento		Limite de resistência		Alongamento		
mm	mm ²	kgf	MPa	kgf	MPa	Lo (mm)	(%)	L (mm)
12,56 x 0,41	5,15	87,4	166	92,7	177	50	3	51,4

Fonte: Relatório de medição N° 18013077MCSP, Anexo A.

Tabela 6: Módulo de elasticidade.

Módulo de elasticidade na direção da laminação (GPa)	Módulo de elasticidade na direção oposta à laminação (GPa)	Média (GPa)
51,63	63,03	57,33

Fonte: Relatório de ensaio realizado pela empresa Dinateste, Anexo B.

3.2. Medições da deformação pelo arranjo óptico

Depois de alinhar o arranjo óptico observou-se que a imagem do diafragma aparecia coberta de um padrão de franjas circular que poderia ter sido introduzida por uma aberração esférica nas lentes que iluminam o objeto. Portanto foi adicionada uma etapa adicional ao final do processamento das imagens que consiste na subtração da frente de onda inicial dos resultados obtidos. Os resultados obtidos estão apresentados na Tabela 7 a seguir. Durante cada aquisição o laser foi sintonizado novamente. O comprimento de onda sintético utilizado na aquisição destas imagens variou na faixa de 0,40 mm a 0,48 mm.

Tabela 7: Deformação medida pelo arranjo óptico.

Pressão (kPa)	Séries crescentes (mm)			Séries decrescentes (mm)			Média (mm)	Histerese (mm)	Desvio padrão (mm)
0	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,00	0,00	0,00
-10	0,158	0,161	0,169	0,176	0,181	0,189	0,17	0,02	0,01
-30	0,423	0,436	0,446	0,438	0,472	0,493	0,45	0,03	0,03
-50	0,546	0,560	0,574	0,556	0,586	0,599	0,57	0,02	0,02
-70	0,626	0,663	0,667	0,599	0,636	0,667	0,64	0,02	0,03
-90	0,720	0,740	0,795	0,720	0,763	0,795	0,76	0,01	0,03

Fonte: Autor.

3.3. Medições da deformação com o relógio apalpador

Os resultados obtidos pelas medições com o relógio apalpador estão apresentados na Tabela 8 a seguir.

Tabela 8: Deformação medida com o relógio apalpador.

Pressão (kPa)	Séries crescentes (mm)			Séries decrescentes (mm)			Média (mm)	Histerese (mm)	Desvio padrão (mm)
0	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00
-10	0,18	0,19	0,18	0,17	0,18	0,20	0,18	0,00	0,01
-30	0,40	0,43	0,41	0,41	0,42	0,41	0,41	0,00	0,01
-50	0,55	0,58	0,56	0,57	0,57	0,56	0,57	0,00	0,01
-70	0,67	0,69	0,67	0,69	0,69	0,68	0,68	0,01	0,01
-90	0,77	0,78	0,76	0,78	0,78	0,77	0,77	0,00	0,01

Fonte: Autor.

3.4. Modelo analítico da deformação.

Os dados do diafragma mostrados no item 3.1. foram aplicados na equação Eq. (42) para calcular a deformação teórica do diafragma nos mesmos valores de pressão que foram realizadas as medições com o interferômetro e o relógio apalpador. Os resultados estão dispostos na Tabela 9.

Tabela 9: Deformação calculada pelo modelo analítico.

Pressão (kPa)	Deformação (mm)
0	0,00
-10	0,20
-30	0,44
-50	0,58
-70	0,68
-90	0,76

Fonte: Autor.

3.5. Modelo experimental da pressão em função da deformação.

Com os dados da Tabela 7 foi calculado um modelo que relaciona a pressão com a amplitude de deformação, os coeficientes encontrados estão apresentados na Tabela 10 a seguir. Para a criação do modelo foi utilizado o programa “OriginPro 8”. Os dados foram ajustados ao polinômio apresentado na equação Eq. (43) para se adequar ao modelo analítico apresentado na equação Eq. (42).

Tabela 10: Coeficientes do modelo que relaciona a deformação medida pelo interferômetro com a pressão aplicada.

$P = Ay + By^3$		R ²
A	B	
4,62490E+07	1,32489E+14	0,98

Fonte: Autor.

$$P = Ay + By^3 \quad \text{Eq. (43)}$$

Comparando as equações Eq. (42) e Eq. (43) observa-se que os coeficientes A e B se relacionam com o modelo analítico pelas equações Eq. (44) e Eq. (45) a seguir.

$$A = \frac{5,33}{(1 - \nu^2)} \frac{Et^3}{a^4} \quad \text{Eq. (44)}$$

$$B = \frac{2,6}{(1 - \nu^2)} \frac{Et}{a^4} \quad \text{Eq. (45)}$$

A partir das dimensões do diafragma das Tabelas 1 e 2, dos coeficientes da Tabela 10 e das equações Eq. (44) e Eq. (45) é possível calcular as propriedades mecânicas do diafragma. Como exemplo foi calculado o módulo de elasticidade experimental utilizando as equações Eq. (44) e Eq. (45). Como ambos os coeficientes contribuem com o resultado do modelo, o módulo de elasticidade experimental (E_{exp}) pode ser interpretado como a média obtida pelos dois coeficientes.

$$E_A = A \frac{(1 - \nu^2) a^4}{5,33} \frac{1}{t^3} = 4,62490 \cdot 10^7 \frac{(1 - 0,33^2)}{5,33} \frac{0,0275^4}{0,000423^3} = 58,4 \text{ GPa}$$

$$E_B = B \frac{(1 - \nu^2) a^4}{2,6} \frac{1}{t} = 1,32489 \cdot 10^{14} \frac{(1 - 0,33^2)}{2,6} \frac{0,0275^4}{0,000423} = 61,4 \text{ GPa}$$

$$E_{exp} = \frac{(E_A + E_B)}{2} = \frac{(58,4 + 61,4)}{2} = 59,9 \text{ GPa}$$

O valor do módulo de elasticidade obtido pela curva experimental foi de 59,9 GPa, uma diferença de 5% do valor de referência (57,33 GPa) mostrado na Tabela 6.

3.6. Comparação dos resultados.

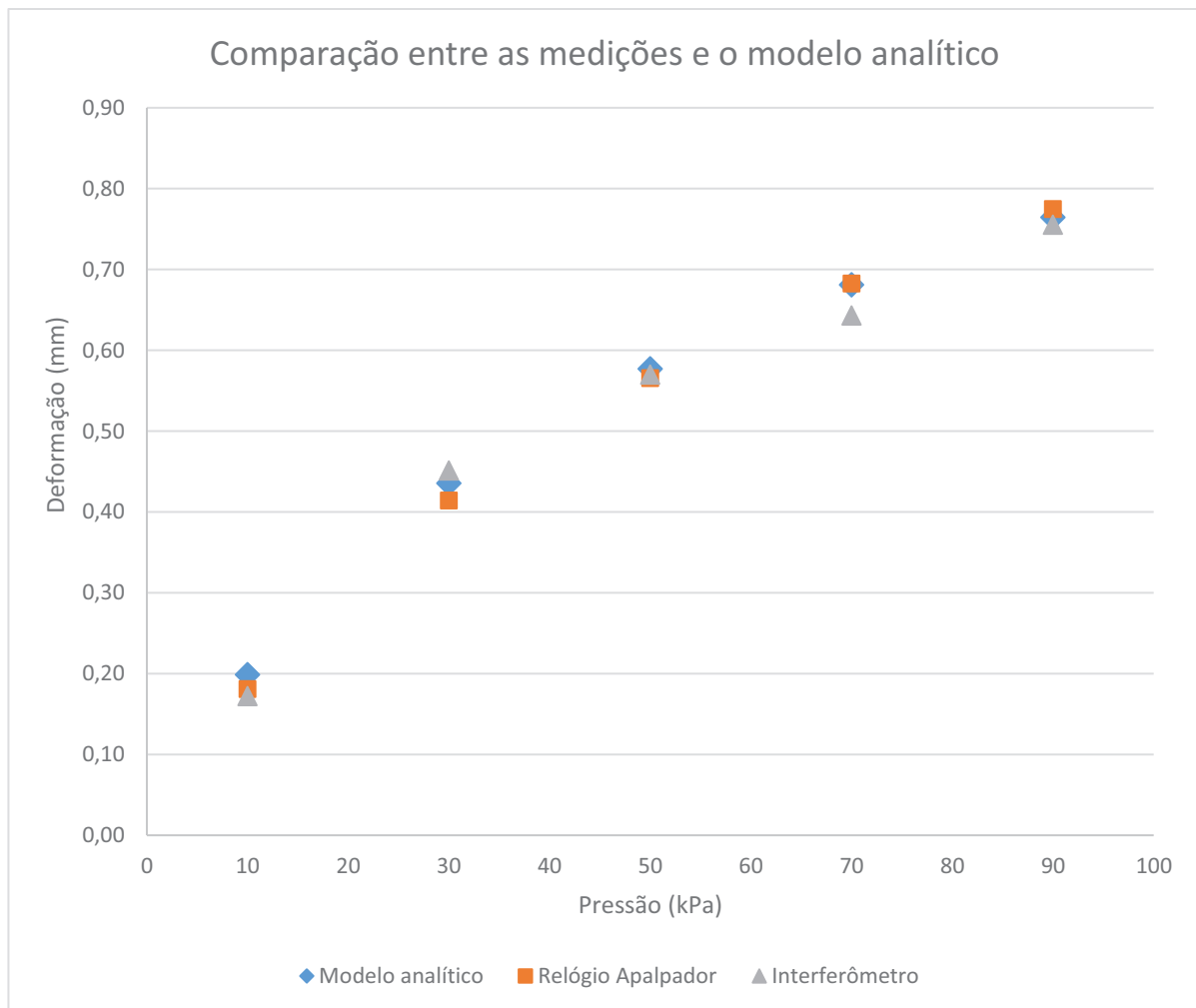
A Tabela 11 mostra os valores de deformação calculados pelo modelo analítico e os resultados das medições com o interferômetro e o relógio apalpador. A Figura 27 mostra um gráfico com os valores da Tabela 11.

Tabela 11: Resultados das medições com o interferômetro, relógio apalpador e valores calculados pelo modelo analítico.

Pressão Aplicada (kPa)	Modelo analítico (mm)	Relógio Apalpador		Interferômetro	
		Média (mm)	Desvio Padrão (mm)	Média (mm)	Desvio Padrão (mm)
-10	0,20	0,18	0,01	0,17	0,01
-30	0,44	0,41	0,01	0,45	0,03
-50	0,58	0,57	0,01	0,57	0,02
-70	0,68	0,68	0,01	0,64	0,03
-90	0,76	0,77	0,01	0,76	0,03

Fonte: Autor.

Figura 27: Gráfico com os valores de deformação calculados pelo modelo analítico e os resultados das medições com o interferômetro e o relógio apalpador.



Fonte: Autor.

CONCLUSÃO

Neste trabalho foi desenvolvido um arranjo de interferometria *speckle* com laser de diodo sintonizável. Este arranjo foi utilizado para medir a deformação de um diafragma sob um diferencial de pressão. A deformação do diafragma também foi medida com auxílio de um relógio apalpador e a deformação teórica foi calculada por um modelo analítico. A maior diferença entre as medições realizadas pelo arranjo óptico e os demais métodos foi de 0,04 mm, que equivale a 5% da amplitude de deformação medida (0,76 mm). Os resultados se mostraram compatíveis considerando que a diferença entre as medições foi da mesma ordem de grandeza do desvio padrão das medições ($\cong 0,05$ mm).

A partir das medições com o arranjo óptico foi construído um modelo matemático que relaciona a deformação medida com o diferencial de pressão. Também foi demonstrado que é possível calcular algumas propriedades do diafragma, tais como sua espessura, diâmetro, módulo de elasticidade e coeficiente de Poisson a partir dos coeficientes do modelo.

A aquisição e processamento dos padrões de *speckle* foram automatizadas por um software desenvolvido na linguagem de programação “LabVIEW”. As técnicas de “*phase stepping*” e “*phase unwrapping*” apresentadas na fundamentação teórica foram incorporadas ao software permitindo a visualização em tempo real dos resultados.

Tendo em vista os resultados obtidos o autor considera que o objetivo do trabalho foi atingido. A técnica proposta pode ser utilizada na indústria e em laboratórios de referência para a medição de pressão. As membranas utilizadas podem ser fabricadas com as características mais adequadas ao meio onde seriam utilizadas e a faixa de pressão que se deseja medir. Também foi mostrado que esta técnica pode ser utilizada para o estudo e análise sem contato da deformação de objetos e materiais. A medição sem contato é importante em diversos processos industriais pois as medições com contato podem influenciar a grandeza que se pretende medir. Além disso, a técnica proposta realiza as medições em toda a superfície em estudo enquanto os métodos convencionais se limitam a medições ponto a ponto. No entanto algumas limitações e dificuldades devem ser destacadas.

A utilização da técnica de “*phase stepping*” requer a captura de quatro interferogramas com uma diferença de fase de $\pi/2$ entre si e a introdução desta fase depende de um deslocamento num dos braços do interferômetro. Estes passos impossibilitam a medição instantânea e

continua da pressão. Uma alternativa seria a implementação de um algoritmo para a análise dos interferogramas que não exija os deslocamentos ou utilize apenas uma imagem. Como o perfil que se pretende medir é de geometria conhecida esta informação poderia ser utilizada para facilitar o processamento dos dados.

A maior dificuldade encontrada neste trabalho foi no arranjo utilizado para realizar a sintonia do laser. Para que o laser emita simultaneamente dois comprimentos de onda distintos o ganho introduzido pela cavidade externa deve permitir a emissão simultânea dos dois modos. Este arranjo é altamente sensível a variações na cavidade laser e no caminho óptico da cavidade externa. A potência extra que é introduzida na cavidade laser pela realimentação pode alterar a temperatura do laser e por consequência a sua emissão. Além disso, vibrações, correntes de ar e variações na temperatura da cavidade externa também influenciam a emissão do laser. Com o arranjo em questão não foi obtida uma emissão estável e continua de dois comprimentos de onda, ao invés disso obteve-se uma emissão intermitente de dois ou mais comprimentos de onda.

A medição do comprimento de onda sintético foi realizada com auxílio de um translador micrométrico. Uma diferença de caminho óptico era introduzida até que se observa-se uma mudança de fase nos interferogramas de 2π . Para minimizar os erros de leitura no translador este passo era repetido por múltiplos ciclos. Como a emissão do laser era intermitente e não se mantinha estável ao longo do tempo a medição do comprimento de onda sintético foi significativamente prejudicada.

O material utilizado para a fabricação do diafragma foi uma chapa de alumínio laminada de aproximadamente 0,4 mm de espessura. A laminação do alumínio faz com que o módulo de elasticidade do material tenha um comportamento anisotrópico. Por este motivo o módulo de elasticidade foi medido nas duas direções. No entanto o modelo analítico para calcular a deformação leva em consideração o comportamento isotrópico do material. Como alternativa poderiam ser selecionados outros materiais para a fabricação da membrana ou um modelo que considere o comportamento anisotrópico do material poderia ser utilizado.

Uma das principais vantagens na utilização de um comprimento de onda sintético é a possibilidade de selecionar um intervalo de contorno que melhor se adeque ao relevo que se pretende medir. No entanto, o arranjo utilizado para a sintonia do laser apresentou um intervalo limitado de sintonia que impossibilitou a medição de pequenas amplitudes de deformação. No início da construção do arranjo óptico foi possível capturar interferogramas com comprimentos

de onda sintético no intervalo de 0,1 mm a 0,6 mm com grande estabilidade, no entanto ao longo do tempo o desempenho do laser foi alterado e o intervalo de sintonia foi reduzido. A alteração do comportamento do laser pode estar relacionada com a realimentação do laser, que força a emissão de múltiplos comprimentos de onda e pode reduzir a vida útil do laser.

REFERÊNCIAS

- BARBOSA, E.A. et al. Progressive Power Lenses (PPL) Characterization with Multi-Wavelength Speckle Interferometry. **Latin America Optics and Photonics Conference**. Optical Society of America, 2012. p. LS3C.2, 2012.
- BARBOSA, E.A., DOS SANTOS, S.C. Refractive and geometric lens characterization through multi-wavelength digital speckle pattern interferometry. **Optics Communications**, v. 281, n. 5, p. 1022-1029, 2008.
- BARBOSA, E.A., LINO, A.C.L. Multiwavelength electronic speckle pattern interferometry for surface shape measurement. **Applied optics**, v. 46, n. 14, p. 2624-2631, 2007.
- BENAISSA, Kamel; NATHAN, A. IC compatible optomechanical pressure sensors using Mach-Zehnder interferometry. **IEEE transactions on Electron Devices**, v. 43, n. 9, p. 1571-1582, 1996.
- CUSCO, L. et al. Guide to the Measurement of Pressure and Vacuum. **The Institute of Measurement and Control**, London, 1998.
- DA SILVA, D.M., BARBOSA, E.A., WETTER, N.U. Real-time contour fringes obtained with a variable synthetic wavelength from a single diode laser. **Applied Physics B**, v. 118, n. 1, p. 159-166, 2015.
- DA SILVA, Danilo Mariano. **Interferometria speckle com lasers de diodo multimodo para análise de materiais e dispositivos**. 2011. 74 f. Dissertação (Mestrado em Ciências) – Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares, São Paulo, 2011.
- ERF, Robert (Ed.). **Speckle metrology**. Elsevier, 2012.
- GÅSVIK, Kjell J. **Optical metrology**. 3ª ed. Chichester: John Wiley & Sons, 2002.
- GHATAK, Ajoy. **Optics**. 1ª ed. Nova Iorque: McGraw-Hill, 2009.
- GOODMAN, Joseph W. Some fundamental properties of speckle. **JOSA**, v. 66, n. 11, p. 1145-1150, 1976.
- HUNTLEY, J. M.; SALDNER, Henrik O. Multi-channel pressure sensor using speckle interferometry. **Optics and lasers in engineering**, v. 23, n. 5, p. 263-275, 1995.
- JUDGE, Thomas R.; BRYANSTON-CROSS, P. J. A review of phase unwrapping techniques in fringe analysis. **Optics and Lasers in Engineering**, v. 21, n. 4, p. 199-239, 1994.
- LI, Ming; WANG, Ming; LI, Hongpu. Optical MEMS pressure sensor based on Fabry-Perot interferometry. **Optics Express**, v. 14, n. 4, p. 1497-1504, 2006.
- LITTMAN, Michael G.; METCALF, Harold J. Spectrally narrow pulsed dye laser without beam expander. **Applied optics**, v. 17, n. 14, p. 2224-2227, 1978.

LIU, A. Q.; ZHANG, X. M. A review of MEMS external-cavity tunable lasers. **Journal of Micromechanics and Microengineering**, v. 17, n. 1, p. R1, 2006.

LIU, Karen; LITTMAN, Michael G. Novel geometry for single-mode scanning of tunable lasers. **Optics Letters**, v. 6, n. 3, p. 117-118, 1981.

PANG, C.; BAE, H.; GUPTA, A.; BRYDEN, K.; YU, M. MEMS Fabry-Perot sensor interrogated by optical system-on-a-chip for simultaneous pressure and temperature sensing. **Optics express**, v. 21, n. 19, p. 21829-21839, 2013.

PARRY, G.; DAINITY, J. Laser speckle and related phenomena. **Topics in applied physics series**, v. 9, 1984.

TORRES, Francisco J. Application of digital holographic interferometry to pressure measurements of symmetric, supercritical, and circulation control airfoils in transonic flow fields. **High speed photography, videography, and photonics IV**. International Society for Optics and Photonics, 1986. p. 199-217.

TOTSU, Kentaro; HAGA, Yoichi; ESASHI, Masayoshi. Ultra-miniature fiber-optic pressure sensor using white light interferometry. **Journal of Micromechanics and Microengineering**, v. 15, n. 1, p. 71, 2004.

YOUNG, Warren Clarence; BUDYNAS, Richard Gordon. **Roark's formulas for stress and strain**. 7 ed. New York: McGraw-Hill, 2002.

ANEXOS

ANEXO A – Relatório de medição Nº 18013077MCSP.

TORK
LABORATÓRIOS DE MATERIAIS

RELATÓRIO DE ENSAIO Nº: 18013077MCSP FL 1/1

Empresa interessada: IPT - INSTITUTO DE PESQ. TECN. DO ESTADO DE SÃO PAULO S.A.
Av. Professor Almeida Prado, 532 - Cidade Universitária - São Paulo / SP

Pedido de ensaio: 280930

Natureza do trabalho: ENSAIO DE TRAÇÃO, DETERMINAÇÃO DE MICRODUREZA E ANÁLISE QUÍMICA

Indicações fornecidas pelo interessado sobre o material ensaiado:

QUANTIDADE.....: 01 amostra

MATERIAL.....: Chapa de Alumínio 7 0,4 mm

A - ENSAIO DE TRAÇÃO - De acordo com a norma ASTM E 537M, ed. 10.

CP	Dimensões mm	Seção mm²	Limite de escoamento		Limite de resistência		Alongamento		
			kgf	MPa	kgf	MPa	Lo (mm)	%	L (mm)
1	12,56 ± 0,41	5,15	87,4	166	92,7	177	50	3	51,4

Método de ensaio: Identificação Tork 4808
Cota de Carga S&S: Identificação Tork 4871 - Certificado RBC/Diagnose DQCT/043a/17 - válido até 07/2018
Extensômetro Base/Identificação Tork 4869 - Certificado RBC/Diagnose DQCT/043a/17 - válido 07/2018

B - DETERMINAÇÃO DE MICRODUREZA - De acordo com a norma ASTM E 384, ed. 16.

CP	Dureza verificada: VICKERS HV 0,5		
	1	2	3
1	59,9	59,9	59,9

Método de ensaio: Identificação Tork 4821 - Escala 500gf - Certificado RBC/Diagnose DQCT/043a/17 (Microdureza) - D&C 1142-01-00 (Previsão) - válido 08/2018

C - ANÁLISE QUÍMICA - Norma de Referência: ASTM A 751, ed. 2014a.

COMPOSIÇÃO QUÍMICA (%)

Cobre (Cu)	Silício (Si)	Manganês (Mn)	Cromo (Cr)	Níquel (Ni)	Ferro (Fe)	Zinco (Zn)	Magnésio (Mg)	Tiúlio (Ti)	Alumínio (Al)
0,15	0,27	0,09	0,03	< 0,01	0,73	0,06	0,02	< 0,01	Restante

Procedimento Analítico Utilizado: Ensaio Óptico

Procedimentos Tork: P-101, P-317, séries P-200 e P-300.

Local e Data dos Ensaios: São Paulo, de 19 a 22 de Janeiro de 2018.
Emissão do Relatório: São Paulo, 23 de Janeiro de 2018.

Eng. Leopoldo Rosalin de Oliveira - CREA 06603189/0
Gerente Técnico do Laboratório Tork SP

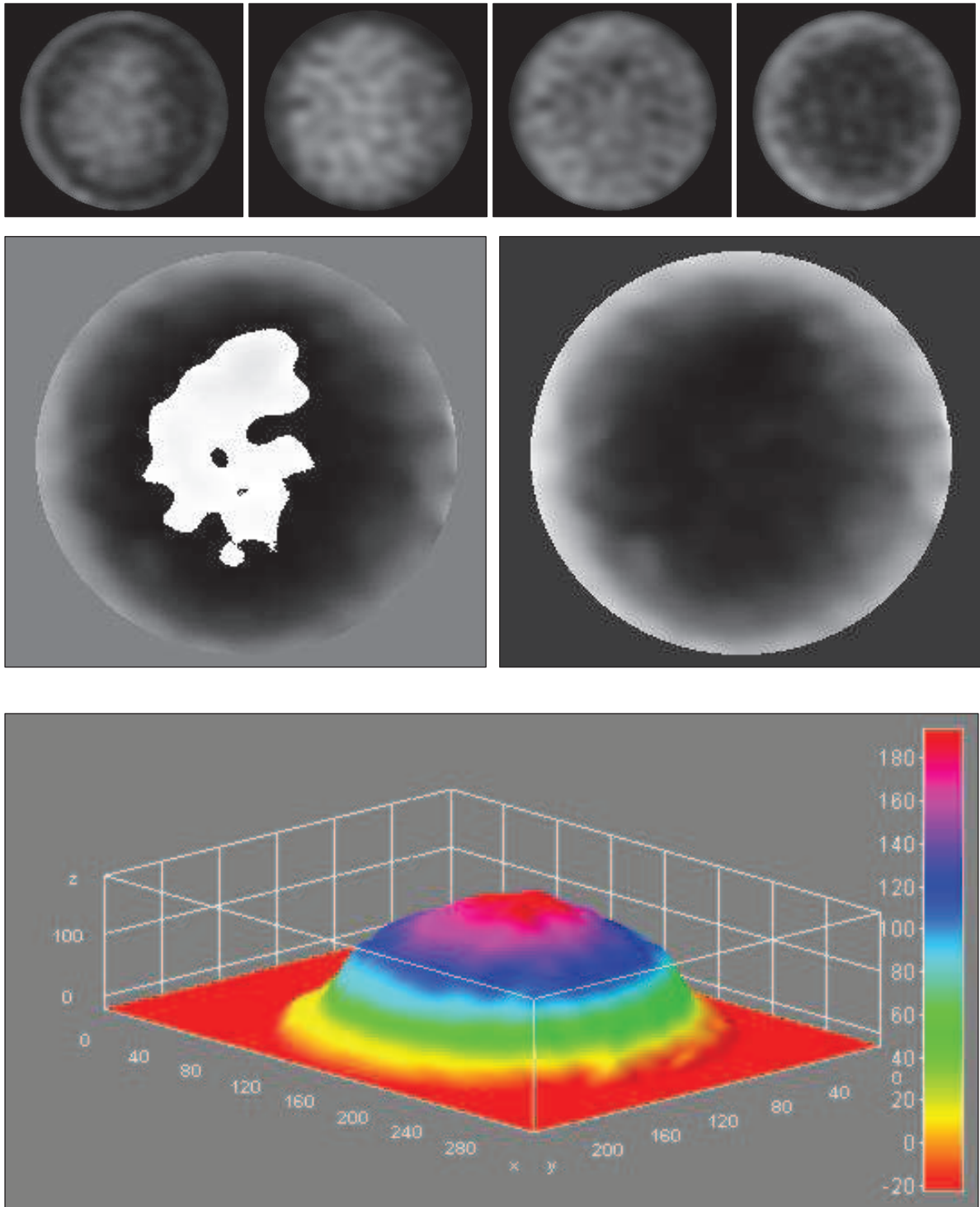
Os resultados apresentados no presente documento têm significância restrita e se aplicam somente ao objeto ensaiado ou calibrado. A sua reprodução só poderá ser feita integralmente, sem qualquer alteração.

TORK Controle Tecnológico de Materiais Ltda.

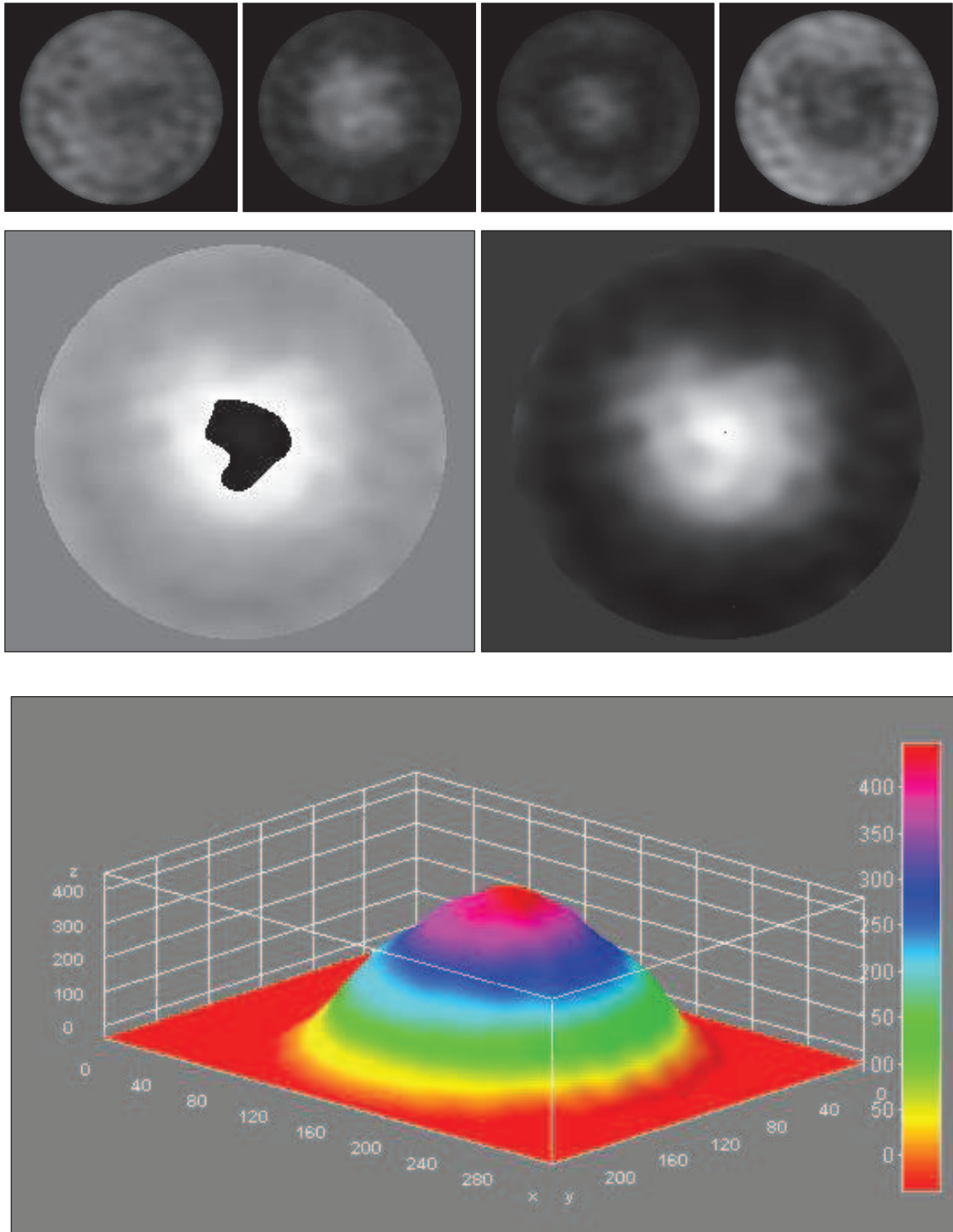
TORK SP: Rua Cruzeiro, 419 - CEP: 01137-009 - Tel./fax: (11) 3392-3902 - e-mail: tork@laboratorios-tork.com.br
RUE DARRA TINDA: Rua Dr. Ribeiro de Almeida, 703 - CEP: 01137-020 - Tel./fax: (11) 3342-3902 - e-mail: tork@laboratorios-tork.com.br

APÊNDICE

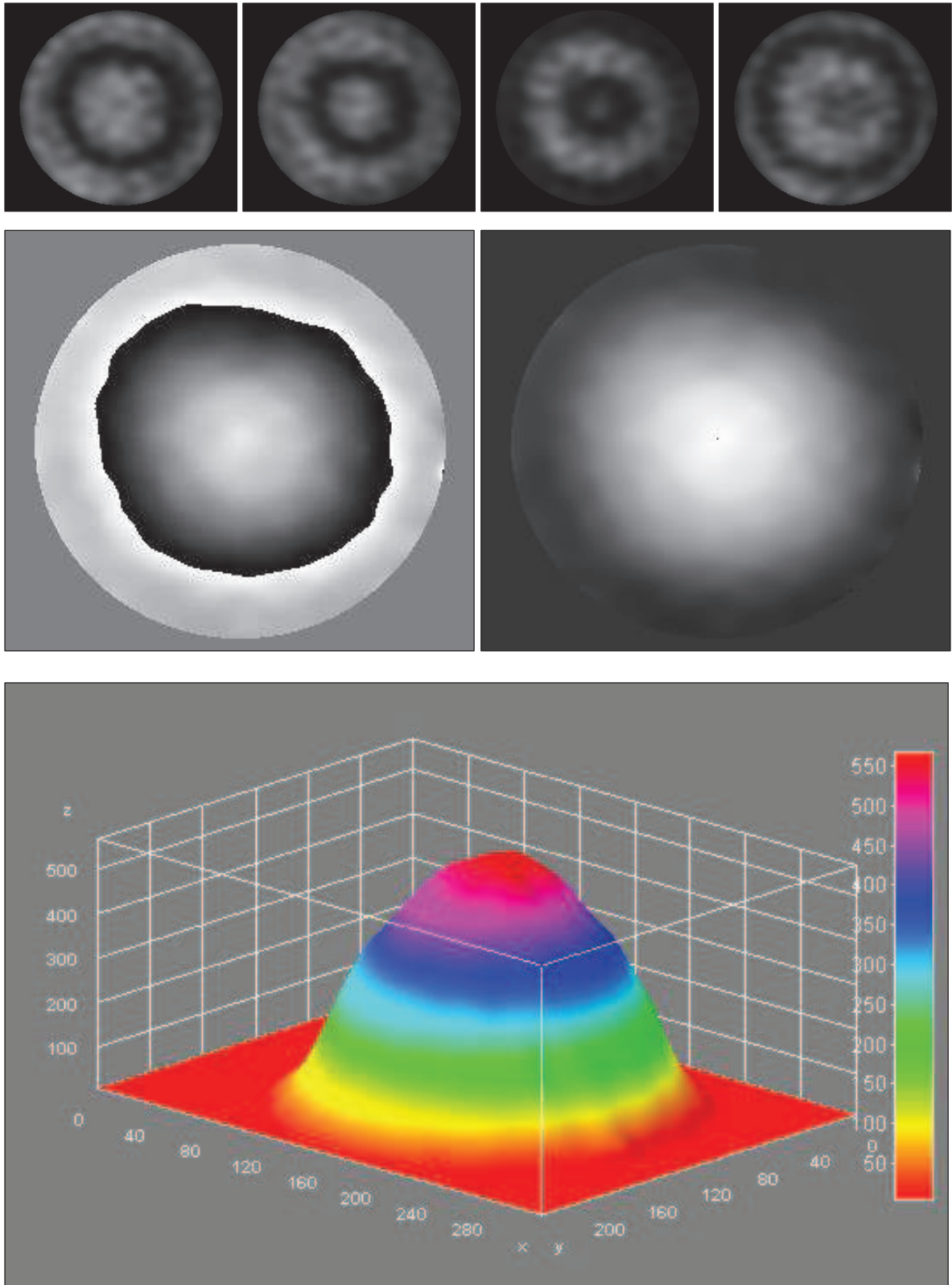
APÊNDICE A – Interferogramas, mapas de fase e reconstrução tridimensional da superfície do diafragma. (Pressão = -10 kPa; Comprimento de onda sintético = 0,44 mm)



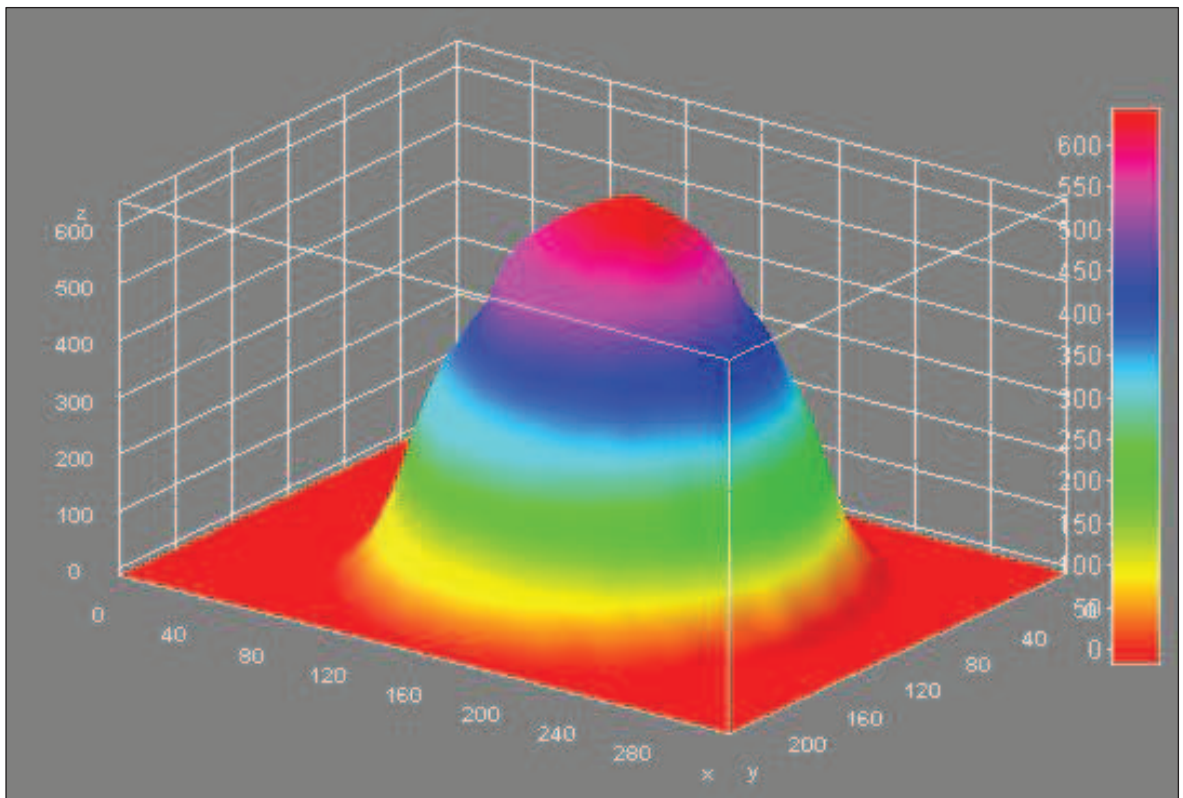
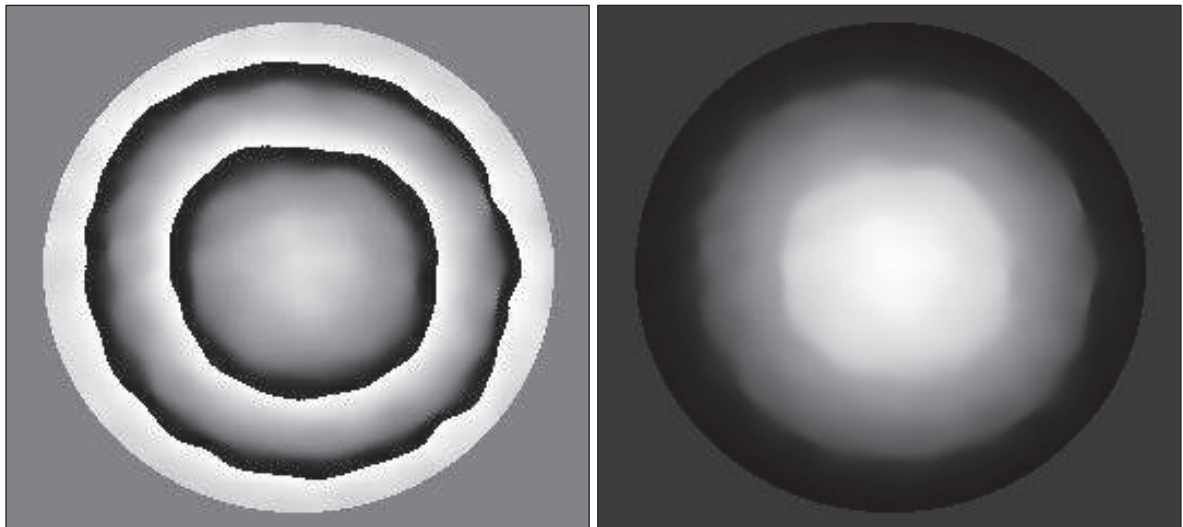
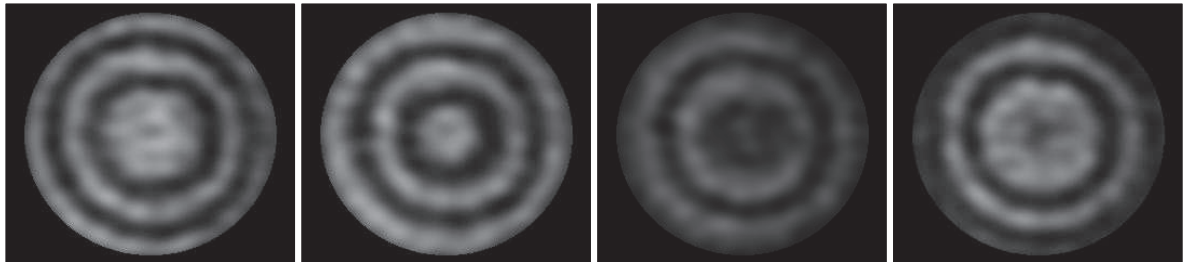
APÊNDICE B – Interferogramas, mapas de fase e reconstrução tridimensional da superfície do diafragma. (Pressão = -30 kPa; Comprimento de onda sintético = 0,48 mm)



APÊNDICE C – Interferogramas, mapas de fase e reconstrução tridimensional da superfície do diafragma. (Pressão = -50 kPa; Comprimento de onda sintético = 0,40 mm)



APÊNDICE D – Interferogramas, mapas de fase e reconstrução tridimensional da superfície do diafragma. (Pressão = -70 kPa; Comprimento de onda sintético = 0,48 mm)



APÊNDICE E – Interferogramas, mapas de fase e reconstrução tridimensional da superfície do diafragma. (Pressão = -90 kPa; Comprimento de onda sintético = 0,44 mm)

