



**UNIVERSIDADE ESTADUAL PAULISTA**  
**“JÚLIO DE MESQUITA FILHO”**  
FACULDADE DE ENGENHARIA DE ILHA SOLTEIRA – FEIS

José Henrique Galeti

**Métodos de Demodulação de Fase Aplicados a Interferômetros de  
Dois Feixes Realimentados**

Trabalho apresentado como requisito para a obtenção do título de doutor no Departamento de Engenharia Elétrica da Universidade Estadual Paulista “Júlio de Mesquita Filho”, Campus de Ilha Solteira.  
Especialidade: Automação

Orientador:  
Prof. Dr. Cláudio Kitano  
UNESP - FEIS

Co-orientador:  
Prof. Dr. Michael J. Connelly  
Universidade de Limerick - Irlanda

ILHA SOLTEIRA  
2016

FICHA CATALOGRÁFICA

Desenvolvido pelo Serviço Técnico de Biblioteca e Documentação

G154m Galeti, José Henrique.  
Métodos de demodulação de fase aplicados a interferômetros de dois feixes realimentados / José Henrique Galeti. -- Ilha Solteira: [s.n.], 2016  
194 f. : il.

Tese (doutorado) - Universidade Estadual Paulista. Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira. Área de conhecimento: Automação, 2016

Orientador: Cláudio Kitano  
Co-orientador: Michael J. Connelly  
Inclui bibliografia

1. Medição de alta-tensão. 2. Medição de deslocamentos nanométricos. 3. Interferometria. 4. Detecção de fase óptica.

**CERTIFICADO DE APROVAÇÃO**

TÍTULO DA TESE: Métodos de Demodulação de Fase Óptica Aplicados a Interferômetros de Dois Feixes Realimentados

**AUTOR: JOSÉ HENRIQUE GALETI**

**ORIENTADOR: CLAUDIO KITANO**

**COORIENTADOR: MICHAEL CONNELLY**

Aprovado como parte das exigências para obtenção do Título de Doutor em ENGENHARIA ELÉTRICA, área: AUTOMAÇÃO pela Comissão Examinadora:



Prof. Dr. CLAUDIO KITANO  
Departamento de Engenharia Elétrica / Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira



Prof. Dr. MARCELO CARVALHO MINHOTO TEIXEIRA  
Departamento de Engenharia Elétrica / Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira



Prof. Dr. RICARDO TOKIO HIGUTI  
Departamento de Engenharia Elétrica / Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira



Prof. Dr. MARCELO MARTINS WERNECK  
Programa de Engenharia Elétrica - COPPE / Universidade Federal do Rio de Janeiro



Prof. Dr. ANDRÉS PABLO LOPEZ BARBERO  
Departamento de Engenharia de Produção / UNIVERSIDADE FEDERAL FLUMINENSE

Ilha Solteira, 04 de novembro de 2016

*Dedico a Deus, em sua absoluta expressão Jesus Cristo, o verdadeiro autor desta obra, e, as pessoas que Ele tem escolhido com co-autor, em especial minha esposa Rosângela e meus filhos Henrique e Arthur.*

## *Agradecimentos*

Ao professor Dr. Cláudio Kitano que, como grande incentivador deste estudo, me orientou dedicadamente neste trabalho, apoiando as ideias propostas e incentivando a participação em congressos nacionais e internacionais além de um intercâmbio anual na Irlanda. Além da gratidão, é importante registrar que: graças ao seu caráter associado a humildade, sempre colocando os interesses coletivos acima dos individuais, assumiu o risco de apoiar as ideias desenvolvidas neste trabalho. Privilegiando a iniciativa à sapiência, sempre incentivou o desenvolvimento de novas ideias desde as primeiras investigações até a divulgação dos resultados, atribuindo aos seus orientados todos os méritos.

Ao professor Dr. Michael Connelly por me receber na Universidade de Limerick na Irlanda, orientar e apoiar as ideias lá propostas.

Aos professores Drs. Andrés Pablo Barbero e Marcelo Werneck disposição e paciência, tendo em vista o longo traslado, em participar da banca de avaliação.

Aos professores Drs. Aparecido Augusto de Carvalho, Marcelo Carvalho Minhoto Teixeira, Rodrigo Cardim e Ricardo Tokio Higuti, pelo apoio, sugestões, disposição e paciência em participar de bancas de avaliação.

Aos companheiros de laboratório Aline, Andryos, Fernando, Sílvio, Vander, Marlon, Paula, Rafael, Guilherme, Roberta, Everaldo, Chaves, Lukas e Aidan pela colaboração e momentos de descontração igualmente importante para a realização deste trabalho.

Aos amigos Samir Nakad e Marli que cumpriram a árdua tarefa de apoiar e incentivar incondicionalmente.

Ao meu pai, aos meus irmãos, tios e avôs pelos ensinamentos diretos e indiretos, a sala de aula da vida.

A minha mãe *“in memoriam”*

A minha esposa Rosângela e aos meus filhos Henrique e Arthur.

## RESUMO

A interferometria óptica é uma técnica amplamente reconhecida por sua sensibilidade extremamente elevada para a medição de diversas grandezas físicas. Em particular, quando aplicada à medição de deslocamentos mecânicos, permite a detecção de movimentos micrométricos e nanométricos em sólidos. Neste trabalho são enfatizados dois arranjos interferométricos: (i) um interferômetro de Michelson homódino em montagem volumétrica, aplicado à detecção de deslocamentos gerados por atuadores piezoelétricos flexionais; e (ii) um interferômetro polarimétrico aplicado a detecção de alta-tensão, sendo ambos realimentados. O trabalho se insere na linha de pesquisas desenvolvidas no Laboratório de Optoeletrônica (LOE) da FEIS-UNESP dedicada à concepção de técnicas inéditas de detecção interferométrica de fase óptica. Propõe-se na tese, a implementação de técnicas inovadoras de demodulação de fase aplicadas a interferômetros de dois feixes, divididas em dois grupos: (a) métodos de demodulação baseados na análise do espectro do sinal fotodetectado; (b) método de demodulação heteródino sintético realimentado. Além desses, apresenta-se um estudo de viabilidade de um interferômetro homódino em malha fechada que seja capaz de detectar a fase óptica de um sinal com forma de onda arbitrária, e com elevado conteúdo de ruído eletrônico. Os métodos propostos foram implementados e aplicados experimentalmente em medidas de micro e nanodeslocamentos de atuadores piezoelétricos, e também, à medição de alta-tensão. Restou demonstrado, através dos experimentos, a capacidade dos métodos de detectar amplitudes de deslocamentos entre de 10 nm a 5  $\mu\text{m}$ , independente das variações das características ambientais no local do interferômetro. Confirmou-se também a viabilidade de medição de ordens elevadas de conteúdo harmônico de sinais de alta-tensão, através do uso de um interferômetro polarimétrico em conjunto com o método heteródino sintético controlado com sistema de realimentação.

Palavras-chaves: Interferometria medição de deslocamentos nanométricos. detecção de fase óptica. interferômetro de Michelson. medição de alta-tensão. interferômetro polarimétrico. realimentação.

## ABSTRACT

Optical interferometry is a well-known technique successfully used for extremely high sensitivity measurements of physical quantities. In particular, as a mechanical displacement sensor, allows micrometric and nanometric displacement detection. In this paper, we show two experimental schemes: (i) A visible laser Michelson interferometer, volumetric assembly, applied to the displacement detection generated by the piezoelectric flextensional actuators; and (ii) a polarimetric interferometer applied to high voltage detection, both using feed-back control. The work is part of the research line carried out by Optoelectronics Laboratory (LOE) at FEIS-UNESP aimed to design innovative interferometric optical phase detection techniques. Theoretically idealized, and experimentally implemented, phase demodulation techniques proposed in this work are divided into two groups: (a) demodulating method based on spectrum analysis of detected signal (by a photodiode); (B) synthetic heterodyne demodulation with control loop scheme. Furthermore, a feasibility study of a homodyne closed loop interferometer is presented, which effectively detect arbitrary signal at high electronic noise content. The proposed methods were implemented and experimentally applied to piezoelectric actuators nano displacement measurements, and also to high voltage measurements. The system was successfully used to measure amplitude displacement from 10 nm to 5  $\mu\text{m}$  under typical interferometer environmental drift. The presented, synthetic-heterodyne demodulation scheme using control loop was successfully used to measure high-voltages (HV) signals. The sensor system, proposed, was used to measure a 60 Hz HV signal with an amplitude range for 300 V to 7.5 kV, and highly distorted 4 kV signal. The experimental results show good agreement with measurements taken using the industry standard signal coincidence method and consequently the new scheme has many potential applications for high-voltages sensing.

Keywords: interferometry measurement of nanometric displacements. optical phase detection. interferometer. high-voltage measurement. polarimetric interferometer. closed-loop.

## LISTA DE FIGURAS

Figura 1 - Protótipos de atuadores piezoelétricos flexensionais. (a) e (c) Abertos, com dois pontos de medição (em cima e embaixo). (b) e (e) Fechados com quatro pontos de medição. (d) e (f) Fechados com dois pontos de medição.....	20
Figura 2 - Atuadores piezoelétricos flexensionais com duas piezocerâmicas. (a) e (b) Deslocadores XY.....	23
Figura 3 - Interferômetro de Michelson básico (usado no LOE para experiências demonstrativas). a) Esquema geral. b) Montagem experimental. c) Franjas de interferência.....	25
Figura 4 - Diagrama esquemático de um interferômetro de Michelson com malha de controle proporcional.....	36
Figura 5 - Modulador eletroóptico de intensidade em configuração de sensor óptico de tensão elevada.....	44
Figura 6 - Representação do experimento de Young para duas fontes de luz.....	49
Figura 7 - Desenho esquemático do interferômetro de Michelson e vista em detalhe que se assemelha ao experimento de Young.....	53
Figura 8 - Simulação dos três tipos de franjas que um interferômetro de Michelson pode produzir: a) franjas circulares: $a = 0 \mu\text{m}$ e $\Delta z = 0,5 \mu\text{m}$ , b) franjas intermediárias: $a = 30 \mu\text{m}$ e $\Delta z = 50 \mu\text{m}$ c) franjas retas e paralelas: $a = 30 \mu\text{m}$ e $\Delta z = 0 \text{ m}$ .....	56
Figura 9 - Curva característica do interferômetro que relaciona a variação de fase com a intensidade óptica .....	57
Figura 10 - Sinais interferométricos simulados. A linha, cujo sinal possui intensidade máxima unitária, representa o sinal de excitação enquanto que a linha cujo sinal possui intensidade menor representa o sinal recuperado. Em (BARBOSA, 2009).....	60
Figura 11 - Sinais interferométricos somados a uma perturbação ambiental de 200 Hz. a) Com frequência de excitação de 5 kHz e período de aquisição de 0,2 ms. b) Com frequência de excitação de 500 Hz e período de aquisição de 2 ms (LEÃO,2004).....	61
Figura 12 - Diagrama da célula Pockels empregada neste trabalho.....	62
Figura 13 - Diagrama do modulador de amplitude baseado em célula Pockels empregada neste trabalho.....	66
Figura 14 - Padrão de interferência na configuração com birrefringência natural (sem campo elétrico).....	67
Figura 15 - Padrão de interferência na configuração sem birrefringência natural (sem campo elétrico).....	67
Figura 16 - Configuração experimental utilizada para medição de deslocamento do APF.....	69
Figura 17 - Exemplos de sinais de entrada e saída do interferômetro de Michelson em malha aberta..	70
Figura 18 - Configuração do Simulink utilizada na simulação do interferômetro de Michelson.....	71
Figura 19 - Fase relativa entre os braços do interferômetro; a)b)e c).....	72
Figura 20 - Variação de fase relativa entre os braços do interferômetro (entrada) e tensão do fotodetector.....	73
Figura 21 - O processo de detecção de fase óptica utilizando o método de baixa profundidade de modulação.....	74
Figura 22 - Representação simulada da reentrância produzida pela aplicação de uma tensão de excitação que gera um deslocamento de fase rad erad.....	75
Figura 23 - Funções de Bessel de primeira espécie e ordem n.....	79
Figura 24 - Máximos das magnitudes das harmônicas, em módulo, que compõem o sinal fotodetectado.....	87
Figura 25 - Ocorrência do índice do módulo da HMSSI, para faixa de rad.....	88



Figura 26 - módulo das funções de Bessel no entorno de.....	93
Figura 27 - Esquema do interferômetro realimentado proposto para o LIGO (GRAY et al., 1999)..	95
Figura 28 - Esquema do interferômetro realimentado proposto para o LIGO (GRAY et al., 1999) adaptado para simulação.....	99
Figura 29 - Esquema do interferômetro realimentado usado na simulação.....	100
Figura 30 - Sinais de entrada sem ruído para o interferômetro em malha fechada. a)b) e c).....	101
Figura 31 - Sinais sem ruído para o interferômetro em malha fechada. a)b).....	101
]Figura 32 - Sinais de entrada e o sinal de erro sem ruído. a)b).....	103
Figura 33 - Sinais de entrada e saída com ruído S/R=10. a)b) Saída do filtro.....	103
Figura 34 - Sinais com ruído S/R=10 ea)b) Saída do filtro.....	104
Figura 35 - Esquema do interferômetro realimentado com a utilização de dois filtros passa baixa.....	104
Figura 36 - Sinais com ruído S/R=10 e dois filtros passa baixa. a)b) Saída do filtro.....	105
Figura 37 - Esquema do interferômetro realimentado com dois filtros passa baixas e um passa alta....	105
Figura 38 - Sinais de entrada e saída com ruído S/R=10 e dois filtros passa baixa e um passa altas. a) b) Saída do filtro passa altas, e, c) Sinal gerado pelo APF.....	106
Figura 39 - Gráfico para determinação da solução da equação (73).....	108
Figura 40 - Plano de fase para o filtro de primeira ordem.....	111
Figura 41 - Plano de fase para o filtro de segunda ordem com tempo de observação de 25 ms.....	112
Figura 42 - Plano de fase para o filtro de segunda ordem e tempo limitado a 18 ms.....	113
Figura 43 - Plano de fase para o filtro de segunda ordem, a 18 ms e condições iniciais definidas..	114
Figura 44 - Tempo de estabilização de algumas trajetórias do sistema relaxado.....	114
Figura 45 - Configuração experimental utilizada para medição de deslocamento do APF.....	116
Figura 46 - Esquema do interferômetro realimentado.....	117
Figura 47 - Sinal adquirido do interferômetro implementado.....	118
Figura 48 - Sinais de entrada e saída simulados (interferômetro em malha fechada).....	119
Figura 49 - Tempo de estabilização do sistema simulado (interferômetro em malha fechada).....	120
Figura 50 - Configuração do interferômetro de Michelson utilizada para medição de deslocamento aplicando-se métodos heteródinos sintéticos.....	122
Figura 51 - Espectro de um sinal fotodetectado prático com entrada de 1 kHz e portadora de 20 kHz. ....	124
Figura 52 - Diagrama do processamento aplicado ao sinal fotodetectado do método heteródino sintético classico.....	125
Figura 53 - Diagrama do processamento aplicado ao sinal fotodetectado do método heteródino sinético auto-calibravel.....	127
Figura 54 - Configuração do interferômetro de Michelson utilizada para medição de deslocamento aplicando-se método heteródino sintético controlado.....	130
Figura 55 - Funções de Bessel J1, J2 e combinações.....	131
Figura 56 - Diagrama do processamento aplicado ao sinal fotodetectado pelo método heteródino sintético controlado.....	132
Figura 57 - Configuração do interferômetro de polarimétrico utilizado para medição de alta-tensão aplicando-se métodos heteródinos sintéticos.....	136
Figura 58 - Funções de Bessel J1, J0 e combinações.....	139
Figura 59 - Diagrama do processamento aplicado ao sinal fotodetectado pelo método heteródino sintético polarimétrico.....	140
Figura 60 - Esquema do interferômetro tipo Michelson realimentado.....	143
Figura 61 - Fotos da montagem interferométrica e seus detalhes numerados.....	144
Figura 62 - Atuador Piezoelétrico Flexensional de movimento unidirecional - EE1 EE1.....	146
Figura 63 - Atuador Piezoelétrico Flexensional de movimento bidirecional – C1.....	147
Figura 64 - Linearidade do APF EE1, frequência de entrada de 1 kHz e frequência de amostragem	

500 kHz.....	148
Figura 65 - Resposta em frequência do APF EE1.....	149
Figura 66 - Linearidade do APF EE1, frequência de entrada de 310 Hz.....	150
Figura 67 - Resposta em frequência APF C1 – movimento direto.....	151
Figura 68 - Sensibilidade do APF C1 em 930 Hz– movimento direto.....	152
Figura 69 - Sensibilidade do APF C1 em 2,8 kHz– movimento direto.....	153
Figura 70 - Esquema do interferômetro realimentado.....	154
Figura 71 - Linearidade do APFr.....	155
Figura 72 - Resposta em frequência na banda até 25 kHz, com detalhe para frequências até 5 kHz.....	156
Figura 73 - Resposta a entrada degrau, com valores de máximos e mínimos.....	156
Figura 74 - Resposta em frequência obtida da resposta ao degrau.....	157
Figura 75 - Resposta a entrada degrau com aplicação do filtro rejeita-faixa.....	158
Figura 76 - Sinais de entrada e saída com a realimentação desligada.....	160
Figura 77 - Sinais de entrada e saída com a realimentação.....	160
Figura 78 - Tela do Osciloscópio; medida com realimentação ligada; e entrada senoidal.....	161
Figura 79 - Sinais de entrada e saída com a realimentação.....	161
Figura 80 - Sinais de entrada e saída sem a realimentação, e, sinal de alto conteúdo harmônico....	162
Figura 81 - Sinais de entrada e saída com a realimentação, e, sinal de alto conteúdo harmônico..	162
Figura 82 - Sinais de entrada e saída sem a realimentação, e, sinal de baixo conteúdo harmônico.....	163
Figura 83 - Sinais de entrada e saída com a realimentação, e, sinal de baixo conteúdo harmônico.....	163
Figura 84 - Esquema do interferômetro tipo Michelson realimentado experimento UL.....	165
Figura 85 - Sinal fotodetectado típico para entrada de 1 kHz.....	166
Figura 86 - Espectro do Sinal fotodetectado típico para entrada de 1 kHz.....	166
Figura 87 - Sinal típico de saída de 9 kHz demodulado pelo método Sin-het.....	167
Figura 88 - Sinal típico de saída de 9 kHz demodulado pelo método Sin-C.....	167
Figura 89 - Sinais Y1 e Y2 no tempo.....	168
Figura 90 - Curvas de Lissajous com os sinais Y1 e Y2.....	168
Figura 91 - Linearidade da sensibilidade por tensão do AP.....	169
Figura 92 - Resposta em frequência do AP comparativa entre os métodos n-CPM, SCM e Sin-c..	169
Figura 93 - Resposta em frequência do AP comparativa entre os métodos Sin-het e Sin-c.....	170
Figura 94 - Pulso de entrada ao AP e resposta do sistema demodulada pelo método Sin-c.....	171
Figura 95 - Comparação da FFT da resposta ao pulso e da resposta em frequência levantada com sinais senoidais.....	171
Figura 96 - Esquema do interferômetro tipo Michelson realimentado experimento UL.....	172
Figura 97 - Experimento polarimétrico para medição de alta-tensão montado no LOE.....	173
Figura 98 - Sinal fotodetectado típico para entrada de 60Hz e modulação de 12 kHz senoidais....	175
Figura 99 - Espectro do Sinal fotodetectado típico para entrada de 1 kHz.....	175
Figura 100 - Sinal típico de saída de 9 kHz demodulado pelo método Sin-het.....	176
Figura 101 - Sinais YA e YB no tempo.....	176
Figura 102 - Curvas de Lissajous com os sinais YA e YB.....	177
Figura 103 - Linearidade do sistema e erro relativo na faixa de operação.....	177
Figura 104 - Resposta em frequência do SAT comparativa com a do sistema (SAT e método)....	178
Figura 105 - Comparação entre o sinal demodulado e a entrada com distorção harmônica.....	179
Figura 106 - Comparação entre as magnitudes das harmônicas do sinal demodulado e a entrada..	179
Figura 107 - Esquema do interferômetro realimentado sugerido com um bloco quantizador.....	185
Figura 108 - Sinais de entra, saída e de realimentação sem quantizador. a)b) Saída do filtro passa altas, e, c) Sinal de realimentação.....	185
Figura 109 - Sinais de entra, saída e de realimentação com quantizador. a)b) Saída do filtro passa	

altas, e, c) Sinal de realimentação.....186

## LISTA DE ABREVIATURAS

ANSYS	Software de análise numérica.
AP	Atuador piezoelétrico.
APF	Atuador piezoelétrico flexensional
APFr	Atuador piezoelétrico flexensional do ramo de realimentação
BaTiO <sub>3</sub>	Titanato de bário
BGO	Cristal de Bi <sub>4</sub> Ge <sub>3</sub> O <sub>12</sub>
BPM	Método da Baixa Profundidade de Modulação
BS	Espelho semi-refletor - Divisor de feixes neutro (Beam Splitter)
DSP	Processamento digital de sinais
ECLD	<i>External Cavity Laser Diode</i>
EDM	<i>Electrical Discharge Machining</i>
FFT	Transformada Rápida de Fourier
FPGA	<i>Field Programmable Gate Array</i>
He-Ne	Hélio Neônio
HMSSI	Harmonica de maior magnitude do sinal de saída do interferômetro
LabVIEW	Software de controle de instrumentação e aquisição e análise de dados
LiNbO <sub>3</sub>	Niobato de lítio
LLVS	<i>linear length-to-voltage sensisitivity</i>
LOE	Laboratório de optoeletronica do Departamento de Engenharia Elétrica da Unesp Campos de Ilha Solteira
MDPS	<i>Minimum Detectable Phase Shift</i>
MEMS	Dispositivos micro mecanicos e eletricos - Microelectromechanicas Systems
MFO	Modulador de Fase Óptica
n-CPM	Método Harmônico homódino.
OVS	Transformador óptico de tensão
PBG	fibra óptica dotados com redes de Bragg
PbTiO <sub>2</sub>	Titanato de chumbo
PGC	Metodo de demodulação <i>Phase Generated Carrier</i>
PM	Modulação de fase (Phase Modulation)
PZT	Titanato-zirconato de chumbo (plumbum zirconate titanate)
SAT	Sensor de Alta-tensão
Sin-c	Método Sintético Heteródino controlado
Sin-het	Método Sintético Heteródino autoconsistente
SNR	Relação entre o sinal e o ruído
TEM	Onda Eletromagnética Transversal
TP	Transformadores de potencial.
TPO	Transformadores de potencial ópticos
UL	Laboratório de comunicações ópticas da Universidade de Limerick – Rep. da Irlanda

## LISTA DE SÍMBOLOS

$A$	Constante de proporcionalidade sinal fotodetectado
$\beta$	Sensibilidade do APF em m/V
$B$	Sensibilidade equivalente do APF considerando o interferômetro em rad/V
$c$	Velocidade da luz no vácuo
$C_1$	Fator de ganho auxiliar da modulação do método sintético heteródino
$C$	Fator de ganho da modulação do método sintético heteródino
$d$	Distância entre os eletrodos célula Pockels
$d_n$	Distâncias das fontes ate a projeção no experimento de Young
$dv/di$	Sensibilidade da frequência ótica em relação a corrente
$\vec{e}_n$	Campo elétrico instantâneo para $n=t, 1$ e $2$
$E_G$	Sinal de erro para o ganho do método sintético heteródino controlado.
$E_p$	Sinal de erro para a fase do método sintético heteródino controlado.
$E_{G0}$	Sinal de erro para método sintético heteródino controlado Hilbert.
$E_v$	Campo elétrico aplicado a célula Pockels
$E_x$	Campo óptico de polarização na direção $X$
$E_y$	Campo óptico de polarização na direção $Y$
$\vec{E}_n$	<i>Campo elétrico do laser para <math>n=0, 01</math> e <math>02</math></i>
$f_1$	Frequência de modulação auxiliar do método sintético heteródino.
$f_0$	Frequência de modulação do método sintético heteródino.
$f_c$	Frequência de corte do filtro.
$G_{0,1,2}$	Ganhos em diferentes frequências introduzidos pelo sistema de aquisição
$G_c$	Ganho de correção do controle para o ponto ótimo.
$h(t)$	filtro passa baixa (no elo de realimentação)
$h_1(t)$	filtro passa baixa (fora do elo de realimentação)
$H(s)$	Função de transferência do filtro $h(t)$
$H_1(s)$	Função de transferência do filtro $h_1(t)$
$I_m$	Variação da corrente do diodo laser em torno do ponto de polarização
$I_0$	Intensidade óptica do laser

$I(t)$	Intensidade óptica ou irradiância
$J_n$	Funções de Bessel de primeira espécie e ordem n
$\vec{k}, \vec{k}_n$	Vetor de onda para n=1 e 2
$l$	Diferença de comprimento entre os braços do interferômetro
$l_0$	Diferença de caminho ótico entre os braços do interferômetro
$L$	Comprimento do cristal eletro-óptico
$n$	Índice de refração
$n_e$	Índice de refração extraordinário
$n_o$	Índice de refração ordinário
$n_x$	Índice de refração na direção X
$n_y$	Índice de refração na direção Y
$q$	Característica de fase do sistema de aquisição.
$\vec{r}, \vec{r}_n$	Vetor propagação da onda eletromagnética para n=1 e 2
$r_{nm}$	Coefficientes eletro-ópticos linear do efeito Pockels n,m=1,2 e 3
$S_n$	Fontes de luz no experimento de Young para n=1 e 2
$S_v$	Sinal final do método sintético heteródino controlado Hilbert.
$S_{1,2,3,4,5,6,7,8}$	Sinais intermediários do método sintético heteródino autocalibrado.
$S_o$	Sinal final do método sintético heteródino autocalibrado.
$S_v$	Sinal final do método sintético heteródino.
$t$	Tempo.
$v(t)$	Saída do interferômetro (sinal elétrico fotodetectado).
$v_d(t)$	Tensão medida no fotodiodo (sistema realimentado)
$v_m$	Tensão aplicada ao Modulador de Fase Óptica (MFO)
$v_s$	Tensão aplicada ao Sensor de Alta-tensão (SAT)
$v_{max}$	Tensão máxima obtida na saída do fotodetector
$v_s$	tensão aplicada aos eletrodos célula Pockels
$v_i(t)$	Tensão aplicada ao APF ou AP (entrada do interferômetro tipo Michelson)
$V$	Visibilidade do sinal interferométrico
$V_n$	Magnitude das harmônicas do sinal fotodetectado para n=1,2,3,...
$V_{\pi m}$	Tensão elétrica para variação de fase de $\pi$ rad com birrefringência natural
$V_{\pi s}$	Tensão elétrica para variação de fase de $\pi$ rad sem birrefringência natural
$x$	Índice de modulação
$X, Y$ e $Z$	Referências externas alinhadas aos eixos de ambos os cristais.

$Y_{1,2,3,4,5,A,B}$	Sinais intermediários do método sintético heteródino controlado.
$Y_v$	Sinal final do método sintético heteródino controlado
$\Delta I(t)$	Variação da intensidade óptica.
$\Delta l$	Deslocamento do atuador piezoelétrico.
$\Delta l_0$	Variação da diferença entre os braços do interferômetro
$\Delta l_e(t)$	Deslocamento equivalente do atuador piezoelétrico medido em radianos
$\Delta \lambda$	Variação comprimento de onda da radiação da fonte óptica
$\Delta \phi_0$	Variação da diferença de fase quase-estática nos braços do interferômetro
$\Delta n$	Variação do índice de refração
$\Delta \Psi$	Variação total da fase nos braços do interferômetro
$\Delta v(t)$	Tensão alternada no fotodetector
$\Delta \omega$	Variação da frequência do laser.
$\Delta Z$	Diferença entre os braços do interferômetro
$\lambda$	Comprimento de onda da radiação da fonte óptica
$\omega_0$	Frequência angular de modulação nos métodos sintéticos heteródinos.
$\omega, \omega_n$	Frequência angular da luz para n=1 e 2
$\omega_s$	Frequência angular do sinal de modulação
$\phi_0$	Diferença de fase estática entre os braços do interferômetro
$\phi(t)$	Sinal aplicado ao interferômetro (variação de fase)
$\xi, \xi_n$	Fase inicial do interferômetro para n=1 e 2
$\Delta \Gamma$	Diferença de retardo na célula Pockels
$\Phi_m$	Fase induzida pelo campo elétrico na célula Pockels com birrefringência natural
$\Phi_0$	Fase inicial independente do campo elétrico na célula Pockels
$\Phi_s$	Fase induzida pelo campo elétrico na célula Pockels sem birrefringência natural
$\Psi(t)$	Variação total de fase no interferômetro.
$\zeta_{1,2}$	Fases dos osciladores internos controladas pelo sistema Sin-c
$K_t$	ganho constante em frequência
$\phi_r(t)$	Sinal aplicado ao ramo de realimentação do interferômetro (variação de fase)
$\chi(t)$	Sinal de interesse no interferômetro polarimétrico.
$\Theta(t)$	Fase total a ser demodulada no interferômetro polarimétrico

$\psi_{0,1,2}$ 

Fases em diferentes frequências introduzidos pelo sistema de aquisição



## SUMÁRIO

<b>1 Introdução.....</b>	<b>18</b>
1.1 Atuadores Piezoelétricos Flexionais – Noções Gerais.....	18
1.2 O Problema da Interferometria Óptica.....	25
1.3 Sensores Ópticos de Tensões Elevadas.....	41
1.4 Objetivos da Tese.....	46
1.5 Organização do Texto.....	47
<b>2 Interferômetros de Dois Feixes.....</b>	<b>49</b>
2.1 Experimento de Young.....	49
2.1.1 Visibilidade de Franjas.....	52
2.2 Interferômetro de Michelson.....	52
2.2.1 Franjas no Interferômetro de Michelson.....	55
2.3 Interferômetro em malha aberta.....	57
2.3.1 Desvanecimento do sinal Interferométrico.....	59
2.4 Interferômetro Polarimétrico.....	62
2.4.1 Visibilidade e Franjas no Interferômetro Polarimétrico.....	66
2.5 Modelo de Simulação em Malha Aberta.....	69
2.6 Método de Baixa Profundidade de Modulação.....	73
<b>3 Métodos Espectrais de Demodulação.....</b>	<b>77</b>
3.1 Métodos Clássicos.....	78
3.1.1 Método J1/J3.....	80
3.1.2 Método de Pernick.....	81
3.2 Contribuições aos Métodos Clássicos.....	82
3.2.1 Métodos com Mitigação dos Efeitos de Singularidade.....	83
3.2.2 Métodos com Ampla Faixa Dinâmica.....	86
<b>4 Interferômetro em malha fechada.....</b>	<b>94</b>
4.1 Controle Proporcional.....	96
4.2 Simulações em Malha Fechada.....	97
4.3 Análise Preliminar de Estabilidade.....	107
4.3.1 Análise da estabilidade local.....	109
4.4 Malha Fechada com Parâmetros Práticos.....	115
4.4.1 Modelo em Malha Fechada.....	115
<b>5 Métodos heteródinos sintéticos Realimentados.....</b>	<b>121</b>
5.1 Modelo Matemático do Heteródino Sintético.....	121
5.2 Heteródino Sintético Auto-Calibrável.....	126
5.3 Heteródino Sintético Controlado.....	129
5.4 Sensor de Alta-tensão Heteródino Sintético.....	135
<b>6 Resultados Experimentais.....</b>	<b>143</b>
6.1 Arranjo experimental tipo Michelson no LOE.....	143
6.1.1 Método Espectral Aplicado à Medida de Deslocamento.....	146
6.1.2 Experimentos com interferômetro realimentado.....	154
6.2 Arranjo Experimental tipo Michelson na UL.....	164
6.3 Experimento com o Sensor de Alta-tensão no LOE.....	172
<b>7 Considerações Finais.....</b>	<b>181</b>
7.1 Conclusões sobre os Métodos Espectrais.....	181

7.2 Conclusões sobre o Interferômetro Homódino Realimentado.....	182
7.3 Conclusões sobre o Método Heteródino Sintético.....	183
7.4 Sugestão para trabalhos futuros.....	184
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	187

# 1 Introdução

A concepção de novos métodos de detecção de fase óptica através de interferometria laser constitui o enfoque principal desta tese de doutorado. Ênfase é dada às aplicações envolvendo a caracterização de atuadores piezoelétricos flexensionais (APF), através de interferômetros de Michelson (ou Michelson modificado), bem como à medição de tensões elétricas elevadas, através de sensor óptico de tensão à base de efeito eletroóptico.

## 1.1 Atuadores Piezoelétricos Flexensionais – Noções Gerais

Como é bem conhecido, o efeito piezoelétrico direto refere-se à geração de uma distribuição de cargas elétricas e, conseqüentemente, de uma diferença de tensão entre as superfícies de uma amostra, quando essa é submetida a uma deformação mecânica (CADY, 1946). Por outro lado, no efeito inverso, ocorre a deformação da amostra quando submetida a uma tensão elétrica ou um campo elétrico. O efeito piezoelétrico inverso tem sido amplamente empregado na implementação de atuadores mecânicos utilizando-se, por exemplo, cristais sem centro de simetria como o quartzo, niobato de lítio, etc. (KINO, 1987), bem como, cerâmicas como o PZT (titanato zirconato de chumbo) e outras (ROSENBAUM, 1988). Em geral, os piezocristais são desejáveis em operações de altas frequências (MHz e acima), enquanto as piezocerâmicas são adequadas para frequências mais baixas (até centenas de kHz). Em certas aplicações, onde se opera com elevada razão de aspecto, como na indústria de microeletrônica (para o posicionamento de máscaras) ou em microscopia de varredura (para o posicionamento de amostras), é importante que um tal atuador possua elevada faixa dinâmica, a fim de gerar deslocamentos que vão desde picômetros até micrometros (DEVASIA et al., 2007). Na área de manipulação celular (injeção intracitoplasmática) ou de microcirurgias, é desejável se operar ferramentas na faixa de micrometros, mas com resolução de nanometros (BERGANDER et al., 2003).

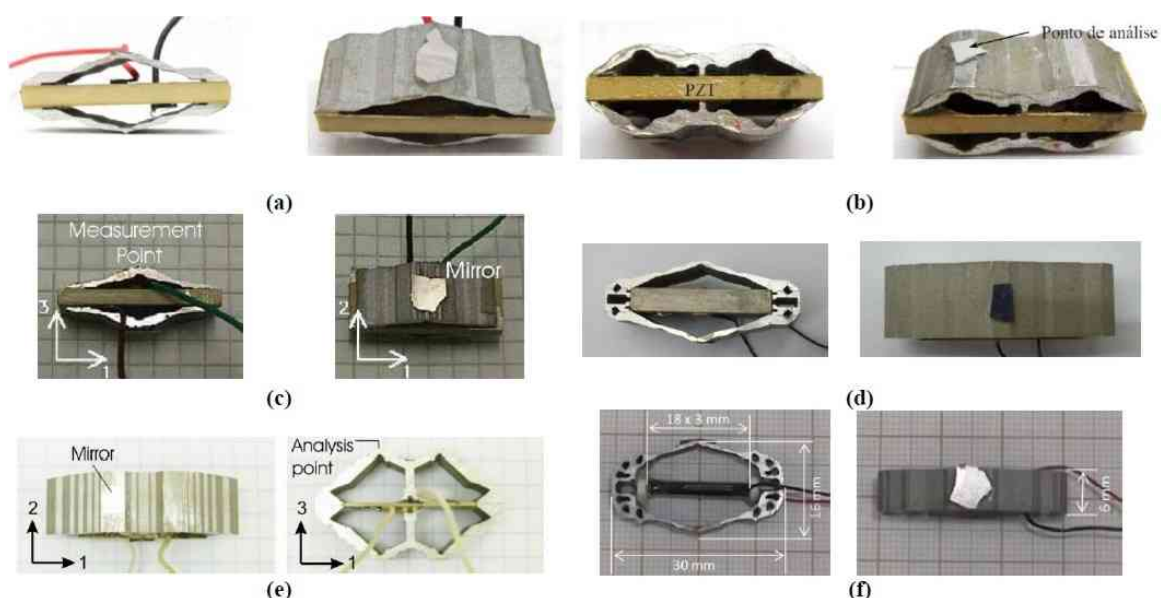
No caso particular do PZT, a deformação da piezocerâmica é relativamente pequena, o que proporciona boa resolução e eficiência na nanoescala, porém, não pode ser usada diretamente como um atuador na faixa superior a centenas de micrometros, a menos que tensões elevadas sejam utilizadas, ou então, que se opere o dispositivo em sua frequência de ressonância mecânica. Neste último caso, podem ocorrer problemas de largura de banda e linearidade reduzidas. Para esse fim, frequentemente são empregados mecanismos amplificadores em conjunto com as piezocerâmicas, a fim de converter uma pequena deformação induzida em um deslocamento maior de saída, o qual pode ser usado em aplicações práticas com pequenas tensões de alimentação (LELETTY et al., 2003; DOGAN et al., 1997). Mecanismos flexíveis a estado sólido, do tipo solidário com a piezocerâmica (*compliant mechanism*), são usados regularmente para esta função, com o objetivo de se evitar perdas, como ocorre com mecanismos convencionais usando-se pinos, juntas e/ou dobradiças. Um atuador muito eficiente e com mecanismo amplificador solidário, corresponde ao atuador piezoelétrico flextensional, como os investigados na pesquisa do candidato.

Neste texto (embora não seja regra geral), a terminologia APFMA refere-se tanto aos atuadores piezoelétricos flextensionais que contenham uma única piezocerâmica (algumas vezes designados simplesmente por APF), quanto aos atuadores piezoelétricos flextensionais multiatuados (por duas ou mais piezocerâmicas), como os nanoposicionadores/deslocadores XY. Nesta pesquisa, os APFMAs foram projetados e manufaturados pelo Grupo de Sensores e Atuadores da Escola Politécnica da USP - EPUSP (SILVA et al., 2003; SILVA; KIKUCHI, 2000; CARBONARI et al., 2009; CARBONARI et al., 2007; CARBONARI Et al., 2005), com o qual o grupo do Laboratório de Optoeletrônica (LOE) da FE-IS/ UNESP mantém vínculo de cooperação desde 2005.

Novos modelos de APFs têm sido desenvolvidos na EPUSP usando-se a técnica de otimização topológica, um método de projeto computacional que combina um algoritmo de otimização e o método de elementos finitos, para satisfazer um compromisso entre grandezas antagônicas como deslocamento e força, flexibilidade e rigidez, etc., a fim de se encontrar a topologia ótima das partes mecânicas. Na Figura 1, ilustram-se seis exemplos de APFs utilizados nas pesquisas do candidato, consistindo essencialmente de uma piezocerâmica de PZT fixada a uma estrutura metálica flexível, a qual proporciona tanto amplificação quanto conversão da direção

dos deslocamentos (de extensional para flexural). Todas as piezocerâmicas (PZT-5A, *American Piezoceramics*) dos APFs são polarizadas na direção da menor dimensão, a qual é designada como eixo 3. Os eletrodos para alimentação estão depositados sobre as faces no plano transversal 1-2. As piezocerâmicas são coladas com resina epóxi às estruturas flexíveis de alumínio, e manufaturadas pela técnica de eletroerosão a fio (EDM - *Electrical Discharge Machining*). Os APFs das Figuras 1(a) e 1(b) são constituídas por piezocerâmicas de dimensões 30 mm x 14 mm x 3 mm nas direções 1, 2 e 3, respectivamente. A piezocerâmica da Figura 1(c) tem dimensões 30 mm x 13 mm x 3 mm, a da Figura 1(d) tem dimensões 30 mm x 14 mm x 5 mm, e, a da Figura 1(e) tem dimensões 30 mm x 14 mm x 1 mm, nas direções 1, 2 e 3, respectivamente.

Figura 1 - Protótipos de atuadores piezoelétricos flexensionais. (a) e (c) Abertos, com dois pontos de medição (em cima e embaixo). (b) e (e) Fechados com quatro pontos de medição. (d) e (f) Fechados com dois pontos de medição.



Fonte: do próprio autor

Quando se deseja a geração de deslocamento maior que o convencional, mas aplicando-se tensões muito baixas (tipicamente abaixo de 10 V), sugere-se a utilização de atuadores piezocerâmicos em multicamadas, baseados em pilhas de piezocerâmicas. A porção ativa do atuador consiste de uma pilha de discos piezocerâmicos separados por eletrodos metálicos delgados. Os elementos em pilha podem suportar forças elevadas e exibem valores de rigidez muito superiores aos convencionais. A pilha se beneficia do movimento axial, ou seja, a principal contribuição é devido ao coeficiente piezoelétrico  $d_{33}$  (ROSENBAUM, 1988). A

explicação para geração de grandes deslocamentos é que todos os discos estão eletricamente associados em paralelo, e assim, a tensão aplicada à pilha é igual à tensão aplicada a cada elemento individual. Portanto, a tensão máxima de operação é proporcional à espessura dos discos. No atuador mostrado na Figura 1(f), propôs-se acoplar uma pilha de piezocerâmicas a uma estrutura flexível em monobloco, objetivando-se obter um APF capaz de gerar deslocamentos maiores que os demais. A pilha de piezocerâmicas tem um comprimento total de 18 mm, composta por diversos discos de 100  $\mu\text{m}$  de espessura e 2 mm de diâmetro. A pilha é colada à estrutura de alumínio com resina epóxi.

Os deslocamentos nos APFs das Figuras 1(a), 1(c), 1(d) e 1(f) decrescem do centro da estrutura metálica, onde um deslocamento máximo é observado, para as bordas, onde o deslocamento é igual ao da piezo cerâmica (ou pilha) isolada. Cada APF das Figuras 1(b) e 1(e) apresenta deslocamento máximo em quatro pontos a meio caminho entre a borda e o centro, local onde o deslocamento é nulo. Ao contrário dos APFs em estruturas bipartidas das Figuras 1(a), (b) e (c), os protótipos das Figuras 1(d), (e) e (f) foram manufacturados com estruturas metálicas em monobloco. Quando posicionado no interferômetro, a pastilha de PZT de cada APF (com exceção do atuador em pilha) foi fixado a um suporte através de três pontos, na direção perpendicular ao deslocamento a ser medido (direção 2), de modo que a piezocerâmica ficasse livre para vibrar nas demais direções (1 e 3).

Quando a estrutura metálica flexível, solidária ao APF, está em monobloco (fechada nas extremidades), a transmissão de deslocamento da piezocerâmica para o metal envolve dois tipos de ações: (i) um mecanismo de pressão entre as extremidades da piezocerâmica e a estrutura flexível, e (ii) um mecanismo de cisalhamento entre os eletrodos superior e inferior da piezocerâmica e a estrutura flexível. A presença da camada de epóxi entre a piezocerâmica e a estrutura flexível pode introduzir não linearidades no mecanismo de transmissão de deslocamento. O mecanismo de pressão tende a ser menos afetado pelo comportamento não linear da camada epóxi do que o mecanismo de cisalhamento e, portanto, a estrutura fechada não é afetada significativamente pelo epóxi. Por outro lado, nos atuadores com estrutura metálica bipartida (aberta nas extremidades), a transmissão de deslocamento, da piezocerâmica para a estrutura metálica, se deve principalmente ao mecanismo de cisalhamento na camada epóxi e, portanto, o comportamento do APF tende a ser mais afetado pela não linearidade da cola. Contudo, esta

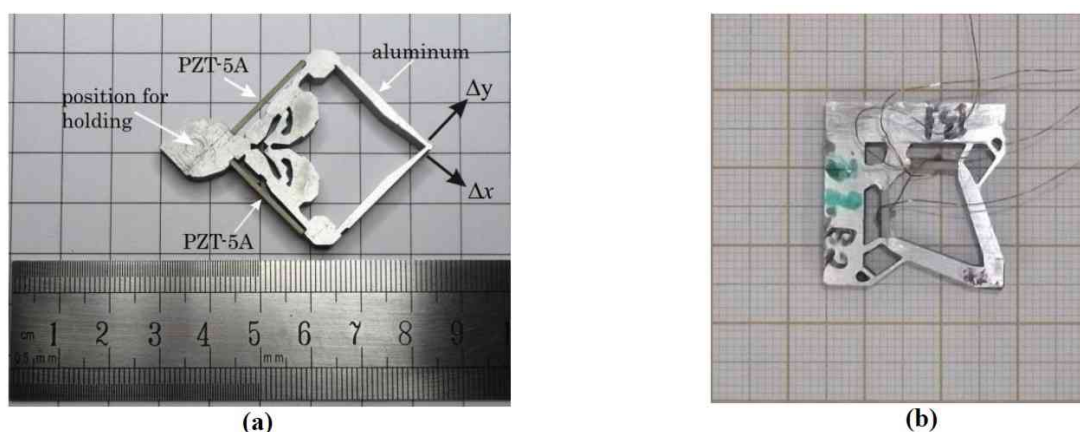
configuração é mais fácil de montar e não apresenta risco de curto-circuito entre os eletrodos da piezocerâmica, o que constitui uma vantagem significativa. Desde que o efeito da não linearidade da resina epóxi é difícil de ser modelada no projeto do APF e nas simulações com elementos finitos, a medição interferométrica dos deslocamentos gerados tem um papel muito importante nos testes de validação e desempenho.

O projeto de um APF é relativamente complexo e deve se levar em consideração a amplificação do deslocamento proporcionada pela estrutura flexível e a força produzida na direção do deslocamento de interesse (CARBONARI et al., 2005; SILVA et al., 2003; SILVA; KIKUCHI, 2000). Esses parâmetros podem ser otimizados se a estrutura for projetada para se obter flexibilidade e rigidez. Análises numéricas utilizando o software ANSYS permitem realizar uma modelagem dos dispositivos, levando-se em consideração todos os componentes da estrutura: a piezocerâmica, adesivos, formas de excitação, pontos de engastes, etc. O objetivo da otimização topológica é determinar, através de adição e remoção de material no domínio fixo de projeto, a estrutura contínua que atenda a função objetivo especificada. Ou seja, a técnica avalia como variar os níveis de material, entre zero (ausência de material) até a unidade (presença de material), permitindo-se alguma relaxação (admitindo-se densidades intermediárias entre esses dois níveis), definindo-se assim um modelo contínuo de material. Informações detalhadas sobre este assunto podem ser encontradas em (SILVA et al., 2003; SILVA; KIKUCHI, 2000).

Por sua vez, um APFMA genérico (CARBONARI et al., 2009; CARBONARI et al., 2007; CARBONARI et al. 2005) consiste de uma estrutura multi-flexível atuada por duas ou mais piezocerâmicas, que maximizam movimentos de atuação ou forças em pontos pré-definidos do domínio como, por exemplo, nos nanoposicionadores XY mostrados na Figura 2. Novamente, cada piezocerâmica (PZT-5A, *American Piezoceramics*) está polarizada ao longo de sua menor dimensão, a direção 3, e os eletrodos estão depositados sobre as faces no plano 1-2. As piezocerâmicas são coladas com resina epóxi à estrutura flexível de alumínio e manufaturada pela técnica de EDM. A piezocerâmica na Figura 2(a) tem dimensões 20 mm x 5 mm x 1 mm nas direções 1, 2 e 3, respectivamente. Os pontos de medição (máximos valores de deslocamentos  $\Delta x$  e  $\Delta y$ ) estão indicados na figura. A piezocerâmica na Figura

2(b) tem dimensões 6 mm x 5 mm x 1 mm nas direções 1, 2 e 3, respectivamente. Os pontos de medição estão no canto inferior direito da estrutura.

Figura 2 - Atuadores piezoelétricos flexensionais com duas piezocerâmicas. (a) e (b) Deslocadores XY.



Fonte: do próprio autor

O projeto de um APFMA é ainda mais complexo que o do APF, pois envolve muitas piezocerâmicas, com grande número de movimentos de atuação gerados pela aplicação de tensões elétricas nos vários elementos e, principalmente, devido ao acoplamento entre os movimentos, algo bastante crítico. Os movimentos acoplados são movimentos indesejáveis que surgem na estrutura e comprometem a eficiência do dispositivo. No projeto do APFMA também se utiliza o método de otimização topológica, principalmente, para se obter a melhor resposta para os movimentos gerados e a minimização dos movimentos acoplados. Uma discussão detalhada sobre o projeto desses mecanismos pode ser encontrada em (CARBONARI et al., 2009; CARBONARI Et al., 2007; CARBONARI et al., 2005).

Os nanoposicionadores XY da Figura 2 apresentam deslocamentos máximos em vértices específicos, onde o deslocamento na direção X, por exemplo, constitui o deslocamento gerado quando a piezocerâmica que se encontra na direção perpendicular for excitada. Neste caso, o deslocamento ortogonal Y constitui o deslocamento acoplado. Uma medida quantitativa do acoplamento entre os deslocamentos X e Y num nanoposicionador XY pode ser obtida pela seguinte expressão (CARBONARI et al., 2005):

$$S_{xy} = \Delta y_s / \Delta x \quad (1)$$



na qual  $\Delta x$  é o deslocamento direto na direção X (o deslocamento gerado) e  $\Delta y_s$  é o deslocamento espúrio (deslocamento acoplado/cruzado) na direção Y. Consequentemente, é importante tentar diminuir  $S_{xy}$  durante o estágio de projeto do nanoposicionador XY (CARBONARI et al., 2007; CARBONARI et al. 2005).

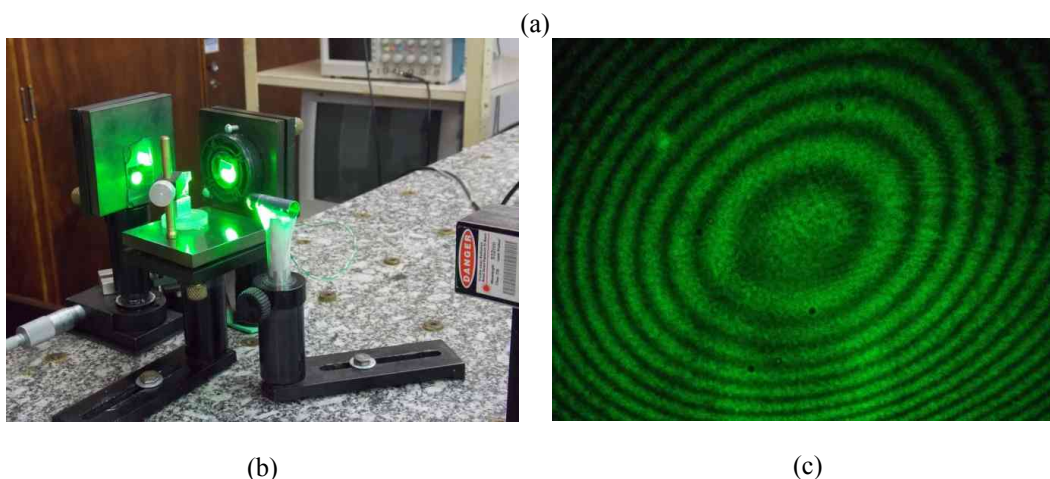
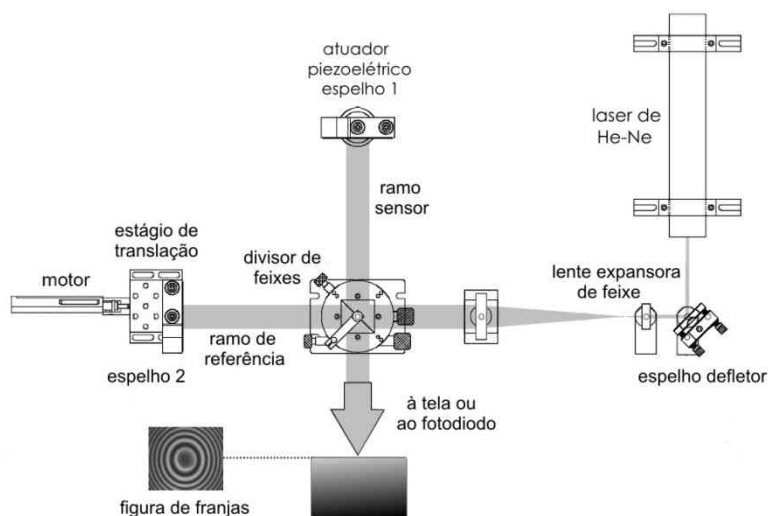
Cita-se que vários outros modelos (não mostrados nas Figuras 1 e 2) foram projetados e usinados pelo Grupo da EPUSP, e disponibilizados ao LOE. Como resultado das pesquisas, pretendeu-se executar a caracterização desses novos protótipos de atuadores, em termos de fatores de mérito como: linearidade do deslocamento gerado em relação à tensão elétrica aplicada, coeficiente de calibração (razão nm/V) ou coeficiente LLVS (do inglês *linear length-to-voltage sensisitivity*), da histerese, da faixa dinâmica de deslocamento linear, da resposta em frequência, determinação da largura de banda, frequências de ressonância eletromecânica, do fator de acoplamento (no caso de deslocadores XY), dentre outros. Com isso, se suplementaria a linha de pesquisa do Grupo de Sensores e Atuadores da EPUSP, envolvida principalmente com o projeto e fabricação desses dispositivos.

Em geral, excitam-se os dispositivos com tensão senoidal e se detectam as magnitudes dos deslocamentos de saída, desde que se opere dentro da faixa de linearidade entre a tensão elétrica aplicada e o deslocamento produzido. A análise de linearidade permite avaliar a amplificação provocada no deslocamento da piezocerâmica pela estrutura flexível de metal, possibilitando também verificar a deformação máxima e os limites de tensão elétrica de excitação (abaixo da tensão de ruptura dielétrica), estabelecendo-se assim, um intervalo de resposta linear do deslocamento, normalizado em relação à tensão elétrica aplicada à piezocerâmica dos atuadores. A resposta em frequência possibilita avaliar as frequências de ressonâncias dos APFMAs, estabelecendo-se uma largura de banda em que um atuador apresenta uma resposta praticamente plana e para a qual pode operar no regime quase estático, abaixo da primeira frequência de ressonância.

## 1.2 O Problema da Interferometria Óptica

O diagrama de blocos de um interferômetro de Michelson em óptica volumétrica encontra-se esquematizado na Figura 3: (a) Diagrama de blocos, (b) Exemplo de montagem experimental e (c) franjas de interferência projetadas sobre um anteparo.

Figura 3 - Interferômetro de Michelson básico (usado no LOE para experiências demonstrativas). a) Esquema geral. b) Montagem experimental. c) Franjas de interferência..



Fontes: a) (LEMES, et al., 2013); b) do próprio autor e c) do próprio autor

Nessa aplicação em particular, o interferômetro está sendo usado para caracterizar um atuador piezoelétrico do tipo *bender* (comumente empregado em *tweeters*). Um divisor de feixes neutro, com razão 50/50, divide o feixe de laser em duas componentes, que constituem os dois braços do interferômetro. O feixe de referência e o feixe sensor são dirigidos para os espelhos fixo e móvel, respectivamente. O feixe sensor é refletido pelo espelho colado ao atuador e retorna

ao divisor de feixes, sendo daí dirigido a um fotodetector. O feixe de referência é refletido pelo espelho fixo, retorna ao divisor de feixes e também é focalizado sobre o fotodetector. Sobre esse fotodetector os dois feixes são, portanto, superpostos. Quando um sinal de excitação elétrica [ $v_i(t)$ , em volts] é aplicado ao atuador, um deslocamento mecânico [ $\Delta l(t)$ , em nm] será gerado, fazendo-o vibrar e modulando a diferença de fase entre os braços do interferômetro [ $\phi(t)$ , em rad]. À medida que a amostra a ser caracterizada vibra longitudinalmente, a fase do feixe sensor varia em relação à do feixe de referência, causando movimento de franjas de interferência. Se o atuador estiver operando dentro de sua região linear, existe uma proporcionalidade direta entre a tensão elétrica aplicada  $v_i(t)$  e o desvio de fase óptica  $\phi(t)$  gerado.

Quando os feixes de saída do interferômetro são superpostos sobre um fotodiodo, a tensão elétrica detectada,  $v(t)$  medida em mV, exhibe a seguinte forma geral (UDD et al., 2011):

$$v(t) = A \{ 1 + V \cos[\phi(t) + \phi_0(t)] \} \quad (2)$$

sendo  $A$  (medida em mV) uma constante de proporcionalidade que depende da intensidade da fonte óptica ( $W/m^2$ ), da responsividade de tensão do fotodetector ( $V/W$ ) e do ganho do circuito de condicionamento de sinal ( $V/V$ ). O fator  $V$  (adimensional) está relacionado à visibilidade de franjas, e  $\phi_0$  (radianos) é um deslocamento de fase estático (em princípio) devido à diferença de caminho óptico entre os braços do interferômetro na ausência de sinal  $\phi(t)$ .

Se for possível mensurar a diferença de fase  $\phi(t)$  a partir do sinal elétrico (2), a variação da amplitude de vibração do atuador é dada por (UDD et al., 2011):

$$\Delta l(t) = [\phi(t) / 4\pi] \lambda \quad (3)$$

sendo  $\lambda$  o comprimento de onda da luz laser. Como  $\lambda$ , na faixa óptica, é muito pequeno (da ordem de  $1 \mu m$ ), percebe-se que uma variação de fase de apenas  $\phi(t) = 1^0$  (a qual pode ser mensurada sem dificuldades usando instrumentos eletrônicos) corresponde a um deslocamento de  $1,4 \times 10^{-9} m$  (isto é,  $1,4 nm$  ou  $14 \text{ \AA}$ ), evidenciando a sensibilidade do interferômetro.

Na ausência de sinal (ou seja, quando  $\phi(t)=0$ ), a derivada de (3) em relação à fase total  $\Psi(t)=\phi(t)+\phi_0$ , resulta:  $d v/d(\Psi)=-AV \operatorname{sen} \Psi=-AV \operatorname{sen} \phi_0$ , e assim, quando  $\phi_0=\pi/2$  rad, tem-se uma sensibilidade máxima (em módulo) do interferômetro. O mesmo ocorre para  $\phi_0=3\pi/2$  rad. Quando um sinal  $\phi(t)\neq 0$  for inserido em (3), e admitindo-se a hipótese de que  $\phi(t)\ll 1$  rad, é conveniente manter o valor  $\phi_0=\pi/2$  rad constante, quando (2) opera em torno de sua condição de maior sensibilidade. Neste caso, o sinal de saída,  $v(t)$ , é uma réplica proporcional ao sinal de entrada,  $\phi(t)$  (a menos de um fator de fase de  $180^\circ$ ). A operação na qual se impõe  $\phi(t)\ll 1$  rad é denominada de modo de baixa profundidade de modulação.

Na prática, contudo, devido às perturbações ambientais espúrias (turbulências de ar, flutuações de baixa frequência na temperatura e na pressão no local do interferômetro, bem como, vibrações externas, mesmo que imperceptíveis pelo operador do sistema), a diferença de fase  $\phi_0$  varia no tempo, dando origem ao efeito de desvanecimento (*fading*) do sinal de saída  $v(t)$ . Por exemplo, se  $\phi_0$  variar de  $\phi_0=\pi/2$  rad para  $\phi_0=\pi$  rad, enquanto o sinal  $\phi(t)$  for mantido o mesmo, a forma de onda na saída apresenta amplitude muito pequena (além de grande distorção, com elevado conteúdo de 2ª. harmônica). A operação com o valor de  $\phi_0=\pi$  rad, em princípio, seria inviável. Em vista desta discussão, costuma-se representar o termo  $\phi_0$  por  $\phi_0(t)$ , o qual oscila aleatoriamente na faixa de frequências abaixo de 5 Hz (tipicamente) em ambiente de laboratório.

Por outro lado, a operação na qual  $\phi(t)>\pi/2$  rad é chamada de modo de grande profundidade de modulação (ou com multi-franjas), devido à grande quantidade de oscilações presentes no sinal de saída. Nesses casos são geradas versões bastante distorcidas do sinal de entrada, embora ainda se preserve todas as informações sobre o mesmo (basicamente, tratam-se de sinais modulados em fase, que podem ser demodulados eletronicamente). Mantendo-se a amplitude de entrada constante, mas considerando que  $\phi_0$  varia aleatoriamente, obtém-se um sinal de saída que desvanece lentamente no tempo. Desta forma, o problema da interferometria óptica consiste essencialmente em se medir valores da fase  $\phi(t)$ , na faixa de  $10^{-2}$  rad (ou menos) a 10 rad (ou mais), diante de grandes variações

aleatórias de  $\phi_0(t)$  (cujas magnitudes podem atingir milhares de radianos) ao longo do tempo, tornando o sinal  $v(t)$  não reproduzível de medição para medição.

Várias técnicas de demodulação de fase encontram-se publicadas na literatura para medir  $\phi(t)$  a despeito da variação aleatória de  $\phi_0(t)$ : contagem de franjas (VON MARTENS, 1987), interferometria com luz branca (YAN et al., 2000), com dois comprimentos de ondas (SASAKI et al., 1991), com redes de Bragg (GANGOPADHYAY, 2004), polarimétrica (VARNHAM et al., 1983), intermodal em fibra óptica (KUMAR et al., 2001), métodos baseados no espectro do sinal detectado (SUDARSHANAM; SRINIVASAN, 1989), interferômetro de quadratura (KOO et al., 1982), a técnica homódina ativa (JACKSON et al., 1980), heteródina (MONCHALIN, 1986), pseudo-heteródina (KERSEY et al., 1984), heteródina com múltiplos comprimentos de onda (KIM, 2004), heteródina sintética (COLE et al., 1982), para citar algumas. Cada método apresenta vantagens e desvantagens, cada qual sendo mais adequado para resolver uma classe específica de problemas, mas não todos.

Na pesquisa do candidato, novos métodos de detecção de fase óptica são propostos, em particular, os métodos homódinos desenvolvidos no domínio do tempo ou no domínio da frequência. Embora a maioria deles sejam particularizados para fins de medição de deslocamentos micro e sub-micrométricos em atuadores piezoelétricos, também podem ser adaptados para medição de ampla variedade de outras grandezas físicas. Como exemplo, cita-se a medição de tensões elétricas elevadas, assunto que o candidato também desenvolve em sua pesquisa.

### **1.2.1 Métodos De Detecção De Fase Óptica Baseados No Espectro Do Sinal De Saída**

Métodos de demodulação de fase óptica usando-se técnicas de análise do espectro do sinal fotodetectado constituem ferramentas clássicas de detecção interferométrica desde a década de 1920, mas somente após a década de 1960, com a invenção do laser, é que se difundiram amplamente. Dentre os principais métodos espectrais disponíveis na literatura, para se estimar o índice de modulação, destacam-se os métodos clássicos como o  $J_0$  nulo,  $J_1$  máx,  $J_1/J_2$ ,  $J_1/J_3$ ,  $J_1 \dots J_4$ ,  $J_1 \dots J_6$  e  $J_0 \dots J_2$  (UDD et al., 2011; SUDARSHANAM; CLAUS, 1993; SUDARSHANAM; SRINIVASAN, 1989; DEFERRARI et al., 1967). Esses métodos são aplicados

quando o desvio de fase variável no tempo em (2) varia harmonicamente, conforme  $\phi(t) = x \text{sen}(\omega_s t)$  sendo  $x$  o índice de modulação de fase. Neste caso, pode-se reescrever (2) em termos de série de Fourier, da seguinte forma:

$$v(t) = \frac{A}{2} + \frac{AV}{2} \left\{ Q \left[ J_0(x) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n}(x) \cos(2n\omega_s t) \right] + 2P \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n-1}(x) \text{sen}[(2n-1)\omega_s t] \right\}, \quad (4)$$

sendo  $Q = \cos \phi_0(t)$  e  $P = \text{sen} \phi_0(t)$ , fatores que dependem da variação aleatória da fase  $\phi_0(t)$ , e,  $J_n(x)$  é uma função de Bessel de primeira espécie e ordem  $n$  ( $=1, 2, 3, \dots$ ). Portanto, observa-se que o sinal  $v(t)$  é composto de um termo independente do tempo e de componentes harmônicas  $V_n$  ímpares e pares, em frequências múltiplas da componente fundamental em  $\omega_s$ . Assim, por exemplo, se um atuador piezoelétrico operar em sua região de linearidade entre a tensão de alimentação e o deslocamento gerado, pode-se estimar a forma de onda  $\phi(t)$ , e daí, se  $x$  puder ser mensurado através de algum dos métodos citados, a magnitude do deslocamento microscópico associado pode ser determinado aplicando-se (3).

O método de  $J_1/J_3$  foi proposto no artigo clássico de Deferrari et al. (1967) (com outros métodos, como o  $J_1/J_2$ ,  $J_0$  nulo e  $J_1$  máx), e sugere mensurar a magnitude da componente fundamental ( $V_1$ ) e terceira harmônica ( $V_3$ ) de  $v(t)$  e, em seguida, calcular a razão entre as mesmas. Durante o cálculo da razão  $V_1/V_3 = J_1(x)/J_3(x)$ , apenas as raias espectrais ímpares estarão envolvidas e, assim, os coeficientes  $AVP$  de (4) são automaticamente cancelados na divisão entre o numerador e denominador, evidenciando que o cálculo de  $x$  independe do valor de  $\phi_0(t)$ . Por esse motivo, em princípio, tal método é imune ao desvanecimento (também pode-se afirmar que o método independe da estabilidade da fonte óptica, da responsividade do fotodiodo e da visibilidade). Resolvendo-se a equação transcendental acima, extrai-se o valor de  $x$ .

Por outro lado, o método conhecido como  $J_1 \dots J_4$  constitui uma solução elegante na qual se calcula o índice de modulação estimado  $x$  através de uma relação de recorrência entre funções de Bessel (SUDARSHANAM; SRINIVASAN, 1989). São necessárias quatro componentes espectrais,  $V_1, V_2, V_3$  e  $V_4$ , e

demonstra-se que os coeficientes  $AVP$  ou  $AVQ$  de (4) também são automaticamente cancelados durante a divisão entre o numerador e denominador na relação de recorrência. O método é direto, permitindo o cálculo direto (sem inversão de funções de Bessel) do deslocamento de fase óptica induzido,  $x$ , além de não ser afetado (em princípio) por variações da intensidade óptica da fonte, visibilidade de franjas e variações aleatórias da fase aleatória  $\phi_0(t)$ .

Um problema dos métodos de detecção baseados na análise do espectro do sinal fotodetectado refere-se à presença de ruído eletrônico aditivo que se apresenta durante o processo de aquisição de dados. Cada componente espectral de (4) tem uma amplitude que depende de funções de Bessel  $J_n(x)$ , que podem assumir valores muito pequenos dependendo do valor do argumento  $x$  e da ordem  $n$ . Na presença de ruído aditivo gerado na fotodetecção, a SNR (do inglês, *signal-to-noise ratio*, relação sinal-ruído) varia para cada componente espectral, e, é preciso quantificar sua influência na estimativa do erro cometido pelos métodos espectrais. Para índices de modulação muito pequenos ( $x \ll 1$  rad), somente a componente fundamental é significativa [ou seja,  $J_2(x), J_3(x), J_4(x)$ , etc., tornam-se pequenos comparados com  $J_1(x)$ ], sendo que as harmônicas de ordem superior podem possuir SNR menores do que a unidade, limitando a estimação de  $x$  a um dado valor mínimo abaixo do qual o erro de medição fica intolerável. Por conta disso, métodos espectrais em geral apresentam limites de resolução. Um fator de mérito de resolução corresponde ao MDPS (*Minimum Detectable Phase Shift*) definido em (SUDARSHANAM, 1992), como o mínimo desvio de fase detectável. Por exemplo, SUDARSHANAM, CLAUS (1993) mostraram que, diante de tensões de ruído do tipo  $1/f$ , o valor do MDPS no método  $J_1 \dots J_4$  é igual a 0,2 rad. Portanto, o método não tem exatidão para medir valores de  $x$  abaixo de 0,2 rad, o mesmo ocorrendo com o método  $J_1/J_3$ .

Os métodos  $J_1/J_3$  e  $J_1 \dots J_4$  têm outro problema sério: para valores de  $x$  superiores à aproximadamente 3,83 rad, a função de Bessel  $J_1(x)$  assume valores negativos pela primeira vez, e, nesta situação, o uso do espectro de magnitudes (módulo) das componentes da tensão fotodetectada (4) não é bastante para demodular  $x$ ; a escolha incorreta do sinal algébrico de cada  $J_m(x)$  pode conduzir a erros no cômputo de  $x$ . Portanto, a faixa dinâmica do método  $J_1 \dots J_4$ , por

exemplo, fica limitada entre 0,2 e 3,8 rad, o que equivale apenas ao intervalo entre 10 e 191 nanômetros, aproximadamente.

Para resolver este problema, e ampliar a faixa dinâmica indefinidamente, alguns autores sugeriram levar em conta o valor inicial da fase  $\phi(t)$  no momento da medição ( $\phi_s$ ), i.e., empregar  $\phi(t) = x \text{sen}(\omega_s t)$ , algo que não foi contemplado na série de Fourier trigonométrica (4). Assim, os sinais negativos devem ser adequadamente corrigidos, usando-se por exemplo, o método  $J_1 \dots J_4$  modificado (JIN et al., 1991), o qual torna necessário utilizar um complicado algoritmo se para se determinar  $\phi_s$  matematicamente. Contudo, embora não esteja discutido na literatura, se percebeu que este método amplia a faixa de medição somente até 5,1 rad, pois seus autores não levaram em consideração o efeito do ruído eletrônico, cuja repercussão sobre um processo de modulação PM (*phase modulation*), não linear, conduz a resultados inesperados. De fato, quando se atinge  $x = 5,14$  rad, gera-se uma indeterminação (uma singularidade infinita, 0/0) no cálculo de  $x$ . Potencializada pelo ruído, esta singularidade pontual se manifesta como erros intoleráveis ao longo de faixa finita ao redor do valor de  $x = 5,14$  rad que se deseja medir, inviabilizando o processo de detecção. Por isso, o método  $J_1 \dots J_4$  modificado, na verdade, tem faixa dinâmica limitada, apenas entre 0,2 e 5,14 rad aproximadamente.

Uma solução para o problema de correção de sinal algébrico seria operar com os algoritmos usando a série de Fourier complexa do sinal fotodetectado (técnica de transformada de Fourier discreta), a qual automaticamente traz consigo a informação de  $\phi_s$ , i.e., as fases de cada harmônica  $V_n$  estariam automaticamente disponíveis. Porém, o candidato tem percebido que, quando se opera com sinais onde as harmônicas superiores em (4) tornam-se da ordem de grandeza do ruído, a FFT (do inglês Fast Fourier Transform) resultante calcula a fase do ruído (e não a do sinal), causando erros intoleráveis e que ocorrem com grande frequência na prática. Assim, na pesquisa, procurou-se gerar métodos que trabalhassem apenas com o espectro de magnitudes de (4), quando o objetivo fosse ampliar ao máximo possível a faixa dinâmica.

Por fim, cita-se outro problema pertinente ao método  $J_1 \dots J_4$ : na condição de quadratura de fase, ou seja, quando  $\phi_0(t) = (2n+1)\pi/2$ , ou então, quando a fase



aleatória  $\phi_0(t) = 2n\pi$  rad,  $n = 0, 1, 2, 3, \dots$ , pode haver a ocorrência de  $P=0$  ou  $Q=0$  em (4). Com isso, geram-se indeterminações do tipo 0/0 no cálculo de  $x$ . Este fato, potencializado pelo ruído eletrônico, gera medições espúrias que dificultam esclarecer se houve um erro na aquisição do sinal ou uma singularidade devido à  $\phi_0(t)$ . A expectativa comum é que essas condições sejam eventos aleatórios raros, que possam ocorrer uma vez ou outra durante as medições, não trazendo grandes consequências. Na prática, porém, tal expectativa nem sempre é respeitada.

A partir de 1993 a literatura começou a apresentar métodos capazes de ampliar a faixa dinâmica de detecção das técnicas espectrais, como no trabalho de Sudarshanam e Claus (1993), onde se propôs o método chamado  $J_1 \dots J_6$ , que emprega as seis primeiras harmônicas de (4) e que também é imune ao desvanecimento. Dividido em duas partes, o método  $J_1 \dots J_6$  (pos) desloca o ponto de singularidade superior para 6,38 rad, enquanto o método  $J_1 \dots J_6$  (neg) melhora a resolução para 0,05 rad (considerando-se que a tensão de ruído varia conforme  $1/f$ ). Contudo, cita-se que o método  $J_1 \dots J_6$  também exige a aplicação do algoritmo de correção de sinal algébrico das funções de Bessel.

Retornando-se ao caso do método  $J_1/J_3$  cita-se que o mesmo é capaz (em princípio) de medir quaisquer valores de  $x > 0,2$  rad, desde que se aplique alguma rotina para corrigir os sinais algébricos das componentes espectrais (para  $x > 3,83$ ). Contudo, existe um problema adicional (além da necessidade de se resolver uma equação transcendental), que torna o método não confiável. Na extração de  $x$  a partir de  $V_1/V_3 = J_1(x)/J_3(x)$ , existe o problema de ambiguidade de fase, ou seja, para um mesmo valor da razão  $V_1/V_3$  mensurada, podem estar associados infinitos valores possíveis de  $x$ . Isto ocorre devido ao comportamento oscilatório das funções de Bessel  $J_m(x)$ , e restringe a aplicação do método  $J_1/J_3$  à solução de problemas nos quais  $x$  aumenta gradativamente a partir de zero, a fim de se rastrear a evolução das raízes da equação transcendental, descartando-se as soluções espúrias. O problema de ambiguidade não ocorre em métodos diretos como  $J_1 \dots J_4$ ,  $J_1 \dots J_6$  (pos), e  $J_1 \dots J_6$  (neg).

Apesar dos problemas, os métodos espectrais clássicos ainda hoje são amplamente usados na prática. Por exemplo, o método  $J_1/J_3$  constitui o método 3

da norma ISO 16063-11, para calibração de acelerômetros (USUDA; KUROSAWA, 1999; VELDMAN, 2003). Em 2004, o método foi usado na calibração de medidores piezoelétricos de vibração na faixa de frequências entre 2 a 50 kHz, e com deslocamentos entre 0,002 a 0,2  $\mu\text{m}$ , e comparado com os resultados produzidos por métodos como o  $J_0$  mínimo,  $J_1$  mínimo e  $J_1$  máximo (XUE; HE, 2004). A técnica foi implementada em 2005, mas com radiação de microondas geradas por diodo Gunn no lugar de laser, objetivando monitorar sinais de movimentos respiratórios e de batimentos cardíacos (ABRAMOV et al., 2005). No lugar do interferômetro, foi empregada um arranjo diferencial com guias de ondas metálicos e retangulares a base de T-mágico. Adie et al. (2008) aplicaram o método  $J_1/J_3$  para medição de propriedades mecânicas de tecidos humanos na área de elastografia óptica coerente (*OCE – Optical Coherence Elastography*), uma técnica bastante eficiente na diferenciação de tumores e tecidos normais circunvizinhos. Em 2012 o método foi utilizado para medir/ajustar o valor do fator  $C$  que otimiza o método PGC (*Phase-Generated Carrier*) de demodulação de fase óptica (a ser discutido adiante) (BING et al., 2012). O sistema foi implementado num interferômetro de Michelson em óptica volumétrica com braços de 22 m de comprimento para fins de monitorar atividades geológicas. O sistema foi capaz de medir deslocamentos e vibrações com 20 pm de resolução, na faixa de frequências entre DC e 200 Hz. Um sistema similar foi apresentado em 2013, empregando-se um interferômetro de Michelson em fibra óptica montado em bancada, e com processamento de sinal via software LabVIEW (GAOSHENG et al., 2013). Ainda em 2013, resultados de testes executados em laboratórios do FBU Test-S.-Peterburg, em St. Petersburg, são divulgados, recomendado-se o método  $J_1/J_3$  como um eficiente padrão de referência de vibração pela Federação Russa de instrumentos de Medição, na faixa de 5 a 10 kHz (OKREPILOV; SMIRNOV, 2013).

Em 2014, um sistema sensor em fibra óptica para medição de vibração baseado em rede de Bragg foi caracterizado em (YANG et al., 2014), utilizando-se uma variante do método  $J_1/J_2$  em conjunto com o método PGC. A linearidade do sensor (densidade espectral de potência, dBm/Hz, do sinal detectado versus amplitude do sinal de teste, mV) chegou a 99,082% na frequência de 50 kHz. Essa variante do método  $J_1/J_2$  também foi usada na medição de deslocamentos, usando um interferômetro de Michelson e a técnica de modulação senoidal de frequência, tanto para melhorar a estabilidade da frequência de um diodo laser de cavidade

externa (ECLD – *External Cavity Laser Diode*), quanto a exatidão e faixa de medição (VU et al., 2016a). A frequência do ECDL foi modulada em 300 kHz, modulando-se a corrente de injeção, sendo travada (*locked*) na componente hiperfina do iodo,  $I_2$ , próxima a 633 nm.

Por sua vez, o método  $J_1 \dots J_4$  foi utilizado por Marçal et al, (2007) para caracterizar atuadores piezoelétricos flexensionais em termos de linearidade e resposta em frequência na faixa entre 1 e 50 kHz. Uma versão do método  $J_1 \dots J_4$  foi proposta em 2012 objetivando aumentar sua faixa dinâmica, atingindo-se o mesmo valor do método  $J_1 \dots J_6$ , porém, usando apenas duas componentes espectrais ( $V_1$  e  $V_3$ , sendo  $V_2$  e  $V_4$  interpoladas), em vez de seis (MARÇAL et al, 2012a). A validação dessa técnica foi realizada através de um modulador eletroóptico a base de célula Pockels de niobato de lítio. A faixa dinâmica para detecção de fase óptica foi aumentada para até 100 rad através da generalização do método anterior, e aplicada para análise de linearidade e resposta em frequência de atuadores piezoelétricos (MARÇAL et al., 2012b). Em 2016, uma outra variante do método  $J_1 \dots J_4$  foi usada para medir o índice de modulação de fase que, por sua vez, é aplicada ao método  $J_2/J_3$  para fins de medição de deslocamentos num interferômetro de Michelson realimentado (VU et al, 2016b). Novamente, é utilizada a técnica de modulação de frequência senoidal de um diodo laser de cavidade externa para atingir a estabilização de sua frequência central, na componente hiperfina do iodo (usando-se uma célula de  $I_2$ ), próxima a 633 nm, por meio de um sistema de realimentação alimentado por sinais extraídos da saída do interferômetro.

Em princípio, todos os outros métodos clássicos de análise espectral citados no texto apresentam limitação de MDPS. Novamente, ressalta-se nesta pesquisa a importância de se propor novos métodos/algoritmos que sejam capazes de aumentar a faixa dinâmica. Por isso, procurou-se na Tese desenvolver métodos espectrais capazes de operar com um interferômetro de Michelson homódino, passivo (em malha aberta) e de baixíssimo custo, e que sejam diretos (não é necessário resolver equações transcendentais, com a inversão de funções de Bessel), não tenham problemas de ambiguidade de fase, sejam imunes ao desvanecimento, não necessitem de correção de sinais algébricos (operem somente com o espectro de magnitudes), auto-consistentes (não demanda procedimento de auto-calibração) e possuam faixa dinâmica relativamente ampla.

### 1.2.2 Métodos ativos de demodulação de fase óptica.

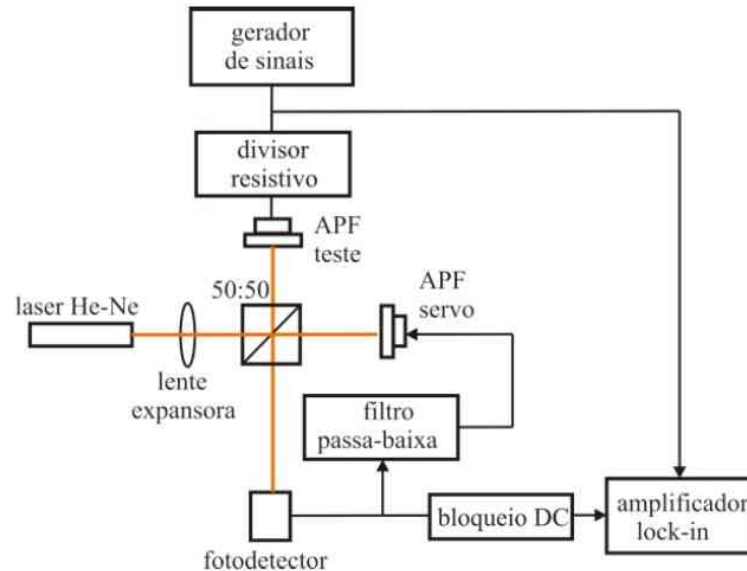
Quando a fase quase estática  $\phi_0(t)$  torna-se um múltiplo de  $\pm\pi/2$  rad, o interferômetro está na condição de quadratura de fase e exibe uma resposta  $v(t)$  linear com  $\phi(t)$  em regime de pequenos sinais. Quando  $\phi_0(t)$  for um múltiplo de  $\pm\pi$  rad, o interferômetro não exibe uma resposta linear, mesmo para pequenos sinais; sua resposta é atenuada e bastante distorcida. Se a profundidade de modulação da fase  $\phi(t)$  for maior que  $\pi/2$  rad, não haverá nenhuma proporcionalidade entre as formas de onda de  $v(t)$  e a fase total, mesmo que o interferômetro esteja em quadratura de fase. Muitas oscilações ocorrem na tensão de saída devido ao comportamento não linear da curva característica de entrada-saída do interferômetro. Ainda assim, várias técnicas de detecção de fase são sensivelmente beneficiadas se a condição de quadratura for satisfeita. Nesta seção, se discute o problema da estabilização da fase  $\phi_0(t)$  do interferômetro no ponto de quadratura, a revelia de perturbações ambientais espúrias. Como as flutuações da fase  $\phi_0(t)$  ocorrem em baixas frequências, tipicamente, abaixo de 5 Hz, a estabilização do padrão de interferência pode se concentrar nesta faixa de frequências a fim de se compensar a incidência das derivas externas.

Na demodulação homódina ativa, normalmente se insere um modulador de fase auxiliar no ramo de referência do interferômetro, e se emprega um laço de realimentação que age sobre esse modulador para obrigar o interferômetro a se manter na sua condição de quadratura. Conseqüentemente, a resposta do sistema a sinais de baixa amplitude ( $\phi(t) \ll \pi/2$ ) e alta frequência é linearizada em torno da posição de máxima sensibilidade.

O interferômetro de Michelson mostrado na Figura 4 emprega o clássico controle proporcional, e opera no chamado modo de baixo ganho. A tensão fotodetectada realimenta o modulador de fase auxiliar, que no caso é um atuador piezoelétrico (APF servo). A variação de fase introduzida pelo atuador auxiliar será denominada de  $\phi_r(t)$ . O modulador auxiliar recebe tanto o sinal de interesse  $\phi(t)$  quanto a fase aleatória  $\phi_0(t)$ , ou seja,  $\Delta\Psi(t) = \phi(t) + \phi_0(t)$ . A modulação desse modulador gera uma variação no comprimento do caminho óptico tal que (2) se torna igual a

$$v(t) = A \{ 1 + V \cos[\phi(t) + \phi_0(t) - \phi_r(t)] \} \quad (5)$$

Figura 4 - Diagrama esquemático de um interferômetro de Michelson com malha de controle proporcional.



Fontes: do próprio autor

Assume-se que a realimentação  $\phi_r(t)$  é rápida o suficiente para rastrear as lentas variações de  $\phi_0(t)$ , mas não as oscilações de  $\phi(t)$ .

Em geral, isto pode ser atingido com o auxílio de um filtro/amplificador com natureza passa-baixa conectado entre o fotodiodo e o atuador auxiliar, como mostrado na Figura 4. Quando o interferômetro trava na quadratura, a condição  $\phi_0 - \phi_r = (2m + 1)\pi/2$  rad é satisfeita, e o controlador compensa as variações espúrias em  $\phi_0(t)$  a fim de manter o interferômetro na quadratura. Se  $\phi_0(t)$  já estiver em  $\pi/2$  rad, então, o sinal do controlador  $\phi_r(t)$  será nulo. Por exemplo, se  $m=1$ , (5) torna-se:

$$v(t) = GRA \left[ 1 + V \cos\left(\phi(t) + \frac{\pi}{2}\right) \right] = GRA \left[ 1 - V \sin(\phi(t)) \right] \approx -GRAV \phi(t) \quad (6)$$

onde foi considerada a condição  $\phi(t) \ll 1$ , quando vale a aproximação  $\sin \phi(t) \approx \phi(t)$ . A grandeza  $R$  (dado em volts por watts) é a responsividade do fotodiodo e  $G$  é o ganho do amplificador. Desta maneira, a resposta do interferômetro é linearizada e o sinal de saída é diretamente proporcional a fase de interesse  $\phi(t)$ .

Sob o ponto de vista da teoria de controle clássico, a dificuldade que existe no tratamento matemático de sistemas não lineares foi inicialmente superada mediante algumas considerações e aproximações fundamentadas na teoria de sistemas lineares, a qual pode ser aplicada interpretando-se o sistema como linear por partes (estabilizar o ponto de operação em quadratura de fase através da linearização por série de Taylor). Neste contexto, tornou-se possível testar o potencial da teoria de sistemas lineares, beneficiando-se de seus poderosos resultados matemáticos, para o projeto de controladores que satisfizessem os requisitos de funcionamento e desempenho da planta. Esta é a abordagem regularmente empregada nos interferômetros estabilizados até os dias de hoje, salvo exceções, a qual envolve basicamente um dos dois passos a seguir:

(i) Operar em torno de um ponto de quadratura de fases extremamente estável, em modo de baixo ganho (UDD et al., 2011), ou então,

(ii) Linearizar a curva característica de entrada e saída (*feedback interferometry*), em modo de alto ganho (CHEUNG et al., 2003).

A primeira abordagem corresponde ao breve resumo que conduziu a expressão (6). Na segunda, realiza-se a conversão da curva característica (de entrada e saída) senoidal do interferômetro em um segmento de reta (SHIRAI et al., 1999), em concomitância com o uso de circuitos de *reset* (FRITSCH, ADAMOVSKI, 1981).

Contudo, o uso de técnicas lineares demanda o atendimento de certas condições que, em geral, exigem que o estado do sistema permaneça próximo do ponto de operação no qual foi linearizado. Além disso, surgem problemas devido à pequena faixa dinâmica (intervalo entre o menor e o maior valor de fase óptica que podem ser mensurados) gerada pela detecção direta de fase óptica (através do método de detecção de sinais com baixa profundidade de modulação), e daí, a necessidade de utilização de técnicas adicionais de *phase-unwrapping* para se aumentar essa faixa.

Recentemente, arranjos inovadores altamente estabilizados têm sido usados por diversos grupos de pesquisas para medição de vibrações/deslocamentos, recorrendo-se a interferômetros em fibra óptica dotados com redes de Bragg (*fiber Bragg-grating, PBG*) (ZHAO et al., 2015; XIE et al., 2010; LIN et al., 2004). Esses

sistemas são capazes de medir deslocamentos mecânicos, desde DC até altas frequências, bem como, proporcionar o sentido de direção desses deslocamentos, algo que a maioria dos arranjos não é capaz.

A perspectiva de se estabelecer uma nova agenda, na qual se reescreva o problema da realimentação em uma linguagem inovadora e mais abrangente que o tratamento clássico, tal qual a empregada comumente nas modernas teorias de controle não linear (e, portanto, mais adequada para operar com a natureza não linear da curva característica do interferômetro), se mostra promissora. Artigos que seguem esta orientação ainda são poucos e raros na literatura, mas já começam a se avolumar, como as propostas apresentadas por (HUI et al., 2013; LI et al., 2013a; LI et al., 2014; LI et al., 2015), todas dedicadas a sensores de alta tensão, assunto que será discutido nos próximos itens. Acredita-se que esta mudança de paradigma possa revelar detalhes ainda ocultos por trás da característica não linear do interferômetro e, conseqüentemente, ampliar seu poder de medição e simplificar os circuitos de realimentação automática.

### 1.2.3 A técnica heteródina sintética

Dentre a grande variedade de métodos publicados na literatura para detectar fase óptica, a técnica conhecida por alguns como heteródina sintética (COLE et al., 1982), e por outros, como PGC - *Phase Generated Carrier* (DANDRIDGE et al., 1982), é uma das mais amplamente usadas, devido a suas vantagens: excelente resolução, ótima linearidade, grande faixa dinâmica e elevada estabilidade (GAOSHENG et al., 2013). Além disso, permite trabalhar com sinais moduladores com formas de onda arbitrárias e com processamento de sinal em tempo real.

No método PGC também são realizadas operações com as componentes espectrais do sinal fotodetectado  $v(t)$ , contudo, adota-se uma abordagem diferente da usada no item 1.2.1 para descrever o sinal interferométrico. Neste caso, (2) é reescrita numa forma semelhante, embora conceitualmente diferente:

$$v(t) = A \{ 1 + V \cos[C \cos(\omega_0 t) + \Psi(t)] \} \quad (7)$$

onde  $A$  é uma tensão constante,  $V$  é a visibilidade de franjas,  $\Psi(t)$  é o desvio de fase total e  $C$  é o termo de amplitude da portadora na frequência  $\omega_0$ . Nota-se a semelhança com o apresentado no item 1.2.1, onde  $x$  foi substituído por  $C$  e  $\phi_0(t)$  por  $\Psi(t)$ , porém, agora, a informação esta em  $\Psi(t)$  e não na magnitude da cossenoide. Neste novo ponto de vista, o termo cossenoidal com amplitude  $C$  ( $x$  apresentado no item 1.2.1) e frequência  $f_0 = \frac{\omega_0}{2\pi}$  é apenas uma função auxiliar, que permite expandir (7) em série de funções de Bessel:

$$v(t) = \frac{A+AV}{2} \left\{ Q' \left[ J_0(C) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n}(C) \cos(2n\omega_0 t) \right] + 2 P' \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n-1}(C) \sin[(2n-1)\omega_0 t] \right\} \quad (8)$$

sendo  $P' = \sin[\Psi(t)]$ ,  $Q' = \cos[\Psi(t)]$  e  $\Psi(t) = \phi(t) + \phi_0(t)$  onde  $\phi(t)$  o sinal de interesse.

Para o perfeito funcionamento da técnica heteródina sintética/PGC convencional, torna-se necessário conhecer a visibilidade  $V$  e os argumentos de duas componentes de funções de Bessel, nas frequências  $f_0$  e  $2f_0$ . Tradicionalmente, o algoritmo PGC emprega a abordagem de diferenciação dessas componentes, seguida de multiplicação cruzada e o procedimento de *phase unwrapping* da função arco tangente (COLE et al., 1982).

Em 2007, a técnica PGC foi aplicada a um acelerômetro de Michelson em fibra óptica e com elemento sensor na forma de disco, obtendo-se sensibilidade de 82 rad/g e frequência de ressonância de 300 Hz (WANG et al., 2007); valores mínimos de fase mensurável igual  $10^{-5}$  rad e de mínima aceleração igual a 120 ng foram previstos teoricamente. Gráficos de linearidade e de resposta em frequência entre 20 e 160 Hz foram medidos evidenciando ótimos resultados. Ainda em 2007, o método PGC foi aplicado no monitoramento de intrusos dentro de um certo perímetro de vigilância com 1 km de fibra sensora (LAN et al., 2007). Usando um interferômetro de Mach-Zehnder, a presença de intrusos gerava sinais aleatórios não estáveis contendo muitos picos. O processamento do sinal foi realizado via FPGA (*Field Programmable Gate Array*) e DSP (*Digital Signal Processor*). Um medidor de pequenas amplitudes de vibração com interferômetro de Michelson em óptica volumétrica e detecção de fase óptica via PGC foi implementado por Kang et al.



(2008). Os feixes de saída do interferômetro incidiam sobre um sistema óptico adicional onde eram gerados quatro sinais de saída, detectados por quatro fotodiodos. Isto permitiu detectar amplitudes de vibração inferiores a  $\lambda/2$  (laser de He-Ne), as quais costumavam levar à medição incorreta de velocidades nos arranjos tradicionais, quando filtros passa alta eram empregados e destinados a suprimir o ruído eletrônico de baixa frequência e o termo de *offset* DC associado à intensidade óptica no fotodiodo. Aplicações de PGC na implementação de um sismômetro marinho em interferômetro de Michelson em fibra óptica foram reportados em (TIAN et al., 2009). Uma fita sísmica constituída por diversos estágios, cada qual com 100 m de comprimento e 32 sismômetros separados simetricamente ao longo de um cabo, com 45 mm de diâmetro e que continha todas as fontes laser, sensores ópticos e circuitos de demodulação. Em 2011 uma fibra óptica mono modo a base de polímero foi instalada num interferômetro Mach-Zehnder e se empregou o método PGC para medir deformação mecânica (*strain*) com alongação de até 10% (ABDI et al., 2011). O interferômetro foi interrogado com o auxílio de um acoplador direcional 3 x 3 na sua saída. A repetibilidade do sensor foi ótima e a linearidade aceitável. O método PGC foi testado em 2012 num acelerômetro muito compacto, cujo elemento sensor consistia de duas fibras mono modo de diferentes comprimentos e coladas longitudinalmente entre si (os dois braços de um interferômetro de Michelson), constituindo a haste sensora (PENG et al, 2012). A haste sensora foi engastada em duas extremidades, separadas por cerca de 10 cm, e uma massa foi colada no seu centro. Quando uma vibração externa era aplicada à massa na haste sensora, os comprimentos ópticos das duas fibras variavam diferentemente, induzindo desvios de fase óptica em ambas. A variação dos desvios de fase era proporcional à aceleração. Também em 2012, Suo et al. (2012) propuseram um microfone em fibra óptica usando um diafragma MEMS (*Microelectromechanics Systems*), o método PGC e interferômetro de Fizeau. O dispositivo apresentou boa sensibilidade (12 dB em 2 kHz) e SNR igual a 120 dB, possuindo maior precisão que as versões tradicionais de microfones capacitivos. Em 2013, foi publicado um artigo sobre sensor de vibração usando PGC e interferômetro Sagnac combinado com Mach-Zehnder, sendo o comprimento da fibra sensora compartilhado por ambos (LI et al., 2013b). O protótipo de sistema sensor, com 628 m de fibra sensora, foi testado evidenciando resolução espacial para detecção de distúrbios da ordem de 12 m. Um hidrofone em fibra óptica foi proposto no mesmo ano, consistindo de um laser DFB (*distributed feedback*) que alimenta um interferômetro de Michelson em malha fechada e que emprega a técnica

PGC (LI et al., 2013c). Outra arquitetura de sensor em fibra óptica distribuído para detecção de distúrbio foi proposta por Lin et al. (2014), usando uma versão PGC modificada e um interferômetro de Mach-Zehnder dual. O sensor conseguiu monitorar um trecho da ordem de 60 km com grande exatidão (erro de apenas 100 m), e se mostrou útil a detecção de intrusos ou monitoramento de oleodutos. Em 2015 foi proposto um arranjo para interrogar um interferômetro Fabry-Perot em tecnologia MEMS, através de interferômetro do tipo *path-matched differential* com luz branca e o método PGC (WANG et al., 2015). O sistema foi usado para detecção de campo acústico, recuperando-se o sinal com baixa distorção. No ano de 2016 foi divulgado um sistema com interferômetro Mach-Zehnder *dual-channel* interrogando uma rede de Bragg em fibra óptica, o qual apresenta elevada largura de banda, ótima resolução e sensibilidade sintonizável (CHANDRA et al., 2016). O interferômetro converte o desvio do comprimento de onda Bragg em variação de fase para o sensor PGC, o qual produz uma variação de intensidade na saída. O sistema pode ser usado na medição dinâmica de *strain* nas áreas de pesquisas em vibração, hidrofones e emissão acústica.

### 1.3 Sensores Ópticos de Tensões Elevadas

Medições em sistemas de alta tensão têm sido realizadas tradicionalmente através de transformadores com núcleo de ferro ou transformadores capacitivos (ambos os transdutores denominados de Transformadores de Potencial - TP). Atualmente, a utilização desses equipamentos nos modernos sistemas de energia elétrica encontram-se sob intensa revisão devido aos seus custos no longo termo, implicações sobre segurança dos operadores e das instalações nas suas proximidades durante uma falha, ao tempo de instalação e as exigências de aterramento da subestação, dentre outros. Desde que os sistemas digitais, de controle e de proteção foram introduzidos nos sistemas de energia elétrica, a capacidade de atuação diante de pequenos valores de tensão de saída dos transdutores, bem como, a mitigação dos efeitos de interferências eletromagnéticas, tornaram-se importantes.

Nos últimos anos, o setor de energia elétrica vem considerando as técnicas ópticas como alternativas adequadas para se medir alta tensão, em detrimento dos

TPs convencionais (RAHMATIAN et al., 2002). São os chamados TPs ópticos, ou também, de transformadores ópticos de tensão (OVT - *Optical Voltage Transformers*), ou ainda, sensores ópticos de tensão (OVS - *Optical Voltage Sensors*). A utilização de fibras ópticas para transportar o sinal óptico de medição, para o interior e exterior do sensor de medição, isola (*insulation*) eletricamente o observador do ambiente de alta tensão, e, isola (*isolation*) as medições, das interferências electromagnéticas (BI; LI, 2012). Características atraentes de sensores ópticos são: bom isolamento elétrico e nenhuma susceptibilidade a interferências eletromagnéticas ao longo do enlace de transmissão que conecta o sensor à subestação, capacidade de controlar remotamente e de forma segura os sistemas de energia, medições mais precisas, possuem ampla faixa dinâmica, elevada largura de banda, são mais leves, sua manutenção é reduzida, além de possuir rápida resposta a transitórios (LEON et al., 2001). Algumas desvantagens dos TPs ópticos se devem essencialmente a obsolescência dos sistemas de proteção e medição, que atualmente ainda contam com equipamentos de diversas gerações, projetados para receber sinais analógicos, que operam com sinais de tensão mais elevados. Neste caso, pode tornar-se necessária a utilização de conversores que amplifiquem estes sinais para níveis desejados, pois os TPs ópticos geram sinais de saída bem abaixo dos aceitáveis pelos sistemas convencionais (LIMA, 2009). Porém, com a natural modernização das subestações, esta desvantagem vem sendo gradativamente superada.

Na medição da alta-tensão, o sensor óptico tradicionalmente é um dispositivo baseado no efeito Pockels, medindo-se uma fração da tensão de fase de interesse, com o auxílio de um divisor de tensão a base de transformador de tensão capacitivo (ZHAO et al., 2012). Deve-se esclarecer que o efeito Pockels refere-se às alterações nas propriedades ópticas (índice de refração) de certos cristais, tais como o niobato de lítio ( $\text{LiNbO}_3$ ), na presença de campos elétricos externos. Assim, estes sensores são eminentemente sensores de campo elétrico e não de tensão elétrica propriamente dita, de modo que a relação entre a tensão aplicada e o campo elétrico deve ser previamente conhecida.

Nesta Tese tem-se interesse por explorar a classe de tensão de 13,8 kV, corresponde aos sistemas de distribuição de energia elétrica, em particular, para fins de monitoramento da qualidade da energia. Neste aspecto, os TPs ópticos fornecem

diversas alternativas para melhorar o desempenho dos sistemas de potência, visto que possuem grandes vantagens sobre os TPs convencionais. Dentre estas, porém, deve destacar uma em particular, a saber, suas elevadas larguras de banda (em princípio, são capazes de operar até na faixa de MHz) (KUKUKSARI; KARADY, 2011). Sabe-se que os transformadores de medição convencionais, baseados nos princípios eletromagnéticos, apresentam problemas com relação às suas respostas na presença de distorções harmônicas oriundas da rede. Já os transformadores para instrumentos ópticos têm apresentado excelente resposta, o que contribui significativamente para uma medição mais precisa dessas componentes harmônicas. Amplo é o conhecimento das consequências decorrentes da presença de altos níveis de distorção harmônica, tanto de tensão quanto de corrente, nos elementos componentes dos sistemas de energia e nas cargas elétricas, cada vez mais sensíveis a tais distorções (LIMA, 2009). A identificação da presença de componentes harmônicas, bem como sua quantificação, tem se tornado cada vez mais importante na avaliação da qualidade da energia elétrica. Consequentemente, toda técnica ou equipamento que venha a contribuir com a quantificação dessas distorções, em qualquer nível de tensão ou corrente, devem ser consideradas.

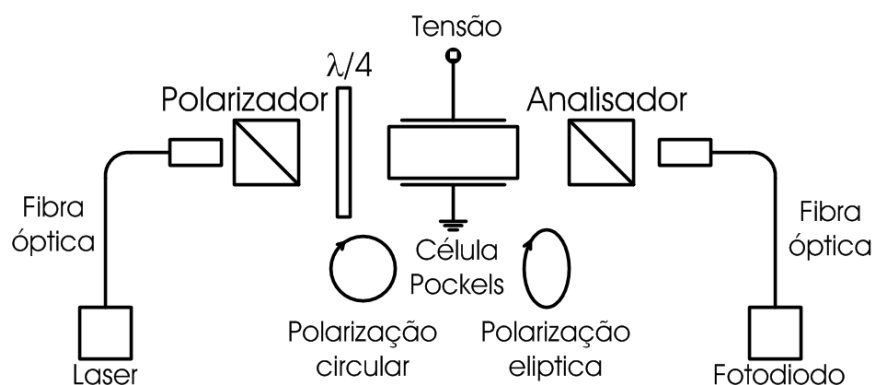
### **1.3.1 Técnicas ópticas para medição de alta tensão.**

Pesquisas sobre sensores ópticos de tensão CA tradicionais têm sido amplamente divulgadas nas duas últimas décadas, e a maioria desses sensores empregam cristais Pockels volumétricos como o elemento interrogador, no interior de uma configuração polarimétrica. A configuração clássica de modulador eletroóptico de intensidades (YARIV; YEH, 1984), proposta na década de 1980 para sistemas de telecomunicações, pode ser empregada como sensor óptico de tensões (ou OVS) elétricas elevadas. Um diagrama esquemático desse sistema é mostrado na Figura 5.

Desta maneira, um sensor de tensão típico é composto essencialmente de um cristal eletroóptico posicionado entre dois polarizadores cruzados. Como já foi dito, as alterações nas propriedades do material óptico, denominados de materiais eletro-ópticos, como resultado do campo elétrico circundante, podem ser mensuradas, em vez de se medir diretamente a tensão. Esta técnica baseia-se no mecanismo através do qual o material excitado eletricamente rotaciona a polarização da luz transmitida.

A quantidade de rotação da polarização depende da intensidade do campo elétrico associado à tensão que se deseja medir,  $v_s(t)$  em volts.

Figura 5 - Modulador eletroóptico de intensidade em configuração de sensor óptico de tensão elevada.



Fontes: do próprio autor

Uma informação importante é que existe grande similaridade entre a característica de entrada-saída de um OVS a base de célula Pockels e a relação (2), exceto pelo sinal algébrico [ou seja, (2) deve ser alterada para  $v(t) = A \{ 1 - V \cos[\phi(t) + \phi_0(t)] \}$ ] e pela visibilidade  $V$ , a qual se apresenta unitária no caso ideal. (Na prática, contudo,  $V$  pode também deve ser menor que a unidade devido a pequenos erros de orientação dos eixos do cristal ou a desalinhamentos da montagem experimental.) Isto ocorre porque, o arranjo do modulador eletroóptico de intensidades pode ser interpretado como um interferômetro polarimétrico: ocorre interferência entre as componentes dos modos próprios polarizados elípticamente após passarem por um analisador (polarizador na saída do sistema). Com isso, a maioria dos métodos propostos para detectar desvio de fase óptica em um interferômetro de dois feixes pode ser aplicada ao OVS. Contudo, uma característica interessante desse sistema é que a célula Pockels com eletrodos paralelos possui solução analítica, a qual pode ser deduzida a partir da teoria eletromagnética (YARIV; YEH, 1984).

Variações relativas nos índices de refração dos modos próprios do cristal, induzidas pelo campo elétrico externo, costumam causar variações apenas nas terceiras ou quartas casas decimais dessas grandezas. Contudo, mesmo que muito pequenas, tais variações são suficientes para se proceder à medição das tensões de interesse através de um OVS e da instrumentação eletrônica disponível atualmente.

Portanto, a configuração polarimétrica é capaz de mensurar valores extremamente pequenos de retardos de fase óptica no cristal eletro-óptico, da mesma ordem de grandeza que as presentes em interferômetros.

No entanto, como a técnica polarimétrica é sensível a estímulos muito fracos, na prática, ela também padece do fenômeno de desvanecimento, particularmente, se efeitos de birrefringências naturais do cristal eletro-óptico estão presentes. Derivas de temperatura induzem deslocamentos aleatórios de fase óptica que introduzem incertezas ao deslocamento de fase verdadeiro, o que conduzirá a flutuações no sinal de saída. Além disso, os efeitos de vibração mecânica no sistema causam uma indesejável modulação da intensidade da luz e, portanto, constituem uma fonte de ruído. Essas vibrações podem ser produzidas pelo circuito de operação do disjuntor, pelas condições ambientais ou pela interferência humana. Por conseguinte, o sinal detectado pode flutuar aleatoriamente em uma ampla faixa de magnitudes e durante breves períodos de tempo (desvanecimento), devido aos agentes de perturbação.

Os desvios aleatórios podem ser rastreados e compensados para manter o funcionamento do OVS em regime de quadratura de fase óptica (HUI et al., 2013). No entanto, em várias aplicações, existe uma necessidade de um método simples e confiável de demodulação de fase. Novas técnicas de demodulação de fase aplicada à área de interferometria óptica têm sido desenvolvidas na FEIS-UNESP, e que permitem mensurar a profundidade da modulação de fase dinâmica de forma bastante eficiente. Tais métodos proporcionam leituras lineares de deslocamentos de fase dinâmica nesses sistemas polarimétricos, independentemente da deriva aleatória de fase devido às flutuações de temperatura e pressão ambientes, às instabilidades da fonte óptica (laser) e às mudanças na visibilidade das franjas de interferência.

Um cristal cujos índices de refração apresentam grande estabilidade com a temperatura é o BGO ( $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ ). Em 2012 foi publicado um estudo sobre o uso de luz branca com célula Pockels de BGO para medir tensão na classe de 69 kV (SANTOS et al., 2012). No sistema, utiliza-se um interferômetro polarimétrico sensor e um interferômetro recuperador de coerência óptica para interrogar o primeiro. Três arranjos são descritos, retratando a evolução da pesquisa em termos de circuito óptico e com as técnicas de processamento de sinal.

Um grande problema de se medir alta tensão diretamente usando sensores eletro ópticos é causado por sua extrema sensibilidade, a qual geralmente é muito grande em comparação com a tensão medida. A solução convencional é usar um divisor capacitivo ou resistivo para se amostrar uma pequena porção da tensão total aplicada ao sensor. Em 2013 foi divulgado um sensor Pockels para se medir alta tensão (450 kV) diretamente (KUMADA; HIDAHA, 2013). O sistema consistia em oito barras de cristal BGO associadas em série, um sistema óptico operando com dois comprimentos de onda (*two-wavelength dual laser system*), em 1300 e 1550 nm, um multiplexador e um demultiplexador ópticos, dois fotodiodos e fibras ópticas, possuindo largura de banda de DC até GHz.

Além dos TPs ópticos a base de cristais Pockels, encontram-se atualmente versões que se beneficiam de outros princípios físicos como, por exemplo, do efeito piezoelétrico reverso que ocorre em cerâmicas como o PZT, bem como, da disponibilidade das modernas redes de Bragg em fibra óptica. Neste caso, a presença de um campo elétrico de valor elevado provoca deformação mecânica da piezocerâmica; se uma rede de Bragg estiver colada/acoplada à piezocerâmica, ocorre variação no espaçamento da rede de acordo com a deformação gerada, e daí, variação no comprimento de onda refletido pela mesma. Esta variação pode ser medida com o auxílio de um analisador de espectro óptico ou algum outro tipo de sistema de interrogação, e então, correlacionada à tensão que deseja medir (ALIL; WERNECK, 2011; RIBEIRO et al., 2013).

## 1.4 Objetivos da Tese

O principal objetivo desta Tese de Doutorado é propor métodos inéditos ou aperfeiçoar métodos já consagrados de medição de fase óptica através de interferometria laser, visando contribuir com a evolução da área.

Para isto, novos arranjos experimentais são projetados, novos algoritmos para processamento de sinais fotodetectados na saída do sistema são formulados, medições experimentais são executadas em ambiente de laboratório e os resultados são confrontados com previsões teóricas, resultados de simulações computacionais ou dados da literatura, a fim de validar/avaliar as novas proposições. Na medida do

possível, dá-se preferência por técnicas inovadoras implementadas em configuração homódina (os feixes do interferômetro estão na mesma frequência), que operem com grande faixa dinâmica (sejam capazes de detectar desvios de fase ao longo de várias ordens de grandeza), que sejam auto consistentes (não exijam procedimentos de auto-calibração inicial do interferômetro, antes de se proceder às medições em valores absolutos), sem problemas de ambiguidade de fase (para cada sinal fotodetectado não deve existir mais de uma solução possível), diretas (evitando-se a necessidade de resolução de equações transcendentais) e que sejam simples de se implementar (não exigindo circuitos ópticos ou eletrônicos complexos). Os métodos devem ser imunes ao fenômeno de desvanecimento do sinal de saída, recorrendo-se às técnicas de compensação passivas (interferometria em malha aberta) ou ativas (interferometria em malha fechada). Embora o processamento de sinal possa ser realizado analogicamente, dá-se preferência pela forma digital, em vista que os problemas que serão abordados não exigem operações em altíssimas frequências (trabalha-se abaixo da faixa de MHz), e também, pela disponibilidade de poderosas plataformas (placas de aquisição, DSP, FPGA, microcontroladores, etc.) disponíveis atualmente, versáteis e de baixo custo. Esse processamento digital pode se dar através de pós-processamento de sinais amostrados ou em tempo real, e, os algoritmos podem ser implementados no domínio temporal ou espectral. O efeito do ruído eletrônico sobre o desempenho dos métodos devem ser levados em consideração, para determinação da resolução e faixa dinâmica. Na busca pela simplicidade e baixo custo, os protótipos são montados em óptica volumétrica, pois esta proporciona maior flexibilidade em caso da necessidade de modificações rápidas (ao contrário das versões definitivas, em fibra óptica ou óptica integrada, por exemplo).

## **1.5 Organização do Texto**

Este relatório de Tese está dividido em seis capítulos, incluindo-se esta Introdução. No Capítulo 2, apresenta-se uma breve discussão sobre interferômetros ópticos de dois feixes, com ênfase no interferômetro de Michelson, dedicado a medir nano deslocamentos, e, no arranjo polarimétrico a base de célula Pockels, adaptado para a medição de tensões elétricas elevadas. O Capítulo 3 é dedicado à



apresentação de métodos inéditos de medição de fase óptica explorando-se o espectro do sinal fotodetectado.

No capítulo 4 descrevem-se o interferômetro de Michelson em malha fechada, um modelo de simulação (em Simulink), uma técnica de detecção do sinal interferométrico, com seus embasamentos matemáticos e desafios de implementação e uso. Apresenta-se também algumas considerações sobre estabilidade e os resultados de simulação.

No capítulo 5, descrevem-se o método heteródino sintético clássico de demodulação de fase óptica, e, propõe-se melhorias e novos métodos baseados em realimentação. As propostas são aplicadas para o arranjo interferométrico de Michelson em montagem volumétrica e também para os interferômetros polarimétricos.

No capítulo 6, descrevem-se os arranjos interferométricos de Michelson em óptica volumétrica e o polarimétrico, e, as respectivas implementações experimentais na UL (Universidade de Limerick na Irlanda) e no LOE. Apresentam-se resultados experimentais e evidencia-se a capacidade de demodulação de sinal arbitrário. Por fim, apresentam-se as conclusões e sugestões por trabalhos futuros no capítulo 7.

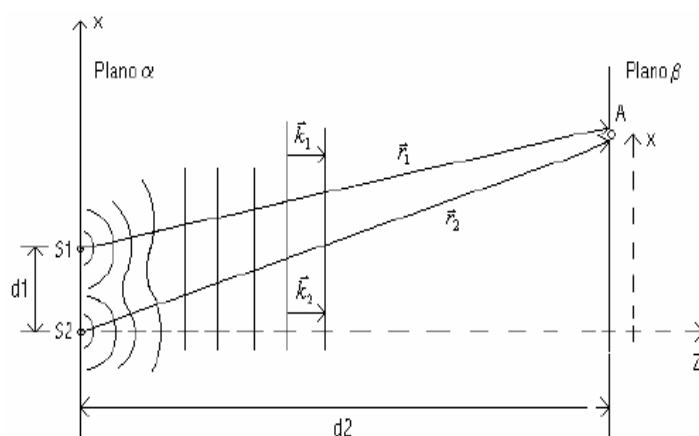
## 2 Interferômetros De Dois Feixes

Com resolução que permite medições de variação de deslocamento mecânico da ordem de  $10^{-4} \text{ \AA/Hz}^{1/2}$  (ROYER; DIEULESAINT, 1986), o interferômetro é objeto de pesquisa desde o final do século XIX, com os trabalhos de Michelson e Morley objetivando o estudo do “éter” (BORN; WOLF, 1980), até os dias de hoje. Pelo fato de ser composto por dois braços independentes, o interferômetro de Michelson é o mais clássico exemplo de um interferômetro de dois feixes, entretanto, arranjos polarimétricos, em que os feixes de luz caminham superpostos com polarizações distintas, também podem ser matematicamente descritos como interferômetros de dois feixes.

### 2.1 Experimento de Young

Em 1801, Thomas Young elaborou um experimento no qual uma fonte de luz primária incidiu sobre duas fendas estabelecidas numa tela opaca, gerando-se dois feixes de luz secundários, que se interferiam sobre um anteparo posicionado a certa distância da tela (HECHT, 1987; CLOUD, 1995].

Figura 6 - Representação do experimento de Young para duas fontes de luz.



Fonte: Adaptado de Leão (2004).

Originalmente, o fenômeno foi interpretado segundo o princípio de interferência de Huygens (BORN; WOLF, 1980), da interferência de ondaletas (*wavelets*).

Sob o ponto de vista eletromagnético, interpreta-se o experimento de Young partindo-se de uma única fonte, que após passar por duas fendas, dá origem a duas fontes de luz  $S_1$  e  $S_2$  no plano  $\alpha$  [figura 6], constituídas por ondas eletromagnéticas transversais (TEM) cilíndricas a partir das fendas, conforme descrito na referência (DAKIN; CULSHAW, 1988). Neste caso a condição de paralelismo entre os vetores  $\vec{k}_1$  e  $\vec{r}_1$  e entre  $\vec{k}_2$  e  $\vec{r}_2$  [figura 6] é satisfeita no plano  $\beta$ , distante do plano  $\alpha$ , e localizado em  $Z=0$ . No caso deste trabalho opera-se com duas frentes laser no lugar de fendas  $S_1$  e  $S_2$ , que são ondas TEM planas, ou seja, os vetores  $\vec{k}_1$  e  $\vec{r}_1$ , bem como os vetores  $\vec{k}_2$  e  $\vec{r}_2$ , podem ser considerados paralelos quando as dimensões  $d_1$  e  $x$  são muito menores que  $d_2$  [figura 6].

A intensidade óptica calculada, partindo do campo elétrico total, é descrita a seguir. Inicialmente uma onda plana, propagando em meio uniforme e sem perdas, é genericamente representada em notação fasorial como:

$$\vec{e} = \vec{E}_0 e^{-j(\omega t + \xi - \vec{k} \cdot \vec{r})} \quad (9)$$

sendo:  $\vec{r}$  é o vetor que descreve a frente de onda;  
 $\vec{k}$  um vetor de onda que está na direção de propagação;  
 $\omega$  é a frequência angular;  
 $\xi$  é a fase inicial;  
 $\cdot$  denota produto escalar dos vetores;  
 $\vec{E}_0$  é o vetor amplitude de campo elétrico.

A intensidade óptica associada ao campo (9), vista pelos olhos humanos, ou, quando convertida em sinal elétrico por um fotodiodo, é proporcional ao valor médio do vetor de Poynting, e, que no caso de ondas planas (campo distante da fonte), é dada por:

$$I(r, t) = \frac{\vec{e}_t(r, t) \cdot \vec{e}_t^*(r, t)}{2} \quad (10)$$

sendo:  $\vec{e}_t(r, t) = \vec{e}_1(r, t) + \vec{e}_2(r, t)$ , considerando que  $\vec{e}_1$  é o campo distante emitido pela fonte  $S_1$ , enquanto  $\vec{e}_2$  é o campo emitido por  $S_2$ .

Supondo-se a condição de paralelismo entre os vetores  $\vec{k}_1$  e  $\vec{r}_1$  e entre os vetores  $\vec{k}_2$  e  $\vec{r}_2$ , o que torna o produto escalar simplesmente igual ao produto dos módulos, e, considerando-se (9) e (10), tem-se:

$$\begin{aligned}
2I(r,t) &= |\vec{E}_{01}|^2 + |\vec{E}_{02}|^2 + \vec{E}_{01} e^{-j(\omega_1 t + \xi_1 - k_1 r_1)} \cdot \vec{E}_{02}^* e^{j(\omega_2 t + \xi_2 - k_2 r_2)} + \\
&\quad + \vec{E}_{01}^* e^{j(\omega_1 t + \xi_1 - k_1 r_1)} \cdot \vec{E}_{02} e^{-j(\omega_2 t + \xi_2 - k_2 r_2)} \\
&= |\vec{E}_{01}|^2 + |\vec{E}_{02}|^2 + \vec{E}_{01} \cdot \vec{E}_{02}^* e^{-j((\omega_1 - \omega_2)t + \xi_1 - \xi_2 - (k_1 r_1 - k_2 r_2))} + \\
&\quad + \vec{E}_{01}^* \cdot \vec{E}_{02} e^{j((\omega_1 - \omega_2)t + \xi_1 - \xi_2 - (k_1 r_1 - k_2 r_2))}
\end{aligned} \tag{11}$$

Aplicando a relação  $\cos(a) = \frac{e^{ja} + e^{-ja}}{2}$  a (11) tem-se:

$$2I(r,t) = |\vec{E}_{01}|^2 + |\vec{E}_{02}|^2 + 2\vec{E}_{01} \cdot \vec{E}_{02}^* \cos((\omega_1 - \omega_2)t + \xi_1 - \xi_2 - (k_1 r_1 - k_2 r_2)) \tag{12}$$

Substituindo os termos abaixo

$$I_0 = |\vec{E}_{01}|^2 + |\vec{E}_{02}|^2 \tag{13a}$$

$$V = \frac{2\vec{E}_{01} \cdot \vec{E}_{02}^*}{|\vec{E}_{01}|^2 + |\vec{E}_{02}|^2} \tag{13b}$$

$$\Delta\omega = \omega_1 - \omega_2 \tag{13c}$$

$$\Psi = \xi_1 - \xi_2 \tag{13d}$$

$$\chi = k_1 r_1 - k_2 r_2 \tag{13e}$$

em (12), obtém-se a equação fundamental para o equacionamento e análise dos interferômetros de dois feixes, dada por:

$$I(r,t) = \frac{I_0}{2} [1 + V \cos(\Delta\omega t + \Psi - \chi)] \tag{14}$$

O termo  $I_0/2$  é denominado intensidade óptica do ponto de polarização (*bias*). Os demais termos em (13a-e), bem como, o tipo de interferômetro usado neste experimento, serão discutidos a seguir.

### 2.1.1 Visibilidade de Franjas

Define-se visibilidade  $V$  o termo em (14) que multiplica o termo em cosseno do sinal a ser detectado no interferômetro. Uma boa relação sinal-ruído depende de quão grande é  $V$ , daí a sua importância. Objetiva-se, portanto, a maximização da visibilidade para facilitar a detecção das fases ópticas durante as medições. Repetindo-se (13b) tem-se:

$$V = \frac{2 \vec{E}_{01} \cdot \vec{E}_{02}^*}{|\vec{E}_{01}|^2 + |\vec{E}_{02}|^2} \quad (15)$$

onde o termo  $\vec{E}_{01} \cdot \vec{E}_{02}^*$  do numerador é uma multiplicação escalar de vetores, que é máximo quando os vetores são paralelos, e nulo quando os vetores são ortogonais. Isto reflete a importância das polarizações dos feixes em um arranjo interferométrico pois, quando os vetores estão ortogonais, a informação interferométrica é nula.

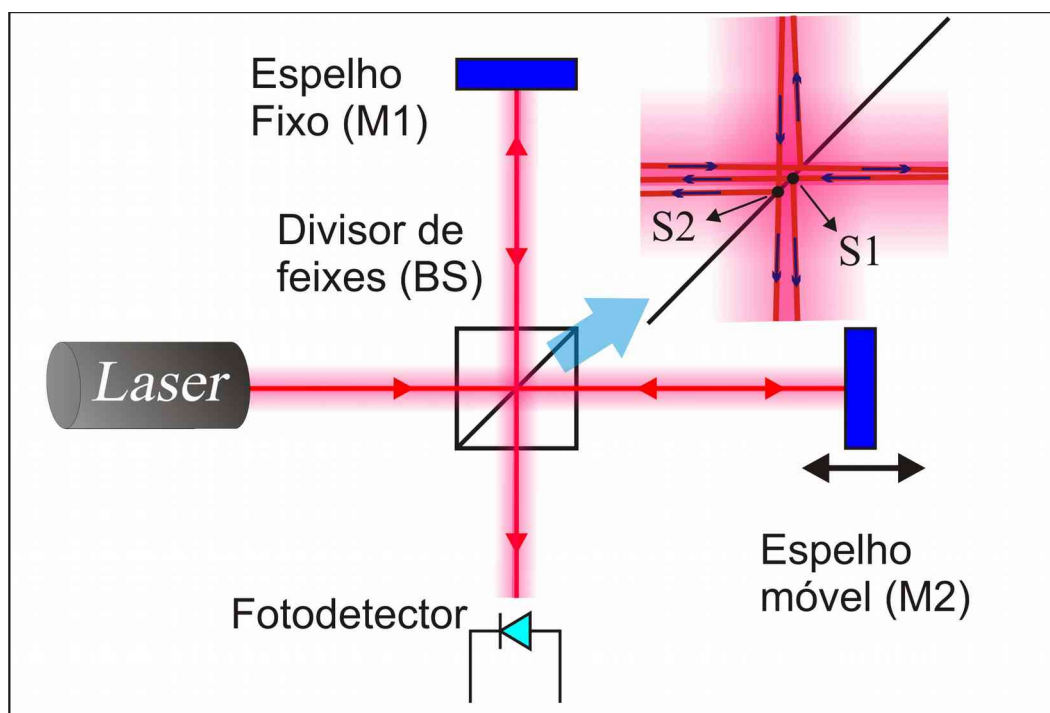
Quando os vetores  $\vec{E}_{01}$  e  $\vec{E}_{02}$  estão perfeitamente paralelos, no numerador ocorre uma simples multiplicação dos módulos dos vetores, e assim, uma análise escalar pode ser aplicada. Neste caso, e quando os vetores  $\vec{E}_{01}$  e  $\vec{E}_{02}$  têm a mesma magnitude, ou seja, quando  $|\vec{E}_{01}| = |\vec{E}_{02}|$ , a equação (15) assume o valor 1. Por outro lado, quando se aumenta exageradamente a diferença entre os módulos dos vetores, a expressão (15) tende a 0. Portanto a visibilidade é um termo que varia de 0 a 1. Por este motivo, frequentemente, os interferômetros de dois feixes utilizam divisores de feixe de 50%, para que ambos os feixes tenham intensidades iguais que, conjuntamente ao alinhamento criterioso, busca a maximização da visibilidade.

## 2.2 Interferômetro de Michelson

Originalmente, o arranjo interferométrico de Michelson foi proposto por Albert Abraham Michelson no final do século XIX (BORN; WOLF, 1980). Esse arranjo, descrito esquematicamente na figura 7, é regularmente usado para medições de vibrações mecânicas. Nessa configuração, um feixe de laser incide sobre um divisor

de feixes (um espelho semi-refletor) e, a partir daí, obtêm-se dois feixes que seguirão caminhos distintos.

Figura 7 - Desenho esquemático do interferômetro de Michelson e vista em detalhe que se assemelha ao experimento de Young



Fonte: do próprio autor

No esquema [figura 7] o feixe de laser incide sobre o espelho semi-refletor BS que reflete uma das suas partes em direção ao espelho M1, e que transmite a outra parte em direção ao espelho M2. Os feixes refletidos por M1 e M2 incidem novamente sobre o espelho semi-refletor BS, e são novamente refletidos e transmitidos parcialmente, para o fotodetector e para o laser, respectivamente.

Observa-se, entre o espelho semi-refletor e o fotodetector (na vista em detalhe na figura 7), uma geometria análoga à vista no experimento de Young [figura 6], o que permite aproveitar o resultado em (14). Como os feixes têm mesma frequência e um alinhamento ideal, onde  $d_1$  [figura 6] tende a zero, tem-se  $\Delta\omega=0$  e  $\chi\simeq 0$  (ver observação no final deste capítulo), e (14) pode ser escrita como:

$$I(t) = \frac{I_0}{2} [1 + V \cos(\Psi)] \quad (16)$$

onde  $\Psi$  é a diferença de fase óptica medida a partir das fontes equivalentes  $S_1$  e

$S_2$ , e que corresponde a diferença de fase entre os dois braços do interferômetro causada pela diferença entre os caminhos ópticos na direção do espelho M1 e do espelho M2. Assim se o espelho M1 for fixo e M2 for móvel,  $\Psi$  se deve ao movimento de M2 e à diferença de caminho óptico entre os dois braços.

Entende-se por diferença de caminho óptico entre os braços do interferômetro,  $\varphi$ , não somente a diferença de distância entre os espelhos, mas sim, a distância vista pela luz, que também sofre influência do índice de refração do meio (GIALLORENZI et al., 1982) dada por:

$$\varphi = 2\pi \frac{nl}{\lambda} \quad (17)$$

sendo:  $n$  = índice de refração do meio;  
 $l$  = diferença de comprimento entre os ramos;  
 $\lambda$  = comprimento da onda do laser.

Quando se representa (17) na forma diferencial, verifica-se uma variação de fase de modo que:

$$\Delta\varphi = \xi_1 - \xi_2 = \frac{2\pi}{\lambda} \left[ n\Delta l + l\Delta n - nl\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \right] = \Psi \quad (18)$$

O interferômetro aqui descrito, e que será usado no modelo de simulação, tem como objetivo medir a variação de fase óptica causada pela alteração da posição de um dos espelhos [figura 7], ou então, a variação temporal de um estímulo que altera a posição do espelho M2 (fazendo-o vibrar). Com este objetivo, a montagem do interferômetro visa manter os outros parâmetros ( $n$  e  $\lambda$ ) sem variação. Sendo o ar o meio em que ambos os feixes de laser são propagados, tem-se  $n_1 = n_2 = 1$ , e assim  $\Delta n = 0$ . Considera-se também que o laser tenha um comprimento de coerência superior às dimensões do interferômetro, e assim,  $\Delta\lambda = 0$ . Além disso, no interferômetro de Michelson, o movimento do espelho causa o dobro da variação do caminho óptico (pois o feixe incide e retorna pelo mesmo trajeto), e assim, obtém-se de (18):

$$\Psi = \frac{4\pi\Delta l}{\lambda} \quad (19)$$

O interferômetro de Michelson opera introduzindo-se uma variação temporal em  $\Psi$ , que pode ser escrito como uma parcela de fase inicial e uma parcela variável no tempo:  $\Psi = \phi(t) + \phi_0$ , sendo que  $\phi(t)$  é proporcional ao estímulo aplicado ao interferômetro e que produz a saída de interesse, e,  $\phi_0$  é uma fase constante do interferômetro, a qual, em princípio, é constante. Substituindo (19) em (16) tem-se a equação que relaciona a entrada com a saída:

$$I(t) = \frac{I_0}{2} [1 + V \cos(\phi(t) + \phi_0)] \quad (20)$$

o que corresponde a um sinal PM (*Phase Modulation*) sem portadora (CARLSON; CRILLY; RUTLEDGE; 2002).

Maximizando-se o valor da visibilidade  $V$ , obtém-se um melhor contraste entre o termo variável no tempo, e que contém a informação de interesse, e a intensidade óptica de fundo (o termo constante,  $I_0/2$ ). Para maximizar o valor da visibilidade  $V$ , observa-se pela equação (15), que os feixes de laser devem possuir polarizações paralelas e de intensidades iguais. Para obtenção de feixes de intensidades iguais, em montagens de interferômetros Michelson, geralmente, usa-se um espelho semi-refletor de relação entre o feixe refletido e o transmitido de 50/50%. Para se obter o paralelismo das polarizações, os feixes de laser devem ser cuidadosamente alinhados. Alinha-se os dois feixes de laser analisando-se as imagens (franjas) obtidas pela projeção dos feixes em um anteparo, o que será detalhado no próximo item.

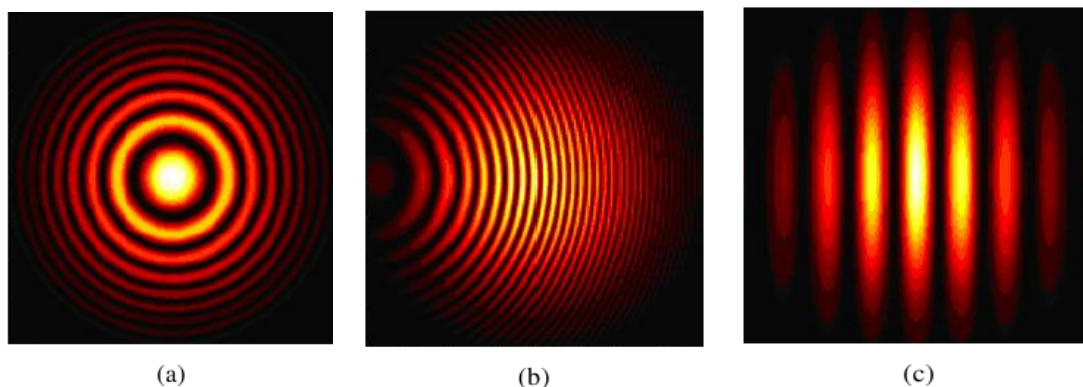
## 2.2.1 Franjas no Interferômetro de Michelson

O interferômetro de Michelson, que usa fontes de luz laser cuja intensidade tem distribuição transversal gaussiana, pode gerar diferentes tipos de franjas na saída do experimento de Young. Demonstra-se matematicamente (BARBOSA, 2009), que a formação das franjas depende da distância entre  $S_1$  e  $S_2$  na figura 7, denominada "a", equivalente à distância  $d_1$  [figura 6], e, da distância denominada  $\Delta z$ , equivalente à diferentes distâncias longitudinais  $d_2$  [figura 6] para as fontes  $S_1$  e  $S_2$ . Tem-se um alinhamento ideal, ou seja,  $a=0$ , quando as franjas tornam-se círculos concêntricos



[figura 8a]. Franjas paralelas [figura 8c] são obtidas quando  $\Delta z=0$  e  $a \neq 0$ . Quando  $a \neq 0$  e  $\Delta z \neq 0$ , tem-se franjas hiperbólicas [figura 8b].

Figura 8 - Simulação dos três tipos de franjas que um interferômetro de Michelson pode produzir: a) franjas circulares:  $a = 0 \mu\text{m}$  e  $\Delta z = 0,5 \mu\text{m}$ , b) franjas intermediárias:  $a = 30 \mu\text{m}$  e  $\Delta z = 50 \mu\text{m}$  c) franjas retas e paralelas:  $a = 30 \mu\text{m}$  e  $\Delta z = 0 \text{ m}$ .



Fonte: (BARBOSA, 2009)

Neste trabalho, as simulações são feitas com as seguintes premissas: do interferômetro operar em franjas circulares; o fotodetector converter um único ponto da franja em sinal elétrico (amostrador pontual).

Antes de prosseguir, é importante destacar um detalhe que diferencia as expressões (14) e (16). Segundo (BARBOSA, 2009), a expressão geral (14), para  $I(r, t)$ , contém informações sobre a variação espacial (franjas da figura 8) e a variação temporal da intensidade óptica projetada em um anteparo. Contudo, a partir do momento em que se usa um fotodiodo com uma pequena janela de detecção, isto equivale a se usar um amostrador pontual desta projeção, que capta as informações no ponto  $r(x, y)$  constante do plano  $\beta$  (figura 6). Em retrospecto, este é o motivo de se adotar  $\chi=0$  em (14), e, sem perda de generalidade torná-la igual a (16),  $I(r, t)=I(t)$ . Com isto, o sinal interferométrico passa ser uma função essencialmente temporal.

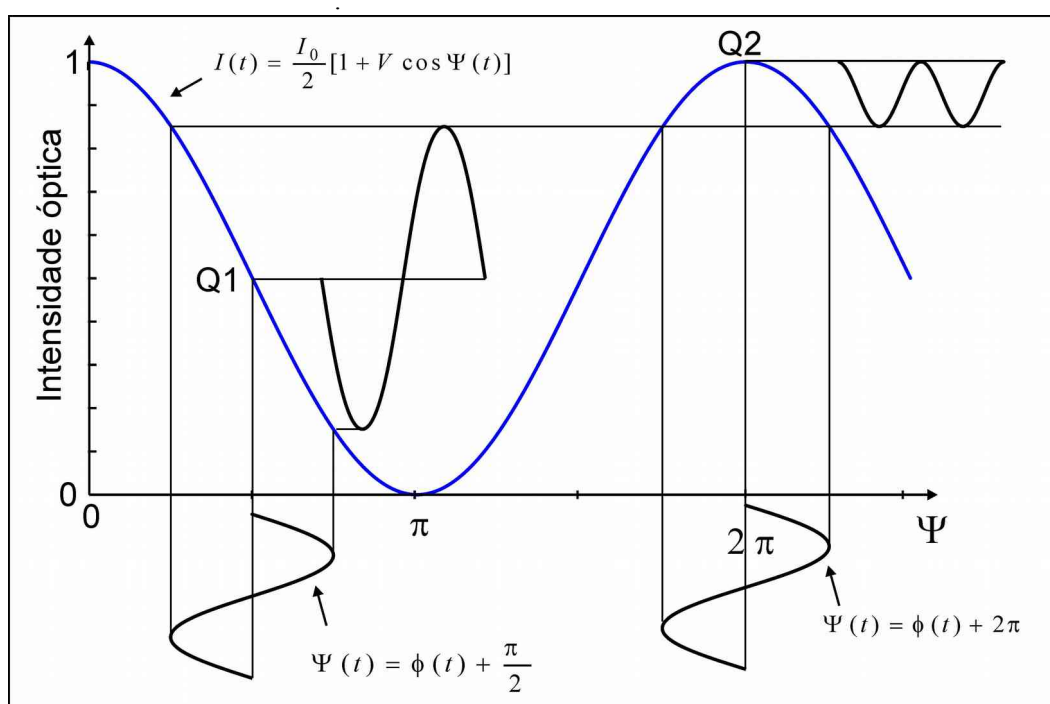
Na prática, é interessante que haja a colocação de uma lente expansora antes do fotodetector. Com isto, os feixes são expandidos na direção transversal, e assim, a janela de detecção do fotodiodo aproxima-se do amostrador pontual.

Discute-se, a seguir, as principais características do interferômetro em malha aberta, e o método de baixa profundidade de modulação.

## 2.3 Interferômetro em malha aberta

A relação de transferência entre a variação de fase em um dos braços do interferômetro (entrada) e a intensidade óptica (normalizada) percebida pelo fotodetector (saída) é dada pela curva característica mostrada na figura 9, que representa graficamente a equação (20) para  $V=1$  e  $\Psi = \phi(t) + \phi_0$ .

Figura 9 - Curva característica do interferômetro que relaciona a variação de fase com a intensidade óptica



Fonte: do próprio autor

Conforme a discussão da seção 2.2, a variação total de fase relativa entre os braços do interferômetro,  $\Delta \Psi$ , é dada pela soma de uma parte variável no tempo  $\phi(t)$ , é uma parte constante,  $\phi_0$ . A intensidade óptica, vista pelo fotodetector, pode ser representada pela soma de uma parte variável,  $\Delta I(t)$ , com uma parte constante. No ponto Q1 da figura 9, onde  $\phi_0 = \pi/2 \text{ rad}$ , observa-se que  $\Delta I(t) \simeq -(I_0/2)V \phi(t)$ , e, sendo  $\phi(t) = x \text{ sen } \omega_s t$ , tem-se  $\Delta I(t) \simeq -(I_0/2)V x \text{ sen } (\omega_s t)$ . No ponto Q2 da figura 9, onde  $\phi_0 = 2\pi \text{ rad}$ , e sendo  $\phi(t)$  senoidal, mostra-se que  $\Delta I(t) \simeq (I_0/2)V (x/2)^2 \cos(2\omega_s t)$ . Ambas as aproximações são válidas desde que o índice de modulação de fase  $x$  seja tal que  $x \ll 1 \text{ rad}$ . Portanto enquanto se opera na condição de quadratura de fase (ponto

de polarização de sinal Q1), o sinal de excitação de entrada e o sinal de saída do interferômetro são proporcionais (a menos do sinal algébrico). Porém em torno do ponto de polarização de sinal Q2, o sinal de saída é uma versão distorcida da entrada com elevado conteúdo de segunda harmônica. Como as aproximações acima são válidas para  $x \ll 1$ , e, como  $x^2 \ll x \ll 1$ , na verdade, o sinal de saída em torno de Q2 é aproximadamente nulo, em primeira aproximação.

Esta discussão reflete a ação da variação aleatória da fase  $\phi_0$ , conduzindo ao desvanecimento do sinal interferométrico de saída. Num interferômetro em malha aberta, o ponto de polarização pode evoluir de Q1 para Q2 em questão de minutos dificultando o procedimento de detecção do sinal.

Aplicando a propriedade trigonométrica do  $\cos(a+b)$  à equação (20) tem-se:

$$I(t) = \frac{I_0}{2} [1 + V \cos(\phi(t)) \cos(\phi_0) - V \sin(\phi(t)) \sin(\phi_0)] \quad (21)$$

Na figura 9 visualiza-se a situação em que o interferômetro tem como entrada um sinal senoidal, aplicado a um atuador (por exemplo) que altera a posição de um dos espelhos do interferômetro que, por sua vez, altera a fase relativa entre os dois braços do interferômetro. Quando  $\phi_0 = \pi/2 \text{ rad}$ , chamada de situação de quadratura de fase, (21) torna-se igual a:

$$I(t) = \frac{I_0}{2} [1 - V \sin(\phi(t))] \quad (22)$$

Esta constitui a situação ideal, desejável para se operar o interferômetro homódino, em várias aplicações. Neste caso, quando  $\phi(t) \ll 1 \text{ rad}$ , o sinal  $I(t)$  resulta proporcional à entrada, e, quando  $\phi(t) > 1 \text{ rad}$ , o sinal de saída tem a maior amplitude de pico a pico possível, bem como, simetria de meia-onda, o que facilita sensivelmente o processo de demodulação. Contudo o sinal (22) é típico de interferômetro estabilizados, operando em malha fechada. Quando a malha está aberta, a deriva de  $\phi_0$  o torna diferente de  $\pi/2$  permitindo-se que o desvanecimento ocorra livremente.

Devido à grande sensibilidade do interferômetro, as variações decorrentes das vibrações espúrias do ambiente e variações térmicas que geram variações em  $\phi_0$ , podem ser iguais ou maiores que as variações decorrentes da excitação de entrada  $\phi(t)$ , como será visto na próxima seção.

### 2.3.1 Desvanecimento do sinal Interferométrico

Um desafio da interferometria, também presente no interferômetro de Michelson, é a instabilidade do termo de fase  $\phi_0$  de (20). Para o caso idealizado, o termo  $\phi_0$  deveria permanecer estático. Entretanto, variações mínimas de caminho óptico no trajeto dos ramos sensor ou de referência, devido as perturbações ambientais, podem tornar  $\phi_0$  uma função variável aleatoriamente no tempo. Este problema dá origem ao desvanecimento do sinal de saída ou “*fading*”. O nome desvanecer, i.e. sumir, é empregado pelo fato do sinal detectado, em alguns momentos, apresentar amplitude mensurável, e em outros, apresentar amplitude muito menor.

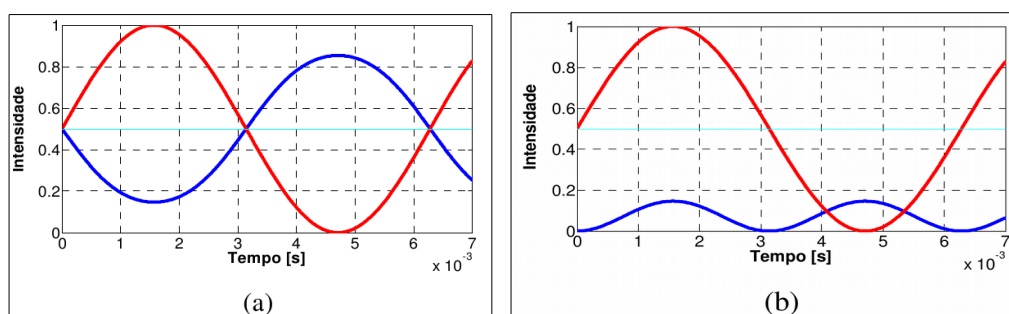
As influências externas que alteram a saída do interferômetro estão, em geral, associadas a vibrações externas, flutuações térmicas, variações de densidade do ar onde se encontra o arranjo interferométrico, dentre outros. A temperatura corporal, ou o caminhar das pessoas no ambiente do interferômetro é suficiente para alterar o valor de  $\phi_0$ .

Uma expressão para  $\phi_0$  pode ser descrita a partir de (19). Contudo, (19) leva em conta a variação  $\Delta l$  devido não só à  $\phi_0$ , mas também, à  $\phi(t)$ . Assim, (19) corresponderá a  $\phi_0$  desde que na ausência de sinal ( $\phi(t)$ ), a qual pode ser reescrita como  $\phi_0 = 4\pi\Delta l_0/\lambda$ , sendo  $\Delta l_0$  a diferença de caminho óptico entre os braços do interferômetro, quando o sinal de excitação  $\phi(t)$  é nulo ou constante. A grande intensificação na deriva (*drift*) de  $\phi_0$  se deve ao fator  $1/\lambda$  presente no seu denominador. Em frequências ópticas, o comprimento de onda  $\lambda$  é da ordem de 1  $\mu\text{m}$ , e assim,  $1/\lambda$  é da ordem de 1 milhão, o fator que multiplica  $4\pi\Delta l_0$  em  $\phi_0$ . Portanto, mesmo uma pequena variação de  $\Delta l_0 = 0,5 \mu\text{m}$ , por exemplo, pode conduzir  $\phi_0$  à  $2\pi$  rad de desvio de fase. O problema surge porque  $\phi_0$  varia de

forma aleatória, sendo que o sinal de informação,  $\phi(t)$ , pode estar a 3 ou 4 ordens de grandeza abaixo.

A expressão geral (20) conduz a gráficos de  $I(t)$  que podem ser facilmente desenhados usando o software Matlab, para diferentes parâmetros  $I_0, V, \phi(t)$  e  $\phi_0$ . Na figura 10 varia-se apenas  $\phi_0$  para observar que o sinal de saída pode ter amplitude mensurável [Figura 10a] ou desvanecer [Figura 10b].

Figura 10 - Sinais interferométricos simulados. A linha, cujo sinal possui intensidade máxima unitária, representa o sinal de excitação enquanto que a linha cujo sinal possui intensidade menor representa o sinal recuperado. Em (a)  $\phi_0 = \pi/2$  (b)  $\phi_0 = \pi$  (BARBOSA, 2009)



Fonte: (BARBOSA, 2009)

Partindo-se de (21) com  $V=1$ , e,  $\phi(t) \ll \pi/2$  rad, vale a aproximação em primeira ordem:  $\cos(a) \simeq 1$  e  $\sin(a) \simeq a$ . Portanto, quando  $\phi_0 = \frac{\pi}{2} \pm n\pi$ ;  $n=0,1,2\dots$

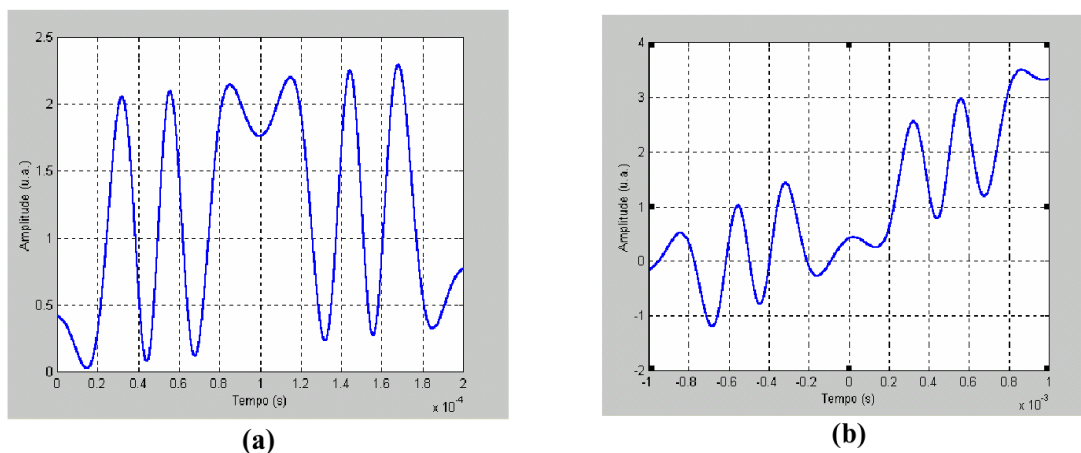
tem-se na saída  $I(t) \simeq \frac{-I_0}{2}(1 - \phi(t))$ , e, quando  $\phi_0 = \pm n\pi$ ;  $n=0,1,2\dots$  tem-se na saída  $I(t) \simeq 0$ .

Entretanto para sinais de fase  $\phi(t)$  com amplitudes superiores a  $\pi$  rad, o sinal de saída nunca se anula, mas o efeito do desvanecimento altera o sinal, deformando-o sucessivamente e dificultando a interpretação da informação nele contida.

As figuras 11a e 11b ilustram simulações em Matlab de dois sinais interferométricos para  $\phi(t) > \pi$  rad, sendo o primeiro correspondente a um sinal  $\phi(t)$  com frequência de excitação igual a 5 kHz somado a uma perturbação senoidal  $\phi_0$  de 200 Hz, e, o segundo, com excitação de 500 Hz somado com a

mesma perturbação senoidal, para períodos de aquisição iguais a 0,2 ms e 2 ms, respectivamente (LEÃO, 2004).

Figura 11 - Sinais interferométricos somados a uma perturbação ambiental de 200 Hz. a) Com frequência de excitação de 5 kHz e período de aquisição de 0,2 ms. b) Com frequência de excitação de 500 Hz e período de aquisição de 2 ms (LEÃO,2004).



Fonte (LEÃO,2004).

Conforme se verifica, quando a taxa de variação de  $\phi_0$  é muito menor que a de  $\phi(t)$ , o efeito do desvanecimento é menos danoso (figura 11a). Contudo, quando ambas são da mesma ordem de grandeza, o resultado é seriamente prejudicado (figura 11b). Como regra, sugere-se operar com sinais cuja banda de frequência seja distante da banda de  $\phi_0$  (a qual tipicamente é inferior a 100 Hz), para facilitar a separação dos dois efeitos.

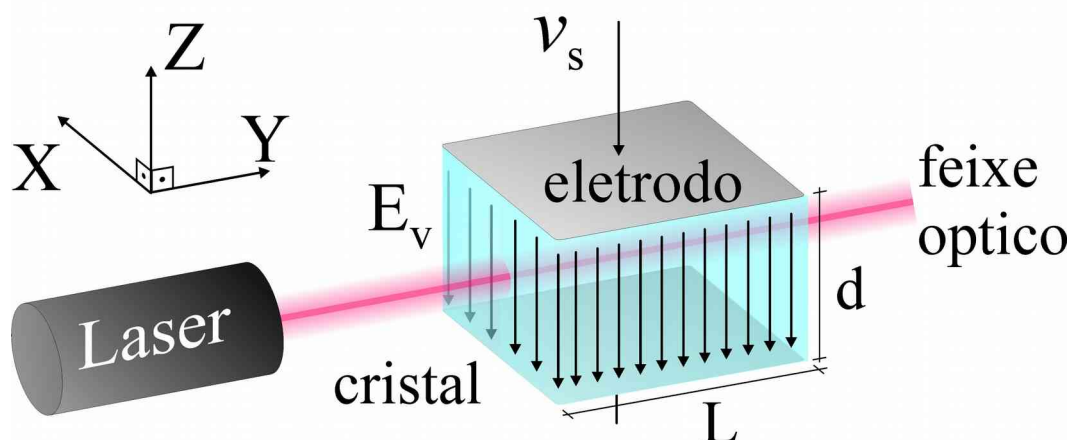
Contudo, em casos práticos, nem sempre é possível que a banda de sinal  $\phi(t)$  e de  $\phi_0$  sejam muito distintas. Nestes casos, soluções como o interferômetro heteródino tornam-se convenientes (GIALLORENZI et al., 1982). No caso contrário, pode-se testar alguns métodos de detecção homódina em malha fechada, mas que consiga aplicar algum tipo de compensação (filtros) ao desvanecimento. Em resumo, ajustados os comprimentos dos braços do interferômetro,  $\phi_0$  deveria permanecer fixo em  $\pi/2$  rad. Entretanto, como visto, devido a perturbações ambientais, variações aleatórias são introduzidas em  $\phi_0$ .

Os interferômetros polarimétricos podem ser descritos matematicamente de forma similar aos interferômetros de dois feixes, como será visto a seguir.

## 2.4 Interferômetro Polarimétrico

Dentre os interferômetros polarimétricos, o de interesse neste trabalho é aquele que emprega a configuração do modulador eletro-óptico de amplitude baseado em uma célula Pockels linear, como pode ser observado esquematicamente na figura 12. A célula Pockels pode ser obtida a partir de um material translúcido (cristal) que apresente o efeito eletro-óptico e inserido entre dois eletrodos capazes de gerar um campo elétrico  $E_v$  quando submetidos a uma tensão  $v_s$ . Opera-se, basicamente, com um campo eletromagnético propagante (chamado feixe ou campo óptico) polarizado, o qual sofre variação de polarização ao longo do cristal eletro-óptico proporcional ao campo elétrico  $E_v$  (YARIV; YEH, 1984).

Figura 12 - Diagrama da célula Pockels empregada neste trabalho.



Fonte: do próprio autor

Os materiais eletro-ópticos (cristais) apresentam birrefringência quando submetidos a um campo elétrico,  $E_v$ . Alguns cristais apresentam também birrefringência mesmo sem aplicação de campo elétrico, chamada de birrefringência natural. A variação da polarização do campo óptico decorre da birrefringência do cristal eletro-óptico, i.e. os diferentes índices de refração (birrefringência) afetam diferentemente as componentes de polaridade  $X$  e  $Y$  do campo óptico, fazendo com que a polarização do campo óptico de saída seja diferente da polarização de entrada do cristal.

Dentre os materiais que apresentam o efeito eletro-óptico, o cristal de niobato de lítio ( $\text{LiNbO}_3$ ) possui estrutura cristalina uniaxial negativa, em que,  $n_o > n_e$  onde  $n_o$  é o índice de refração ordinário e  $n_e$  é o índice de refração extraordinário. Também, apresenta birrefringência natural quando o campo óptico se propaga perpendicularmente a seu único eixo óptico (uniaxial).

Interessa, neste trabalho, analisar duas das possíveis disposições do cristal em relação aos campos (elétrico e óptico), ambas em condições em que prevalece apenas o efeito eletro-óptico linear, i.e. prevalece o efeito Pockels, de primeira ordem, sobre o efeito Kerr, de segunda ordem, de tal forma que o segundo efeito seja desprezível. Assume-se que as direções  $X$ ,  $Y$ , e  $Z$  da figura 12 estão alinhadas às direções cristalinas, i.e. uma paralela e as outras duas ortogonais ao eixo óptico.

No primeiro caso (birrefringência natural), o campo elétrico é aplicado na direção  $Z$  e o feixe óptico propaga-se na direção  $Y$ , de acordo com a figura 12. O eixo óptico do cristal encontra-se na direção  $Z$  perpendicular à propagação do feixe óptico e paralelo ao campo elétrico aplicado, neste caso, os respectivos índices de refração nas direções  $X$ ,  $Y$  e  $Z$ , são  $n_x$ ,  $n_y$  e  $n_z$  dados por (YARIV; YEH, 1984):

$$n_x = n_y \simeq n_o \left( 1 - \frac{1}{2} n_o^2 r_{13} E_v \right) \quad (23)$$

$$n_z \simeq n_e \left( 1 - \frac{1}{2} n_e^2 r_{33} E_v \right) \quad (24)$$

onde  $r_{13}$  e  $r_{33}$  são os coeficientes eletro-ópticos lineares (efeito Pockels) correspondentes. Observa-se nas equações (23) e (24) que os índices de refração,  $n_x$  e  $n_z$ , variam linearmente com a aplicação do campo elétrico  $E_v$ , e que, na ausência de campo elétrico, há birrefringência, dita natural,  $(E_v=0) \Rightarrow (n_x \neq n_z)$ . Conseqüentemente, existirão diferentes retardos de fase para o campo óptico quando polarizado nas direções  $X$  ou  $Z$ .

Para um campo óptico propagante de comprimento de onda  $\lambda$ , a diferença de retardos de fase  $\Delta\Gamma$  entre as polarizações  $X$  e  $Z$ , ao longo do cristal de comprimento  $L$ , pode ser obtida a partir das equações (23) e (24) (YARIV; YEH, 1984) e é dado por:



$$\Delta \Gamma = \frac{2\pi}{\lambda} (n_o - n_e) L - \frac{\pi}{\lambda} (n_o^3 r_{13} - n_e^3 r_{33}) E_v L \quad (25)$$

Observa-se na equação (25) uma parcela independente do campo  $E_v$ , decorrente da birrefringência natural, e outra parcela que varia com o campo elétrico. Este retardo entre duas as componentes  $X$  e  $Z$  do campo óptico é, obviamente, a fase relativa entre elas e pode ser expressa:

$$\Delta \Gamma = \Phi_0 + \Phi_m \quad (26)$$

onde  $\Phi_0$  é uma fase inicial independente do campo elétrico  $\Phi_m$  é a fase induzida pelo campo elétrico. Como o cristal está inserido entre dois eletrodos (figura 12), formados por placas paralelas idênticas e separadas pela distância  $d$ , o campo  $E_v$  pode ser obtido por  $E_v = v_s/d$ , onde  $v_s$  é a tensão aplicada aos eletrodos (considera-se o campo elétrico  $E_v$  paralelo ao eixo  $Z$  e homogêneo). Portanto, a partir das equação (25) e (26) calcula-se a fase relativa (entre as componentes  $X$  e  $Z$  do campo óptico)  $\Phi_m$ , i.e. a parcela variável com a aplicação da tensão  $v_s$ , e que é dada por:

$$\Phi_m = \frac{\pi}{\lambda} (n_e^3 r_{33} - n_o^3 r_{13}) \frac{v_s}{d} L \quad (27)$$

Denomina-se  $V_{\pi m}$  a tensão elétrica necessária para induzir uma variação de fase de  $\pi$  rad, nesta disposição do sensor, e, a partir de (27) obtêm-se:

$$V_{\pi m} = \frac{\lambda}{(n_e^3 r_{33} - n_o^3 r_{13})} \frac{d}{L} \quad (28)$$

$$\text{ou, } \Phi_m = \frac{\pi}{V_{\pi m}} v_s \quad (29)$$

No segundo caso de interesse (sem birrefringência natural) o campo elétrico é aplicado na direção  $Y$  e o feixe óptico propaga-se na direção  $Z$ , bastando trocar  $Y$  por  $Z$  na figura 12. O eixo óptico do cristal encontra-se, neste caso, na direção  $Z$  paralelo à propagação do feixe óptico.

De forma análoga ao primeiro caso, parte-se dos índices de refração nas direções  $X$  e  $Y$ , para obter-se o retardo de fase  $\Delta \Gamma'$  induzido entre as componentes

de polarização  $X$  e  $Y$  do campo óptico propagante, de comprimento de onda  $\lambda$ , ao longo do cristal de comprimento  $L$  (YARIV; YEH, 1984):

$$\Delta \Gamma' = \frac{2\pi}{\lambda} (n_o^3 r_{22}) E_v L \quad (30)$$

onde  $r_{22}$  é o coeficiente eletro-óptico linear (efeito Pockels) correspondente. Observa-se na equação (30) que o retardo de fase varia linearmente com a aplicação do campo elétrico  $E_v$ . No entanto, na ausência do campo elétrico não há retardo (pois não há birrefringência natural), i.e. somente quando da aplicação do campo elétrico é que ocorre a fase relativa,  $\Phi_s = \Delta \Gamma'$ , entre as componentes  $X$  e  $Y$  do campo óptico.

Neste segundo caso, o termo de fase constante (independente do campo elétrico) não ocorre devido a suposição do paralelismo entre o eixo óptico do cristal e a direção de propagação do feixe óptico. Contudo, na prática, um pequeno desalinhamento do feixe óptico em relação ao eixo do cristal é o que basta para o aparecimento de uma fase constante semelhante ao modo de birrefringência natural (primeiro caso) (GARCIA et. al., 2014).

A partir do campo expresso em função da tensão  $V$  aplicada aos eletrodos,  $E_v = V/d$ , e de nomear-se  $V_{\pi_s}$  a tensão elétrica necessária à indução de uma fase relativa de  $\pi$  rad (nesta disposição do cristal), aplica-se (30) para obter-se:

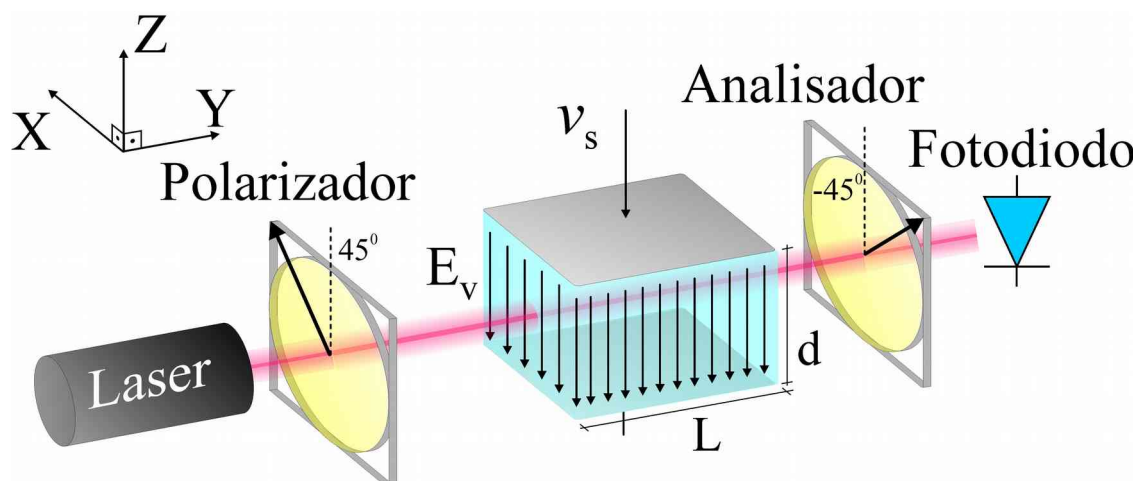
$$V_{\pi_s} = \frac{\lambda}{2n_o^3 r_{22}} \frac{d}{L} \quad (31)$$

$$\Phi_s = \frac{\pi}{V_{\pi_s}} v_s \quad (32)$$

Para ambos os casos um modulador eletro-óptico de amplitude pode ser obtido inserindo-se uma célula Pockels entre dois polarizadores cruzados, como pode ser observado de forma esquemática na figura 13. O primeiro polarizador é posicionado a  $45^\circ$  do eixo  $Z$  de tal forma que as componentes do campo óptico incidente no cristal tenham módulos iguais nas direções  $X$  e  $Z$ . Dado que, ao longo do cristal de comprimento  $L$ , pode ocorrer um retardo de fase entre estas componentes  $X$  e  $Z$ , o

campo óptico que emana do cristal (saída) terá uma polaridade diferente da polaridade do campo incidente.

Figura 13 - Diagrama do modulador de amplitude baseado em célula Pockels empregada neste trabalho.



Fonte: do próprio autor

O segundo polarizador, chamado de analisador, é posicionado a 90° do primeiro (-45° do eixo Z), de maneira que somente a componente do campo óptico (após passar pelo cristal) paralela a direção do analisador atinja o fotodiodo. Neste caso a intensidade óptica,  $v(t)$ , medida eletricamente por um fotodetector, se relaciona com a fase relativa induzida no cristal segundo a expressão (YARIV; YEH, 1984):

$$v(t) = A[1 - V \cos(\Delta\Gamma)] \quad (33)$$

onde  $A$  uma constante que depende da potência do laser, das perdas de intensidade óptica do feixe e do ganho do fotodetector. O fator  $V$  é a visibilidade do sistema que será visto na sequência. Este resultado (33) também se aplica ao segundo caso, no qual a birrefringência natural não ocorre.

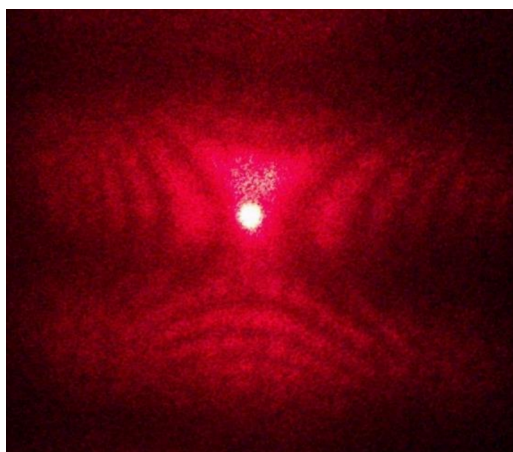
### 2.4.1 Visibilidade e Franjas no Interferômetro Polarimétrico.

Como pode ser observado na equação (33), o termo de visibilidade  $V$  ocorre na formulação da intensidade óptica do interferômetro polarimétrico de forma análoga ao discutido na subseção 2.1.1. No interferômetro polarimétrico os campos ópticos propagam-se superpostos (paralelos e no mesmo espaço físico) com vetores de

campo  $\vec{E}_x$  e  $\vec{E}_y$  (ortogonais entre si). O caso ideal  $V=1$  ocorre quando os modos ordinários e extraordinários são excitados com amplitudes iguais, o que depende do alinhamento da polarização linear de entrada em relação aos eixos do cristal. A visibilidade também é afetada pela coerência do laser, difração do feixe, e alinhamento do feixe com.

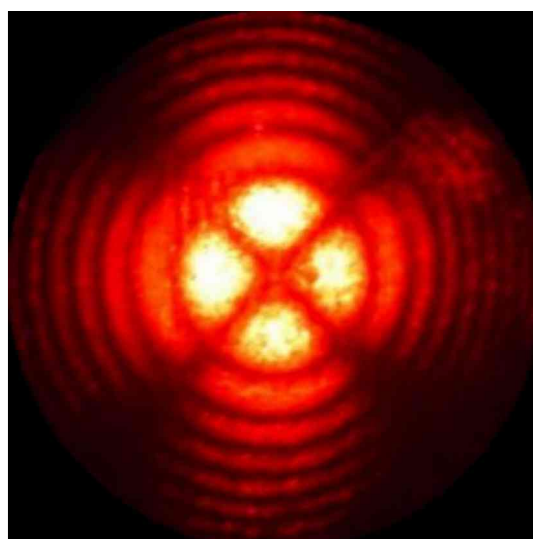
O espalhamento do feixe óptico no interior do cristal cria figuras de franjas, ou padrões de interferência, que podem ser observadas quando colocado um anteparo, após o analisador (figura 13), no lugar do fotodetector. As figuras de franjas são úteis no alinhamento do feixe óptico em relação aos eixos do cristal, de forma análoga ao descrito na subseção 2.2.1. Nas figuras 14 e 15 observa-se as franjas formadas nas configurações com e sem birrefringência natural, respectivamente.

Figura 14 - Padrão de interferência na configuração com birrefringência natural (sem campo elétrico)



Fonte: (PEREIRA, 2013)

Figura 15 - Padrão de interferência na configuração sem birrefringência natural (sem campo elétrico).



Fonte: (PEREIRA, 2013)

O alinhamento também sofre influência das perturbações ambientais e, de forma análoga ao discutido na subseção 2.3.1, podem gerar desvanecimento do sinal fotodetectado. No entanto, o interferômetro polarimétrico é menos sensível as vibrações mecânicas que o interferômetro de Michelson em montagem volumétrica, tendo a temperatura, como a maior fonte de perturbação ambiental. Parte considerável das perturbações ambientais afetam os termos  $A$  e  $V$  da equação (34) e o termo de fase quase estática  $\Phi_0$  da equação (26). Portanto, substitui-se (26) em (33) para obter-se a equação que descreve a tensão fotodetectada do interferômetro polarimétrico na montagem que apresenta birrefringência natural:

$$v(t) = A[1 - V \cos(\Phi_m + \Phi_0)] \quad (34)$$

onde  $A$ ,  $V$  e  $\Phi_0$  são, na prática, parâmetros incertos do sistema e  $\Phi_m$  é linearmente proporcional à tensão aplicada ao sistema (equação 29). De forma semelhante, para o caso sem birrefringência natural, obtém-se:

$$v(t) = A[1 - V \cos(\Phi_s + \Phi_0')] \quad (35)$$

onde  $\Phi_0'$  é a fase quase estática introduzida pelas perturbações ambientais e  $\Phi_s$  é dado por (32). Nota-se a semelhança entre as equações (34) e (35) do interferômetro polarimétrico e a equação (20) do interferômetro de Michelson. Considerando que as perturbações ambientais práticas podem variar as fases quase estáticas  $\Phi_0$  e  $\phi_0$  à um valor diferencial igual a  $\pi$  rad, as equações (34) e (20) podem assumir valores idênticos. Por esta semelhança, os métodos de detecção da fase interferométrica, propostos neste trabalho, a priori, podem ser utilizados em ambos os arranjos interferométricos: tipo Michelson e polarimétrico.

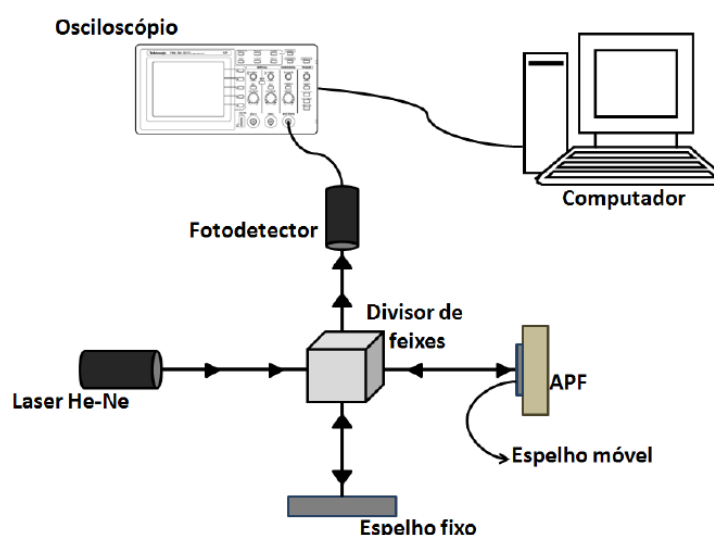
A seguir, será visto um modelo para simulação do interferômetro de Michelson em malha aberta e cujos parâmetros foram atribuídos a partir de medições experimentais.

## 2.5 Modelo de Simulação em Malha Aberta

O foco deste trabalho é simular e implementar interferômetros em malha fechada, contudo, o primeiro passo é a definição do modelo matemático que descreve o interferômetro de Michelson em malha aberta e, por semelhança, aplicável ao interferômetro polarimétrico.

Em trabalhos pregressos realizados no Laboratório de Optoeletrônica (LOE) da FEIS-UNESP utilizou-se do aparato experimental esquematizado na figura 16 (GALETI, 2011).

Figura 16 - Configuração experimental utilizada para medição de deslocamento do APF



Fonte: (GALETI, 2011)

Observa-se [Figura 16] em um dos braços do interferômetro um espelho fixo e no outro um espelho móvel fixado ao APF (Atuador Piezoelétrico Flextensional).

O APF é o responsável pelo movimento (desejado) do espelho móvel. Neste estudo supõe-se que, quando aplicada uma tensão  $v_i(t)$  aos terminais do APF, este produza um movimento linear em relação a tensão aplicada, de tal forma que:

$\Delta l(t) = \beta v_i(t)$ , sendo  $\beta$  uma constante medida em m/V. Define-se  $B = \frac{4\pi\beta}{\lambda}$  e substitui-se em (19), para  $\phi_0$  hipoteticamente nulo:

$$\phi(t) = B v_i(t) \quad (36)$$

sendo que  $B$  é um parâmetro do APF dado em rad/V, quando interrogado por um interferômetro operando no comprimento de onda  $\lambda$ .

A saída do interferômetro é a própria saída do fotodetector. Sendo  $v(t)$  a tensão elétrica nos terminais do fotodetector e  $\alpha$  a sua responsividade, tem-se:  $v(t) = \alpha I(t)$ . Define-se  $A = \alpha I_0/2$  e substitui-se em (20), obtendo-se:

$$v(t) = A [1 + V \cos(\phi(t) + \phi_0)] \quad (37)$$

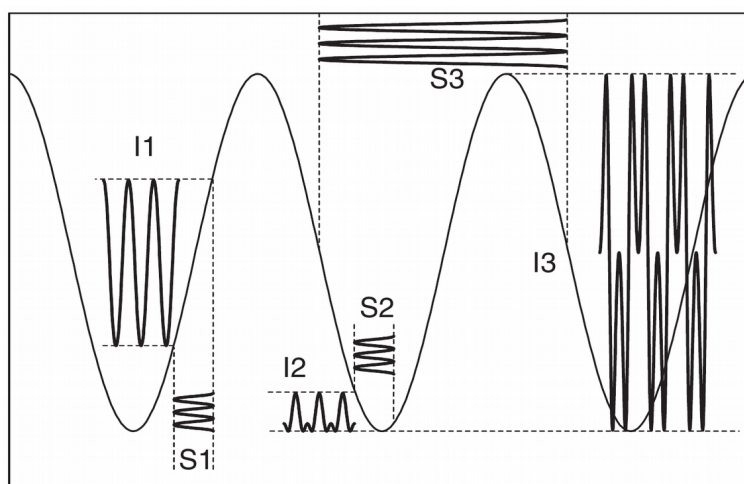
a qual, em conjunto com (36), conduz a:

$$v(t) = A [1 + V \cos(B v_i(t) + \phi_0)] \quad (38)$$

que relaciona as tensões de entrada (aplicada ao atuador) e de saída (medida no fotodetector) de um interferômetro de Michelson cuja fase óptica é produzida por um atuador piezoelétrico posicionado em um braço do interferômetro.

Uma forma gráfica da relação entre a entrada e a saída do interferômetro de Michelson em malha aberta pode ser observada na figura 17 (CHANG et al., 2007). Os sinais S1, S2 e S3 representam entradas,  $\phi(t)$ , com amplitudes diferentes e diferentes valores de  $\phi_0$ . Os sinais I1, I2 e I3 representam as saídas,  $v(t)$ , correspondentes as respectivas entradas S1, S2 e S3.

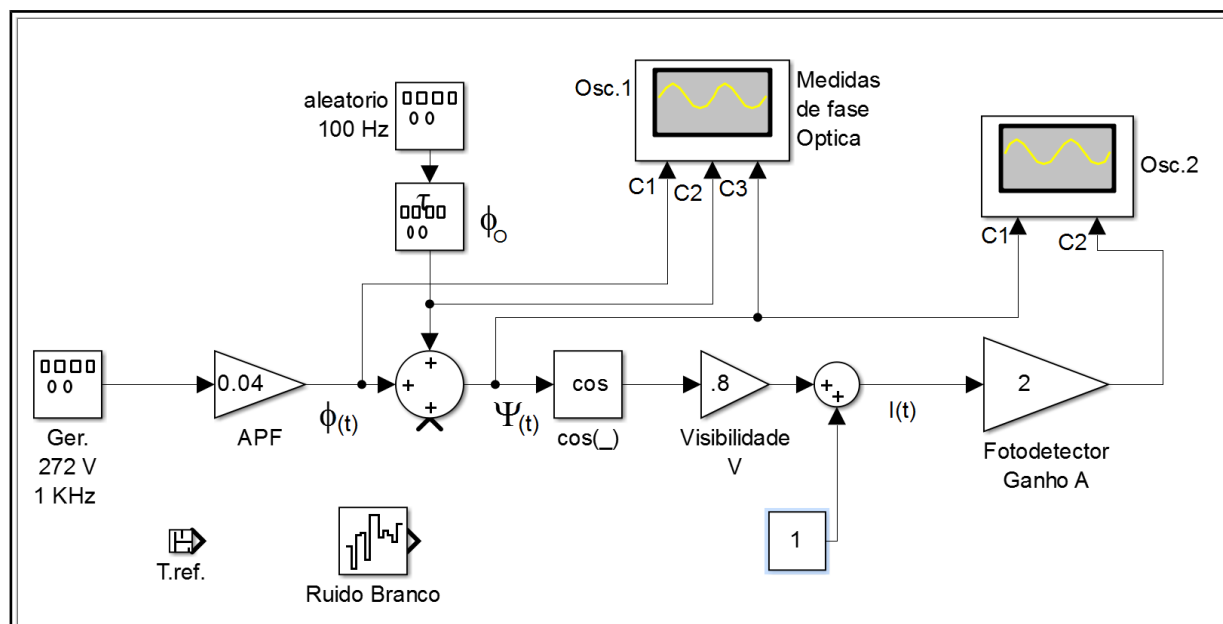
Figura 17 - Exemplos de sinais de entrada e saída do interferômetro de Michelson em malha aberta.



Fonte: (CHANG et al., 2007)

Objetiva-se simular, inicialmente, um interferômetro em malha aberta, que opere similarmente ao atual interferômetro tipo Michelson montado no Laboratório de Optoeletrônica da FEIS-UNESP. Para tanto baseia-se em medições realizadas em trabalhos anteriores (GALETI, 2011) para definir os parâmetros de simulação semelhantes a um caso real, os quais resultam em:  $A=2$  ;  $B=0,04$  ;  $V=0,8$ . Aplica-se à entrada um sinal senoidal  $v_i(t)$  de 270 V de pico com frequência de 1 kHz. Uma variação aleatória foi atribuída a  $\phi_0$  com magnitude máxima de 10 rad, muito próximo da amplitude de  $\phi(t)$ , e com uma frequência máxima de 400 Hz.

Figura 18 - Configuração do Simulink utilizada na simulação do interferômetro de Michelson.



Fonte: do próprio autor

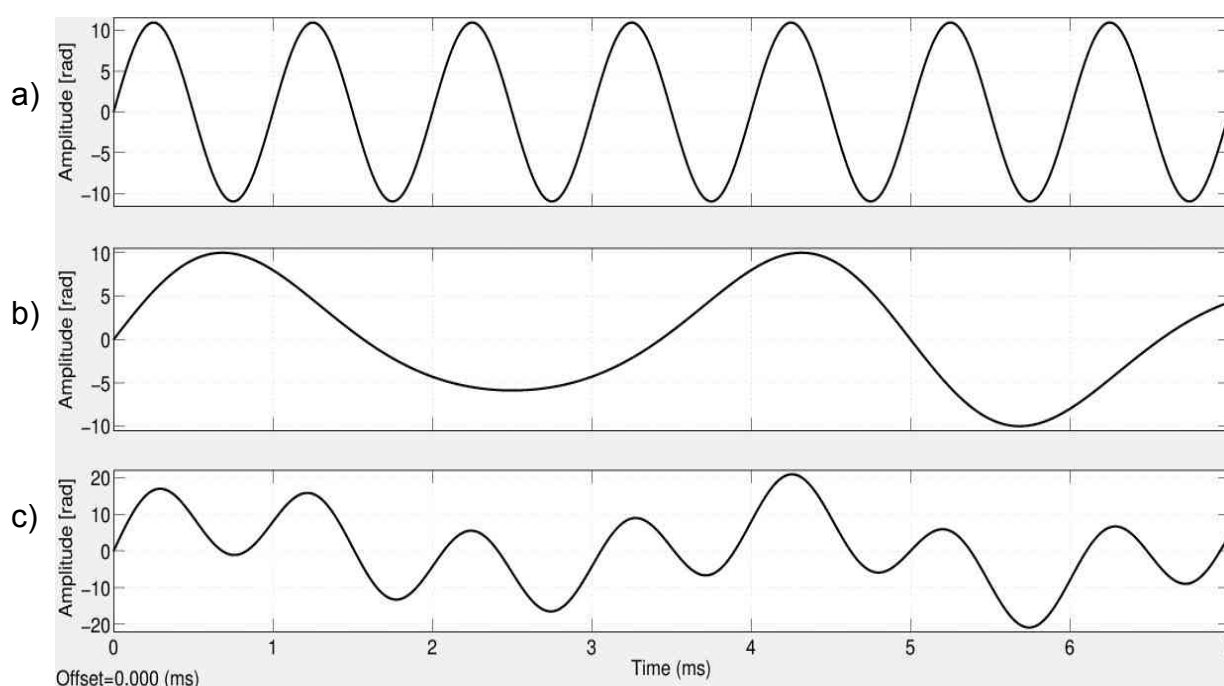
Observa-se na figura 18 o diagrama de blocos usado nas simulações do interferômetro de malha aberta, implementado no Simulink.

Iniciando-se da esquerda [figura 18], observa-se o gerador (272 V e 1 kHz) que aplica a tensão  $v_i(t)$  ao APF, representado na figura como o bloco amplificador de ganho 0,04 V/rad. O APF gera um movimento (mecânico) que, devido a (36), gera uma variação de fase  $\phi(t)$ . Os blocos designados como: aleatório 100 Hz e  $\phi_0$ , são geradores que, usados em série, geram um sinal pseudoaleatório (em radianos) que representam as derivas ambientais. O bloco somador de 3 entradas (uma saída) soma as variações de fase produzidas pelo ambiente  $\phi_0$ , as introduzidas pelo APF  $\phi(t)$  e o ruído branco. Este somador tem como saída a variação de fase total entre os braços do interferômetro  $\Psi(t)$ .



Na sequência os blocos [figura 18] designados como:  $\cos(\_)$ , visibilidade  $V$ , somador de duas entradas e a constante 1, implementam matematicamente uma parte da equação (37):  $1+0,8 \cos(\phi(t)+\phi_0)$ . Por fim o bloco amplificador designado como fotodetector, representa o ganho  $A$  de conversão da variação da intensidade óptica em tensão elétrica em (37).

Figura 19 - Fase relativa entre os braços do interferômetro; a)  $\phi(t)$ , b)  $\phi_0$  e c)  $\Psi=\phi(t)+\phi_0$ .



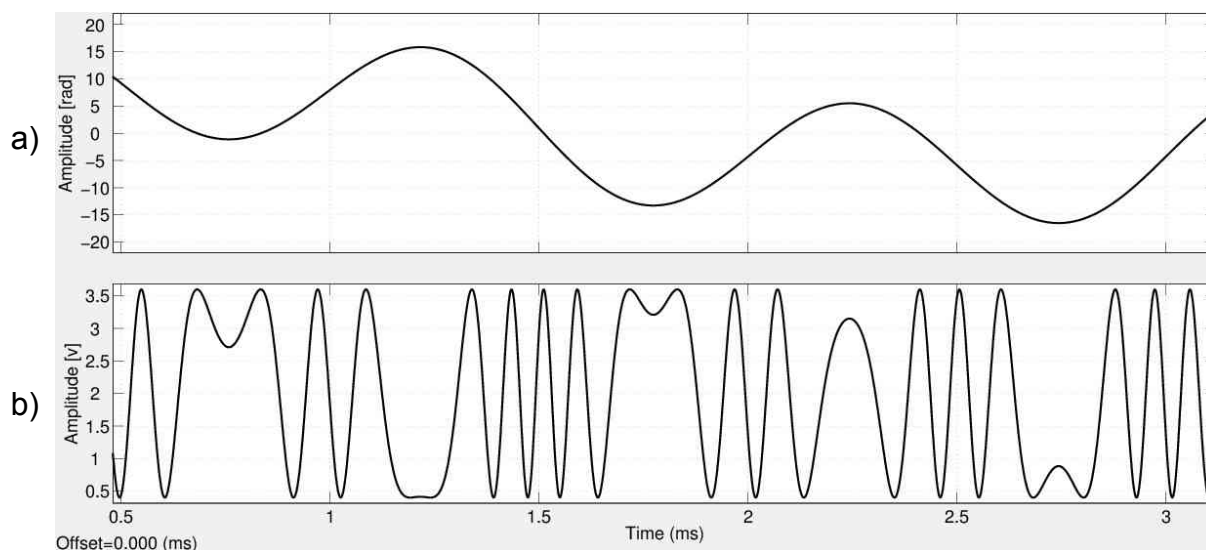
Fonte: do próprio autor

Para a observação dos sinais de interesse, foram adicionados ao modelo do Simulink dois medidores, Osc.1 e Osc.2 [figura 18]. O primeiro, Osc.1, em 3 canais identificados como C1, C2 e C3, é usado para mostrar as variações de fase óptica, que são as entradas para o sistema (interferômetro). O segundo, com dois canais identificados como C1 e C2, é usado para comparação da entrada  $\Psi(t)$  com a saída  $v(t)$  do sistema (interferômetro).

As figuras 19a, 19b e 19c correspondem aos sinais amostrados pelos canais C1, C2 e C3 do medidor Osc.1, onde são mostrados, respectivamente, os sinais  $\phi(t)$ ,  $\phi_0$  e  $\Psi(t)=\phi(t)+\phi_0$ , todos em radianos. As variações em amplitude, e em frequência aplicada ao  $\phi_0$  são maiores que as geralmente observada em experimentos progressos no LOE, portanto, uma situação bastante severa.

Observa-se, na figura 20, um pequeno trecho do gráfico da variação de fase total relativa entre os braços do interferômetro  $\Psi(t)=\phi(t)+\phi_0$  em radianos [figura 20a], e a saída do fotodetector em volts [figura 20b]. Informa-se que o sinal de saída é semelhante a um sinal típico mensurado experimentalmente.

Figura 20 - Variação de fase relativa entre os braços do interferômetro (entrada) e tensão do fotodetector.



Fonte: do próprio autor

Devido ao desvanecimento, o sinal de saída não é exatamente periódico, sendo que o problema fica mais acentuado à medida que se consideram mais ciclos do sinal fotodetectado. Portanto, a manutenção de  $\phi_0$  constante e igual a  $\pi/2$  rad é importante para aplicação de alguns métodos de demodulação de fase óptica.

A seguir investiga-se a saída interferométrica quando se aplica à entrada um sinal  $\phi(t)$  de pequena magnitude,  $\phi_{max}(t) \ll \pi/2$ , e na condição de estabilidade onde  $\phi_0 = \pi/2$  rad.

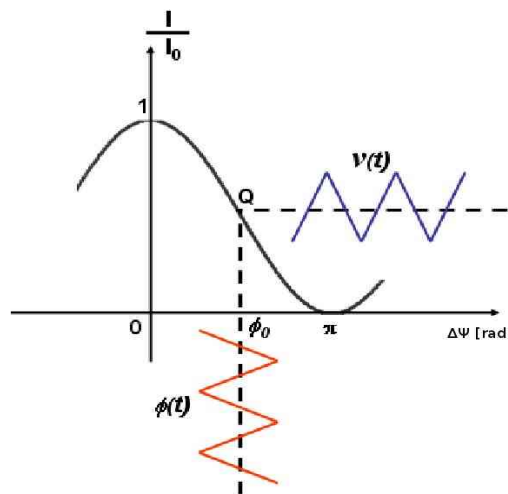
## 2.6 Método de Baixa Profundidade de Modulação

O método de demodulação de fase óptica para sinais com baixa profundidade de modulação (BPM), baseia-se na operação do interferômetro em regime de quadratura de fase e, como o nome sugere, com sinais  $\phi(t)$  pequenos. A faixa de utilização do método, para medição de deslocamento físico, tipicamente está entre 2

nm e 60 nm (BARBOSA, 2009). Compreender este método, auxiliará no entendimento do interferômetro em malha fechada, devido as suas similaridades.

Na Figura 21 ilustra-se o princípio no qual se baseia o método de baixa profundidade de modulação, quando aplicado à demodulação de uma variação de fase  $\phi(t)$  triangular.

Figura 21 - O processo de detecção de fase óptica utilizando o método de baixa profundidade de modulação



Fonte: (BARBOSA, 2009)

Como se observa, a tensão elétrica foto detectada,  $v(t)$ , que é proporcional a  $I/I_0$ , tem a mesma forma de  $\phi(t)$  (a menos de uma defasagem de  $180^\circ$ ). No caso geral, o formato de  $\phi(t)$  pode ser arbitrário. Substituindo  $\phi_0 = \pi/2$  rad em (37) tem-se:

$$v(t) = A - AV \sin(\phi(t)) \quad (39)$$

Tomando-se apenas a componente variável no tempo de (39), tem-se:

$$\Delta v(t) = -AV \sin(\phi(t)) \quad (40)$$

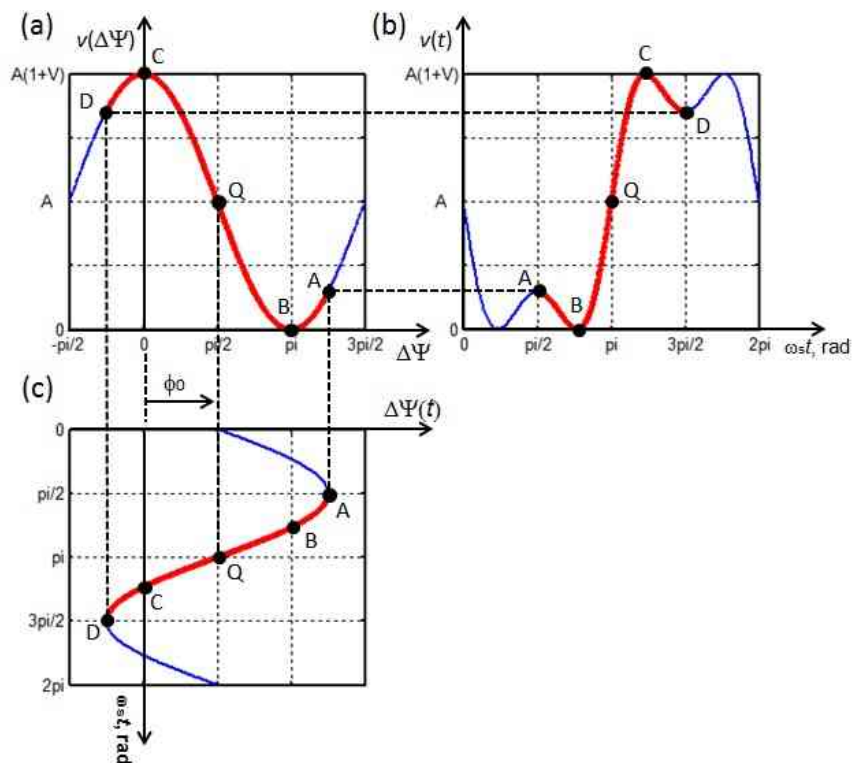
Neste ponto a literatura (LEÃO, 2004; BARBOSA, 2009) sugere usar a aproximação  $\sin(\phi(t)) \approx \phi(t)$ , considerando-se que  $\phi(t) \ll 1$  rad, o que conduz a:

$$\Delta v(t) = -AV \phi(t) \quad (41)$$

A aplicação do método para medição de  $\phi(t)$  a partir de  $\Delta v(t)$ , contudo, necessita do levantamento de um parâmetro que depende inclusive da montagem interferométrica, a saber, o fator  $AV$ . Este fator é função das seguintes características: alinhamento do interferômetro, razão de proporcionalidade do espelho semi-refletor, intensidade do laser, responsividade do detector, entre outros. Isto torna sua dedução analítica inviável, além do fato de que alguns dos fatores podem variar com tempo e temperatura de forma aleatória. Por este motivo, o método BPM sugere uma metodologia de levantar este parâmetro, que se baseia na máxima amplitude que se pode obter na saída do interferômetro.

Os pontos B e C da figura 22a correspondem aos pontos de mínimo e máximo do sinal interferométrico de saída, respectivamente.

Figura 22 - Representação simulada da reentrância produzida pela aplicação de uma tensão de excitação que gera um deslocamento de fase  $\phi(t) > \pi/2$  rad e  $\phi_0 = \pi/2$  rad.



Fonte: do próprio autor

Descreve-se, a partir de (39), que uma variação  $\phi(t)_{max} > \pi/2$  rad, em quadratura ( $\phi_0 = \pi/2$  rad), conduz a tensão  $v(t)$  [figura 22b] cuja valor máximo é igual a  $A(1+V)$ . Considerando o valor máximo de  $\Delta v(t)$  em (40), no instante que a amplitude de  $\phi(t)$  é igual a  $-\pi/2$  rad (ponto C da figura 22), tem-se:

$$v_{\max(\text{pico})} = -AV \operatorname{sen}(-\pi/2) = AV \quad (42)$$

Portanto com o valor máximo (de pico) do sinal fotodetectado,  $\Delta v(t)$ , obtêm-se o parâmetro  $AV$ , e daí, calibra-se o interferômetro.

Na realidade, o procedimento para se mensurar  $AV$  é mais simples: mede-se a amplitude de qualquer sinal fotodetectado após a ocorrência da condição de reentrância (GALETI et al., 2011), como o trecho CD na figura 22. A partir deste ponto, aumentando-se a amplitude de  $\phi(t)$  não mais se ultrapassa  $v_{\max(\text{pico})} = AV$ . O que ocorre é que se aumenta o número de oscilações de  $v(t)$  por ciclo de  $\phi(t)$ .

Conhecido o  $v_{\max(\text{pico})}$ , associado ao ponto C da figura 22b, é possível relacionar a variação da fase entre os braços do interferômetro (entrada) como a tensão produzida pelo fotodetector (saída). Substituindo-se (42) em (40), para  $\phi(t)$  senoidal, obtém-se:

$$\Delta v(t) = -v_{\max(\text{pico})} \operatorname{sen}(\phi(t)) \quad (43)$$

e daí,

$$\phi(t) = \arcsen\left(\frac{-\Delta v(t)}{v_{\max(\text{pico})}}\right) \quad (44)$$

válida para valores de  $\phi(t) < \pi$  rad (valores de pico). Se for considerada a condição  $\phi(t) \ll \pi/2$  rad, a aproximação de (44) conduz a:

$$\phi(t) = \frac{-\Delta v(t)}{v_{\max(\text{pico})}} \quad (45)$$

que concorda com (41). Por outro lado, no caso  $\phi(t) > \pi$  rad produz múltiplas franjas e (44) passa a ser uma função de múltiplos valores, prejudicando o método BMP.

A variação de fase ótica é convertida em variação de deslocamento mecânico do espelho do interferômetro, aplicando-se (3): (MARÇAL, 2008):

$$\Delta l(t) = \frac{\lambda}{4\pi} \phi(t) \quad (46)$$

a qual é deduzida a partir de (19). Substituindo-se (44) em (46) conclui-se que (GALETI et al., 2011):

$$\Delta l(t) = \frac{\lambda}{4\pi} \arcsen\left(\frac{\Delta v(t)}{v_{\max(\text{pico})}}\right) \quad (47)$$

No caso de laser He-Ne, cujo comprimento de onda é  $\lambda = 632,8$  nm, tem-se:

$$\Delta l(t) = 50,36 \arcsen\left(\frac{\Delta v(t)}{v_{\max(\text{pico})}}\right) \quad [nm] \quad (48)$$

Na verdade, este princípio pode ser generalizado para sinais de excitação arbitrários (porem, periódicos). O valor  $v_{\max(\text{pico})}$  corresponde ao valor de pico da máxima variação alternada da saída do fotodetector. Portanto, para mensurar  $v_{\max(\text{pico})}$ , um sinal periódico qualquer, sem descontinuidades, que varie desde  $-\pi/2 - a$  até  $\pi/2 + a$ , onde  $a$  é um número real, é suficiente para calibrar o interferômetro. Sendo  $\phi(t)_{\text{pico}} > \pi/2$  rad (regime de multi-franjas), em algum momento vai se passar pela situação de  $\phi(t) = -\pi/2$  rad, o que torna possível o levantamento de  $v_{\max(\text{pico})}$ , mesmo em casos onde  $V < 1$ .

Como visto, devido a perturbações ambientais, variações aleatórias são introduzidas em  $\phi_0$ . Por este motivo, um dos interesses do controle (realimentação) do interferômetro é a estabilização do  $\phi_0$ , sem o qual o procedimento de medição aqui descrito não mais se aplica. Isto será discutido no capítulo 4. Antes, porém, são apresentadas algumas técnicas passivas que permitem detectar  $\phi(t)$  em malha aberta, através da análise do espectro de  $v(t)$ , a despeito da variação de  $\phi_0$  ou da magnitude de  $\phi(t) > \pi$  rad.

### 3 Métodos Espectrais de Demodulação

Os interferômetros podem operar com uma única frequência de luz, sendo chamados homódinos, ou com mais frequências, sendo chamados heteródinos. Também podem ser realimentados, em malha fechada, ou, terem malha aberta (sem realimentação).

A literatura apresenta uma grande diversidade de métodos de demodulação de fase óptica aplicada a sinais interferométricos e, dentre elas, tem-se algumas que tratam especificamente de técnicas aplicadas a interferômetro homódino em malha aberta. Essas técnicas podem ser divididas em análise temporal, espectral e heteródina sintética, para citar algumas.

Neste trabalho, será dada ênfase ao interferômetro homódino de Michelson, o qual é adequado à medições de vibrações mecânicas. Esta pesquisa se insere na linha de trabalho desenvolvida na FEIS-Unesp para investigar novas técnicas de detecção de fase óptica e aplicá-las na caracterização de atuadores (LEÃO, 2004, MARÇAL, 2008; MARÇAL et al., 2007; MENEZES et al., 2008; BARBOSA, 2009; GALETI, 2011). Dentre os métodos de demodulação espectrais, dois métodos clássicos são de particular interesse neste trabalho e são descritos a seguir.

### 3.1 Métodos Clássicos

Popularizados por (DEFERRARI; DARBY; ANDREWS, 1967), os métodos espectrais são baseados na utilização de harmônicas do sinal detectado para se determinar o índice de modulação, que é diretamente proporcional a variação relativa entre os comprimentos ópticos dos braços do interferômetro. Para os métodos espectrais, requer-se que a variação de fase relativa entre os braços interferômetro  $\phi(t)$  (entrada) seja senoidal, de tal forma que:

$$\phi(t) = x \text{sen}(\omega_s t) \quad (49)$$

sendo:  $x$  o índice de modulação de fase e  $\omega_s$  frequência de modulação. Substituindo-se o sinal de entrada (49) em (37), o resultado descrito em série de Fourier é (ABRAMOWITZ; STEGUN, 1972):

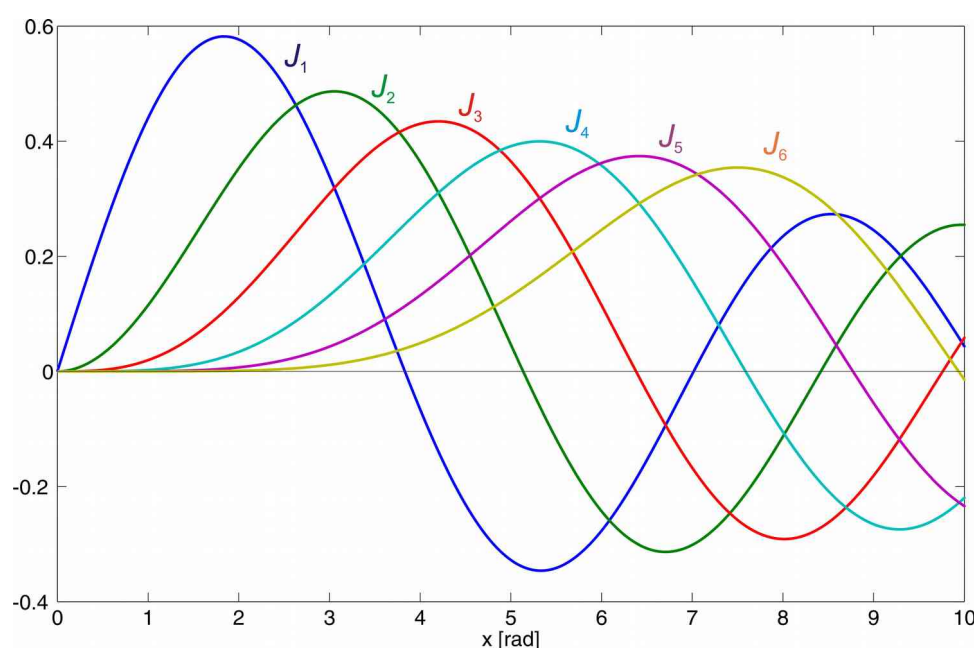
$$v(t) = A + AV \cos(\phi_0) \left[ J_0(x) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n}(x) \cos(2n\omega_s t) \right] + \\ - AV \text{sen}(\phi_0) \left[ 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n-1}(x) \text{sen}((2n-1)\omega_s t) \right] \quad (50)$$

onde cada membro dos somatórios representam matematicamente uma harmônica do sinal de saída. Por exemplo, as magnitudes das 4 primeiras harmônicas de um sinal do tipo  $v(t) = dc + V_1 \sin(\omega_s t) + V_2 \cos(2\omega_s t) + V_3 \sin(3\omega_s t) + V_4 \cos(4\omega_s t) + \dots$  são representadas por:

$$\begin{aligned} V_1 &= 2AV \sin(\phi_0) J_1(x) & ; & & V_3 &= 2AV \sin(\phi_0) J_3(x) & (51) \\ V_2 &= 2AV \cos(\phi_0) J_2(x) & ; & & V_4 &= 2AV \cos(\phi_0) J_4(x) \end{aligned}$$

Os termos  $J_n(x)$  são funções de Bessel de primeira espécie e ordem  $n$ , cujos gráficos encontram-se ilustradas na figura 23.

Figura 23 - Funções de Bessel de primeira espécie e ordem  $n$ .



Fonte: do próprio autor

A partir das equações (51), observa-se um fator comum às harmônicas ímpares,  $\cos(\phi_0)$ , e outro fator comum às harmônicas pares,  $\sin(\phi_0)$ . Uma determinada variação de  $\phi_0$  pode simultaneamente aumentar as magnitudes de todas as harmônicas pares e diminuir a das ímpares, ou vice-versa.

O objetivo dos métodos espectrais é encontrar o índice de modulação de fase  $x$ , independentemente do valor de  $\phi_0$ , através de operações matemáticas com a magnitude das harmônicas, como descrito a seguir.



### 3.1.1 Método J1/J3

Uma primeira relação entre as harmônicas, descritas em (51), e que atende ao pressuposto de ser independente do valor de  $\phi_0$ , i.e. independente dos os fatores  $\cos(\phi_0)$  ou  $\sin(\phi_0)$ , é dada por:

$$\frac{V_1}{V_3} = \frac{2AV \sin(\phi_0) J_1(x)}{2AV \sin(\phi_0) J_3(x)} \quad \text{para } \phi_0 \neq 0 \quad \Rightarrow \quad \frac{V_1}{V_3} = \frac{J_1(x)}{J_3(x)} \quad (52)$$

A partir de (52) surge uma técnica simples: medem-se as harmônicas  $V_1$  e  $V_3$ , e, calcula-se a relação entre elas; recorre-se a uma tabela de  $J_1(x)/J_3(x)$  em função de  $x$  e por interpolação encontra-se o valor de  $x$  para a medida específica.

O método, J1/J3, foi discutido em 1967, conjuntamente aos métodos J1/J2, J1-máx e J1-nulo (DEFERRARI; DARBY; ANDREWS, 1967). Como grande vantagem, o método independe do ganho  $A$  do sistema, da visibilidade  $V$  do interferômetro e do ângulo  $\phi_0$ . Contudo, aponta-se algumas limitações de aplicação do método (MENEZES, 2009):

a) A faixa dinâmica tem limite inferior típica de  $x \sim 0,2$  rad dependendo do nível de ruído envolvido na medida. Neste índice de modulação,  $J_3(x)$  é 600 vezes menor que  $J_1(x)$ .

b) O limite superior da faixa dinâmica é  $x \sim 3,83$  rad, considerando que na medição de  $V_1$ ,  $V_3$  avalia-se somente o módulo. Isto porque, a partir deste ponto, a relação de correspondência  $x \Leftrightarrow |J_1(x)|/|J_3(x)|$  torna-se ambígua.

c) O sinal de entrada,  $\phi(t)$ , tem que ser senoidal, sem distorção (MENEZES at al., 2008).

d) Existe um ponto de singularidade em  $\phi_0=0$ , quando as harmônicas ímpares se anulam. Na prática, em um sistema sujeito a ruídos, existe uma faixa em torno de  $\phi_0=0$  em que não é possível realizar as medições com erro aceitável (TAKIY, 2010).

Esta técnica, apesar de simples, tem o inconveniente de usar métodos numéricos no cálculo do índice de modulação  $x$ . Apresenta-se a seguir, um método analítico para o cálculo do índice de modulação.

### 3.1.2 Método de Pernick

O objetivo deste método é permitir, além do cálculo analítico, estabelecer uma faixa dinâmica de operação teórica ilimitada (PERNICK, 1973). O método baseia-se na relação de recorrência das funções de Bessel escrita para  $n$ ,  $n+1$  e  $n+2$ , compondo o seguinte conjunto de equações (ABRAMOWITZ; STEGUN, 1972):

$$x[J_{n-1}(x) + J_{n+1}(x)] = 2nJ_n(x) \quad (53a)$$

$$x[J_n(x) + J_{n+2}(x)] = 2(n+1)J_{n+1}(x) \quad (53b)$$

$$x[J_{n+1}(x) + J_{n+3}(x)] = 2(n+2)J_{n+2}(x) \quad (53c)$$

Extraindo-se  $J_n(x)$  de (53a), e,  $J_{(n+2)}(x)$  de (53c), e, substituindo-se em (53b), obtém-se:

$$x^2 = \frac{4n(n+1)(n+2)J_{(n+1)}(x)}{(n+2)J_{(n-1)}(x) + 2(n+1)J_{(n+1)}(x) + nJ_{(n+3)}(x)} \quad (54)$$

A vantagem da expressão (54) é que, para qualquer  $n$  (1,2,3,...), as funções de Bessel são sempre ímpares ou sempre pares, o que permite o cancelamento em (54) dos fatores  $\cos(\phi_0)$  ou  $\sin(\phi_0)$  associados às harmônicas pares e ímpares do sinal fotodetectado (50). A partir da expressão (50), as magnitudes das harmônicas do sinal de saída do interferômetro podem ser representadas por:

$$V_n = 2AV \sin(\phi_0) J_n(x), \text{ para } n \text{ ímpar} \quad (55)$$

$$V_n = 2AV \cos(\phi_0) J_n(x), \text{ para } n \text{ par, e, } n \neq 0$$

Para a situação em que  $AV \sin(\phi_0) \neq 0$  e  $AV \cos(\phi_0) \neq 0$ , para  $n$  par e ímpar respectivamente, Substitui-se (55) na expressão (54), e, chega-se a:

$$x^2 = \frac{4n(n+1)(n+2)V_{(n+1)}}{(n+2)V_{(n-1)} + 2(n+1)V_{(n+1)} + nV_{(n+3)}} \quad (56)$$

Para  $n=2$ , a expressão (56) emprega as três primeiras harmônicas ímpares do sinal fotodetectado, e, é expressa por:

$$x^2 = \frac{96V_3}{4V_1 + 6V_3 + 2V_5} \quad (57)$$

Pernick propõe que a escolha do  $n$  ocorra segundo a conveniência do usuário do método.

Na próxima seção, apresenta-se as contribuições dadas aos métodos espectrais clássicos, disponíveis na literatura recente (MARÇAL at al., 2012C; LEMES at al., 2013; PEREIRA at al., 2013; GALETI at al., 2013A; BERTON at al., 2014; GALETI at al. 2013B), e que integram este trabalho.

## 3.2 Contribuições aos Métodos Clássicos

Os métodos clássicos  $J1/J3$ ,  $J1/J2$ ,  $J1$ -máx,  $J1$ -nulo (DEFERRARI; DARBY; ANDREWS, 1967),  $J1..J4$ ,  $J1..J6$  (pos), e  $J1..J6$  (neg) (SUDARSHANAM; SRINIVASAN, 1989; SUDARSHANAM; CLAUS, 1993), apresentam faixas dinâmicas contidas no intervalo de  $0,18 < x < 6,4 \text{ rad}$ , além de, na prática, apresentarem baixa relação sinal-ruído no entorno dos pontos de singularidade em  $\phi_0 = n\pi/2$ , não sendo possível realizar as medições nestas regiões (MARÇAL, 2008).

Na abordagem dos métodos espectrais clássicos, utilizam-se as magnitudes das harmônicas para o cálculo do índice de modulação  $x$ , segundo uma relação de recorrência das funções de Bessel. Definida uma relação de recorrência, interessa verificar qual o faixa de índices de modulação que é possível aplicar o cálculo, de modo que, varia-se o índice de modulação  $x$ , em uma faixa em que o erro seja inferior ao aceitável, para um dado ruído. Com isto define-se uma faixa dinâmica de aplicação do método. Como as relações de recorrência das funções de Bessel não são unívocas em toda faixa de índices de modulação, as faixas de demodulação dos métodos clássicos ficam limitadas às regiões onde a função é unívoca, além das questões decorrente do ruído.

A abordagem proposta neste trabalho é a inversa: dado uma medição do sinal de saída do interferômetro, que possui um índice de modulação a ser determinado, verifica-se alguma característica do sinal medido (de saída) que possibilite definir uma faixa de índices de modulação  $x$ , unívoca. Dentro desta faixa, já pré-determinada, utiliza-se uma metodologia de cálculo (com as magnitudes das harmônicas) para determina o valor específico do índice de modulação, e, se possível, usando as harmônicas de maior magnitude do sinal, maximizando assim a relação sinal-ruído.

A partir desta proposta, desenvolvem-se novos métodos, cujos objetivos são minimizar, ou até eliminar, os efeitos inconvenientes próximos aos pontos de singularidade em  $\phi_0 = n\pi/2$  é ampliar a faixa dinâmica. Outra preocupação é viabilizar aplicação do método sem prévio conhecimento da ordem de grandeza do índice de modulação à ser medido. A seguir descrevem-se os métodos que abordaram a mitigação dos efeitos causados pelos pontos de singularidade.

### 3.2.1 Métodos com Mitigação dos Efeitos de Singularidade.

Nesta subseção descreve-se duas aplicações da ideia, em que, um cálculo prévio com as magnitudes do sinal fotodetectado é utilizado para selecionar a formulação mais adequada para o cálculo preciso do índice de modulação. Ambos os trabalhos foram apresentados em congressos pelo autor desta tese, que figura como co-autor e autor respectivamente dos trabalhos descritos a seguir.

O primeiro caso (MARÇAL et al., 2012c) propõe um método que utiliza as três primeiras harmônicas ímpares do sinal fotodetectado descritas pelas equações (55). Baseado nas relações de recorrência das funções de Bessel e aproximações por mínimos quadrados, o cálculo do índice de modulação, válido para  $0 < x < 3,6$  rad, é proposto como:

$$x = \sqrt{24 \frac{1,953 f_{13} + 1,546}{(1,953 f_{13} + 2,546)(f_{13} + 1)}} \quad (58)$$

onde  $f_{13} = J_1(x)/J_3(x)$ , sendo o fator de correlação de 99.9994% dentro da faixa proposta, i.e.  $0 < x < 3,6$  rad.

Para a faixa  $3 < x < 6,38$  rad propõe-se o cálculo do índice a partir do polinômio:

$$x = -3,7576 f_{335}^4 + 5,2350 f_{335}^3 - 2,1099 f_{335}^2 - 5,0749 f_{335} + 6,3815 \quad (59)$$

onde  $f_{335} = \frac{J_3(x)}{J_3(x) + 4J_5(x)}$ , sendo o fator de correlação de 99.9993% dentro desta faixa.

No entanto, para aplicação do método é necessário saber, previamente, a faixa em que o índice de modulação se encontra, i.e. quando  $x$  é maior ou menor que 3,3 rad, para a escolha da equação mais adequada ao cálculo do índice, no caso, (58) ou (59). Para tanto escolhe-se uma função univocamente decrescente na faixa de  $(0 < x < 6,38)$  rad e dada por:

$$f_{135} = \frac{J_1(x) + 8J_5(x)}{J_5(x)} = \frac{V_1(x) + 8V_5(x)}{V_5(x)}, \quad (60)$$

que assume o valor de 48,5 quando  $x = 3,3$  rad. Portanto, quando  $f_{135} > 48,5$  utiliza-se a equação (58), e, quando  $f_{135} \leq 48,5$ , a equação (59), para o cálculo do  $x$ .

O método proposto (MARÇAL et al., 2012c) apresenta melhores resultados se comparados com os métodos harmônicos clássicos, contudo, ainda observa-se um erro relativo porcentual elevado quando  $\phi_0 \sim n\pi$  rad, pelo efeito do desvanecimento das harmônicas utilizadas no método (ímpares), que, para  $\phi_0 \sim n\pi$ , tendem a zero, como pode ser observado nas equações (55).

No segundo caso (GALETI et al., 2013a) propõe-se um método que utiliza as três primeiras harmônicas ímpares e também as três primeiras harmônicas pares do sinal fotodetectado descritas pelas equações (55).

Baseado nas relações de recorrência das funções de Bessel e aproximações por mínimos quadráticos, o cálculo do índice de modulação, válido para  $0 < x < 3,6$  rad, é proposto tanto para as harmônicas ímpares descritas em (58) como às pares:

$$x = \sqrt{24 \frac{f_{24}}{(0,5120 f_{24} + 0,2084)(f_{24} + 1)}} \quad (61)$$

onde  $f_{24} = J_2(x)/J_4(x)$ , sendo o fator de correlação o mesmo da equação (58), de 99.9994%, dentro da faixa proposta, no caso  $0 < x < 3,6$  rad. Para a faixa superior  $3 < x < 6,38$  rad propõe-se o cálculo do índice a partir dos polinômios:

$$x = 1/\sqrt{a_3 f_{35}^3 + a_2 f_{35}^2 + a_1 f_{35} + a_0} \quad (62)$$

ou  $x = 1/\sqrt{b_3 f_{46}^3 + b_2 f_{46}^2 + b_1 f_{46} + b_0} \quad (63)$

onde  $f_{35} = \frac{J_3(x)}{J_5(x)}$  e  $f_{46} = \frac{J_4(x)}{J_6(x)}$ . Os coeficientes  $a_n$  e  $b_n$  ( $n=3,2,1$ ) são índices obtidos a partir dos mínimos quadrados e que resultam em um fator de correlação de 99.9993% dentro da faixa de  $3 < x < 6,38$  rad.

Similar ao método anterior, a partir da equação (60), é possível determinar a faixa em que o índice de modulação se encontra para a escolha da equação mais adequada ao cálculo exato desse índice. No entanto, neste método, para cada faixa de  $x$  existem duas possibilidades para o cálculo do índice de modulação: uma somente com harmônicas ímpares, e outra somente com harmônicas pares. Ou seja, para a faixa em que  $x < 3,6$  rad pode-se utilizar (58), somente com harmônicas ímpares, ou (61), somente com harmônicas pares. O mesmo se aplica para a faixa  $3 < x < 6,38$  rad, onde pode-se utilizar (62) ou (63).

A escolha é feita pela maior magnitude da harmônica identificada no sinal medido. Por exemplo, para a faixa  $x < 3,6$  rad, caso  $V_1 > V_2$ , utiliza-se a equação (58), e, caso contrário, a equação (61). De tal sorte que, seja pela equação (58), ou pela equação (61), o cálculo do índice de modulação é feito sempre com as maiores harmônicas disponíveis no sinal medido. Idm para (62) ou (63).

Portanto o método possibilita a mitigação do erro ocorrido no entorno de  $\phi_0 \sim n\pi$  rad (pontos de singularidade) e a otimização da relação sinal-ruído, pelo uso das harmônicas de maior magnitude (entre pares e ímpares) no cálculo do índice de modulação, o que representa uma melhoria em relação aos métodos harmônicos clássicos.

Este método foi utilizado nas medidas de deslocamentos nanométricos de um manipulador piezoelétrico XY em um interferômetro volumétrico de Michelson de baixo custo no LOE (GALETI et al., 2013a) e, posteriormente, melhorado e aplicado a medidas de deslocamentos nanométricos de atuadores piezoelétricos (PEREIRA et al., 2013). Ambos os experimentos apresentaram melhorias nos resultados quando comparados com os métodos anteriores, como o de (MARÇAL et al., 2012c).

A proposta de utilizar-se a maior harmônica do sinal medido para uma tomada de decisão prévia, e o posterior cálculo do índice de modulação, também foi aplicada no trabalho (LEMES et al., 2013), cuja faixa dinâmica foi superior a 100 rad. Neste trabalho, um interferômetro de Michelson de baixo custo foi usado nas medidas de deslocamentos de um nano-posicionador XY com excursões maiores que  $5 \mu\text{m}$ . Este e um outro método semelhante, com faixa dinâmica teoricamente ilimitada e, na prática, duas ordens de grandeza superior aos métodos harmônicos clássicos, são discutidos na próxima subseção. O autor desta tese participou como autor ou co-autor das publicações testes métodos, em congressos de reconhecida qualidade.

### **3.2.2 Métodos com Ampla Faixa Dinâmica.**

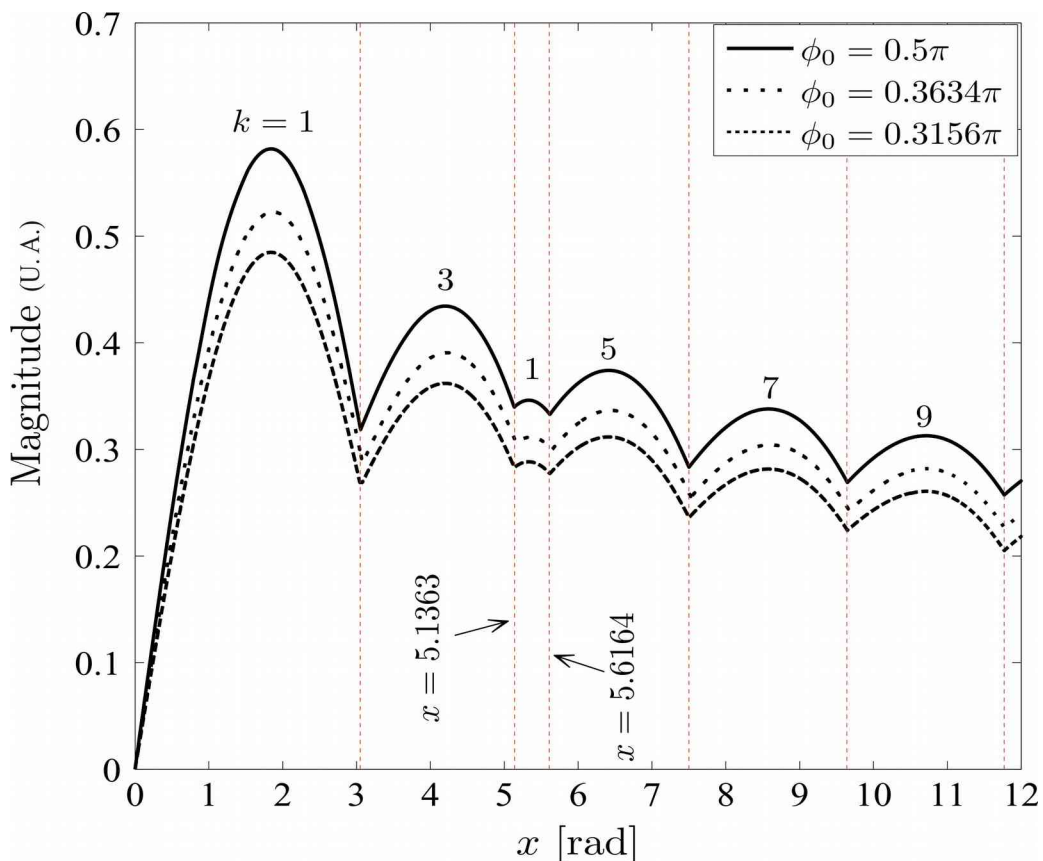
A saída do interferômetro tipo Michelson pode ser descrita matematicamente usando-se as séries de funções de Bessel de primeira ordem como observa-se nas equações (50) e (51). A partir das equações em (55) investiga-se a possibilidade de utilizar a harmônica de maior magnitude do sinal de saída do interferômetro (HMSSI) como indicação de uma faixa unívoca de índices de modulação. Em caso afirmativo, a partir do conhecimento da faixa de índices em que o sinal medido se encontra, é possível escolher um método espectral de detecção mais adequado a este sinal específico.

Em geral, experimentalmente, é mais precisa a obtenção dos módulos das harmônicas do sinal fotodetectado, que podem ser descritos a partir de (55):

$$\begin{aligned} V_{(2n-1)} &= |\text{sen}(\phi_0) J_{(2n-1)}(x)| & p/ \quad n=1,2,3,\dots \\ V_{(2n)} &= |\text{cos}(\phi_0) J_{(2n)}(x)| \end{aligned} \quad (64)$$

Os módulos das HMSSI, obtido a partir das equações (64), podem ser observados na figura 24, onde  $k$  é o valor do índice da HMSSI. Para os valores de  $\phi_0$  no intervalo  $0,3156\pi < \phi_0 < 0,5\pi$  rad ocorre que os índices das HMSSI são ímpares.

Figura 24 - Máximos das magnitudes das harmônicas, em módulo, que compõem o sinal fotodetectado.



Fonte: (GALETI et al., 2013b)

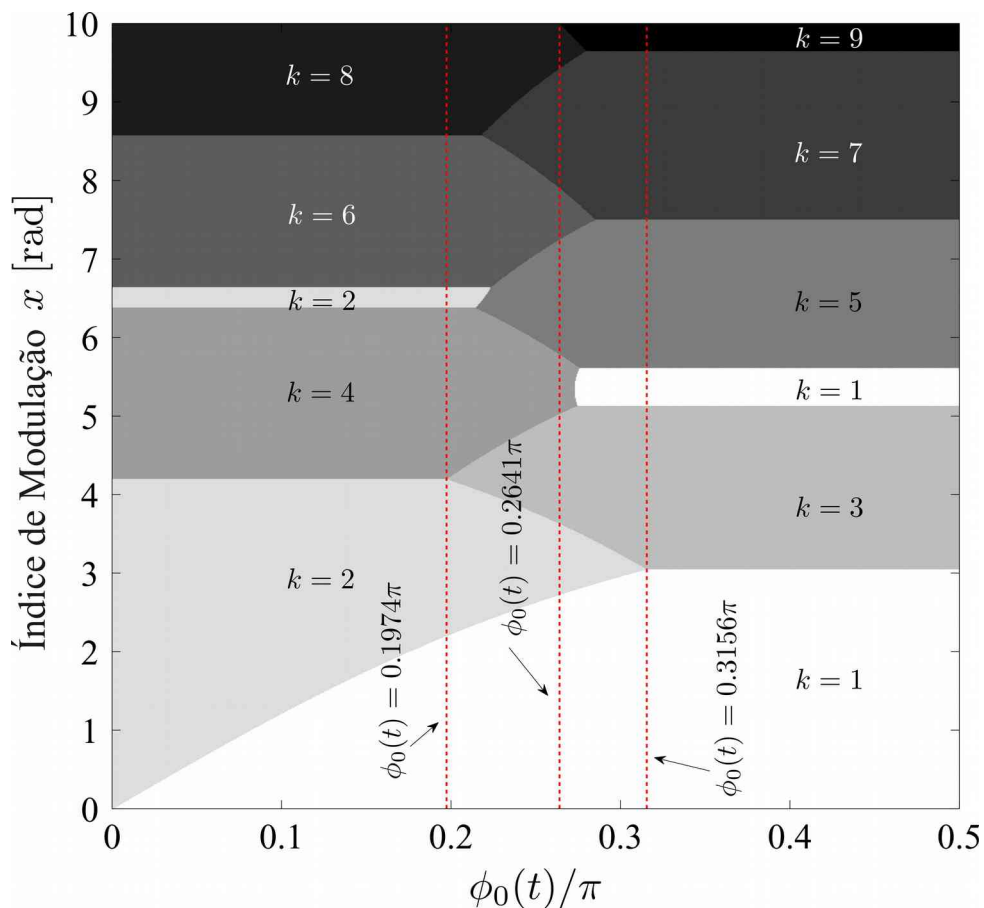
Em decorrência, de se considerar o módulo das HMSSI surge uma ambiguidade para  $k=1$ , sendo que, para os demais casos o índice  $k$  indica univocamente a faixa de valores possíveis para o índice de modulação  $x$ . Por exemplo (figura 24), caso um sinal descrito pela equação (50), tenha  $\phi_0 = 0,3634\pi$  rad e, dentre as harmônicas que compõem o sinal, a de maior magnitude seja a de



índice  $k=3$ , então, o índice de modulação deste sinal encontra-se na faixa  $3,056 < x < 5,136$  rad.

No entanto, como na maioria dos casos o valor de  $\phi_0$  é desconhecido, se faz necessário que o índice  $k$  indique univocamente uma faixa de valores possíveis para o índice de modulação  $x$  para qualquer  $\phi_0$ . No gráfico da figura 25 traça-se a correspondência do índice  $k$  do módulo da HMSSI em relação ao índice de modulação  $x$  variando de 0 a 10 rad e ao longo da faixa de  $0 < \phi_0 < 0,5\pi$  rad, sendo que, a partir de  $\phi_0 > 0,5\pi$  rad repete-se o gráfico.

Figura 25 - Ocorrência do índice  $k$ , do módulo da HMSSI, para faixa de  $0 < \phi_0 < 0,5\pi$  rad.



Fonte: (GALETI et al., 2013b)

Observa-se na figura 25 que o índice  $k$  indica uma única região delimitada, exceto por dois casos:  $k=1$  e  $k=2$ . Isto foi verificado para uma faixa de valores de índices de modulação até  $x > 100\pi$  rad, com a indicação de que se mantém indefinidamente.

Para a condição (figura 25)  $\phi_0 > 0,3156\pi$  rad o índice  $k$  das HMSSI em módulo é sempre ímpar, para a condição  $\phi_0 < 0,1974\pi$  rad as o índice  $k$  das HMSSI em módulo é predominantemente par, e, para uma condição intermediária, por exemplo  $\phi_0 = 0,264\pi$  rad, pode ser par ou ímpar. No entanto, pode-se afirmar que: um sinal de saída do interferômetro descrito pela equação (50), que tenha a harmônicas de maior magnitude com índice  $k=3$ , o índice de modulação deste sinal encontra-se contido na faixa  $3,056 < x < 5,136$  rad.

Contudo, no caso em que o módulo da HMSSI tem índice  $k=1$  existem duas possíveis faixas do índice de modulação  $x$ . Para solucionar esta ambiguidade, verifica-se no sinal medido uma relação entre as magnitudes de duas harmônicas ímpares, de maneira que, quando  $|V_5/V_1| < 0,6$ , o índice  $x$  encontra-se na primeira faixa, i.e.  $0 < x < 3,056$  rad.

De forma análoga, a ambiguidade para  $k=2$  é solucionada com a relação  $|V_6/V_2| < 0,6$  rad (GALETI at al., 2013b; GALETI at al., 2015a).

A HMSSI, além de identificar uma faixa de índices de modulação, também corresponde à harmônica de melhor relação sinal-ruído, o que torna interessante o seu uso no cálculo do índice de modulação  $x$ .

Para usar-se a HMSSI no cálculo de índices de modulação para uma faixa tão ampla quanto a que se pretende neste trabalho (de 0,2 a 300 rad), necessita-se de um método capaz de calcular o índice de modulação a partir de harmônicas tão grande quanto  $V_{300}$ .

Uma possibilidade é o uso do método descrito na subseção 3.1.2 (PERNICK, 1974), mas não seria a única possível escolha, pois outros métodos também podem ser generalizados para o uso com diferentes harmônicas do sinal fotodetectado, como será visto.

### 3.2.2.1 J1/J3 Generalizado

O método J1/J3 descrito na seção 3.1.1 pode ser modificado e generalizado a partir da equação (52), e, tendo em vista os termos comuns das harmônicas pares e ímpares descritas em (51) (BERTON et al., 2014), tem-se:

$$\frac{V_n}{V_{n+2}} = \frac{J_n(x)}{J_{n+2}(x)} \quad (65)$$

Outro ponto positivo é que, fazendo-se  $n=k$ , o método  $J_n/J_{n+2}$  não é ambíguo i.e. dentro de cada faixa de índices de modulação  $x$  indicada por um determinado índice  $k$  da HMSSI, a solução da equação (65) é única (GALETI et al., 2015a).

Foram propostas soluções numéricas à equação (65) (LEMES et al., 2013). As soluções numéricas, mesmo com maior custo computacional, justificam-se pelo fato do método utilizar, para qualquer medida, as duas maiores harmônicas (em magnitude) no cálculo do índice de modulação  $x$ , e, conseqüentemente, otimiza a relação sinal-ruído (SNR).

### 3.2.2.2 J1..J4 Generalizado

O método clássico J1..J4, originalmente proposta por Sudarshanam e Srinivasan (1989), pode ser modificado e generalizado a partir da relação de recorrência:

$$x^2 = 4 \frac{n(n+1)J_n(x)J_{n+1}(x)}{(J_n(x)+J_{n+2}(x))(J_{n-1}(x)+J_{n+1}(x))} \quad (66)$$

que, para  $n=2$ , se obtém a equação originalmente proposta.

$$x^2 = 4 \frac{J_2(x)J_3(x)}{(J_2(x)+J_4(x))(J_1(x)+J_3(x))} \quad (67)$$

Escreve-se a equação (66) em função das harmônicas do sinal  $V_n$ , como:

$$x^2 = 4 \frac{n(n+1)V_n V_{n+1}}{(V_n + V_{n+2})(V_{n-1} + V_{n+1})} \quad (68)$$

nas condições de  $\phi_0 \neq 0$  e  $\phi_0 \neq \pi/2$  rad. Estas duas condições (necessárias) não podem simultaneamente ser garantidas pela simples escolha da HMSSI, i.e. o  $\phi_0$  pode estar em uma condição desfavorável para as medições (Marçal, 2008), para o caso de se utilizar no cálculo as harmônicas pares e ímpares simultaneamente. Isto faz com que este método não seja o foco da implementação experimental deste trabalho.

### 3.2.2.3 Método de Pernick Adaptado

Idealizado para permitir uma faixa dinâmica de operação teoricamente ilimitada Pernick (1973) propõe que a escolha do  $n$  da equação (56) fique segundo a conveniência do usuário.

O primeiro valor possível (a fim de se evitar trabalhar com componentes DC),  $n=2$ , implica no uso das harmônicas  $V_1, V_3$  e  $V_5$  no cálculo do índice de modulação  $x$ . Teoricamente, a formulação (56) com  $n=2$ , pode ser utilizada para uma ampla faixa de valores de  $x$ , sendo desnecessário a comutação do  $n$ . Contudo, o cálculo do índice de modulação  $x$  pelo método de Pernick, sem a comutação do  $n$ , pode ser prejudicado ou, até mesmo, inviabilizado nas situações em que a magnitude das harmônicas é obtida a partir medições experimentais com ruído (GALETI et al., 2013b). Ou seja, nas situações práticas busca-se utilizar harmônicas do sinal fotodetectado cujas magnitudes sejam menos afetadas pelo ruído. Três condições práticas, apontadas na sequência, justificam o uso de  $n \neq 2$ , pois afetam a condição ideal do cálculo do índice de modulação  $x$ .

a) As magnitudes das harmônicas  $V_1, V_3$  e  $V_5$  do sinal fotodetectado podem desvanecerem pelas condições de singularidade,  $\phi_0 \approx r\pi$  rad ( $r=1,2,3\dots$ ), prejudicando a SNR.

b) Para sinais com maior índice de modulação (ex.:  $x > 10$  rad) as magnitudes das harmônicas  $V_1, V_3$  e  $V_5$  do sinal fotodetectado, independentemente do  $\phi_0$ , diminuem consideravelmente.

c) A formulação proposta por Pernick (56) se torna ambígua a partir de  $x > 3,83$  rad, no caso de se considerar os módulos das harmônicas no cálculo.

Sugere-se, neste trabalho, uma seleção do  $n$  a partir do conhecimento do índice  $k$  do módulo da HMSSI, com objetivo da aplicação do cálculo sugerido por Pernick para sinais medidos experimentalmente.

Como o conhecimento do índice da HMSSI define um faixa de possíveis índices de modulação  $x$ , e investiga-se o comportamento das funções de Bessel no entorno desta faixa de  $x$ . A título de exemplo, supõe-se que o sinal fotodetectado tenha o índice da HMSSI,  $k=5$ , e portanto pode-se dizer que o desconhecido valor do índice de modulação,  $x$ , está contido no intervalo entre 5,32 e 7,5 rad (GALETI et al., 2015).

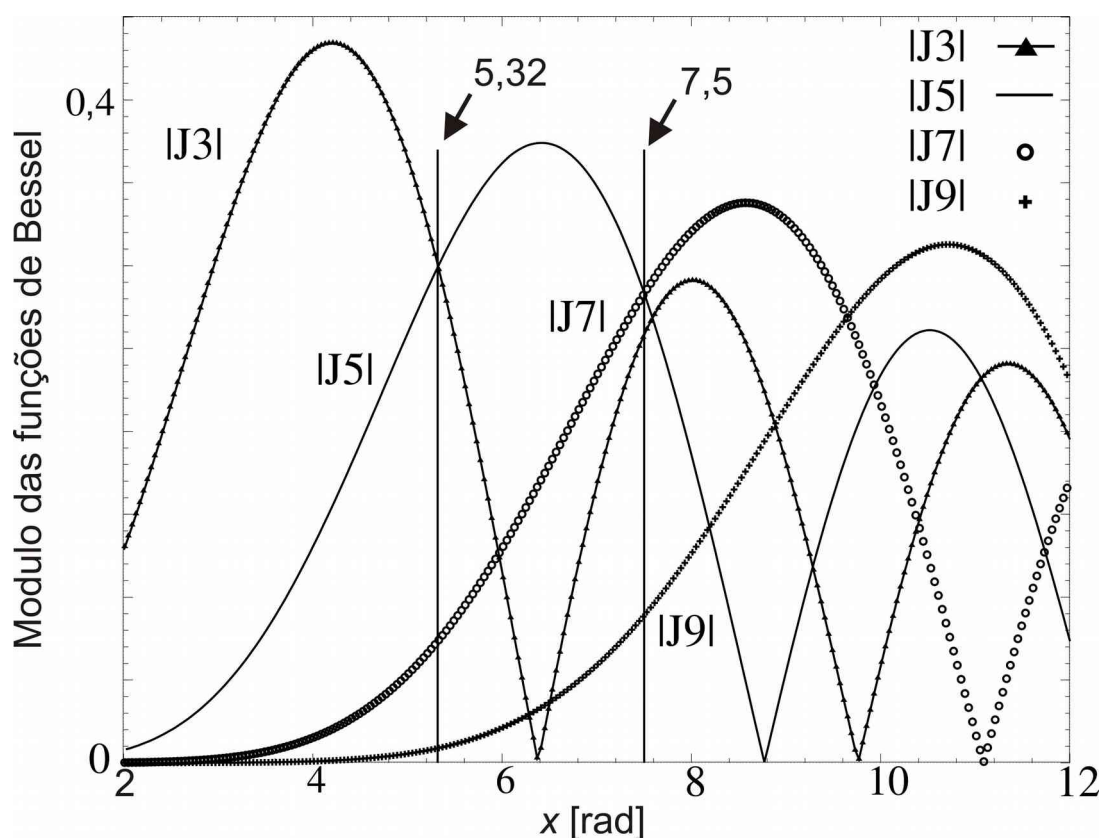
Como a maior harmônica é ímpar, em se escolhendo as harmônicas ímpares para o cálculo do  $x$ , fica afastada a possibilidade de desvanecimento por  $\phi_0 \approx r\pi$  rad ( $r=1,2,3\dots$ ), e, no caso da maior harmônica ser par, vale o oposto.

Observa-se na figura 26, o comportamento dos módulos de algumas funções de Bessel ímpares no entorno de  $x=6$  rad. Considerou-se,  $|J_3|, |J_5|, |J_7|$  e  $|J_9|$ , por serem as de maior magnitude média no intervalo  $5,32 > x > 7,5$  rad.

Considerando a equação (56) para o cálculo do  $x$ , é necessário três magnitudes de harmônicas (ímpares ou pares) consecutivas. Observa-se que, dentro do intervalo  $5,32 > x > 7,5$  rad, a função  $|J_3|$  apresenta ambiguidade, restando as demais funções  $|J_5|, |J_7|$  e  $|J_9|$ . Portanto a escolha natural seria  $n=6$ , para se usar à equação (56), em vista de que a mesma requer  $V_{n-1}=V_5, V_{n+1}=V_7$  e  $V_{n+3}=V_9$ .

Observou-se um comportamento semelhante em toda a faixa de interesse experimental (0,2 a 300 rad), de modo a propor-se uma generalização procedimento, onde aplica-se  $n=k+1$  à equação (56), sendo  $k$  o índice da harmônica de maior magnitude (em módulo) identificada no sinal fotodetectado (GALETI et al., 2013b), ressaltando as duas exceções já descritas.

Figura 26 - módulo das funções de Bessel no entorno de  $x=6$ .



Fonte: do próprio autor

As principais vantagens de utilizar-se as harmônicas de maior magnitudes na aplicação do método de Pernick (cálculo do índice de modulação  $x$ , ) são: baixa susceptibilidade ao ruído (otimização da SNR), analítico, ampla faixa dinâmica, não necessita de correção do sinal algebrico da harmônica e não apresenta pontos de singularidade em relação a  $\phi_0$ .

Apesar das vantagens dos métodos propostos, a maior desvantagem intrínseca ao método, é a necessidade da aplicação de uma dependência senoidal  $\phi(t)=x \text{sen}(\omega_s(t))$  à entrada do interferômetro, sendo que, para muitas aplicações interferométricas, o fenômeno físico avaliado tem dependência arbitrária. As técnicas descritas nos próximos capítulos têm como objetivo a medida de sinais aleatórios, como ver-se-á.

## 4 Interferômetro em Malha Fechada

As flutuações de fase relativas  $\phi_0$  em interferômetros de dois feixes ocorrem na faixa de baixa frequência, tipicamente abaixo de 5 Hz. O ruído medido acima dessa faixa de frequência é comparável ao próprio ruído laser. Para algumas aplicações interferométricas, a estabilização do padrão de interferência pode-se concentrar na banda de baixas frequências. Entre os casos clássicos de controle aplicados a interferometria, dois grupos se destacam: as técnicas de controle voltadas à linearização da resposta do interferômetro, e as voltadas para estabilizar o sinal de polarização  $\phi_0$  e que causa desvanecimento do sinal fotodetectado.

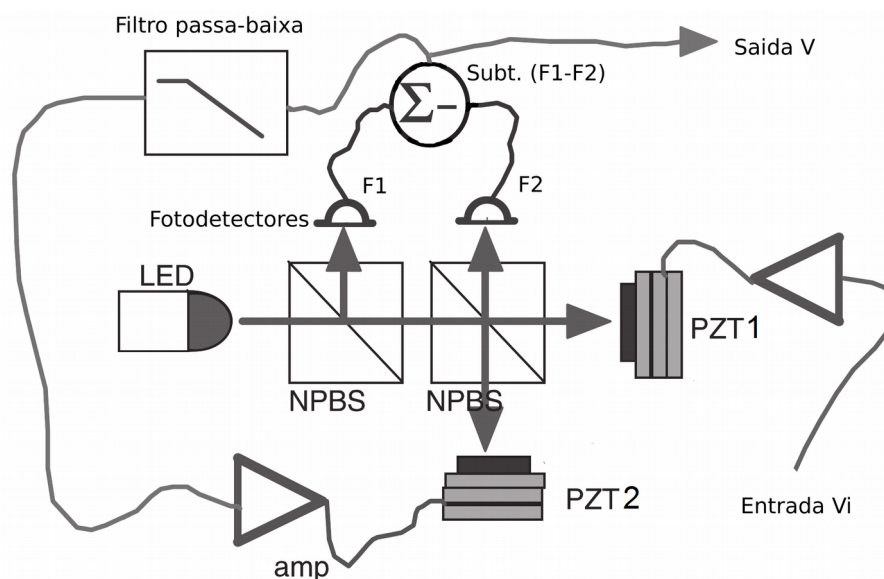
Classicamente, existem duas abordagens para os interferômetros de dois feixes: os interferômetros homódinos (frequência óptica única) e os heteródinos (duas ou mais frequências ópticas) (GIALLORENZI et al., 1982). Dentre os homódinos a técnica de demodulação heteródina sintética tem solução matemática semelhante aos heteródinos, e será abordada no próximo capítulo.

No caso de detecção homódina o principal problema é a deriva diferencial nos braços do interferômetro, causada pela variação do  $\phi_0$ , conduzindo ao desvanecimento do sinal de saída  $v(t)$ .

Uma das técnicas mais simples, mais antiga e comumente utilizada na demodulação homódina ativa, consiste em inserir o modulador de fase que deseja-se caracterizar em um ramo (braço) do interferômetro e, no outro ramo aplica-se uma retroalimentação para estabilizar o interferômetro na condição de quadratura. Um desses sistemas foi utilizado por (GRAY et al., 1999), e é mostrado na figura 27, para um interferômetro tipo Michelson.

A parcela de baixa frequência  $\phi_0$  da diferença de fase detectada (pelos fotodiodos F1 e F2) é utilizada para manter uma polarização constante aplicada ao PZT2 [figura 27]. A saída,  $v(t)$ , é proporcional a fase total detectada,  $\Psi$ , cuja parcela de alta frequência corresponde ao sinal de interesse,  $\phi(t)$ , induzido pelo atuador piezoelétrico PZT1.

Figura 27 - Esquema do interferômetro realimentado proposto para o LIGO (GRAY et al., 1999).



Fonte: (adaptado a partir de GRAY et al., 1999)

Ou seja, por meio de um filtro passa-baixas, os sinais detectados são realimentados para comandar a ação do transdutor PZT2 ligado ao espelho de referência. Assim, o interferômetro é estabilizado em um ponto de operação predeterminado, durante o período de tempo necessário para realizar as medições. Este sistema de modulação de fase em malha fechada serve para mitigar as perturbações ambientais externas de variação lenta e mantém o interferômetro o mais próximo possível de seu ponto de operação em quadratura de fase. Neste ponto de operação, a resposta do interferômetro aos sinais  $\phi(t)$  de baixa amplitude, passa a ser próxima da condição linear e com sensibilidade máxima, supondo-se que as frequências de interesse sejam superiores às das perturbações externas,  $\phi_0$ .

A configuração adotada por (GRAY et al., 1999) possibilita o uso do método, discutido na seção 2.6, de baixa profundidade de modulação, válido para detectar sinais polarizados no ponto de quadratura de fase e com amplitudes inferiores a  $\pi/2$  rad de pico-a-pico. As vantagens deste método são: a capacidade de medir desvios de fase muito pequenos (limite teórico igual a 1,2 mrad), e a detecção de sinais com formas de ondas arbitrárias. Como duas principais desvantagens, citam-se: faixa dinâmica pequena e a necessidade de manter  $\phi_0$  constante e igual a  $\pi/2$  rad, a revelia das derivas ambientais.



Se a abordagem heteródina for adotada, i.e. um ou ambos os feixes óticos de entrada do interferômetro são de frequências distintas do laser, o sinal de saída  $v(t)$  aparece como uma modulação PM em que a frequência da portadora é igual à diferença das frequências dos dois feixes. Neste caso, o problema de desvanecimento é eliminado, e a deriva ambiental produz desvios aleatórios de fase da portadora, os quais podem, em princípio, ser separados do sinal de interesse, desde que ocorram em diferentes bandas de frequência. A detecção heteródina, portanto, parece ser vantajosa em relação a detecção homódina, apesar de que, uma revisão da literatura indica que os menores valores de detecção de fase  $\phi(t)$  foram obtidos pelo método homódino (WAGNER; SPICER, 1987). No entanto, mesmo que um desempenho semelhante possa ser alcançado com a detecção heteródina, pode ser desinteressante introduzir deslocadores de frequência ótica (célula Bragg, laser Zeemann, etc) nas arquiteturas interferométricas. Neste capítulo investigam-se técnicas de estabilização aplicadas a interferômetros de detecção homódinas.

## 4.1 Controle Proporcional

O sistema interferométrico da figura 27 pode ser entendido como um controle proporcional, para o caso em que as perturbações exógenas estejam na banda passante do filtro passa baixas. Supõe-se que o sinal de interesse  $\phi(t)$  varia no tempo mais rapidamente que as derivas ambientais, e, atenuado pelo filtro passa baixas, não atinge o transdutor piezoelétrico PZT2. A profundidade de modulação deve ser suficientemente pequena ( $\phi(t) \ll \pi/2$  rad), a fim de não produzir uma distorção no sinal de saída  $v(t)$  (devido ao regime multi-franjas). Nos parágrafos seguintes, este tipo de sistema é modelado e discutido em detalhes.

No início da interferometria em fibra ótica, os pesquisadores monitoravam a deriva ambiental até que, espontaneamente, o interferômetro fosse conduzido a condição de quadratura, antes de se proceder à coleta de dados (UDD at al., 2011). Uma solução (convencional) foi a de instalar o interferômetro sobre uma mesa com isolamento sísmica, para minimizar os efeitos das derivas ambientais, mas esta técnica não consegue eliminar completamente as vibrações que atingiam o sistema, principalmente aquelas cujas frequências estavam abaixo de alguns hertz. Na mesma época, os moduladores de fase óptica começaram a ser utilizados. Com uma fibra

óptica enrolada em torno de um transdutor piezoelétrico cilíndrico, os moduladores e fase permitiam gerar um deslocamento de fase controlado por tensão em um dos braços do interferômetro. Ao aplicar uma tensão apropriada ao transdutor no braço de referência, o interferômetro podia ser levado à quadratura (manualmente), e, com menos consumo de tempo, podia-se coletar os dados. Contudo este tipo de controle manual só era viável se fosse rápido o suficiente para se acompanhar as lentas variações ambientais. Esta abordagem, a qual hoje em dia pode ser implementada eletronicamente, sem a intervenção humana, é descrita como controlador proporcional. Entretanto, embora eficiente para operação com baixa profundidade de modulação ( $\phi(t) \ll \pi/2$  rad) não se aplica eficientemente a problemas multi-franjas ( $\phi(t) > \pi/2$  rad).

## 4.2 Simulações em Malha Fechada

Nesta seção, estuda-se o interferômetro de Michelson em malha fechada (realimentado) baseando-se no modelo apresentado para o controle de massa do LIGO (Observatório de Ondas Gravitacionais por Interferometria a Laser) (GRAY et al., 1999)

Observa-se, na figura 2,7 que se usa um APF (PZT1) que converte um sinal elétrico  $v_i(t)$  (entrada) em movimento mecânico  $\Delta l(t)$  (seção 2.5) e, o movimento mecânico, por sua vez, provoca a variação da fase óptica  $\phi(t)$ . Outro APF (PZT2) converte o sinal elétrico da saída  $v(t)$ , amplificado (amp) após o filtro passa baixas, em movimento mecânico, e, o movimento mecânico, por sua vez, provoca a variação de fase óptica de controle  $\phi_r(t)$ . Além das variações de fase provocadas pelos PZTs, a saber  $\phi(t)$  e  $\phi_r(t)$ , existe uma variação aleatória decorrente das influências ambientais, denominada  $\phi_0$ . Conforme a notação do capítulo 2, define-se a variação de fase óptica total em malha aberta  $\Psi(t) = \phi(t) + \phi_0$ .

A variação total de fase óptica em malha fechada, a saber  $\phi_t(t) = \Psi(t) - \phi_r(t)$ , é convertida em variação de intensidade óptica pela interferência entre os feixes de laser. A intensidade óptica, por sua vez, é convertida em sinal elétrico pelos fotodetectores F1 e F2 (figura 27). O sinal elétrico de F1 é

subtraído de F2 e o resultado é filtrado pelo filtro passa baixa. Este sinal (saída) e então amplificado, completando-se o fechamento da malha (realimentação).

Observa-se que a estratégia de Gray et al. (1999) consiste em posicionar os fotodetectores F1 e F2, em suas respectivas franjas interferométricas, de tal forma a se obter sinais defasados de  $\pi$  rad, e ajustar os seus ganhos de tal forma a se obter as seguintes tensões, respectivamente:

$$v_{F1}(t) = A [1 + V \cos(\Psi(t) - \phi_r(t))] \quad (69a)$$

$$v_{F2}(t) = A [1 - V \cos(\Psi(t) - \phi_r(t))] \quad (69b)$$

cujas deduções matemáticas são análogas ao da equação (37). Na saída do somador tem-se (69a) subtraído de (69b):

$$v_d(t) = 2AV \cos(\Psi(t) - \phi_r(t)) \quad (70)$$

O objetivo de usar uma tensão diferencial  $v_d(t)$  é evitar a saturação do amplificador (amp) pela componente de tensão contínua (DC).

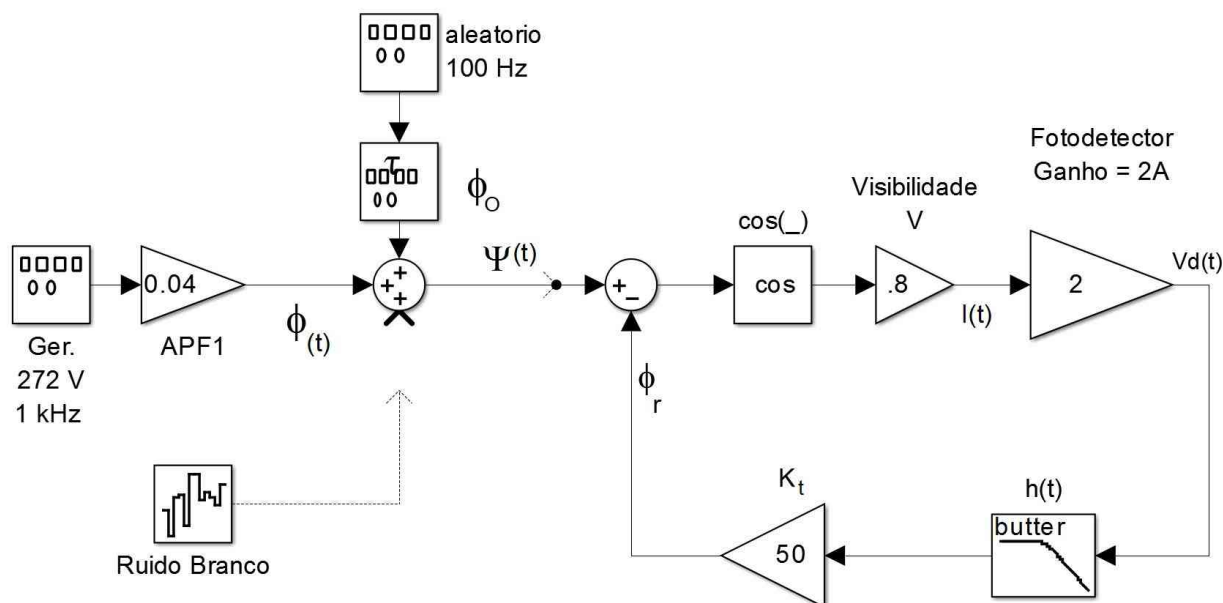
O modelo usado nas simulações (em SimuLink), que aproxima-se da implementação observada na figura 27 (GRAY et al., 1999), pode ser observado na figura 28.

Iniciando-se da esquerda [figura 28], observa-se o gerador (272 V e 1 kHz) que aplica a tensão ao APF1, representado na figura como o bloco amplificador de ganho 0,04 V/rad. O APF1 gera um movimento (mecânico) que, devido a (36), gera uma variação de fase  $\phi(t)$ . O bloco somador de 3 entradas (uma saída) soma as variações de fase produzidas pelo ambiente  $\phi_0$ , as introduzidas pelo APF1  $\phi(t)$  e o ruído branco. Tem-se como saída a variação de fase total (sem realimentação) entre os braços do interferômetro, a função  $\Psi(t)$ .

Na sequência, um bloco somador de duas entradas subtrai de  $\Psi(t)$  o sinal que é oriundo da realimentação  $\phi_r$ . No caso,  $\phi_r$  representa a variação de fase óptica introduzida pelo atuador mecânico (PZT2 da figura 27) do ramo de referência do interferômetro, i.e. um segundo atuador, com ganho unitário, que pode ser

identificado na figura 28 estando ligado ao amplificador de realimentação com ganho 50 V/V.

Figura 28 - Esquema do interferômetro realimentado proposto para o LIGO (GRAY et al., 1999) adaptado para simulação.



Fonte: do próprio autor

Os blocos [figura 28] designados como:  $\cos(\_)$ , Visibilidade e Fotodetector, implementam matematicamente a equação (70):  $v_d(t) = 1,6 \cos(\Psi(t) - \phi_r(t))$ . Por fim a realimentação é composta de um bloco,  $h(t)$ , que é um filtro passa baixa tipo Butterworth de segunda ordem e frequência de corte de 1600 Hz. À saída do bloco  $h(t)$  conecta-se um amplificador  $K_t$ , linear e de ganho constante em frequência (resposta em frequência plana) cuja saída, após passar pelo atuador de realimentação, da origem ao sinal  $\phi_r$ .

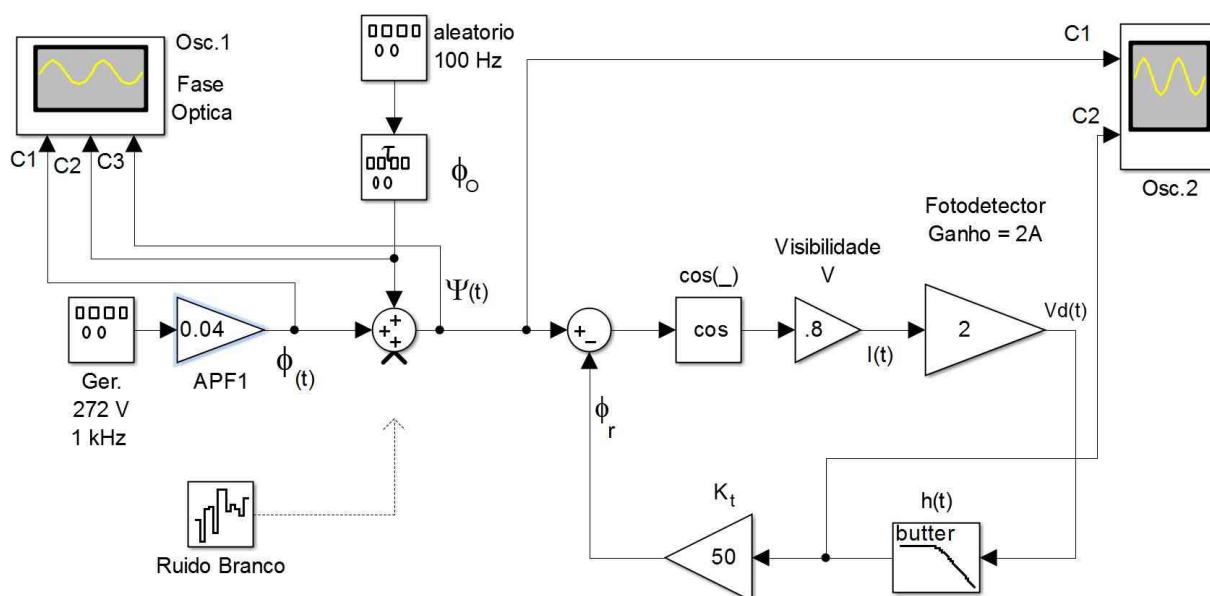
O bloco  $K_t$  pode representar, em uma montagem prática, a associação em série de um amplificador de sinais elétricos, de ganho 100 V/V, e um atuador, que transforma a tensão elétrica em variação de fase no interferômetro, com relação 0,5 rad/V. Neste exemplo os dois ganhos combinados teriam um ganho líquido de 50 rad/V, que é o valor de  $K_t$ .

As simulações são realizadas com o software Simulink e têm como objetivo a verificação do funcionamento básico do interferômetro em malha fechada

(realimentado). Para tanto, utiliza-se a mesma configuração apresentada na figura 28, acrescida de medidores.

Na figura 29 observa-se, além dos blocos da figura 28, dois blocos medidores: um chamado Osc.1, com 3 entradas (C1, C2 e C3); e o outro chamado Osc.2, com duas entradas (C1 e C2). O primeiro, Osc.1, tem seus canais C1, C2 e C3 ligados a  $\phi(t)$ ,  $\phi_0$  e  $\Psi(t)$  respectivamente. No caso, sem ruído, tem-se  $\Psi(t) = \phi(t) + \phi_0$  apenas.

Figura 29 - Esquema do interferômetro realimentado usado na simulação.

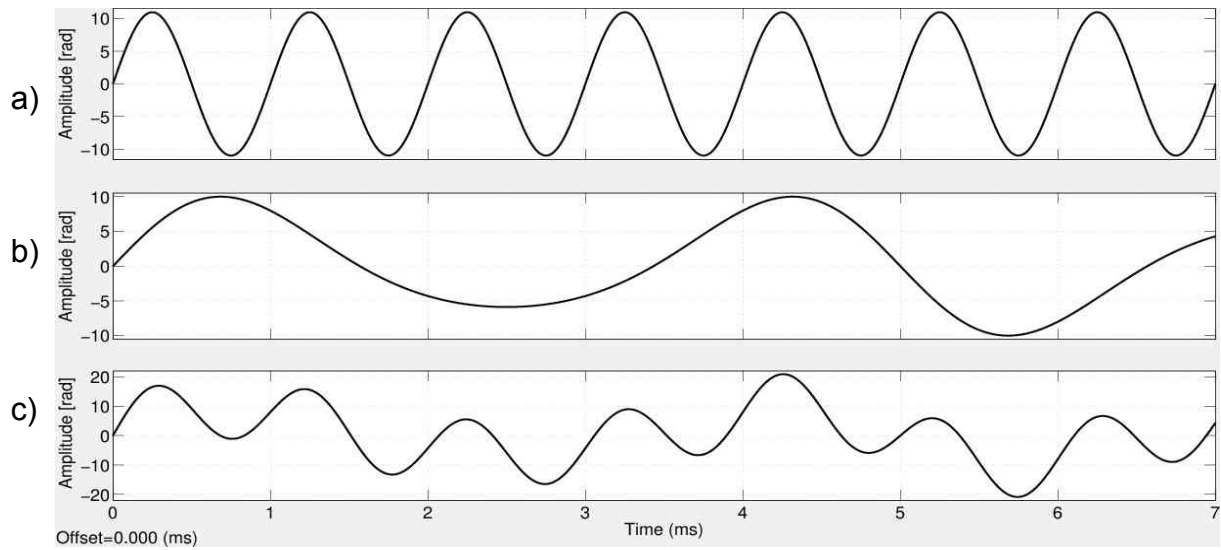


Fonte: do próprio autor

Observa-se na figura 30a, 30b e 30c as formas de ondas respectivas aos sinais  $\phi(t)$ ,  $\phi_0$  e  $\Psi(t)$ , idênticos aos sinais aplicados ao interferômetro em malha aberta que foram mostrados na figura 19.

Na prática, não é possível medir diretamente as variações de fase entre os braços do interferômetro. Para fins de simulação, criou-se 2 sinais: um deles introduzido pelo APF (PZT1), é senoidal, de amplitude 11 rad e frequência de 1 kHz [figura 30a], e corresponde a  $\phi(t)$ ; o outro, representa as variações introduzidas pelo ambiente e é aleatório, de amplitude 10 rad e frequência máxima 300 Hz [figura 30b], correspondendo a  $\phi_0$ . A variação total de fase  $\Psi(t)$  bruta pode ser observada no canal 3 do medidor de fases [figura 30c].

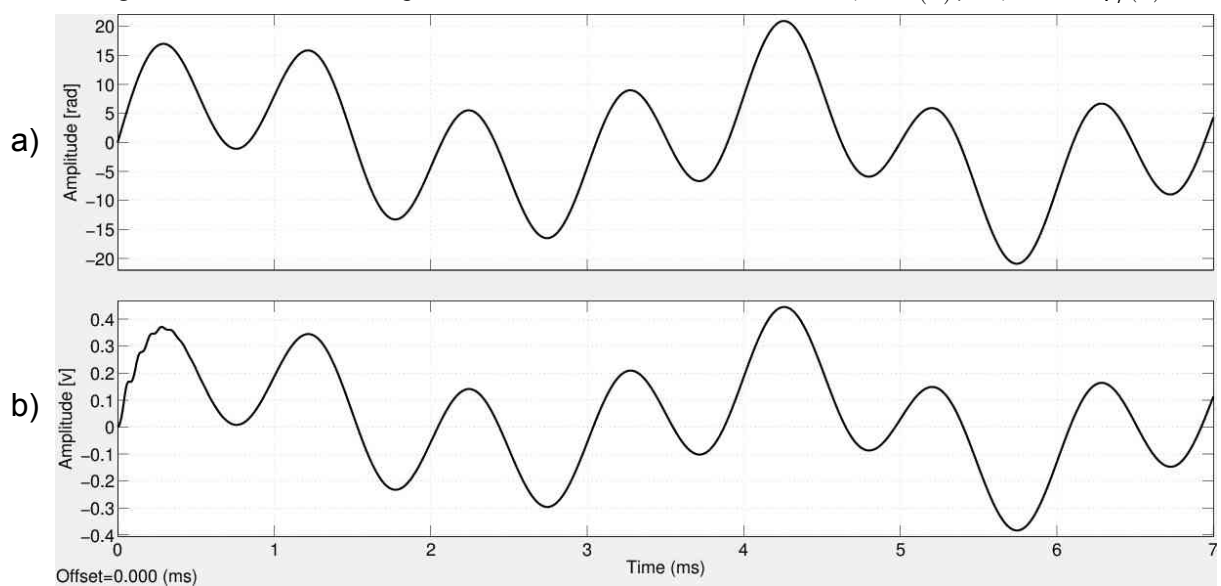
Figura 30 - Sinais de entrada sem ruído para o interferômetro em malha fechada. a)  $\phi(t)$ , b)  $\phi_0$  e c)  $\Psi(t) = \phi(t) + \phi_0$ .



Fonte: do próprio autor

Observa-se que existe uma proporção direta entre a saída do filtro e a saída do bloco  $K_t$ , isto é,  $\phi_r(t)$ . Considerou-se então, como saída do interferômetro realimentado, o sinal elétrico após o filtro passa baixa (em volts), a qual pode ser observada na figura 31b, e que se encontra registrada como  $\phi_r(t)$ . Para comparação, colocou-se no canal 1 do Osc.2, C1, o sinal de variação de fase total  $\Psi(t)$  (em radianos), como pode-se ver na figura 31a.

Figura 31 - Sinais sem ruído para o interferômetro em malha fechada. a)  $\Psi(t)$ , b)  $\phi_r(t)$ .



Fonte: do próprio autor

Observa-se que [figura 31], com exceção dos primeiros 0,5 ms, o sinal de saída [figura 31b] é muito similar ao de entrada [figura 31a], a menos de um fator de escala. O interferômetro de malha fechada tem sua relação entrada-saída linearizada, mesmo para uma entrada superior a 20 rad. Isto não foi observado na saída do sistema em malha aberta [figura 16], na qual se obteve um sinal multi-franjas e sensivelmente influenciado pela deriva aleatória de  $\phi_0$ .

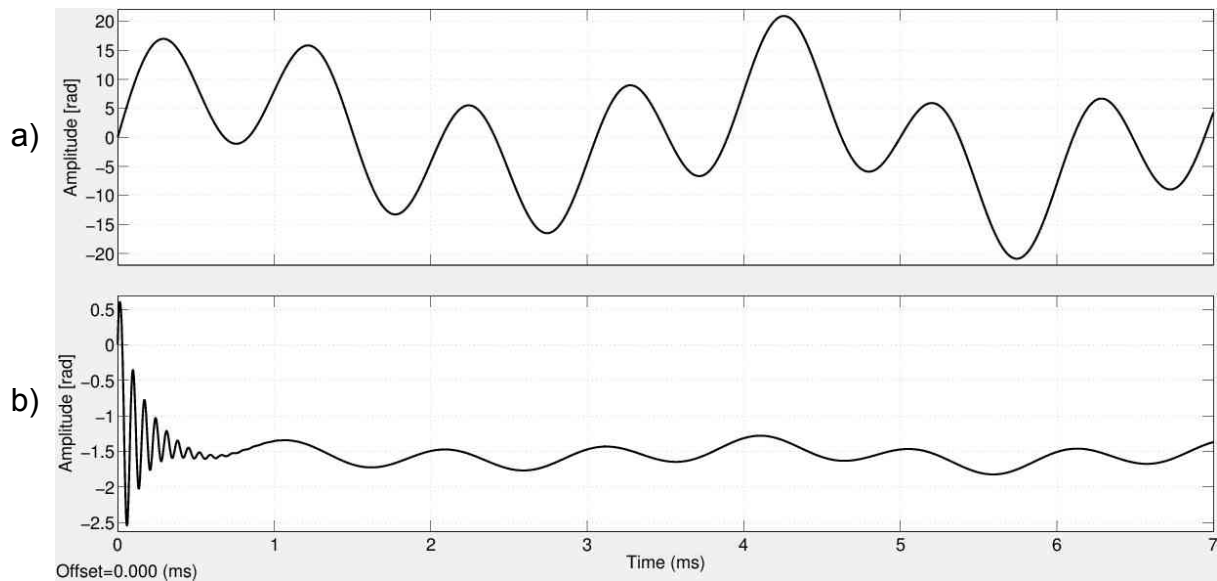
Sugere-se, neste estágio do trabalho, uma possível estratégia: trabalhar-se com um ganho de realimentação que seja suficientemente grande para que  $\Psi(t) \simeq \phi_r$  [figura 29], como se discute a seguir.

Conforme observado anteriormente, conhecendo a característica do atuador usado no ramo de realimentação (bloco  $K_r$ ) é possível determinar  $\phi_r(t)$  à partir da medida da tensão elétrica (campo) aplicada aos seus terminais pelo ramo de realimentação. Ou seja, a medida da tensão após o filtro passa baixas [figura 29] permite conhecer  $\phi_r(t)$ , pois as características do atuador do ramo de realimentação são conhecidas. Para o caso em que  $K_r$  é suficientemente grande, tem-se que  $\Psi(t) \simeq \phi_r(t)$ , o que torna  $\Psi(t)$  conhecido. Portanto para caracterizar o atuador sob teste (APF1), não é necessário conhecer o valor do ganho  $2K_rAV$  com exatidão. Basta-se comparar  $\Psi(t)$  conhecido, com a tensão aplicada ao APF1 sob teste.

O maior inconveniente desta estratégia é que o sinal de erro  $\Psi(t) - \phi_r$  fica muito pequeno, necessitando de equipamentos eletrônicos (fotodetectores e amplificadores) mais sensíveis e de melhor relação sinal-ruído.

Na figura 32 observa-se os dois canais, C1 e C2 do Osc.2, porém agora sendo o primeiro relacionado a entrada  $\Psi(t)$  [figura 32a], e o segundo, ao erro  $\Psi(t) - \phi_r$  [figura 32b], ambos em radianos. O sinal de erro,  $\Psi(t) - \phi_r$ , exceto nos primeiros 0,5 ms, varia em torno de  $-\pi/2 \pm 0,25$  rad. Como previsto pela teoria,  $-\pi/2$  rad é um ponto de equilíbrio e a variação em torno dele está dentro de uma faixa que pode ser considerada linear, a exemplo do que será discutido na seção 4.3.

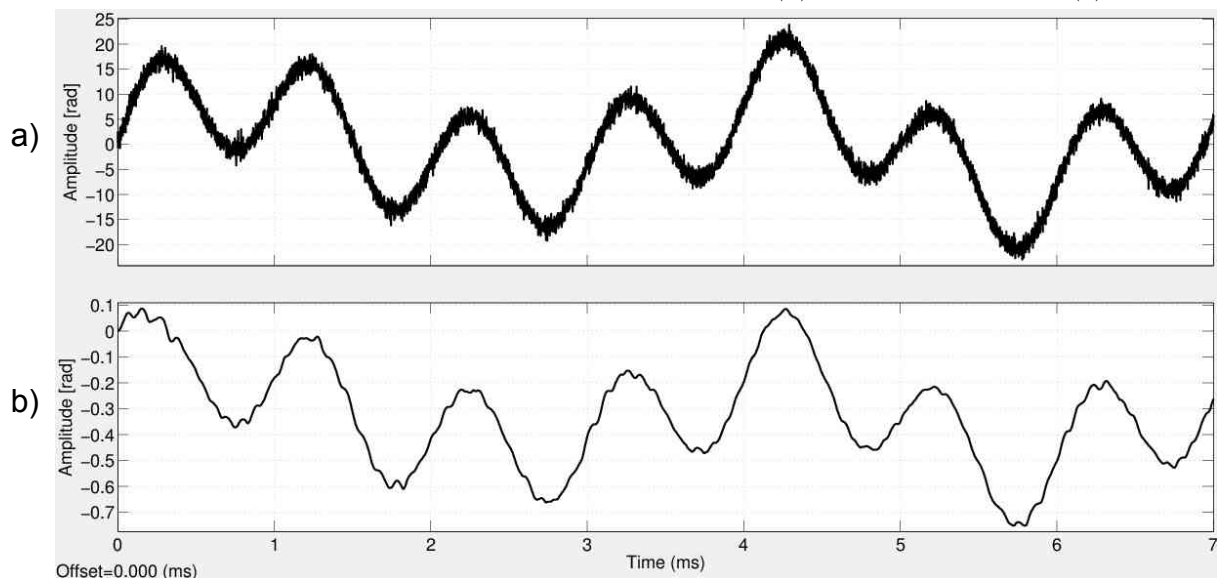
]Figura 32 - Sinais de entrada e o sinal de erro sem ruído. a)  $\Psi(t)$ , b)  $\Psi(t) - \phi_r$ .



Fonte: do próprio autor

Na figura 33, colocou-se no canal 1, C1 do Osc.2, o sinal de variação de fase total  $\Psi(t)$  [figura 33a], agora com ruído branco de relação S/R=10 [V/V], e, no canal 2 [figura 33b] observa-se a saída do filtro passa baixa.

Figura 33 - Sinais de entrada e saída com ruído S/R=10. a)  $\Psi(t)$ , b) Saída do filtro  $h(t)$ .

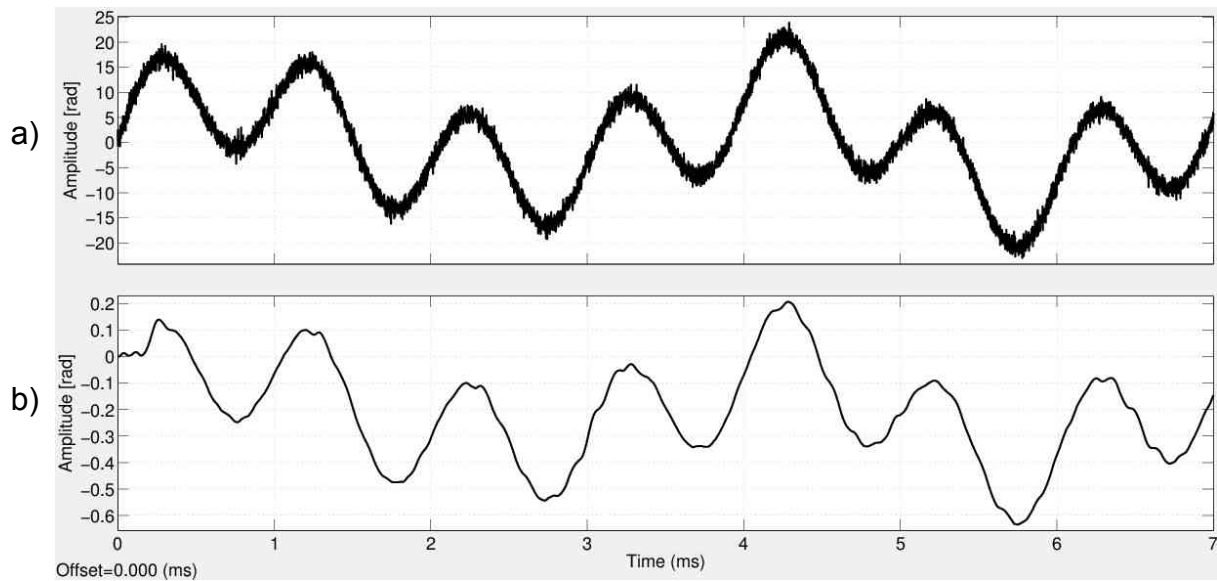


Fonte: do próprio autor

Experimentou-se reduzir a frequência de corte e aumentar a ordem do filtro passa baixas, mas os resultados foram invariantes. Observa-se [figura 34b] a saída do filtro  $h(t)$  quando a frequência de corte foi reduzida de 1,6 kHz para 1,1 kHz.



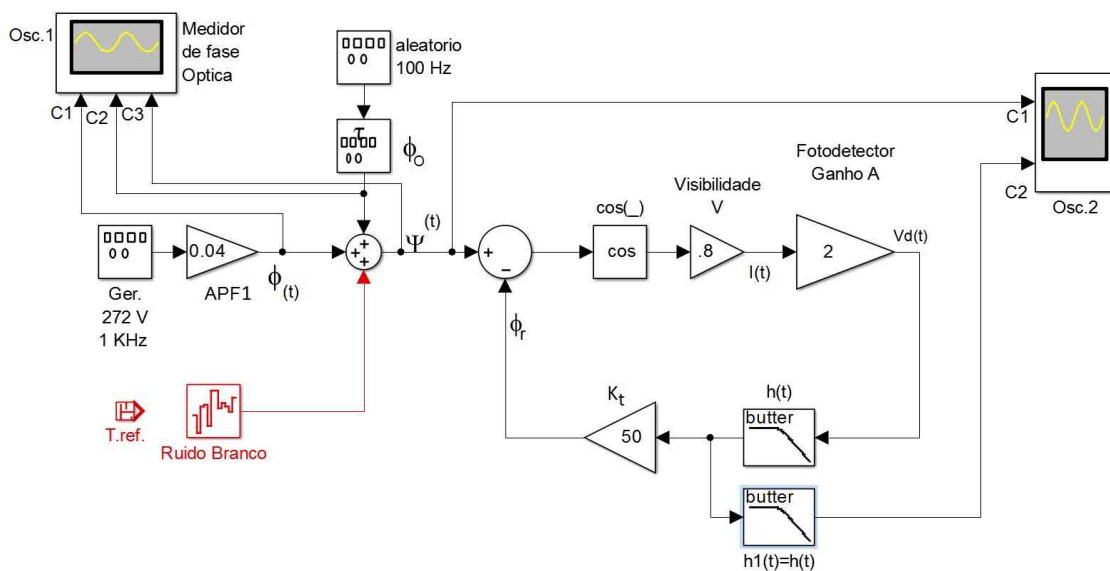
Figura 34 - Sinais com ruído  $S/R=10$  e  $f_c=1,1\text{ kHz}$ . a)  $\Psi(t)$ , b) Saída do filtro  $h(t)$ .



Fonte: do próprio autor

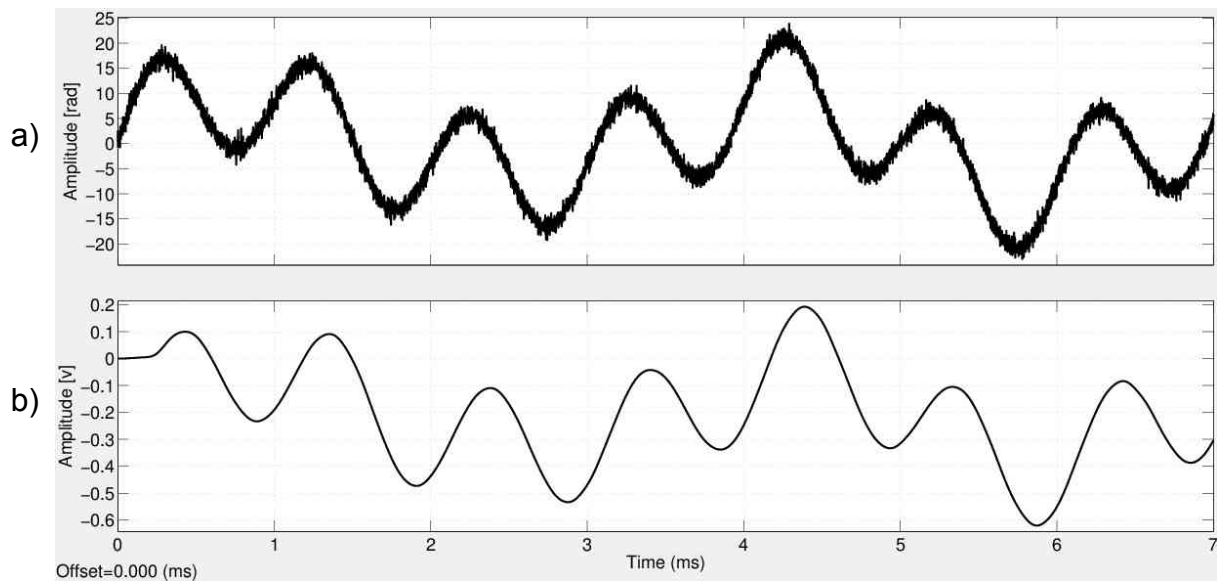
Na figura 35 observa-se a inserção de um filtro adicional,  $h_1(t)$ , com as mesmas características do anterior, i.e. passa baixas de segunda ordem e frequência de corte de 1,6 kHz, contudo, fora da malha de realimentação.

Figura 35 - Esquema do interferômetro realimentado com a utilização de dois filtros passa baixa.



Fonte: do próprio autor

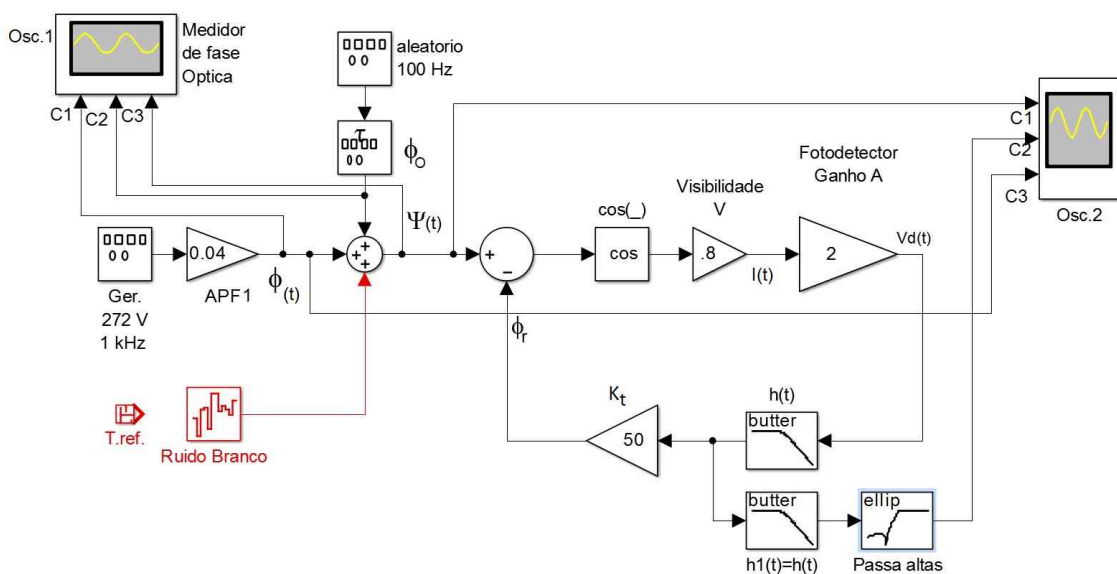
Figura 36 - Sinais com ruído  $S/R=10$  e dois filtros passa baixa. a)  $\Psi(t)$ , b) Saída do filtro  $h_1(t)$ .



Fonte: do próprio autor

A resposta do filtro  $H(s)$  (transformada de Laplace de  $h(t)$ ) não pode ser interpretada isoladamente, pois é parte integrante de um sistema de realimentação e com elementos não lineares. Por outro lado, o filtro  $H_1(s)$  [figura 35], mesmo sendo idêntico em suas características a  $H(s)$ , pelo fato de estar fora da malha de realimentação, opera como filtro atenuando as frequências superiores e eliminando o ruído. O sinal de saída do filtro  $h_1(t)$  pode ser observado na figura 36b.

Figura 37 - Esquema do interferômetro realimentado com dois filtros passa baixas e um passa alta.

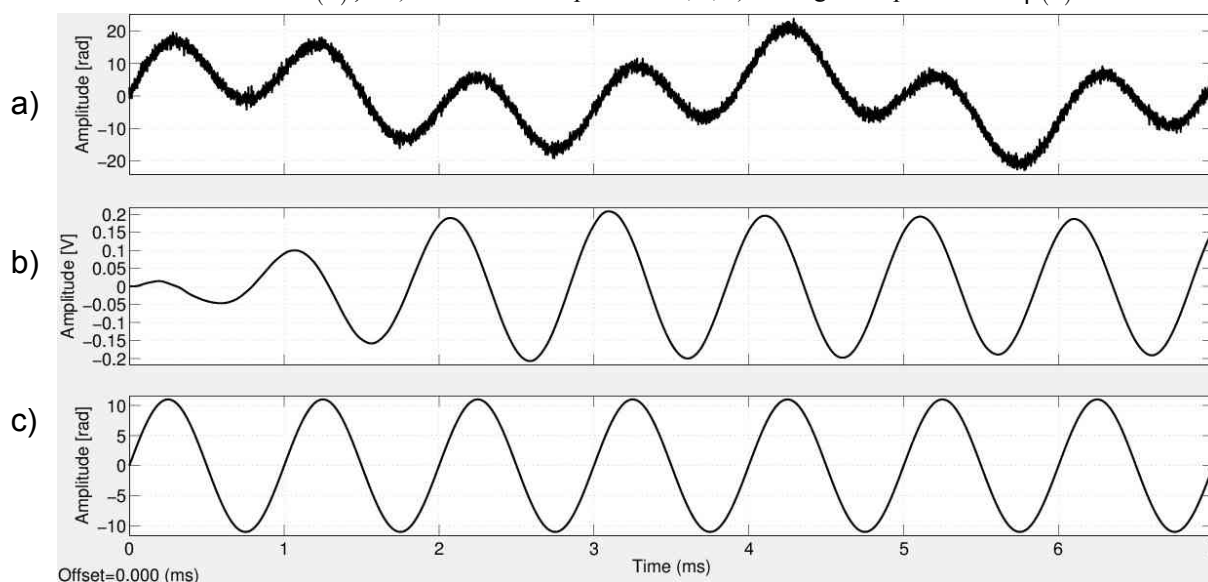


Fonte: do próprio autor

Resta analisar o efeito da componente  $\phi_0$  quando sua frequência é menor que a do sinal de entrada  $\phi(t)$ , sendo indesejada por não representar a atuação direta do APF1. Observa-se na figura 37 a inserção de um filtro passa-altas do tipo elíptico, de ordem 3 e com frequência de corte de 800 Hz.

Na figura 38a (C1 do Osc2) observa-se o sinal  $\Psi(t)=\phi(t)+\phi_0$  com ruído branco aditivo de relação S/R=10. No segundo canal, C2 do Osc.2 [figura 38], conectou-se a saída do interferômetro após passar pelos filtros passa baixa e passa alta, cujo resultado pode ser observado na figura 38b. Ao terceiro canal, C3 do Osc2, conectou-se o sinal de entrada  $\phi(t)$  [figura 38c], para comparação com o sinal de saída. Observa-se nas figuras 38b e 38c, após o transitório (2,5 ms), uma concordância entre o sinal introduzido pelo APF1,  $\phi(t)$ , e a saída do interferômetro, mesmo com um sinal de entrada [figura 38a] com ruído e sob a ação aleatória do  $\phi_0$ , o que representa um resultado interessante a ser experimentado em situação prática.

Figura 38 - Sinais de entrada e saída com ruído S/R=10 e dois filtros passa baixa e um passa altas. a)  $\Psi(t)$ , b) Saída do filtro passa altas, e, c) Sinal gerado pelo APF  $\phi(t)$ .



Fonte: do próprio autor

Observa-se também um retardo (*delay*) de aproximadamente 0,8 ms entre os sinais da figura 38b e 38c. Este retardo está diretamente relacionado a ordem do filtro de forma que, quanto maior a ordem do filtro, maior o retardo. Por outro lado, são necessários filtros de ordem tanto maior quanto mais próximos, em frequência, estiverem os sinais  $\phi(t)$  e  $\phi_0(t)$ . Portanto, quando  $\phi(t)$  e  $\phi_0(t)$  possuem

frequências suficientemente distintas, pode-se usar filtros de menor ordem, diminuindo assim o retardo entre o sinal de entrada e saída, sendo o inverso também verdadeiro.

O retardo torna-se especialmente relevante em algumas aplicações que visam medir o tempo de resposta dos APFs e, neste caso, deve ser previamente conhecido. O desenvolvimento de uma metodologia que permita levantar a característica de retardo do interferômetro realimentado não foi objeto de estudo neste trabalho.

### 4.3 Análise Preliminar de Estabilidade

Analisa-se, sob a ponto de vista de controle, o sistema proposto na figura 28. Obviamente, pela presença do bloco cosseno [isto é,  $\cos(\_)$ ], trata-se de um sistema não linear. Neste caso investiga-se a presença de pontos de equilíbrio locais para o sistema relaxado, i.e. sem sinal de entrada  $\Psi(t)=0$ . Embora as simulações apresentadas na seção 4.2 refiram-se ao controlador proporcional integral (devido ao filtro Butterworth  $h(t)$ ), o caso do controlador proporcional também será estudado nesta seção. Em resumo, investiga-se a estabilidade de sistemas de ordem zero, um e dois.

Por ser didaticamente adequado, inicia-se a análise do sistema de ordem zero. Aplicando-se a condição  $\Psi(t)=0$  à equação (70) tem-se:

$$v_d(t) = 2AV \cos(-\phi_r(t)) \quad (71)$$

Como  $h(t)$  é um filtro passa baixa, é razoável supor que se houver estabilidade próxima aos pontos de equilíbrio, então, o ganho de baixa frequência na saída do filtro é 1. Da figura 28 tem-se:

$$\phi_r(t) = K_t v_d(t) \quad (72)$$

Como a dinâmica do filtro não é levada em conta na análise (opera-se na região de panda passante), este caso corresponde a aplicação de um controle proporcional.

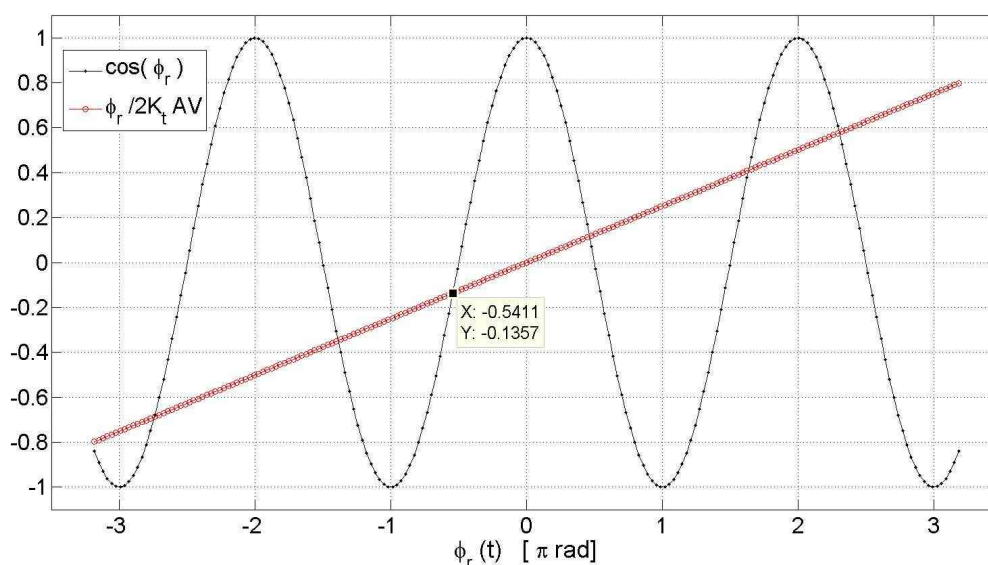
Substituindo-se (71) em (72) chega-se a (73), que não possui solução analítica (equação transcendental):

$$\cos(\phi_r(t)) = \frac{\phi_r(t)}{2K_t AV} \quad (73)$$

Para valores suficientemente grandes do termo  $K_t AV$ , observa-se na equação (73) um grande número de soluções próximas a  $\phi_r(t) \approx n\pi/2$  rad, para  $n$  ímpar. Contudo, a medida que o termo  $K_t AV$  diminui, o número de soluções também diminui.

A interpretação gráfica da equação (73) pode ser observada na figura 39, sendo as soluções (pontos de equilíbrio) as intersecções entre a reta  $\phi_r(t)/(2K_t AV)$  e a função  $\cos(\phi_r(t))$ . O gráfico da figura 39 foi construído com os parâmetros extraídos da montagem experimental que será simulada na seção 4.4 adiante, conduzindo-se a  $2K_t AV = 12,53$  rad/V. Portanto, um dos pontos de equilíbrio deverá ser  $\phi_r(t) = -0,54$  rad.

Figura 39 - Gráfico para determinação da solução da equação (73)



Fonte: do próprio autor

Nas regiões suficientemente próximas aos pontos de equilíbrio observa-se uma região linear. Tomando-se, como exemplo, o ponto de equilíbrio  $\phi_r(t) \approx -\pi/2$  rad, e uma variação  $\Delta a$  rad suficientemente pequena, pode-se escrever que:

$\cos(\Delta a - \pi/2) = \sin(\Delta a) \simeq \Delta a$ . Analogamente, para o ponto  $\phi_r(t) \simeq \pi/2$  rad, ocorre  $\cos(\Delta a + \pi/2) = -\sin(\Delta a) \simeq -\Delta a$ , como pode ser observado na figura 39.

Para a arquitetura proposta [figura 28], nos pontos em que  $\cos(\Delta a + n\pi/2) \simeq -\Delta a$ ,  $n = \dots, -5, -3, 1, 3, 5, \dots$ , o bloco chamado,  $\cos(\_)$  pode ser substituído pelo ganho -1, tornando a realimentação positiva. Portanto estes pontos de equilíbrio podem não ser estáveis.

Partindo-se desta aproximação, pode-se então analisar a estabilidade sob o ponto de vista das teorias de sistema lineares. Trabalhos pregressos realizados no Laboratório de Optoeletrônica da FEIS-UNESP, Costa (2011) analisou detalhadamente um sistema matematicamente análogo, sob o ponto de vista de sua aproximação linear. Por sua vez, na literatura internacional, foram analisadas montagens interferométricas volumétricas para medições de deslocamento mecânico (FISCHER; WARDE, 1979), bem como, montagens em fibra óptica (FRITSCH; ADAMOVSKI, 1981), ambas do ponto de vista da teoria de controle linear. Fez-se a análise dos mesmos diante de algumas entradas padrões (degrau, rampa, parábola e impulso), bem como o estudo de estabilidade, usando-se para isto várias técnicas de análise. Demonstrou-se que, do ponto de vista de sistemas linear, o sistema é estável e de convergência adequada a aplicações de medições interferométricas de deslocamento mecânico.

Nos próximos itens, dá-se início ao estudo de sistemas de ordem 1 e 2, usando-se o conceito de plano de fase.

### 4.3.1 Análise da estabilidade local

A análise de estabilidade para sistemas não lineares de ordem reduzida pode ser feita com o auxílio do plano de fases.

Supondo, que o sistema é de primeira ordem traça-se o plano de fases do sistema realimentado. Considera-se o ramo de realimentação (figura 28) como um sistema linear e invariante no tempo (SLIT), e que satisfaz a relação:

$$\Phi_r(s) = H(s) K_t V_d(s) \quad (74)$$

Como  $h(t)$  é um filtro Butterworth de primeira ordem e frequência de corte  $f_c=50$  Hz, tem-se  $H(s)=1/(1+s/2\pi f_c)$ . Substituindo  $H(s)$  em (74) tem-se:

$$\Phi_r(s)=\frac{1}{1+s/100\pi}K_t V_d(s) \quad (75)$$

ou, no domínio do tempo:

$$\dot{\phi}_r(t)=100\pi(K_t v_d(t)-\phi_r(t)) \quad (76)$$

Substituindo-se  $v_d(t)$  de (71), tem-se:

$$\dot{\phi}_r(t)=100\pi[2K_t AV \cos(\phi_r(t))-\phi_r(t)]=100\pi 2K_t AV \left[ \cos(\phi_r(t))-\frac{\phi_r(t)}{2K_t AV} \right] \quad (77)$$

Substituindo-se os valores experimentais  $2K_t AV=12,56$  [rad/V] tem-se:

$$\dot{\phi}_r(t)=3936 \left[ \cos(\phi_r(t))-\frac{\phi_r(t)}{12,56} \right] \quad (78)$$

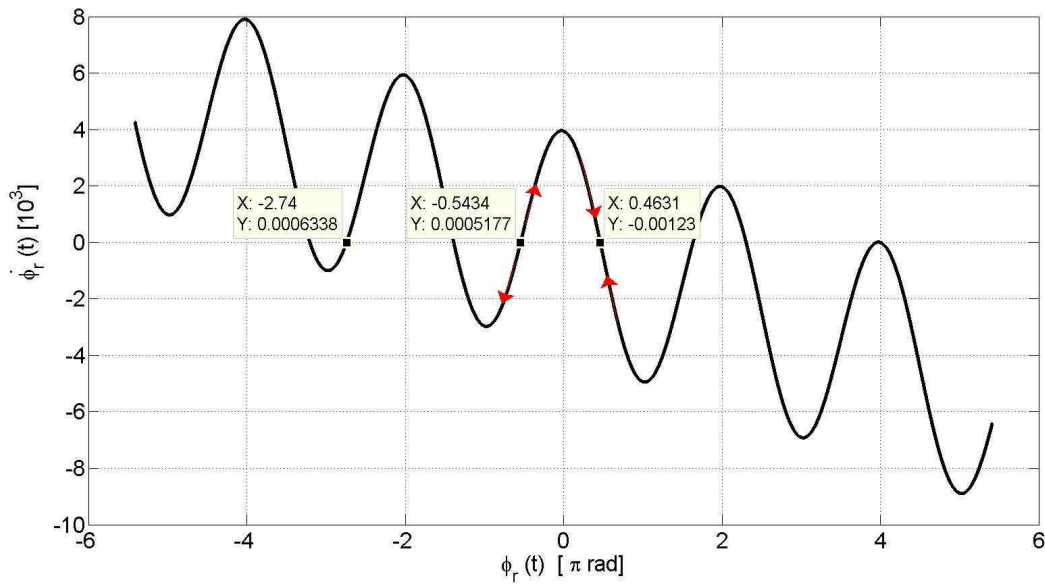
Denominando-se:  $x_2=\dot{\phi}_r(t)$  e  $x_1=\phi_r(t)$ , traça-se o plano de fase correspondente a (78) na figura 40.

O plano de fase torna a análise bastante simples neste caso. Todos os pontos em que ocorre  $x_2=\dot{\phi}_r(t)=0$  são pontos de equilíbrio. Em todo semiplano positivo, i.e.  $x_2>0$ , o  $x_1$  é crescente, e, no semiplano negativo  $x_2<0$ , o  $x_1$  é decrescente. Portanto os pontos de equilíbrio estáveis são: -3,20; -1,38; 0,463; 2,31 [ $\pi$  rad] (ou sejam -10,05; -4,33; 1,45; 7,24 [rad]).

Os pontos de equilíbrio instáveis são: -2,74; -0,543; 1,64 [ $\pi$  rad]. As regiões de atração estão entre dois pontos instáveis adjacentes ao estável.

Por exemplo, a região de atração do ponto de 0,463 [ $\pi$  rad] vai de -0,543 até 1,64 [ $\pi$  rad].

Figura 40 - Plano de fase para o filtro de primeira ordem.



Fonte: do próprio autor

Supondo que o sistema é de segunda ordem, traça-se o plano de fases do sistema realimentado. Considera-se o ramo de realimentação (figura 28) linear e invariante no tempo, e, que  $h(t)$  é um filtro Butterworth de segunda ordem. Neste caso, o ramo de realimentação satisfaz a (79).

$$\Phi_r(s) = \frac{V_d(s) K_t}{\frac{s^2}{\omega_c^2} + \frac{s\sqrt{2}}{\omega_c} + 1} \quad (79)$$

onde:  $\omega_c = 2\pi f_c = 100\pi$

A transformação inversa de (79) dá origem a uma equação diferencial de segunda ordem descrita como:

$$\ddot{\phi}_r = \omega_c^2 K_t v_d(t) - \sqrt{2}\omega_c \dot{\phi}_r - \omega_c^2 \phi_r \quad (80)$$

na qual, substituindo-se  $v_d(t)$  de (71), resulta

$$\ddot{\phi}_r = \omega_c^2 K_t 2AV \cos(\phi_r(t)) - \sqrt{2}\omega_c \dot{\phi}_r - \omega_c^2 \phi_r \quad (81)$$

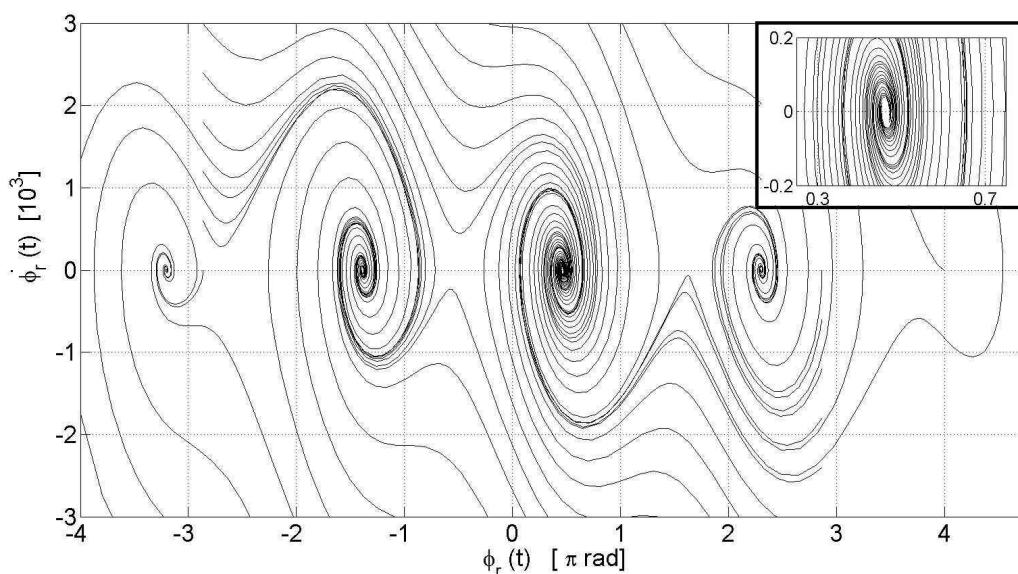
A seguir, denomina-se  $x_1 = \phi_r(t)$  e  $x_2 = \dot{\phi}_r(t)$  para obter-se o sistema diferencial de segunda ordem:



$$\begin{cases} \dot{x}_1 = x_2 \\ \dot{x}_2 = \omega_c^2 K_t 2AV \cos(x_1) - \sqrt{2} \omega_c x_2 - \omega_c^2 \phi_r \end{cases} \quad (82)$$

Substituiu-se os valores de  $K_t$ ,  $2AV$  e  $\omega_c$  para obter-se o plano de fases, ( $x_1$  por  $x_2$ ), apresentado na figura 41, cujo tempo de observação é 25 ms.

Figura 41 - Plano de fase para o filtro de segunda ordem com tempo de observação de 25 ms.



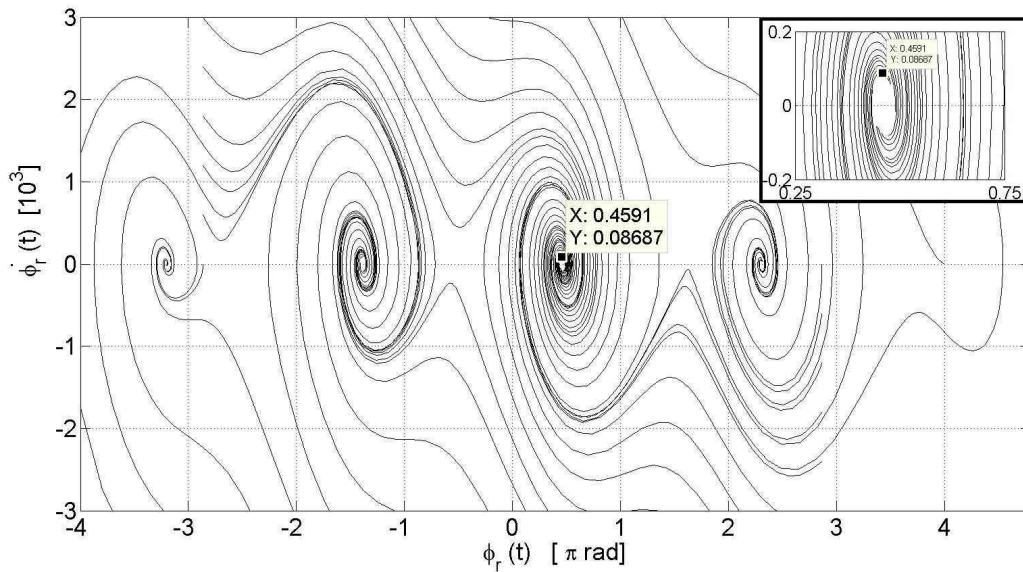
Fonte: do próprio autor

Observa-se no plano de fase [figura 41] que, para cada ponto de partida ( $x_1, x_2$ ) existe uma trajetória até os pontos de equilíbrio, que são os pontos de convergência de várias trajetórias.

Estes pontos de equilíbrio são coincidentes com os pontos de equilíbrio observados no sistema de primeira ordem [figura 40]. Os pontos de equilíbrio sofrem alteração com o ganhos  $K_t$  e  $AV$ .

O plano de fase em geral não indica os tempos envolvidos em cada trajetória. É possível traçar um plano de fases com um tempo pré-determinado e o resultado gerar trajetórias incompletas. Traçou-se o plano de fases com o tempo limitado a 18 ms, que pode ser observado na figura 42. Algumas trajetórias aproximaram-se dos pontos de equilíbrio enquanto outras não, i.e. o tempo de estabilização do sistema fica dependente do ponto de partida.

Figura 42 - Plano de fase para o filtro de segunda ordem e tempo limitado a 18 ms.



Fonte: do próprio autor

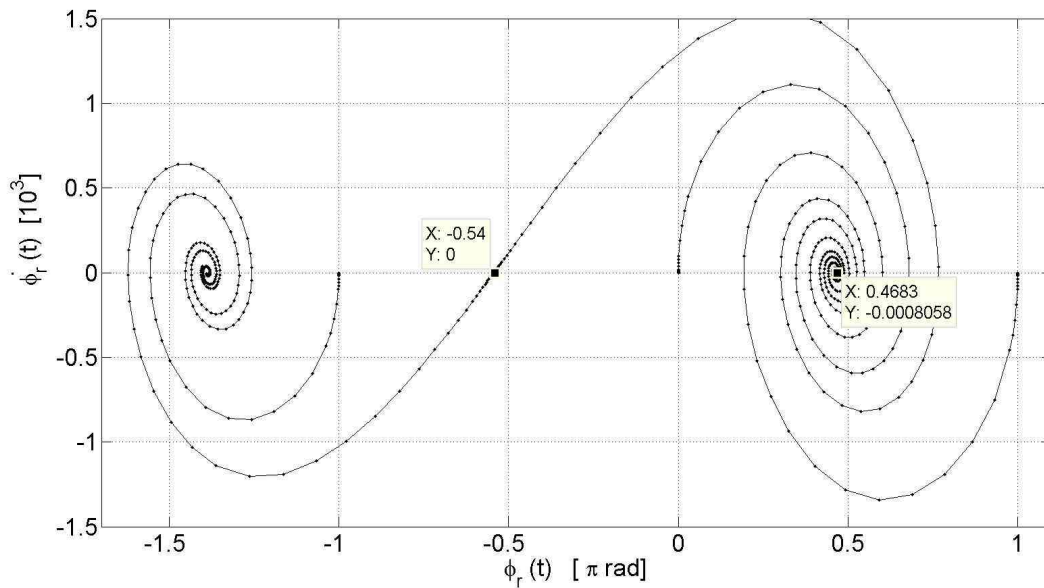
Um sistema que estabelece um ponto para o início da ação efetiva da realimentação, i.e. uma não linearidade no controle, pode reduzir o número de trajetórias de maior tempo de estabilização.

Contudo, mesmo que a entrada do filtro passa baixas seja zero,  $v_d(t)=0$  e, a entrada  $\phi(t)$  também seja zero, a condição inicial de  $(x_1, x_2)$  não é zero, pois as derivas ambientais vão produzir  $\phi_r(t)$ , de valor aleatório. A característica cossenoidal do interferômetro permite considerar as variações ambientais gerando  $-\pi \leq \phi_r(t) \leq \pi$  rad.

Por outro lado, é razoável supor que as derivas ambientais são de variação lenta,  $\dot{\phi}(t) \sim 0$ , quando comparadas a dinâmica do sistema, algo que pôde ser observado nos gráficos das figuras 40, 41 e 42, em que  $\dot{\phi}_r(t)$  assumiu valores 3 ordens de grandeza superiores ao  $\phi_r(t)$ .

Na sequência, consideram-se as condições iniciais no intervalo  $-\pi \leq \phi_r(t) \leq \pi$  [rad], em conjunto com a característica cossenoidal do interferômetro. As trajetórias que partem dos valores em que  $\dot{\phi}_r(t)=0$  e no intervalo  $-\pi \leq \phi_r(t) \leq \pi$  [rad], são de importância prática para este trabalho e podem ser observadas na figura 35. Manteve-se o tempo total em 18 ms.

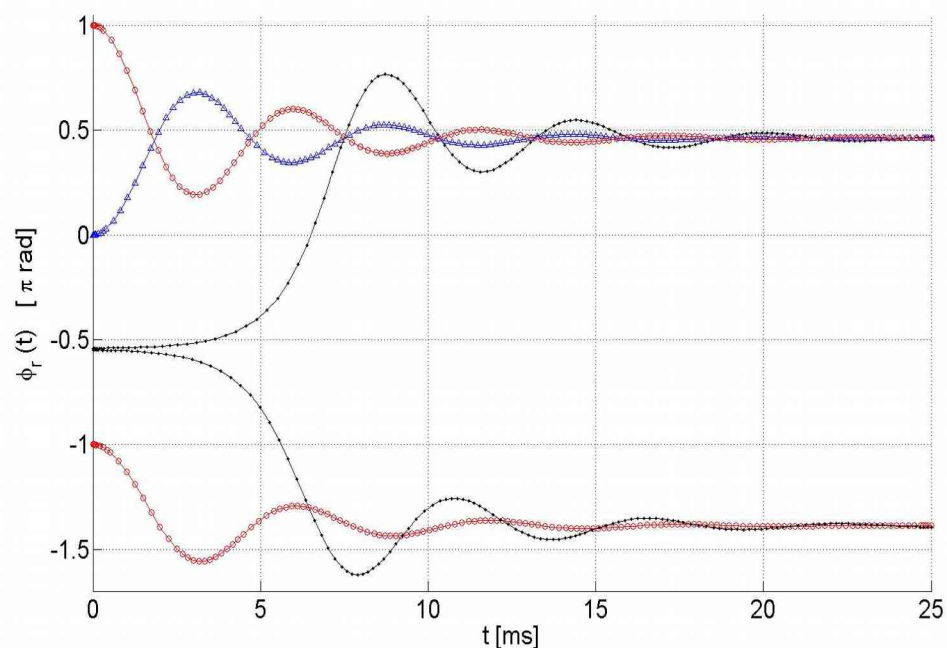
Figura 43 - Plano de fase para o filtro de segunda ordem, a 18 ms e condições iniciais definidas.



Fonte: do próprio autor

As trajetórias cujos pontos de partida estão no eixo em que  $\dot{\phi}_r(t)=0$  e contidos no intervalo  $-\pi \leq \phi_r(t) \leq \pi$  [rad], incluem somente três pontos de equilíbrio, sendo dois estáveis, como pode ser observado na figura 43. Para as mesmas trajetórias traçadas na figura 43, investigou-se os tempos envolvidos na estabilização do sistema (relaxado) e traçou-se os seus respectivos gráficos, conforme podem ser observados na figura 44.

Figura 44 - Tempo de estabilização de algumas trajetórias do sistema relaxado.



Fonte: do próprio autor

Observa-se que o tempo de estabilização tem relação direta com a distância entre o ponto de partida e o ponto de estabilidade (atrator mais próximo) [figura 44]. Entre os dois pontos de estabilidade observados no gráfico da figura 44, não se observam diferenças em suas atratividades. Esta capacidade de manter a estabilidade do interferômetro em torno do ponto de quadratura será explorada nos experimentos descritos no capítulo 6.

A seguir, será visto um modelo para simulação do interferômetro de Michelson em malha fechada inspirado na montagem volumétrica do interferômetro disponível no LOE, e cujos parâmetros foram atribuídos a partir de dados experimentais que serão descritos no capítulo 6.

## 4.4 Malha Fechada com Parâmetros Práticos

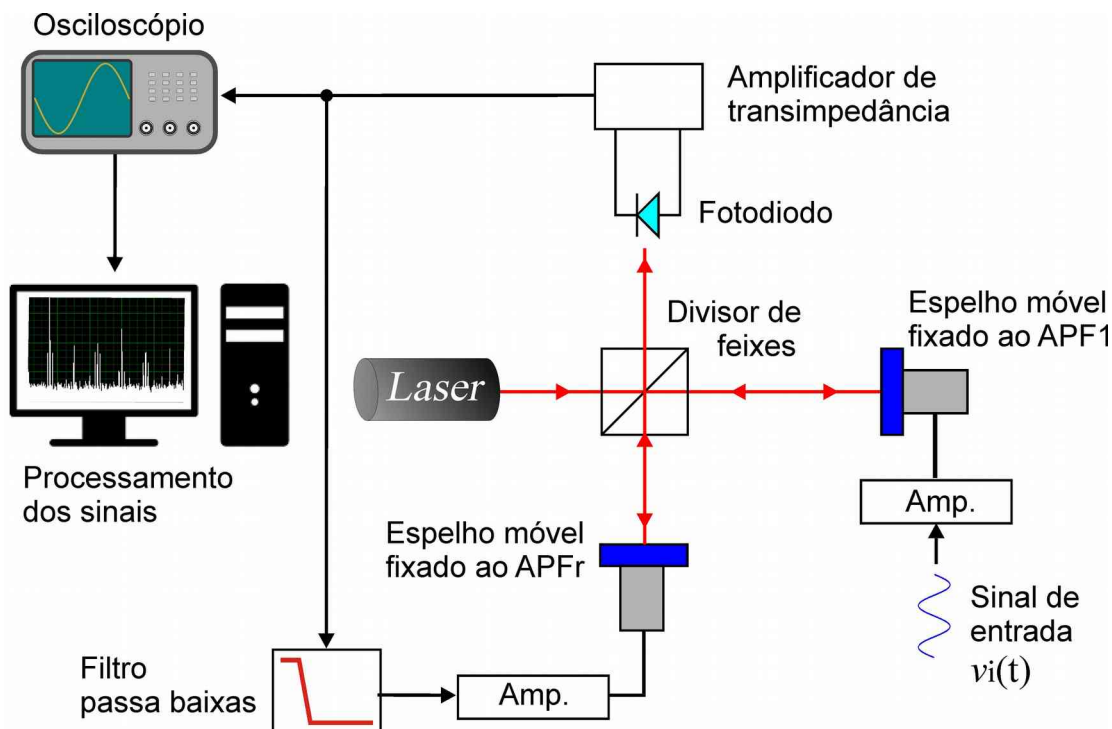
Nesta seção, estuda-se o interferômetro de Michelson em malha fechada (realimentado), baseando-se no interferômetro implementado no LOE da Unesp/Feis e que será descrito no capítulo 6 deste trabalho.

### 4.4.1 Modelo em Malha Fechada

A realimentação foi proposta a partir do interferômetro de malha aberta [figura 16] e que também pode ser observado na figura 45.

Observa-se [Figura 45] em um dos braços do interferômetro um espelho fixo e no outro um espelho móvel fixado ao APF (Atuador Piezoelétrico Flexensional). O APF, converte um sinal elétrico  $v_i(t)$  (entrada) em movimento mecânico  $\Delta l(t)$  e, o movimento mecânico, por sua vez, provoca a variação da fase óptica  $\phi(t)$ . O espelho fixo [Figura 45] foi substituído por outro APF cuja entrada foi ligada a saída de um filtro passa baixas, e amplificada por um amplificador linear. A entrada do filtro passa baixas, por sua vez, foi ligada a saída do fotodetector.

Figura 45 - Configuração experimental utilizada para medição de deslocamento do APF.



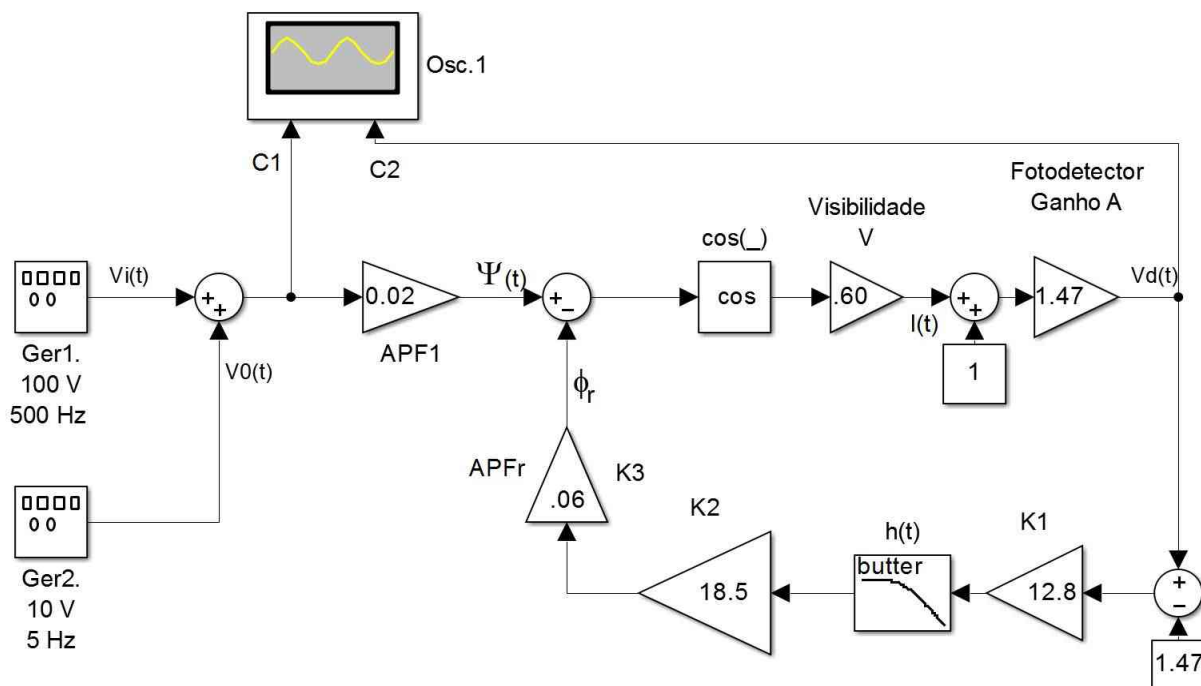
Fonte: do próprio autor

Portanto ambos os APFs produzem variação de fase óptica, sendo  $\phi(t)$  a gerada pelo APF ligado a entrada do interferômetro, e  $\phi_r(t)$  a fase óptica gerada pelo APF ligado ao filtro passa baixas. Além das variações de fase provocadas pelos APFs, a saber  $\phi(t)$  e  $\phi_r(t)$ , existe uma variação aleatória, decorrente das influências ambientais, denominada  $\phi_0$ . Conforme a notação do capítulo 2, define-se  $\Psi(t) = \phi(t) + \phi_0$ . A variação total de fase óptica, a saber  $\phi_t(t) = \Psi(t) - \phi_r(t)$ , é convertida em variação de intensidade óptica pela interferência entre os feixes de laser. A intensidade óptica, por sua vez, é convertida em sinal elétrico pelo fotodetector.

Conforme será abordado durante a parte experimental (capítulo 6), serão utilizados dois geradores: um primeiro gerador (Ger1) que aplica o sinal de entrada  $v_i(t)$ , e um segundo gerador (Ger2) que soma ao sinal de entrada  $v_i(t)$  um sinal de menor frequência  $v_0(t)$ . O segundo gerador será introduzido na parte experimental para emular variações ambientais (i.e., variações de  $\phi_0$ ) maiores que as observadas naturalmente no ambiente do laboratório.

Para a simulação, foi mantida a mesma ideia de dois geradores (Ger1 e Ger2), cujo modelo esquemático pode ser observado na figura 46.

Figura 46 - Esquema do interferômetro realimentado.



Fonte: do próprio autor

Portanto a variação de fase aleatória, decorrente das derivas ambientais  $\phi_0$ , no modelo, é emulada pelo atuador APF1 quando submetido a tensão  $v_0(t)$ .

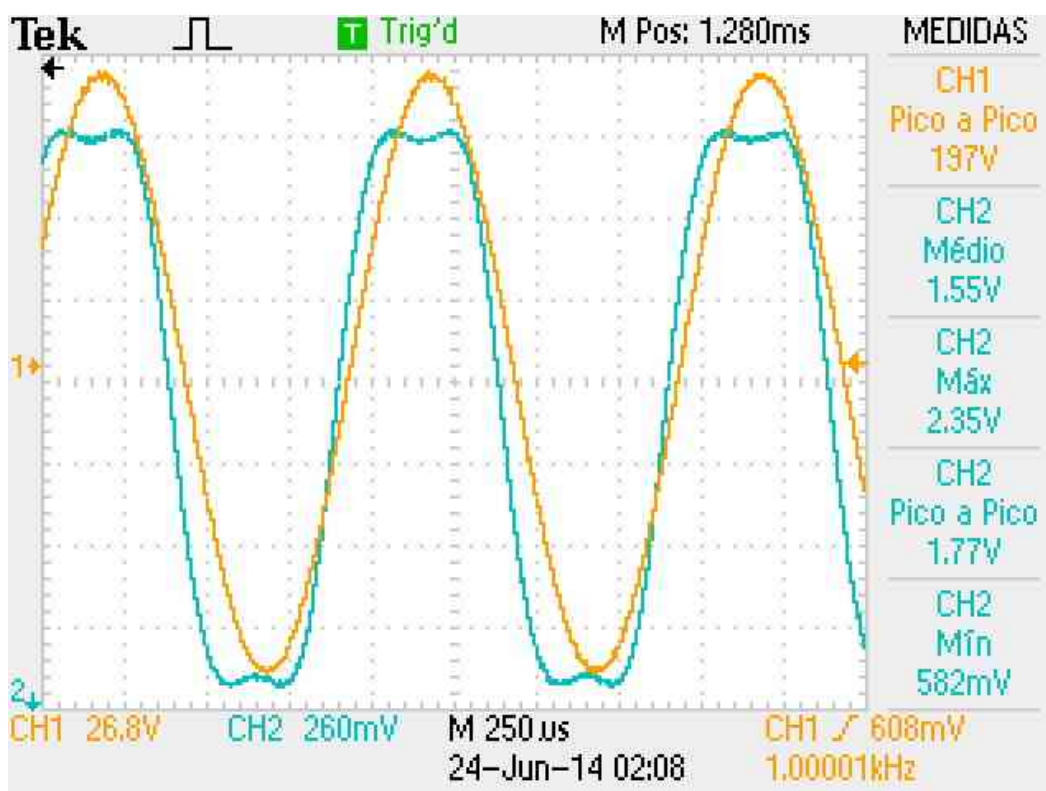
A variação de fase  $\Psi(t) = \phi(t) + \phi_0$  é uma proporção direta das tensões  $v_i(t) + v_0(t)$ . Isto implica que o APF1 deve ser linear e com ganho (rad/V) igual nas faixas de frequência de  $v_i(t)$  e  $v_0(t)$ .

Descreve-se o diagrama esquemático da figura 46 iniciando-se da esquerda. Observa-se o gerador (100 V e 1 kHz) que aplica a tensão ao APF1, representado na figura 46 como o bloco amplificador de ganho 0,02 rad/V. O APF gera um movimento (mecânico) que, por interferência óptica, gera uma variação de fase  $\Psi(t) = \phi(t) + \phi_0$ . O bloco somador de duas entradas (uma saída) soma as variações de fase produzidas pelo ramo de realimentação  $\phi_r$ , com as introduzidas pelo APF1  $\Psi(t)$ . Tem-se como saída a variação de fase total entre os braços do interferômetro.

No caso,  $\phi_r$  representa a variação de fase óptica introduzida pelo atuador mecânico (APFr) do braço de referência do interferômetro, i.e. um segundo atuador, representado como  $K3$  (0,06 rad/V), que pode ser identificado na figura 46 ligado ao amplificador de realimentação  $K2$ , com ganho 18,5 V/V. Os blocos [figura 46] designados como:  $\cos(\_)$ , Visibilidade e Fotodetector, implementam matematicamente a equação básica do interferômetro homódino (69a):

$v_d(t) = 1,47(1 + 0,6\cos(\Psi(t) - \phi_r(t)))$ . Por fim a realimentação é composta de um bloco,  $h(t)$ , que é um filtro passa baixa tipo Butterworth de primeira ordem e frequência de corte de 40 Hz. À entrada do bloco  $h(t)$  conecta-se um amplificador  $K1$  (12,8 V/V), que representa o ganho DC do filtro  $h(t)$  que, por sua vez, está sendo subtraído do valor 1,47 presente na expressão de  $v_d(t)$  acima, para representar a compensação DC à entrada do filtro.

Figura 47 - Sinal adquirido do interferômetro implementado.



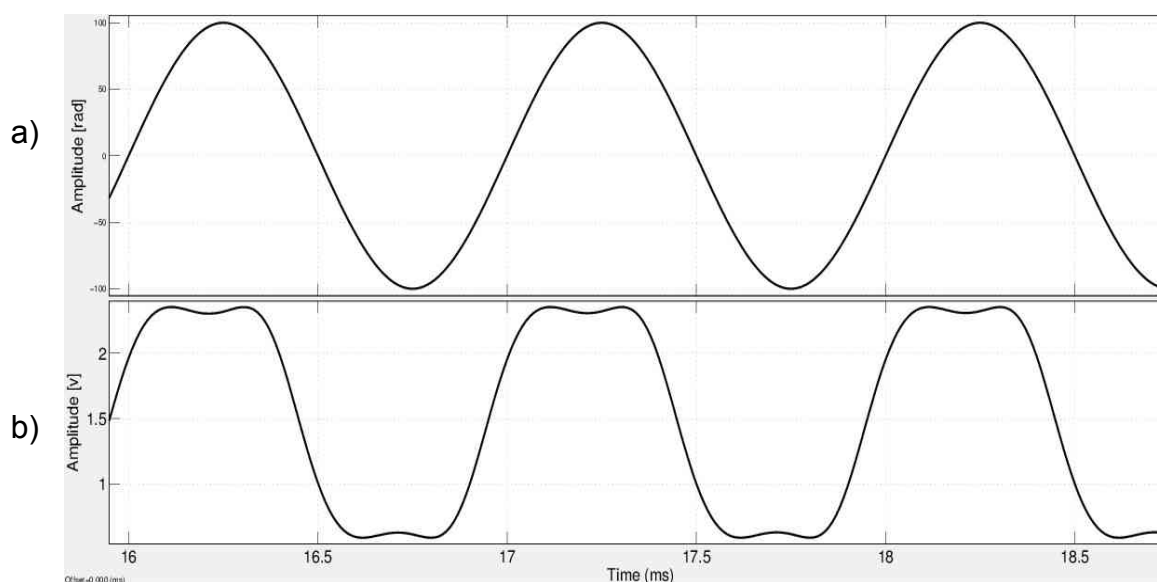
Fonte: do próprio autor

O modelo usado nas simulações contém parâmetros cujos valores são medidos na parte experimental (capítulo 6). Os valores de visibilidade  $V$  e de ganho do fotodetector  $A$ , usados no modelo de simulação (figura 46), foram extraídos de medições do experimento, tais como a observada na figura 47, assim como os demais valores.

A simulação a seguir tem como objetivo a verificação dos valores atribuídos ao modelo simulado, além de verificar o funcionamento básico do interferômetro em malha fechada (realimentado).

O bloco medidor chamado Osc.1, com 2 entradas [figura 46], tem seus canais C1 e C2 ligados a  $v_i(t)$  e  $v_d(t)$  respectivamente. Observa-se, nas figuras 48a e 48b, as formas de ondas dos canais C1 e C2 de Osc.1. Os valores de amplitude, de frequência e a forma dos sinais são muito próximos aos sinais medidos no interferômetro implementado [figura 47].

Figura 48 - Sinais de entrada e saída simulados (interferômetro em malha fechada).

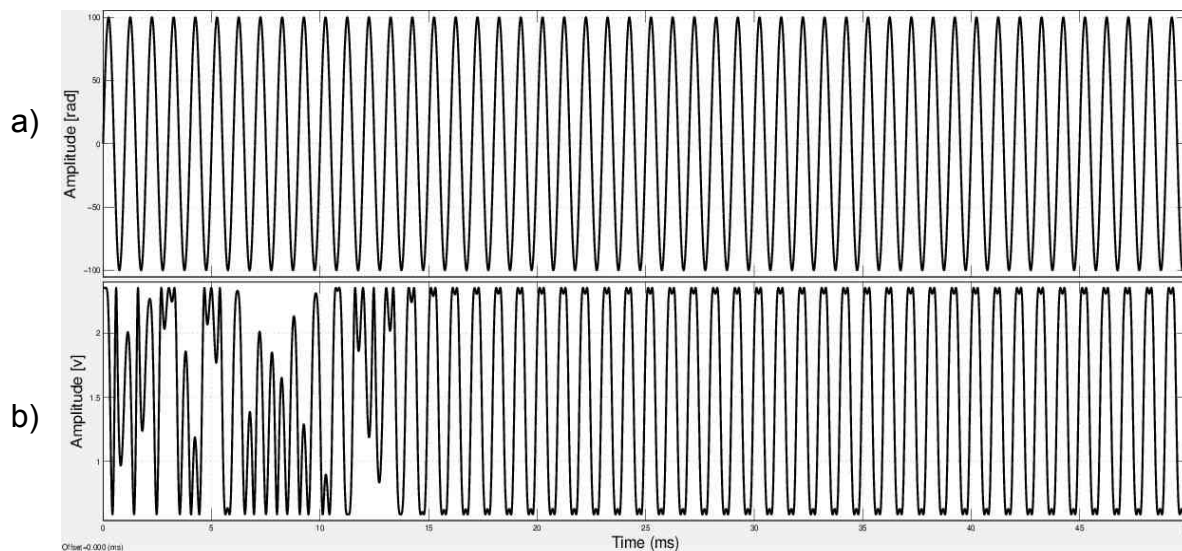


Fonte: do próprio autor

Além da verificação dos valores práticos (medições da figura 47) a serem usados no modelo simulado (verifica-se na figura 48), pode-se avaliar o tempo de estabilização do sistema a partir da simulação [figura 49], que é aproximadamente 14 ms.



Figura 49 - Tempo de estabilização do sistema simulado (interferômetro em malha fechada).



Fonte: do próprio autor

Como visto, devido a perturbações ambientais, variações aleatórias são introduzidas na visibilidade  $V$ , na fase quase estática  $\phi_0$  e nos ganhos envolvidos nos interferômetros homódinos. No capítulo 3 apresentou-se métodos espectrais de demodulação do sinal interferométrico imunes às perturbações ambientais, contudo, com a inconveniente necessidade do sinal de entrada ser senoidal:  $\phi(t) = x \text{sen}(\omega_s(t))$ .

Os interferômetros realimentados, em geral, podem operar com sinal aleatório de entrada. Neste capítulo investigou-se uma realimentação básica, cujo interesse do controle foi a estabilização do  $\phi_0$ . A seguir, analisa-se o uso de realimentações em técnicas de demodulação heteródinas sintéticas, que permitam operar com sinal aleatório de entrada, além da relativa imunidade às variações do  $\phi_0$ .

## 5 Métodos Heteródinos Sintéticos

### Realimentados

Os interferômetros que operam com frequência de luz distintas entre seus braços são chamados heteródinos, e, os que operam com uma única frequência de luz são chamados homódinos. As técnicas de demodulação aplicadas a interferômetros homódinos, e que utilizam uma frequência de modulação auxiliar, tiveram seu início quase simultaneamente em 1982 e foram diferentemente nominadas por seus precursores: Heteródino sintético (COLE; DANVER; BUCARO, 1982) ou “*Phase Generator Carrier (PGC)*” (DANDRIDGE; TVETEN; GIALLORENZI, 1982). O método de demodulação heteródino sintético, foi assim denominado pela semelhança, no equacionamento matemático do sinal de saída, com o interferômetro heteródino. Esta semelhança permite que alguns métodos de demodulação sejam comum a ambos, aumentando assim as possibilidades de aplicação das propostas descritas neste capítulo.

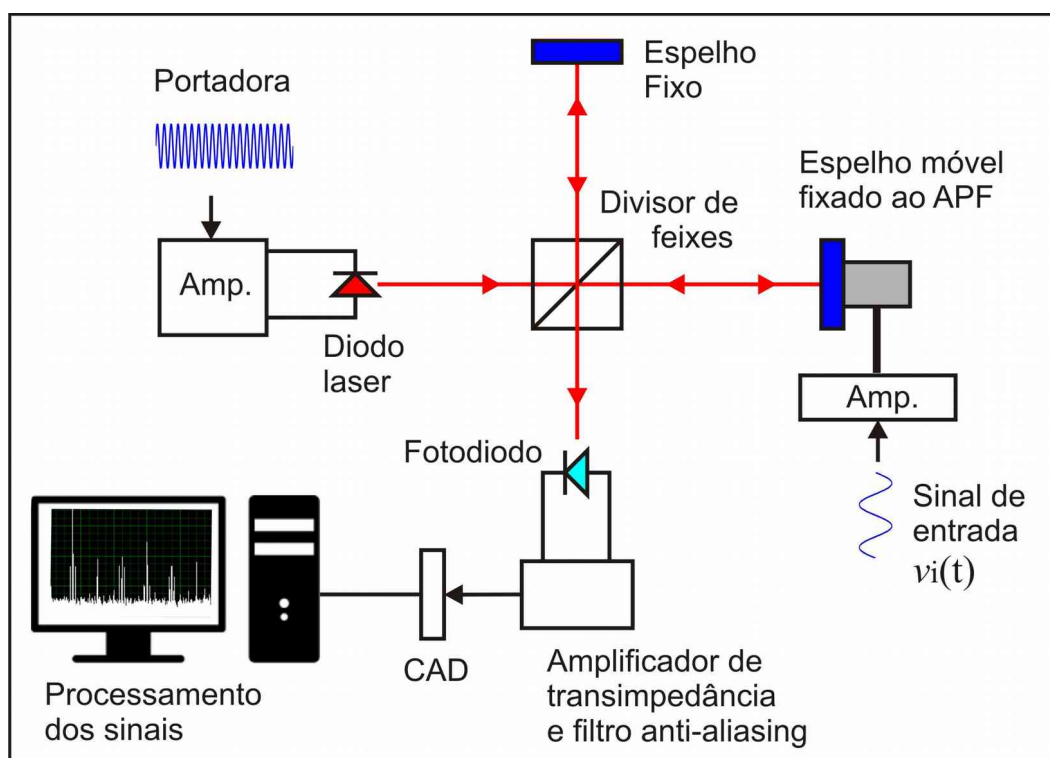
A literatura apresenta uma grande diversidade de métodos de demodulação heteródino sintético, inicialmente, através de implementações com componentes analógicos e, mais recentemente, através da aquisição e processamento digital do sinal de saída do interferômetro (CONNELLY, 2002). Neste trabalho, será dada ênfase às técnicas heteródina sintéticas realimentadas, as quais, são adequadas tanto às medições de vibrações mecânicas em interferômetro em montagem tipo Michelson quanto as medidas de alta-tensão em interferômetros polarimétricos.

#### 5.1 Modelo Matemático do Heteródino Sintético.

Dentre as inúmeras arquiteturas interferométricas que possibilitam a aplicação dos métodos de demodulação heteródinos sintéticos, escolhe-se a arquitetura tipo Michelson pelo interesse experimental desenvolvido neste trabalho.

Observa-se na figura 50 uma arquitetura similar a descrita na figura 16, já apresentadas, onde em um dos braços do interferômetro há um espelho fixo e no outro um espelho móvel fixado ao APF (Atuador Piezoelétrico Flexional). O sinal de entrada aplicado ao APF (PZT) através de um amplificador,  $v_i(t)$ , é convertido em movimento mecânico,  $\Delta l(t)$ , e, o movimento mecânico, por sua vez, provoca a variação da fase óptica  $\phi(t)$ .

Figura 50 - Configuração do interferômetro de Michelson utilizada para medição de deslocamento aplicando-se métodos heteródinos sintéticos.



Fonte: do próprio autor

A saída do fotodiodo é ligada a um amplificador de transimpedância e um filtro passa baixas (*anti-aliasing*). O sinal, por sua vez, é convertido de analógico para digital e processado.

O método heteródino sintético requer uma modulação de fase auxiliar adicionada ao sinal gerado (induzido em um dos braços do interferômetro) pelo elemento sob teste, no caso, o APF. Para a obtenção desta fase (sinal) adicional substitui-se o laser He-Ne da figura 16 por um diodo laser [figura 50], cuja corrente de polarização pode ser modulada. A modulação da corrente do diodo laser, em torno de um ponto de polarização, gera uma variação da frequência do laser. Esta variação de frequência, percorrendo caminhos ópticos distintos (braços do interferômetro) e

interferindo entre si, gera uma variação de fase adicional à fase introduzida pelo APF. Ao argumento do  $\cos()$  na equação característica do interferômetro de Michelson (37) adiciona-se uma fase  $C$  introduzida pelo diodo laser e dada por:

$$C(t) = \frac{4\pi l_0}{c} \frac{d\nu}{di} I_m(t) \quad (83)$$

onde  $c$  velocidade da luz no vácuo,  $d\nu/di$  é a sensibilidade da frequência ótica em relação a corrente,  $l_0$  é a diferença de caminho ótico entre os braços do interferômetro e  $I_m$  é a variação da corrente do diodo laser em torno do ponto de polarização.

Supõem-se que a variação da corrente (corrente de modulação)  $I_m$  seja senoidal e de frequência angular  $\omega_0 = 2\pi f_0$ , e, reescreve-se a equação (37) para descrever a tensão fotodetectada na entrada do conversor analógico digital, segundo a forma:

$$v(t) = A + AV \cos[C \cos(\omega_0 t) + \Psi(t)] \quad (84)$$

De forma análoga ao descrito pela equação (50), a equação (82) pode ser expressa em série dada por:

$$v(t) = A + AV \cos[\Psi(t)] \left[ J_0(C) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n J_{2n}(C) \cos(2n\omega_0 t) \right] + AV \sin[\Psi(t)] \left[ 2 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n J_{2n-1}(C) \cos((2n-1)\omega_0 t) \right] \quad (85)$$

Os métodos de demodulação heteródinos sintéticos buscam a obtenção da fase total

$$\Psi(t) = \phi(t) + \phi_0 \quad (86)$$

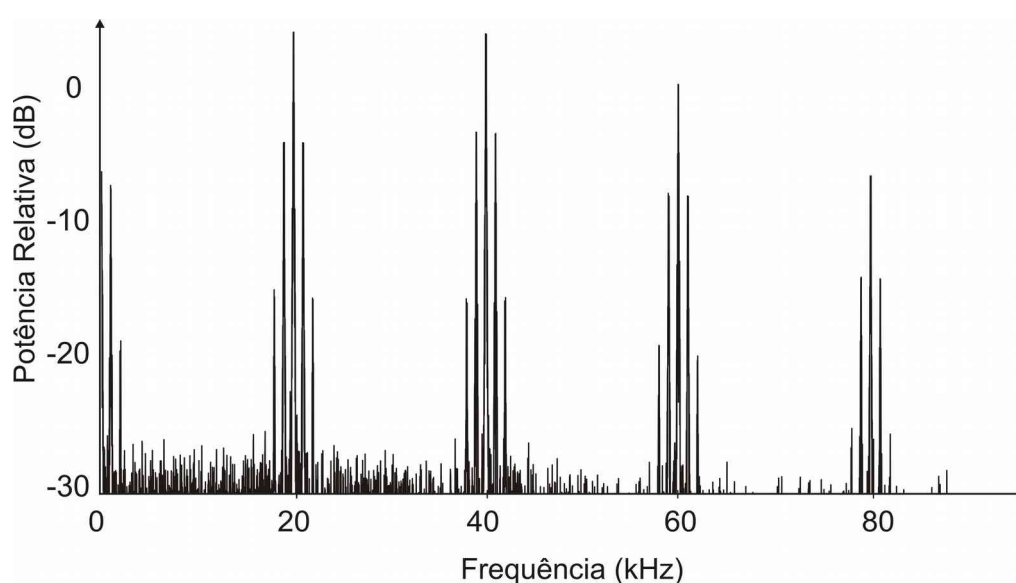
através da manipulação dos termos da equação (85). Na maioria dos casos as perturbações ambientais  $\phi_0$  encontram-se em uma faixa de frequência distinta da faixa de frequência do sinal de interesse  $\phi(t)$ , possibilitando a separação de ambos a posteriori. Mesmo sendo imunes as variações de  $\phi_0$ , os métodos

heteródinos sintéticos são afetados pelas perturbações ambientais na medida que afetam o termo  $AV$ .

Além disso, as perturbações ambientais podem causar variações de ganho e fase nas diferentes frequências do sinal fotodetectado. Como o sinal fotodetectado nos interferômetros heteródinos sintéticos (ou heteródinos) possuem uma frequência de modulação superior a faixa de frequência do sinal de interesse  $\phi(t)$  as variações de ganho e fase no processo de aquisição do sinal fotodetectado são mais relevantes que nos interferômetros homódinos.

A configuração do interferômetro de Michelson [figura 50], usada neste trabalho, tem como entrada a fase  $\phi(t)$  em função do deslocamento mecânico produzido pelo APF, descrito na equação (19), e que, por sua vez, é função da tensão  $v_i(t)$  aplicada a seus terminais, descrito pela equação (36).

Figura 51 - Espectro de um sinal fotodetectado prático com entrada de 1 kHz e portadora de 20 kHz.

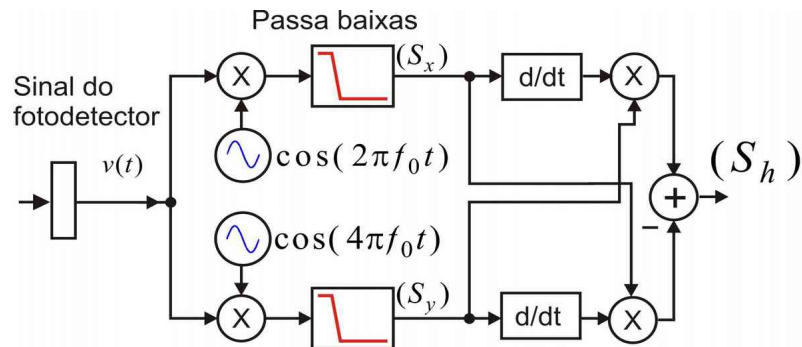


Fonte: do próprio autor

O espectro de um sinal fotodetectado prático pode ser observado na figura 51, onde um sinal de entrada  $v_i(t)$  senoidal de 1 kHz é aplicado ao APF e corrente modulada  $I_m$  senoidal de frequência  $f_0=20$  kHz é aplicada ao diodo laser.

As primeiras propostas de métodos de demodulação heteródina sintética partem de dois termos da equação (85), os quais são processados analogicamente segundo o diagrama da figura 52 (DANDRIDGE; TVETEN; GIALLORENZI, 1982).

Figura 52 - Diagrama do processamento aplicado ao sinal fotodetectado do método heteródino sintético clássico.



Fonte: do próprio autor

Consideram-se dois termos em  $\omega_0$  e  $2\omega_0$  do sinal  $v(t)$  em (85) que, no caso prático, correspondem ao conjunto de frequências centradas em 20 kHz e 40 kHz da figura 51, descritos como:

$$S_1(t) = -2AV J_1(C) \cos(2\pi f_0 t) \sin[\Psi(t)] \quad (87)$$

$$S_2(t) = -2AV J_2(C) \cos(4\pi f_0 t) \cos[\Psi(t)] \quad (88)$$

A seguir, multiplica-se  $S_1$  e  $S_2$  pelos osciladores  $\cos(2\pi f_0 t)$  e  $\cos(4\pi f_0 t)$ , respectivamente. O resultado da multiplicação é filtrado com filtro passa baixas de modo a se rejeitar as frequências  $2f_0$  e  $4f_0$ , respectivamente, obtendo-se:

$$S_x(t) = -AV J_1(C) \sin[\Psi(t)] \quad (89)$$

$$S_y(t) = -AV J_2(C) \cos[\Psi(t)] \quad (90)$$

Diferencia-se  $S_x$  e  $S_y$  em relação ao tempo, multiplica-se  $\dot{S}_x$  por  $S_y$ ,  $\dot{S}_y$  por  $S_x$  e subtrai-se os resultados [figura 52] para se obter:

$$S_h(t) = (AV)^2 J_1(C) J_2(C) \dot{\Psi}(t) \quad (91)$$

A partir da integração  $S_h(t)$  é possível obter um sinal proporcional  $\Psi(t)$ . Assume-se que a rapidez das variações ambientais de  $\phi_0$  são muito inferiores à menor frequência do sinal de interesse  $\phi(t)$ , de forma que  $\dot{\phi}_0$  é desprezado. Os fatores  $AV$  e  $J_1(C)J_2(C)$  são levantados experimentalmente. O valor de  $C$  é ajustado e fixado para o valor máximo do produto  $J_1(C)J_2(C)$ , e, os ganhos dos

filtros passa baixas são ajustados para melhorar a quadratura dos sinais  $S_x(t)$  e  $S_y(t)$  (DANDRIDGE; TVETEN; GIALLORENZI, 1982).

Usando os recursos tecnológicos disponíveis atualmente, é possível associar sistemas de aquisição de sinais de baixo custo e processamento de sinais em tempo real aos métodos heteródinos sintéticos. Neste trabalho são propostas três variantes dos métodos heteródinos sintéticos implementado de forma digital. Um deles, objetiva a auto-calibração e é descrito a seguir. Os dois outros são discutidos nas próximas seções.

## 5.2 Heteródino Sintético Auto-Calibrável.

Nesta seção descreve-se uma arquitetura de demodulação heteródina sintética, proposta e implementada neste trabalho, que utiliza mais dois osciladores em quadratura em adição aos comumente utilizados nas técnicas convencionais. As relações das funções de Bessel são usadas para ajustar a corrente de modulação aplicada ao diodo laser, de modo a manter os parâmetros autoajustados. A configuração utilizada do interferômetro, é aquela esquematizada na figura 50 (CONNELLY; GALETI; KITANO; 2015).

Observa-se na figura 53 o diagrama de bloco que descreve o processamento aplicado ao sinal fotodetectado. Este processamento é realizado em plataforma digital (LabVIEW) após a conversão analógico-digital do sinal fotodetectado, sendo os osciladores locais observados no diagrama, sintetizados na mesma plataforma.

Inicialmente, de forma análoga ao descrito na seção 5.1, considera-se as equações descritas em (87) e (88) a partir do sinal  $v(t)$  em (85):

$$S_1(t) = -2AV J_1(C) \cos(2\pi f_0 t) \text{sen}[\Psi(t)] \quad (92)$$

$$S_2(t) = -2AV J_2(C) \cos(4\pi f_0 t) \cos[\Psi(t)] \quad (93)$$

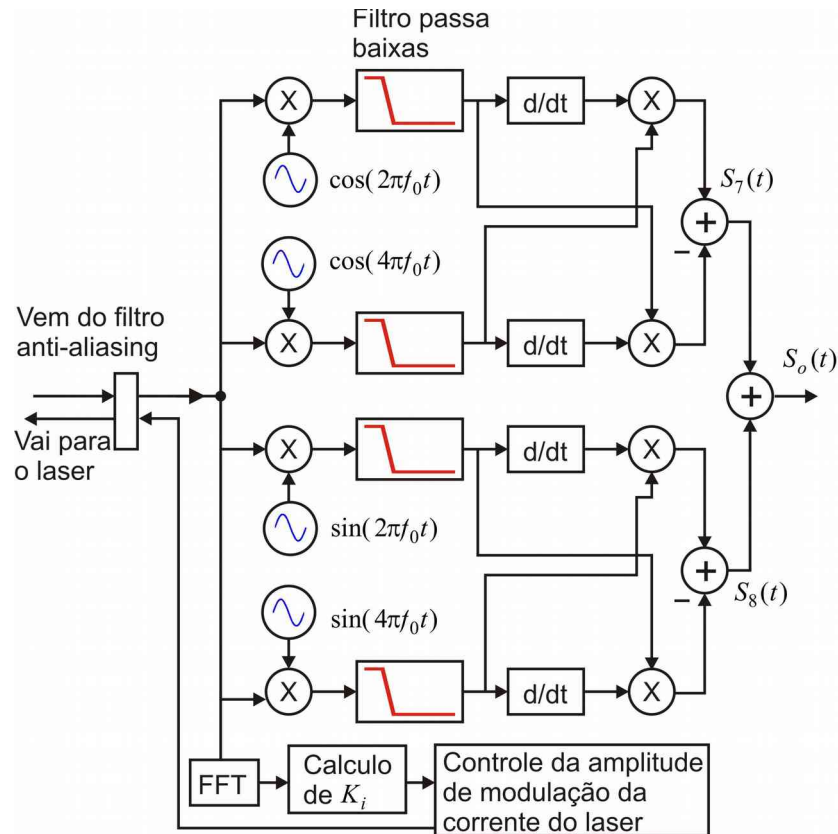
Multiplica-se  $S_1$  e  $S_2$  pelos osciladores  $\cos(2\pi f_0 t + \zeta)$  e  $\cos(4\pi f_0 t + \zeta)$ , respectivamente, no entanto agora, considera-se uma fase  $\zeta$  desconhecida em relação ao sinal fotodetectado. O resultado da multiplicação é filtrado com filtro passa

baixas de modo a se rejeitar as frequências  $2f_0$  e  $4f_0$ , respectivamente, obtendo-se:

$$S_3(t) = -AV J_1(C) \text{sen}[\Psi(t)] \cos(\zeta) \quad (94)$$

$$S_4(t) = -AV J_2(C) \cos[\Psi(t)] \cos(\zeta) \quad (95)$$

Figura 53 - Diagrama do processamento aplicado ao sinal fotodetectado do método heteródino sinético auto-calibrável.



Fonte: do próprio autor

Diferencia-se  $S_3$  e  $S_4$  em relação a  $t$ , multiplica-se  $\dot{S}_3$  por  $S_4$ , e,  $\dot{S}_4$  por  $S_3$ , para obter-se, respectivamente:

$$S_5(t) = -(AV)^2 J_1(C) J_2(C) \dot{\Psi}(t) \text{sen}^2[\Psi(t)] \cos^2(\zeta) \quad (96)$$

$$S_6(t) = (AV)^2 J_1(C) J_2(C) \dot{\Psi}(t) \cos^2[\Psi(t)] \cos^2(\zeta) \quad (97)$$

Subtrai-se  $S_5$  de  $S_6$  e obtém-se:

$$S_7(t) = (AV)^2 J_1(C) J_2(C) \dot{\Psi}(t) \cos^2(\zeta) \quad (98)$$



De maneira semelhante, multiplica-se  $S_1$  e  $S_2$  pelos outros dois osciladores locais,  $\text{sen}(2\pi f_0 t + \zeta)$  e  $\text{sen}(4\pi f_0 t + \zeta)$ , respectivamente, e obtém-se:

$$S_8(t) = (AV)^2 J_1(C) J_2(C) \dot{\Psi}(t) \text{sen}^2(\zeta) \quad (99)$$

Soma-se  $S_7$  e  $S_8$  e obtém-se:

$$S_o(t) = (AV)^2 J_1(C) J_2(C) \dot{\Psi}(t) \quad (100)$$

Para a determinação do sinal de interesse,  $\dot{\Psi}(t)$ , é necessário o conhecimento da característica do interferômetro  $AV$ , e, o valor de  $C$ , que depende da corrente de modulação do diodo laser, além de parâmetros do interferômetro e do próprio diodo laser, como observa-se na equação (84). Mesmo sendo possível a obtenção dos fatores  $AV$  e  $C$ , estes podem sofrer derivas em decorrência das perturbações ambientais.

Busca-se, portanto, a obtenção dos fatores  $AV$  e  $J_1(C)J_2(C)$  concomitantemente com a obtenção do sinal de interesse  $\dot{\Psi}(t)$ . Ou seja, a partir do mesmo sinal processado para a obtenção de  $\dot{\Psi}(t)$ , deseja-se obter os parâmetros  $AV$  e  $J_1(C)J_2(C)$ .

A máxima excursão do sinal fotodetectado pode ser observada, ao longo de um ciclo de  $f_0$ , fazendo  $C \geq \pi$  rad, como pode ser observado a partir da equação (84). Neste caso, o fator  $AV$  é a metade da diferença entre os valores máximo e mínimo de  $v(t)$ , e pode ser obtido do mesmo sinal processado para a obtenção de  $\dot{\Psi}(t)$ .

Além disto, o valor do  $C$  deve ser ajustado previamente, de forma a maximizar o produto  $|J_1(C)J_2(C)|$ , o que otimiza a SNR. O valor  $C=4,44$  rad corresponde ao máximo do produto  $|J_1(C)J_2(C)|=0,051$ , para valores de  $C \geq \pi$  rad.

A partir do sinal fotodetectado  $v(t)$ , propõem-se obter o valor de  $C$  (previamente ajustado) usando-se métodos espectrais de demodulação descritos na

seção 3.2, mais especificamente, o método  $J_n/J_{n+2}$  (GALETI et al., 2015a) onde, a partir da FFT (transformação rápida de Fourier) do sinal  $v(t)$ , obtêm-se as magnitudes das harmônicas necessárias à aplicação do método, como descrito na subseção 3.2.2.

O valor obtido para o  $C$ , além de compor o cálculo do fator  $J_1(C)J_2(C)$ , é usado para o ajuste da amplitude da corrente de modulação  $I_m$  do diodo laser, proporcionando um ajuste constante do sistema, para operar no ponto  $C=4,44$  e com  $|J_1(C)J_2(C)|=0,051$ , mesmo submetido a perturbações ambientais.

Nota-se que a velocidade de fase,  $\dot{\Psi}(t)$ , é obtida a partir do mesmo sinal em que os parâmetros  $AV$  e  $J_1(C)J_2(C)$  são calculados, tornando o método auto-calibrado.

A medida direta da velocidade de fase,  $\dot{\Psi}(t)$ , é conveniente para implementação dos vibrômetros, em que pretende-se medir a velocidade do deslocamento mecânico. Nos casos em que pretende-se medir o deslocamento mecânico, adiciona-se uma etapa de integração ao sinal  $\dot{\Psi}(t)$ .

### 5.3 Heteródino Sintético Controlado.

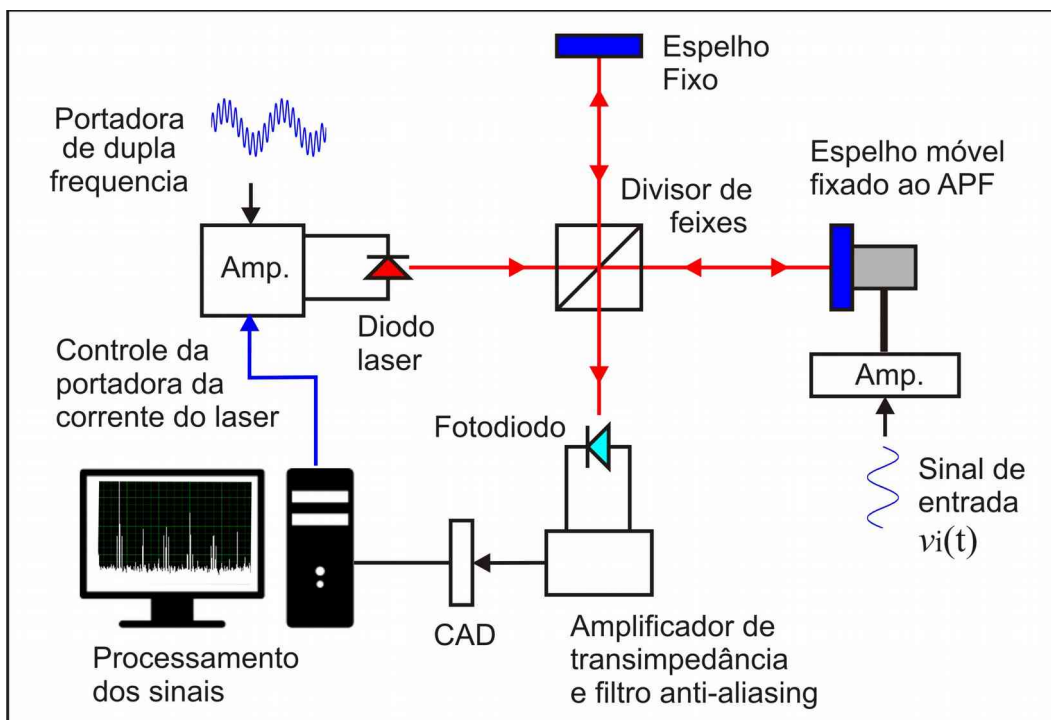
Nesta seção, descreve-se uma arquitetura de demodulação heteródina sintética proposta e implementada neste trabalho, que utiliza dois circuitos independentes de controle aplicados à corrente de modulação de diodo de laser e à fase relativa dos osciladores locais necessários à técnica de desmodulação. O objeto sob teste é um atuador piezoelétrico (APF) disposto em um interferômetro de Michelson volumétrico [figura 54]. O principal objetivo é obter diretamente o deslocamento (em rad) e a velocidade (em rad/s), independentemente dos parâmetros do sistema, e, conseqüentemente, a melhora da precisão das medições.

Neste método, busca-se um processamento do sinal fotodetectado que resulta em um sinal independente dos fatores  $AV$  e  $J_1(C)J_2(C)$  presentes em  $S_o(t)$ ,

equação (100). Propõe-se a geração de um novo sinal de saída,  $S_v(t) = S_7 / (S_3^2 + S_4^2)$ , descrito por:

$$S_v(t) = \frac{J_1(C)J_2(C)\dot{\Psi}(t)}{J_1^2(C)\text{sen}^2\Psi(t) + J_2^2(C)\text{sen}^2\Psi(t)} \quad (101)$$

Figura 54 - Configuração do interferômetro de Michelson utilizada para medição de deslocamento aplicando-se método heteródino sintético controlado.



Fonte: do próprio autor

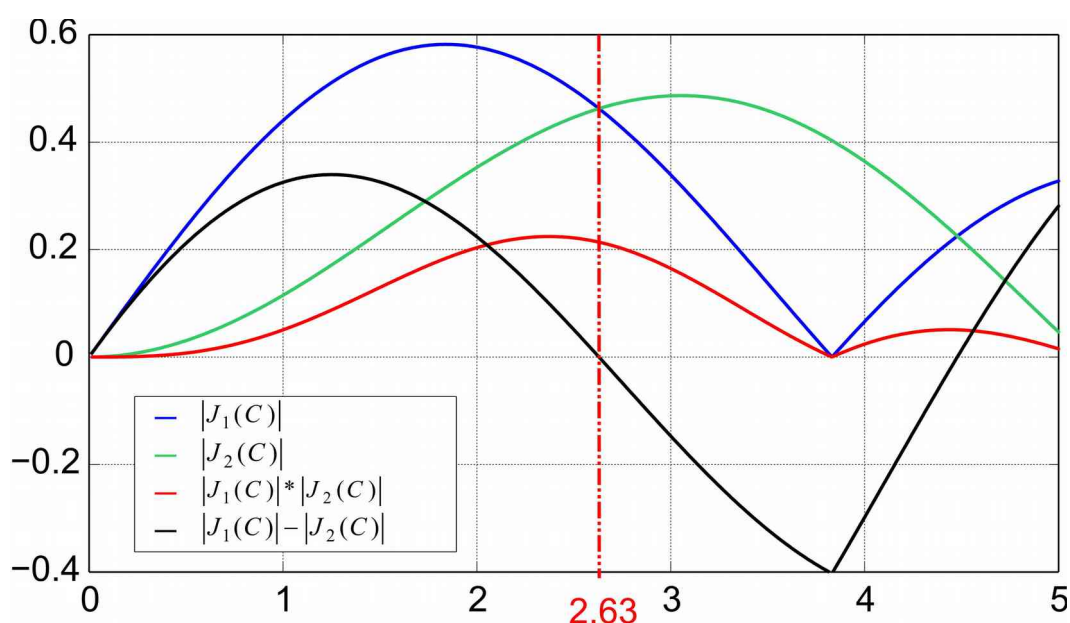
Quando  $C = 2,63$  rad,  $J_1(C)$  torna-se igual a  $J_2(C)$ , como observa-se na figura 55, e, o sinal demodulado (101) torna-se:

$$S_v(t) = \dot{\Psi}(t) \quad (102)$$

que é diretamente proporcional à velocidade. Além disso, (102) é auto-calibrado e independente das flutuações do ambiente que afetam os fatores  $AV$  e  $J_1(C)J_2(C)$ , o que melhora a estabilidade e a precisão de medição. Para isto, no entanto, é necessário manter o valor de  $C = 2,63$  rad, que é objeto do controle apresentado na subseção 5.3.1 adiante.

Um valor menor de operação do fator  $C$ , tal como  $C=2,63$  rad aqui proposto, em comparação com aquele usado no método anterior, igual a  $C=4,44$  rad [seção 5.2], requer uma corrente de modulação mais baixa para o mesmo comprimento de cavidade (ou diferença entre os braços), o que reduz o efeito de modulação de potência do diodo laser. Além disso, a SNR é melhorada por causa do aumento do valor de  $|J_1(C)J_2(C)|$ , que passa de 0,051 para 0,21, ficando muito próximo do maior valor possível 0,22 [figura 55].

Figura 55 - Funções de Bessel  $J_1$ ,  $J_2$  e combinações.



Fonte: do próprio autor

Conforme será verificado no próximo capítulo, os resultados experimentais mostraram uma melhora significativa na precisão em comparação com o método anterior [seção 5.2] e melhorou a concordância com os dados obtidos através de dois diferentes métodos: o método da coincidência de sinais (SCM) (MARTENS, 2013) e o método Pernick n-Comutado (n-CPM) (GALETI et al., 2013b). O diagrama de controle proposto utiliza-se de duas malhas de controle independentes do sinal de entrada, de modo a demodular vibrações arbitrárias. (GALETI; KITANO; CONNELLY; 2015b).

As análises, até agora, assumem que, nas frequências de interesse, o receptor óptico e o filtro anti-aliasing (AAF) tem ganhos constantes (resposta plana na frequência abaixo da frequência de corte) e fase constante o que não é rigorosamente verdadeiro na prática. Mesmo sendo possível utilizar um AAF com resposta plana em magnitude na banda de passagem, a resposta de fase (no caso ideal) é uma função linear da frequência (e não constante), e pode ter impacto sobre

a precisão de ambas as técnicas descritas. A resposta de fase e ganho do AAF pode ser compensada usando-se duas realimentações independentes como descrito na próxima subsecção.

### 5.3.1 Controle de Ganho e Fase para o Heteródino Sintético.

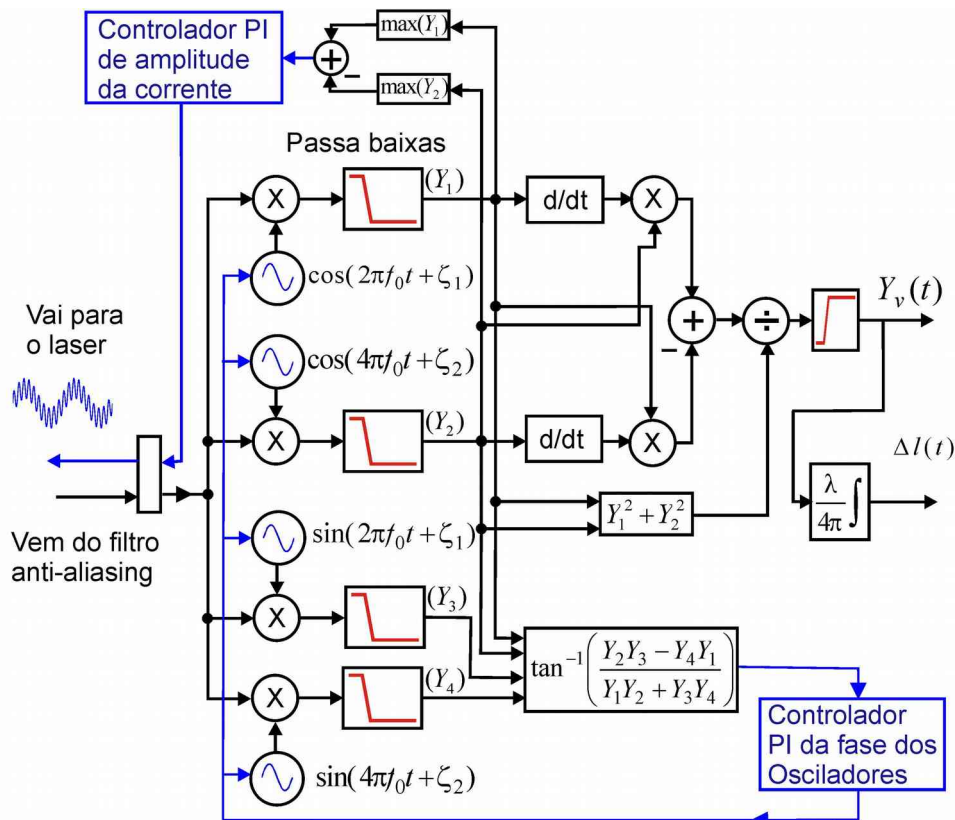
Nesta proposta adiciona-se a portadora  $f_0$  uma baixa frequência  $f_1$  onde  $f_0 \gg f_1$ , i.e. são usadas duas frequências para a modulação do diodo laser. O sinal de saída do fotodetector é dado por:

$$v(t) = A + AV \cos[C \cos(\omega_0 t) + \chi(t)] \quad (103)$$

onde

$$\chi(t) = C_1 \cos(2\pi f_1 t) + \Psi(t) \quad (104)$$

Figura 56 - Diagrama do processamento aplicado ao sinal fotodetectado pelo método heteródino sintético controlado.



Fonte: do próprio autor

Esta baixa frequência ( $f_1 \ll f_0$ ) de modulação da corrente é definida de tal modo que  $C_1 \geq \pi$  rad, de modo que, o valor de pico-a-pico de  $v(t)$  é sempre igual

ao seu máximo,  $2AV$ . Estes valores de máximos serão usados no controle de amplitude.

Os osciladores locais, neste novo método [figura 56], possuem termos de fase independentes, descritos por:  $\cos(2\pi f_0 t + \zeta_1)$ ,  $\cos(4\pi f_0 t + \zeta_2)$ ,  $\text{sen}(2\pi f_0 t + \zeta_1)$  e  $\text{sen}(4\pi f_0 t + \zeta_2)$ , onde  $\zeta_1$  e  $\zeta_2$  são fases controladas pelo sistema. De forma análoga as equações (94) e (95), os quatro termos de interesse da expansão em série da equação (103), devidamente multiplicados, filtrados (passa baixas) e com as incertezas de ganho e fase do sistema, podem ser descritos como (GALETI; KITANO; CONNELLY; 2015b):

$$Y_1(t) = -AV G_1 J_1(C) \text{sen}[\chi(t)] \cos(\psi_1 - \zeta_1) \quad (105)$$

$$Y_2(t) = -AV G_2 J_2(C) \cos[\chi(t)] \cos(\psi_2 - \zeta_2) \quad (106)$$

$$Y_3(t) = AV G_1 J_1(C) \text{sen}[\chi(t)] \text{sen}(\psi_1 - \zeta_1) \quad (107)$$

$$Y_4(t) = AV G_2 J_2(C) \cos[\chi(t)] \text{sen}(\psi_2 - \zeta_2) \quad (108)$$

onde,  $G_1$  e  $G_2$  são ganhos e  $\psi_1$  e  $\psi_2$  são fases introduzidas pelo sistema de aquisição nas frequências  $f_0$  e  $2f_0$ .

Para o controle de fase, define-se o sinal de erro como:  $E_p = (\psi_1 - \zeta_1) - (\psi_2 - \zeta_2)$ , e que, pode ser obtido a partir do processamento do sinal fotodetectado:

$$E_p = \text{arcotangente} \left[ \frac{Y_2(t)Y_3(t) - Y_4(t)Y_1(t)}{Y_1(t)Y_2(t) + Y_3(t)Y_4(t)} \right] \quad (109)$$

o qual é independente dos parâmetros  $A, V, G_1, G_2, J_1(C), J_2(C)$  e da fase  $\chi(t)$ . Portanto, o sistema de controle atua como previsto mesmo sem o sinal de entrada, e, independente de parâmetros de ganho do sistema. Nomeia-se a relação entre as fases como  $q = \psi_2 / \psi_1$ , onde  $q$  é uma característica do sistema de aquisição e sempre maior que 1 (no experimento deste trabalho  $q = 2$ ). Ajusta-se as fases dos osciladores locais de tal forma que sempre  $\zeta_1 = q \zeta_2$ , para se obter o sinal de erro como descrito:

$$E_p = (q - 1) + (\zeta_1 - \psi_1) \quad (110)$$

A partir do erro, um controlador PI (Proporcional-Integral), implementado via software, opera atuando na fase  $\zeta_1$ , para tornar o erro  $E_p=0$ . Nesta condição os sinais podem ser processados, segundo a operação  $Y_5(t)=Y_1\dot{Y}_2-Y_2\dot{Y}_1$ , para se obter:

$$Y_5(t)=(AV)^2G_1G_2J_1(C)J_2(C)\dot{\chi}(t) \quad (111)$$

Entretanto, objetiva-se um sinal  $\chi(t)$  independente dos fatores  $A, V, G_1, G_2, J_1(C)$  e  $J_2(C)$ . Neste sentido, para controlar a amplitude da modulação do diodo laser na frequência  $f_0$ , e que resulta no controle do valor de  $C$ , define-se outro sinal de erro como:

$$E_G=AV[G_1J_1(C)-G_2J_2(C)] \quad (112)$$

onde, o valor dos termos  $AVG_1J_1(C)$  e  $AVG_2J_2(C)$  são obtidos a partir dos valores de pico dos sinais  $Y_1(t)$  e  $Y_2(t)$ , respectivamente, na condição em que a modulação auxiliar (baixa frequência) tenha amplitude tal que  $C_1 \geq \pi$  rad.

Um segundo controlador PI, agora atuando via hardware, atua na amplitude do sinal de modulação do diodo laser de frequência  $f_0$ , para minimizar a relação  $G_1J_1(C)-G_2J_2(C)$ . O comportamento desta relação pode ser observado no gráfico da figura 55 (em torno de  $C=2,63$  rad, para  $G_1=G_2$ ), onde  $E_G=0$  é o ponto de equilíbrio convergente, sem perda de generalidade para diferentes valores de  $G_1$  e  $G_2$ . Na condição de estabilidade dada por  $E_G=0$  e  $E_p=0$ , processa-se o sinal segundo a formulação  $Y_v(t)=Y_5/(Y_1^2+Y_2^2)$ , a partir das equações (111), (105) e (106), para obter-se:

$$Y_v(t)=\dot{\chi}(t) \quad (113)$$

Substituindo-se (86) em (104), e o resultado em (113):

$$Y_v(t)=C_1\cos(2\pi f_1 t)+\dot{\phi}(t)+\dot{\phi}_0 \quad (114)$$

Assume-se que, tanto as variações ambientais  $\phi_0$  quanto a frequência auxiliar  $f_1$  são inferiores a menor frequência do sinal de interesse  $\phi(t)$ , e filtra-se (114) com um passa altas para obter-se a velocidade de fase de interesse:

$$Y_v(t) = \dot{\phi}(t) \quad (115)$$

Integrando-se obtém-se a fase  $\phi(t)$  que, para o interferômetro na configuração de Michelson, pode ser convertida em deslocamento mecânico pela equação (19).

$$\Delta l(t) = \frac{\lambda}{4\pi} \int Y_v(t) dt \quad (116)$$

As medidas de pequenos deslocamentos e velocidades são usuais em interferometria óptica, contudo, existe uma ampla gama de medidas de diferentes fenômenos físicos em que a interferometria é aplicada. Neste trabalho propõe-se uma variante do método heteródino sintético para medidas de alta-tensão, apresentado na próxima seção.

## 5.4 Sensor de Alta-tensão Heteródino Sintético.

Nesta seção, apresenta-se uma variante do método de demodulação heteródinos sintéticos controlado (GALETI et al., 2016, no prelo), aplicado a um interferômetro polarimétrico, os quais são adequados às medições de alta-tensão. Esta pesquisa se insere na linha de trabalho desenvolvida no LOE na FEIS-Unesp para investigar novas técnicas de detecção de fase óptica e aplicá-las a sensores de tensão (MARTINS, 2006; LIMA, et al., 2013; LIMA, 2013; PEREIRA, 2013). Escolheu-se esta configuração, por duas razões: o interesse do LOE em medidas de alta-tensão e a similaridade do modelo matemático do interferômetro polarimétrico em relação ao interferômetro de Michelson, que pode ser observada comparando-se a equação (20) com (34) ou (35).

Os métodos heteródinos sintéticos necessitam de uma fase modulada (portadora) adicional à que se busca conhecer (fase de interesse). Esta portadora, no caso descrito na subseção 5.1, é conseguida modulando-se a corrente de um diodo



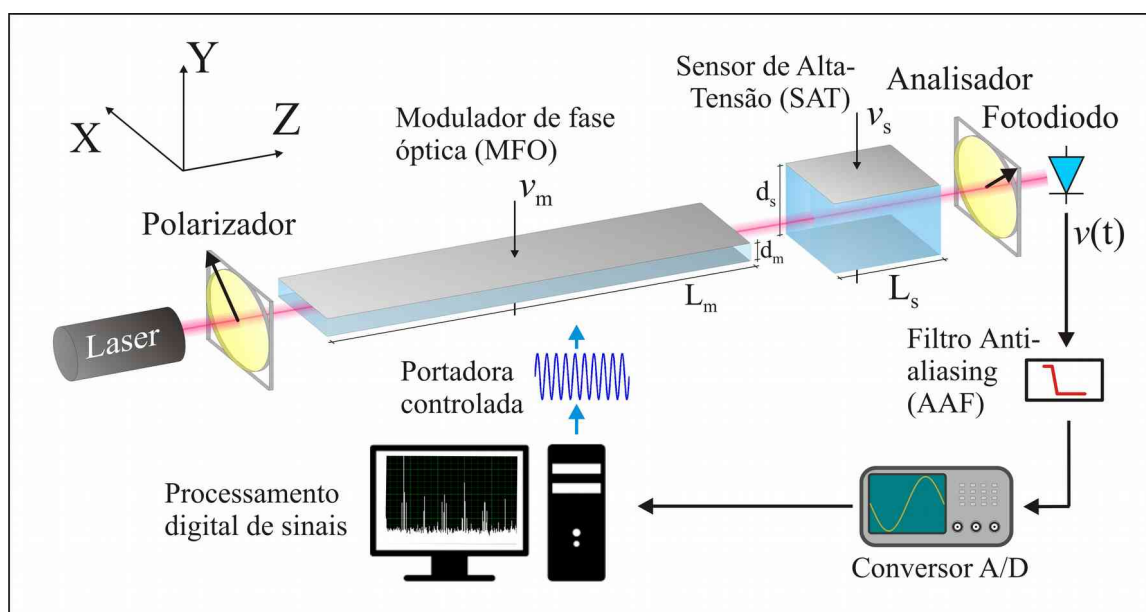
laser em um interferômetro de Michelson com braços de diferentes comprimentos óticos. Nesta nova proposta utilizam-se duas células Pockels, descritas na seção 2.4, sendo uma a célula sensora de alta-tensão, e a outra, a célula para produzir a modulação (portadora).

Observa-se na figura 57 uma arquitetura similar a descrita para o modulador eletro-óptico de amplitude da figura 13, no entanto agora com duas células Pockels (dois cristais), onde o sistema de coordenadas  $X$ ,  $Y$  e  $Z$  (não cristalino) são referências externas alinhados aos eixos de ambos os cristais.

À primeira célula Pockels, chamada de Modulador de Fase Óptica (MFO), aplica-se uma tensão controlada pelo sistema  $v_m$  (moduladora), e, à segunda, chamada de Sensor de Alta-tensão (SAT), aplica-se a alta-tensão  $v_s$  que se objetiva mensurar.

O primeiro polarizador (cuja face está sobre o plano  $XY$ ) é posicionado a  $45^\circ$  do eixo  $X$  de tal forma que as componentes do campo óptico (modo ordinário e extraordinário) incidente no primeiro cristal tenham módulos iguais nas direções  $X$  e  $Y$ . A polarização do campo óptico que incide no analisador é função dos retardos ocorridos em ambos os cristais em cascata (o retardo global é igual a soma dos retardos individuais).

Figura 57 - Configuração do interferômetro de polarimétrico utilizado para medição de alta-tensão aplicando-se métodos heteródinos sintéticos.



Fonte: do próprio autor

No caso do MFO o eixo óptico do cristal encontra-se na direção  $Y$ , numa configuração que apresenta birrefringência natural e onde  $V_{\pi m}$  é dado pela equação (28). Já no caso do SAT, o eixo óptico do cristal encontra-se na direção  $Z$ , constituindo uma configuração sem birrefringência natural, e onde  $V_{\pi s}$  é dado pela equação (31). Como ambos os cristais estão entre o polarizador e o analisador [figura 57] os retardos individuais em cada cristal, são somados, i.e soma-se as equações (29) e (32) e substitui-se o resultado em equações similares a (34) ou (35), obtendo-se a tensão no fotodiodo:

$$v(t) = A - AV \cos\left(\frac{\pi}{V_{\pi m}} v_m + \frac{\pi}{V_{\pi s}} v_s + \Phi_0 + \Phi'_0\right) \quad (117)$$

sendo que  $v_m$  e  $v_s$  são as tensões aplicadas as células MOF e SAT, e,  $\Phi_0$  e  $\Phi'_0$  são as defasagens quase-estáticas, respectivamente. Nomina-se  $\varphi_0 = \Phi_0 + \Phi'_0 + \pi$  para, sem perda de generalidade, obter-se:

$$v(t) = A + AV \cos\left(\frac{\pi}{V_{\pi m}} v_m + \frac{\pi}{V_{\pi s}} v_s + \varphi_0\right) \quad (118)$$

onde  $\varphi_0$  contempla as variações de fase de baixa frequência decorrente de perturbações ambientais. Considera-se:

$$\Theta(t) = \frac{\pi}{V_{\pi s}} v_s + \varphi_0 \quad (119)$$

a fase introduzida pelo SAT e,

$$v_m(t) = \frac{V_{\pi m} C}{\pi} \cos(\omega_0 t) \quad (120)$$

a tensão aplicada ao MFO. Substitui-se (119) e (120) em (118) e expande-se em série, para obter-se uma expressão semelhante à (85):

$$v(t) = A + AV \cos[\Theta(t)] \left[ J_0(C) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n J_{2n}(C) \cos(2n \omega_0 t) \right] + \\ + AV \sin[\Theta(t)] \left[ 2 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n J_{2n-1}(C) \cos((2n-1) \omega_0 t) \right] \quad (121)$$

Este método, diferentemente do anterior, não utiliza modulação auxiliar de baixa frequência. As aplicações de alta-tensão definem classes de precisão entre 80% e 120% da tensão nominal (IEC-61850-3:2011), portanto, é razoável supor que o cristal empregado no sensor tenha  $V_{\pi s}$  tal que, 80% da tensão nominal conduza a  $\Theta(t) \geq \pi$  rad em (119), o que dispensa a necessidade do uso de uma modulação auxiliar. Nesta condição é possível se usar o valor médio de  $v(t)$  para a subtração do termo  $A$  em (118).

Aplica-se um filtro passa baixas a  $v(t)$ , após a subtração do termo  $A$ , para seleção do seguinte termo em (121):

$$S_B = AV J_0(C) \cos[\Theta(t)] \quad (122)$$

Por sua vez, a partir de um filtro passa banda centrado em  $f_0$ , extrai-se de (121) o termo:

$$S_h = -AV J_1(C) \cos(2\pi f_0 t) \text{sen}[\Theta(t)] \quad (123)$$

Aplica-se a (123) a transformada de Hilbert para obtenção do sinal analítico, do qual se extrai a envoltória e a devida correção de fase (FELDMAN, 2011), para se determinar o sinal sem portadora:

$$S_A = -AV J_1(C) \text{sen}[\Theta(t)] \quad (124)$$

A seguir, processa-se os sinais (122) e (124) segundo a expressão

$$S_v = \frac{S_A \dot{S}_B + \dot{S}_A S_B}{S_A^2 + S_B^2}, \text{ obtendo-se:}$$

$$S_v(t) = \frac{J_0(C) J_1(C) \dot{\Theta}(t)}{J_0^2(C) \cos^2 \Theta(t) + J_1^2(C) \text{sen}^2 \Theta(t)} \quad (125)$$

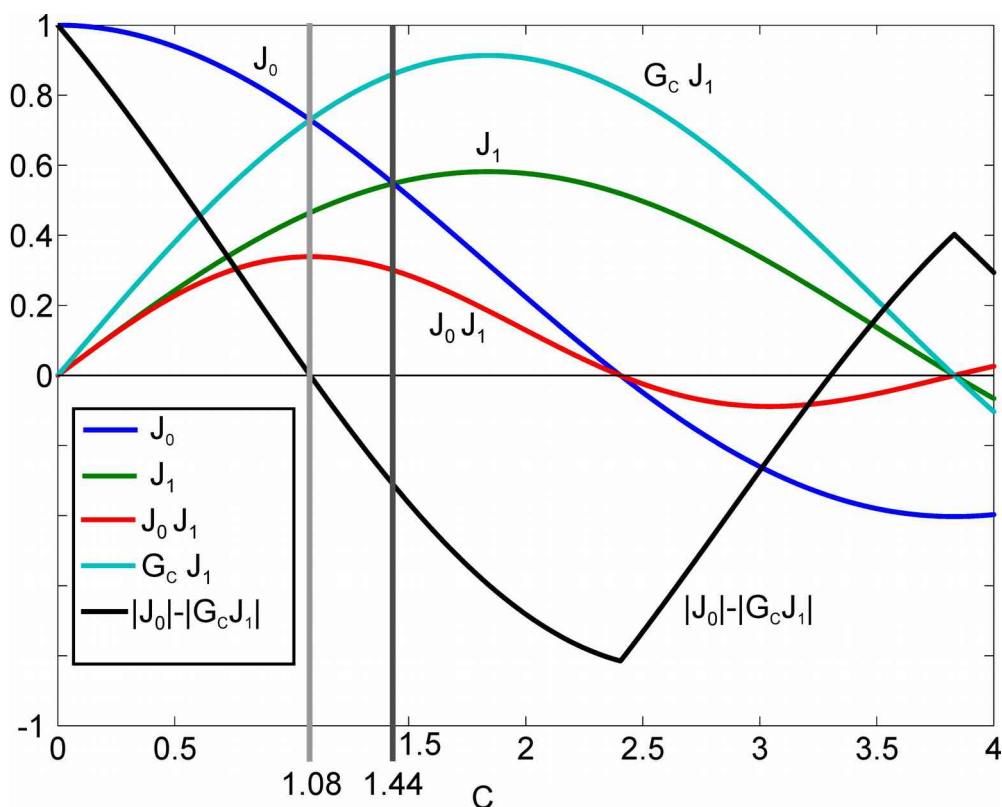
em que, na condição  $J_0(C) = J_1(C)$  conduz a  $S_v(t) = \dot{\Theta}(t)$ .

Nas seções anteriores, 5.2 e 5.3, também se usou a condição  $J_1(C) = J_2(C)$ . O objetivo de um método auto-calibrável foi inicialmente obtido medindo-se o valor de

$C=4,44$  rad para o qual resultou o produto  $|J_1(C)J_2(C)|=0,051$  (CONNELLY; GALETI; KITANO; 2015). Na sequência, uma técnica de controle foi proposta (GALETI et al., 2015a) que, dentre outras correções, melhora a SNR com o aumento do  $|J_1(C)J_2(C)|$  para 0,21 rad.

Da mesma forma, na presente proposta busca-se maximizar a SNR, e, para tanto, seleciona-se como ponto de operação  $|J_0(C)J_1(C)|=0,34$ , o máximo da relação [figura 58], obtido quando  $C=1,08$  rad. Entretanto, a condição necessária à simplificação da equação (125),  $J_0(C)=J_1(C)$ , ocorre para  $C=1,44$  rad.

Figura 58 - Funções de Bessel  $J_1$ ,  $J_0$  e combinações.



Fonte: do próprio autor

Para compatibilizar as duas necessidades, considera-se uma constante de ganho  $G_c = \pi/2$  rad à ser multiplicada pela equação (124), de tal forma que a nova condição de simplificação da equação (125) passe a ser  $J_0(C) = G_c J_1(C)$ , a qual é satisfeita com  $C=1,08$  rad como se buscava.

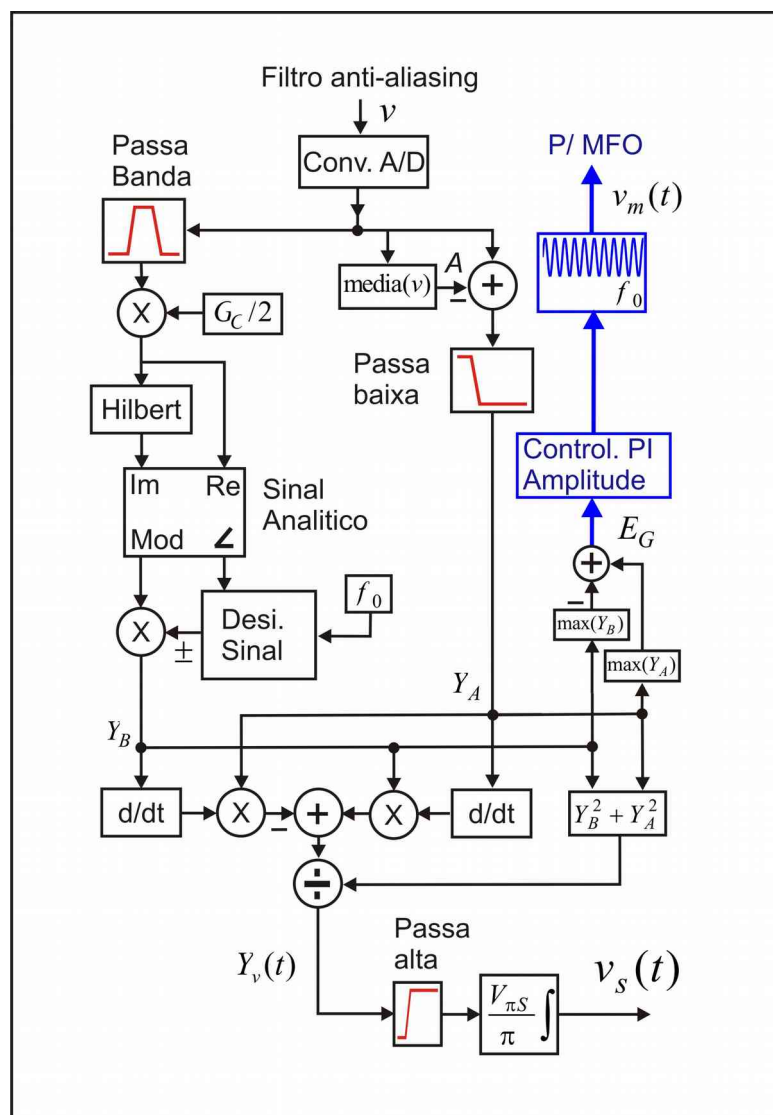
Apesar da investigação do comportamento em relação à temperatura do sensor de alta-tensão não ser objeto deste trabalho, estudos anteriores mostram

(ZOOK; CHEN; OTTO, 1967) que  $V_{\pi m}$  tem variação significativamente maior que  $V_{\pi s}$  em relação as variações de temperatura. Sem uma correção de temperatura, o ajuste manual do valor  $C=1,08$  rad através da amplitude de  $v_m(t)$  seria inviável. Na realimentação proposta para o controle de  $C$ , o sinal de erro independe do  $V_{\pi m}$ , e portanto não é afetado pela variação do  $V_{\pi m}$ . Além disso, também não é afetado por variações dos dos ganhos de amplificadores necessários para a aplicação do  $v_m(t)$  ao MFO, como será visto na próxima subseção.

#### 5.4.1 Controle de Ganho Heteródino Sintético Polarimétrico.

Observa-se [figura 59], o diagrama com o fluxo de sinais do método proposto.

Figura 59 - Diagrama do processamento aplicado ao sinal fotodetectado pelo método heteródino sintético polarimétrico.



Fonte: do próprio autor

Os sinais  $Y_A(t)$  e  $Y_B(t)$  [figura 59] são obtidos a partir das equações (122) e (124), respectivamente, após serem incorporados os ganhos envolvidos na aquisição dos sinais fotodetectados,  $G_0$  e  $G_1$ , para as respectivas faixas de frequência, e, o ganho de correção  $G_C$ , de onde obtêm-se:

$$Y_A(t) = AV G_0 J_0(C) \cos[\Theta(t)] \quad (126)$$

$$Y_B(t) = -AV G_C G_1 J_1(C) \text{sen}[\Theta(t)] \quad (127)$$

A partir dos valores de pico de  $Y_A(t)$  e  $Y_B(t)$  define-se o sinal de erro:

$$E_{G_0} = AV [G_0 J_0(C) - G_C G_1 J_1(C)] \quad (128)$$

que, através do controle da amplitude de  $v_m(t)$  busca um valor de  $C$  tal que  $E_{G_0} = 0$ , independente do valor de  $V_{\pi m}$ , dos ganhos de aquisição  $G_0$  e  $G_1$ , e dos ganhos envolvidos na geração de  $v_m(t)$ . Na condição em que  $E_{G_0} = 0$ , obtêm-se  $Y_v(t)$ , a partir de  $Y_v = (Y_A \dot{Y}_B + \dot{Y}_A Y_B) / (Y_A^2 + Y_B^2)$ , que resulta m:

$$Y_v(t) = \dot{\Theta}(t) \quad (129)$$

Substituindo-se (119) em (129), obtêm-se:

$$Y_v(t) = \frac{\pi}{V_{\pi s}} \dot{v}_s + \dot{\varphi}_0 \quad (130)$$

na qual a soma das fases quase estáticas introduzidas pelos cristais,  $\varphi_0$ , sofre derivas predominantemente de origem térmica. Os interferômetros polarimétricos, em geral, apresentam velocidade de fase quase estática lenta quando comparadas com a velocidade de fase quase estática dos interferômetros tipo Michelson em montagem volumétrica. No caso prático, em que  $\dot{\varphi}_0 \ll \dot{v}_s$ , pode-se desprezar  $\dot{\varphi}_0$ , e, caso não o possa, aplica-se um filtro passa altas a (130) e integra-se para se obter:

$$Y_s = \frac{V_{\pi s}}{\pi} \int Y_v(t) dt \quad (131)$$

Substituindo-se (130) em (131) e desprezando-se  $\dot{\varphi}_0$ , conclui-se que o sinal de saída do sistema é a medida direta do sinal de interesse, i.e.  $Y_s(t) = v_s(t)$ , independentemente dos parâmetros  $A, V, G_0, G_1, J_0(C), J_1(C)$  e  $V_{\pi m}$ .

Nota-se que, para este método, são processados os termos sem portadora,  $J_0(C)$ , e o termo em  $f_0$ , de (121), para a obtenção do sinal de interesse  $\Theta(t)$  com a máxima largura de banda possível igual a  $f_0/2$ . Isto requer aquisição de  $1,5f_0$  com mínima taxa de amostragem de  $3f_0$ . Portanto, a frequência de aquisição mínima necessária é de 6 vezes a largura de banda do sinal de interesse. Entretanto, no método anterior (proposto na seção 5.3), onde são processados os termos em  $f_0$  e  $2f_0$ , a relação entre a taxa de aquisição e a banda do sinal demodulado sobe para 10 vezes.

Os métodos propostos nos capítulos 3, 4 e 5 foram aplicados em diferentes interferômetros, montados em laboratórios de pesquisas, sendo que os resultados podem ser avaliados no capítulo a seguir.

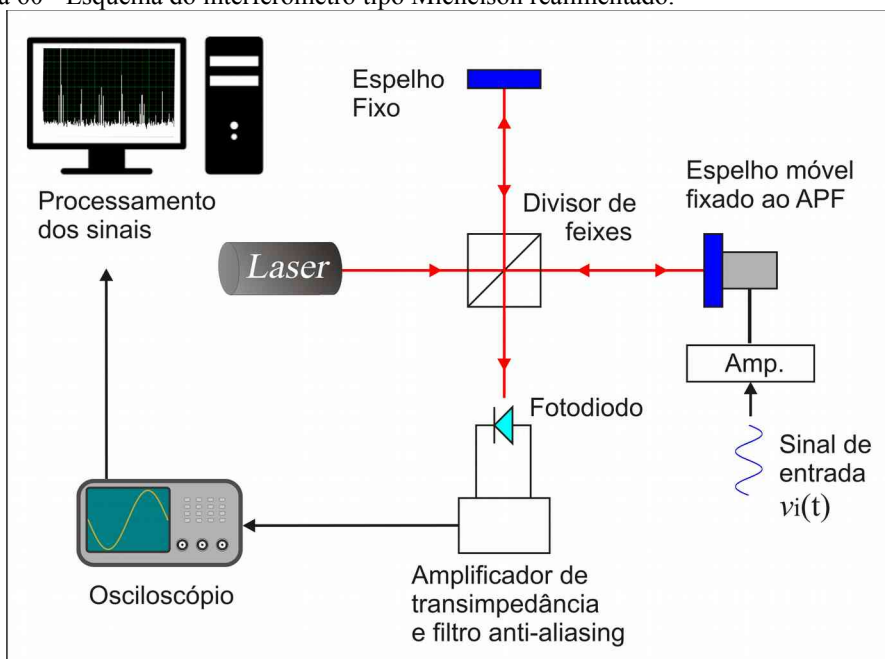
## 6 Resultados Experimentais

Apresenta-se, neste capítulo, medições de deslocamentos mecânicos e de tensões elétricas com a finalidade de validar as técnicas propostas. Levantaram-se as características de movimento e resposta em frequência de três atuadores e um manipulador piezoelétrico. Tensões elétricas com vários kV de amplitude e elevado conteúdo harmônico foram mensuradas. Para isto, frequentou-se dois laboratórios de pesquisa e se desenvolveu vários arranjos experimentais, sendo cada arranjo descrito nas próximas seções, como segue.

### 6.1 Arranjo experimental tipo Michelson no LOE

Para realizar medições de deslocamentos mecânicos dos APF's e nos manipuladores XY, usa-se um interferômetro na configuração tipo Michelson em óptica volumétrica, homódino e passivo, esquematicamente descrito pela figura 60.

Figura 60 - Esquema do interferômetro tipo Michelson realimentado.



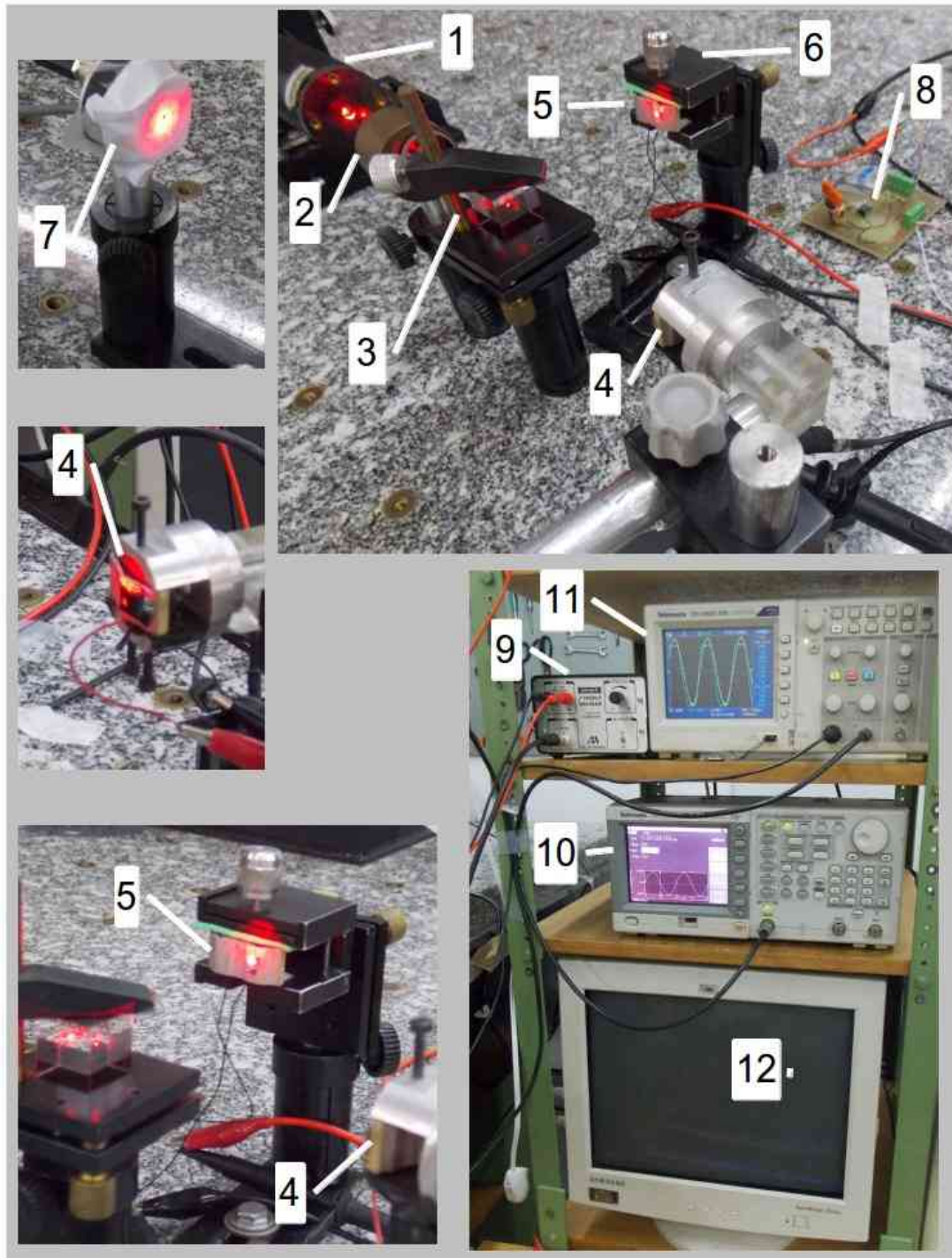
Fonte: do próprio autor

O interferômetro é montado sobre uma mesa óptica típica, constituída por uma espessa plataforma de granito, assentada em uma caixa de areia sobre uma



armação de ferro. A superfície da estrutura possui furações para fixação dos elementos que compõem o interferômetro, como mostra a figura 61.

Figura 61 - Fotos da montagem interferométrica e seus detalhes numerados.



Fonte: do próprio autor

Os materiais utilizados, e especificados pelos números de 1 a 12 na figura 61, correspondem à:

1. Laser de Hélio Neônio (He-Ne) (Ealing Electrooptics, 15mW) operando no comprimento de onda  $0,6328 \mu\text{m}$ .
2. Lente expansora.
3. Divisor de feixes, neutro (Ealing Electrooptics), com taxa de 50/50% (nos capítulos anteriores, chamado de espelho semi-refletor).
4. Espelho fixo, no experimento em malha aberta. Quando da experimentação em malha fechada, foi substituído por um Atuador Piezocerâmico Flexensional desenvolvido pelo Grupo de Sensores e Atuadores da USP e usado como realimentação do interferômetro (APFr).
5. Atuador Piezocerâmico Flexensional (APF), posteriormente substituído por um atuador XY, ambos desenvolvidos pelo Grupo de Sensores e Atuadores da USP.
6. Dispositivo mecânico de fixação, usinado na oficina mecânica da Unesp-FEIS especificamente para sustentação dos APF's.
7. Fotodetector de lei quadrática do tipo PIN de silício, modelo PDA 55 da Thorlabs
8. Filtro passa baixas de primeira ordem e frequência de corte de 50Hz (desconectado durante os experimentos com métodos espectrais)
9. Amplificador linear de tensão (A.A. Lab systems – A-301 Hs).
10. Sintetizador de sinais Tektronix AFG 3021B.
11. Osciloscópio digital Tektronix TDS 1002C.
12. Computador conectado ao osciloscópio e ao sintetizador através da porta USB.

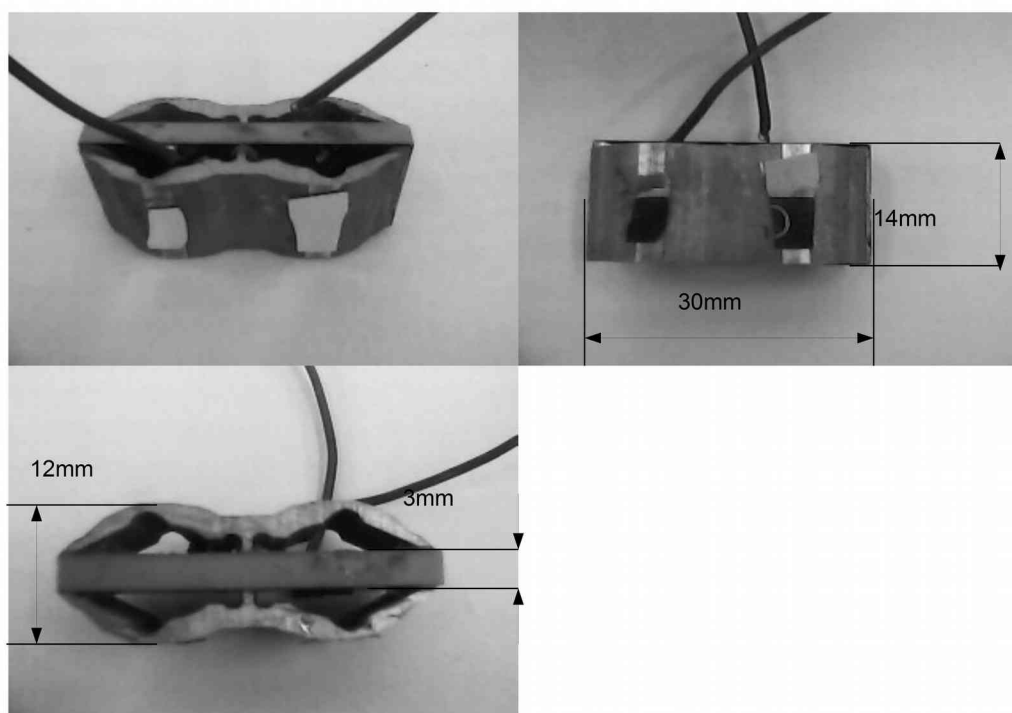
O gerador de funções [figura 61(componente 10)] foi ligado a um amplificador linear [figura 61(componente 9)], e, por sua vez, ligado ao APF.

Os terminais do APF e os terminais do fotodiodo com amplificador interno [figura 61(componente 7)] foram ligados ao osciloscópio [figura 61(componente 10)], que por sua vez, estava ligado ao computador [figura 61(componente 12)] via interface GPIB-USB, que permitiu que todas as formas de ondas fossem adquiridas e processadas.

### 6.1.1 Método Espectral Aplicado à Medida de Deslocamento.

Nesta subseção apresentam-se medições de deslocamentos mecânicos ocorridos quando da aplicação de tensão aos Atuadores Piezelétricos Flexensionais (APF's). Utilizou-se o interferômetro tipo Michelson em montagem volumétrica [figura 60 e 61], sendo que, o sinal interferométrico foi demodulado aplicando-se o método n-CPM (GALETI et al., 2013b) descrito na seção 3.2. Os atuadores sob testes usados nesta parte experimental são denominados EE1 e C1, descritos a seguir.

Figura 62 - Atuador Piezoelétrico Flexensional de movimento unidirecional - EE1 EE1



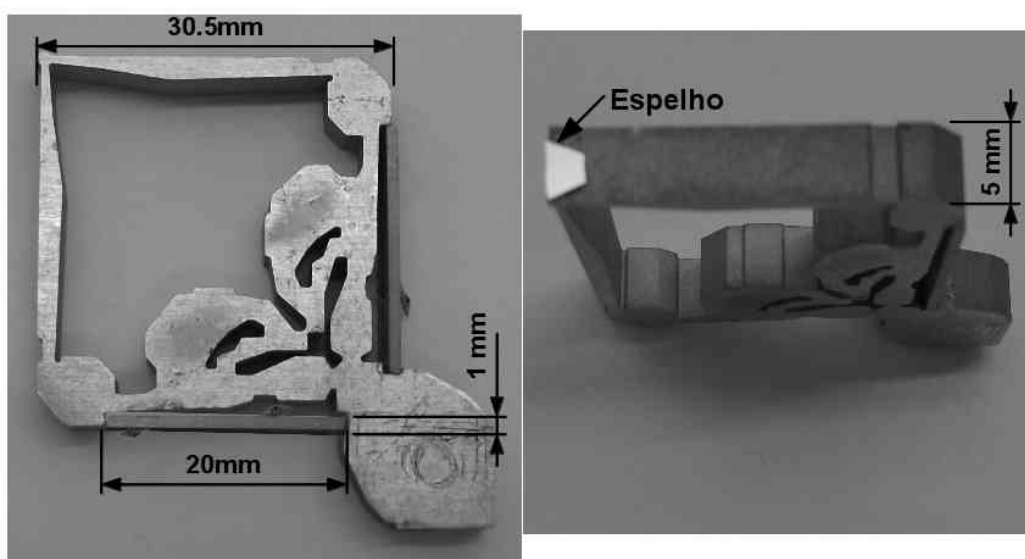
Fonte: do próprio autor

O atuador observado na figura 62 foi designado EE1, e é composto de uma piezocerâmica que, quando submetida a um campo elétrico, movimenta-se no sentido longitudinal, i.e. a dimensão de 30 mm [Figura 62] é a que sofre maior variação. A estrutura de alumínio acoplada a piezocerâmica é projetada para transferir este deslocamento em uma direção perpendicular de forma que a dimensão de 12 mm varie proporcionalmente. Este APF corresponde àquele mostrado na figura 1b do capítulo 1.

Para medir os deslocamentos produzidos com o auxílio da estrutura de alumínio quando a piezocerâmica é submetida a um campo elétrico o APF é fixado a um

posicionador [figura 61(componente 10)] em um dos braços do interferômetro. Ao APF são fixados espelhos nos pontos de maior deslocamento (segundo o projeto do APF). O feixe óptico é refletido em algum desses espelhos, possibilitando a medição interferométrica dos deslocamentos. São utilizados espelhos suficientemente finos, e portanto flexíveis, com espessura de 0,165 mm, procurando-se interferir o mínimo possível no movimento normal do APF.

Figura 63 - Atuador Piezoelétrico Flexensional de movimento bidirecional – C1.



Fonte: do próprio autor

O APFMA [Figura 63], chamado de C1 nesta tese, possui duas cerâmicas piezoelétricas dispostas perpendicularmente, de forma que, combinadas com a simetria da estrutura de alumínio, se permite controlar os movimentos do espelho em duas direções ortogonais, e por isto o nome manipulador bidirecional. Este corresponde ao atuador mostrado na figura 2a, no capítulo 1.

Quando submetida a um campo elétrico, a piezocerâmica tem maior variação dimensional no sentido da dimensão com 20 mm [Figura 63]. Esta ação da piezocerâmica sobre a estrutura de alumínio provoca dois movimentos no espelho [Figura 63]: um perpendicular ao movimento da piezocerâmica, chamado movimento direto ou gerado; e o outro, paralelo ao movimento da piezocerâmica, chamado movimento indireto, cruzado ou acoplado.

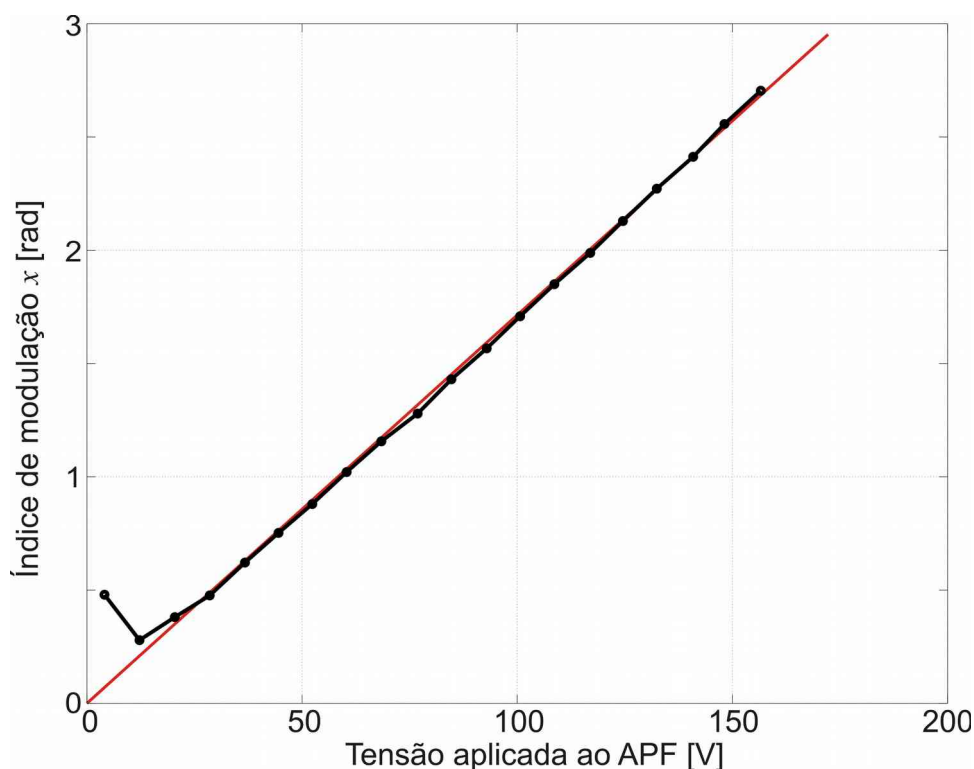
Os APFs usados neste trabalho têm aplicações práticas, em geral, em baixas frequências. Usou-se, neste trabalho, excitação senoidal descrita pela equação (49) e frequências entre 100 e 4 kHz.

As medições interferométricas foram feitas aplicando-se à entrada um sinal senoidal. O sinal de saída do fotodetector (saída do interferômetro), assim como, os sinais aplicados aos terminais do APF foram adquiridos com um osciloscópio (com 2500 pontos), e ambos foram processados para o cálculo do índice de modulação da fase óptica  $x$  (medido em radianos), que pode ser diretamente relacionado com o deslocamento mecânico. Chamou-se este processo de medição interferométrica.

#### 6.1.1.1 Medições com o APF EE1.

Foram feitas medições interferométricas com a frequência de entrada igual a 1 kHz e tensão variando de 5 a 155 V de pico. A frequência de amostragem usada na aquisição foi de 500 kHz. Os índices de modulação, demodulados a partir do método n-CPM, apresentaram conformidade linear e são mostrados no gráfico da figura 64.

Figura 64 - Linearidade do APF EE1, frequência de entrada de 1 kHz e frequência de amostragem 500 kHz.



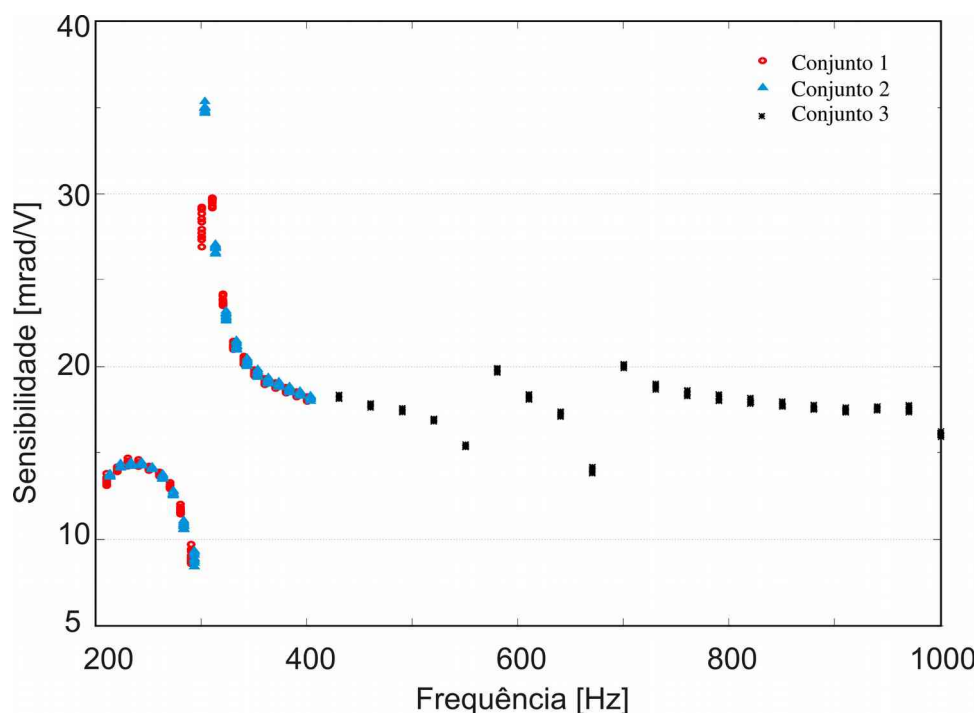
Para a configuração tipo Michelson usada neste trabalho, a relação entre o deslocamento mecânico do APF e a fase demodulada  $x$  pode ser obtida substituindo-se o comprimento de onda do laser no vácuo  $\lambda=0,6328 \mu\text{m}$  na equação (19), e é dada por:

$$\Delta l \text{ [nm]}=50,35 x \text{ [rad]} \quad (132)$$

A inclinação média [Figura 64], também chamada de sensibilidade do APF, foi de 17 mrad/V ou 0,856 nm/V, e, o menor valor do deslocamento medido foi de 15,1 nm (0,3 rad), abaixo do qual o erro aumenta de maneira intolerável.

Foram feitos três conjuntos de medições interferométricas para o APF EE1. Cada conjunto foi constituído por 10 variações de tensão para cada frequência, sendo 20 a quantidade de frequências distintas. As tensões aplicadas variaram de 5 a 155 V (pico). O índice de modulação  $x$  foi dividido pela tensão aplicada para obter-se sensibilidade do APF em cada medida [Figura 65]. Esta corresponde ao coeficiente LLVS (Linear-to-voltage sensitivity) citada na seção 1.1, do capítulo 1.

Figura 65 - Resposta em frequência do APF EE1

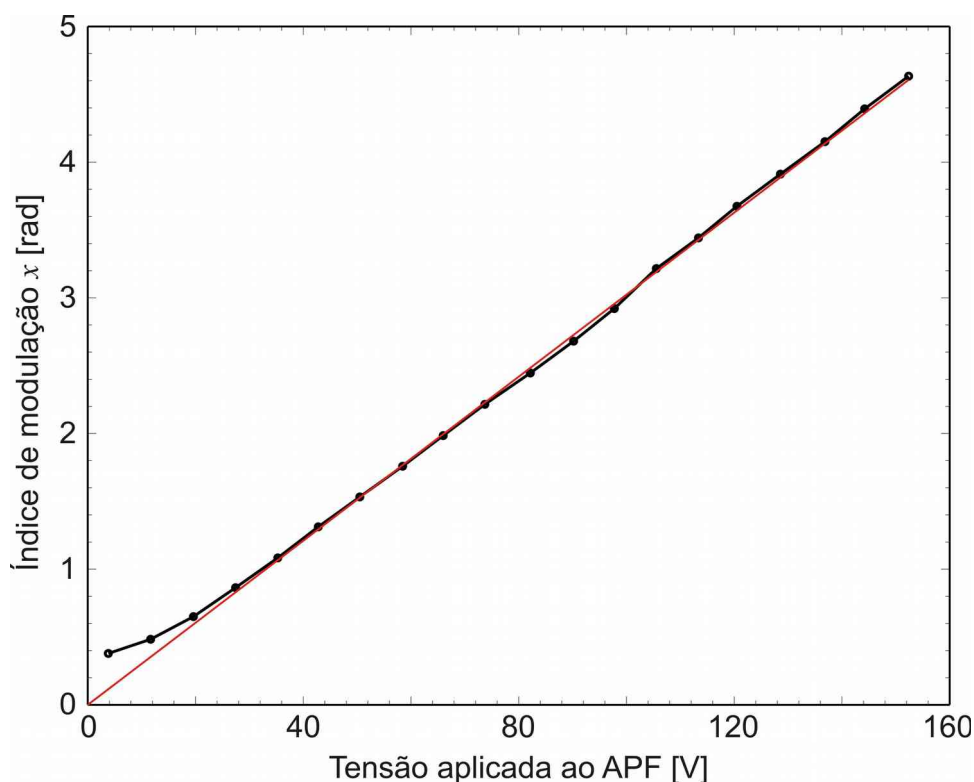


Fonte: do próprio autor

Observou-se, na figura 65, uma antirressonância em 290 Hz e uma ressonância em 300 Hz, além das ressonâncias de menor intensidade entre 500 Hz e 700 Hz.

Observa-se na, figura 66, a linearidade do APF EE1 na frequência de maior sensibilidade na faixa investigada, no caso, 310 Hz, i.e a conformidade linear dos índices de modulação  $x$  e tensão aplicada ao APF, com 30 mrad/V de inclinação.

Figura 66 - Linearidade do APF EE1, frequência de entrada de 310 Hz.



Fonte: do próprio autor

A mesma conformidade linear entre as tensões aplicadas ao APF EE1 e os correspondentes índices demodulados  $x$  ocorreu em todas as frequências investigadas [figura 65], exceto na frequência de 295 Hz.

Estes resultados indicam a eficácia do método n-cpm proposto, e sua relativa imunidade as variações do  $\phi_0$ , cujo valor estava sujeito a todas as perturbações ambientais, i.e. nenhuma ação de controle automático foi aplicada a este experimento.

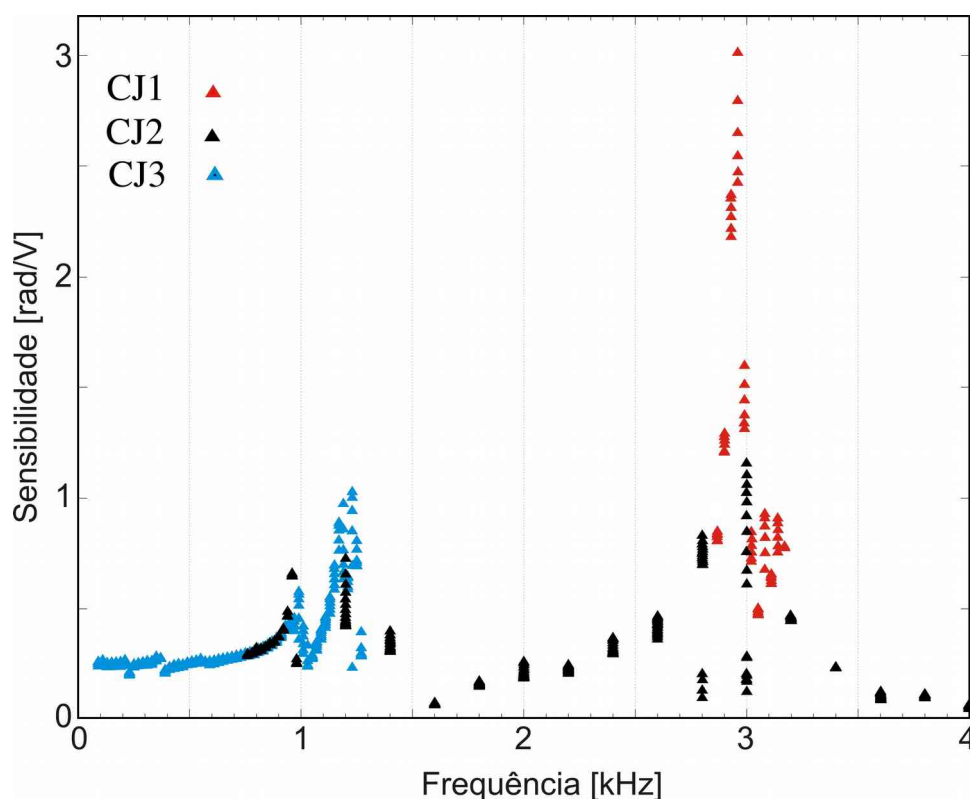
Outro experimento foi conduzido com o mesmo APF EE1, no qual aplicou-se outro método de demodulação, cujos resultados concordam em toda a faixa de frequências comum a ambos os experimentos (GALETI et. al., 2015a).

Os métodos espectrais propostos neste trabalho, objetivam demodular uma ampla faixa dinâmica de índices de modulação, contudo, o máximo índice de modulação  $x$  produzido pelo máximo deslocamento do APF EE1 foi 4,6 rad à entrada de 150 V, o que é insuficiente para validar todo o potencial do método (capaz de medir centenas de radianos). Dada as limitações práticas de obter-se maiores tensões, utilizou-se um APF capaz de produzir maiores deslocamentos mecânicos às mesmas tensões, como será visto a seguir.

### 6.1.1.1 Medições com o APF C1-direto.

Para o levantamento da resposta em frequência do APF C1–Direto foram feitos três conjuntos de medições interferométricas, que são: CJ1, com 6 variações de tensão para cada frequência, em 10 frequências distintas; CJ2, com 16 variações de tensão para cada frequência, em 16 frequências distintas; CJ3, com 6 variações de tensão para cada frequência, em 72 frequências distintas, todas registradas na figura 67,

Figura 67 - Resposta em frequência APF C1 – movimento direto



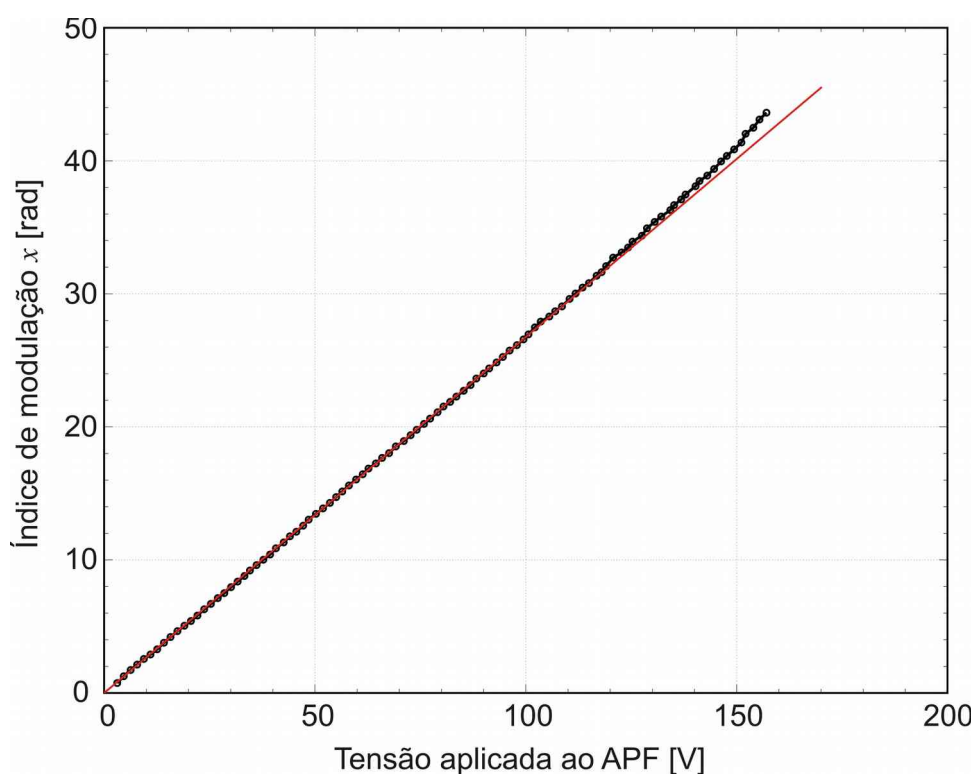
Fonte: do próprio autor



O levantamento da resposta em frequência [figura 67] foi feito com a aplicação de tensões pequenas o suficiente para garantir resposta linear do APF C1-Direto. Observaram-se, duas ressonâncias mais acentuadas na faixa de frequência até 4 kHz , uma próxima de 1,2 kHz e a outra próxima de 2,9 kHz.

Investigou-se o comportamento do APF C1-Direto em 370 Hz, na região plana da resposta em frequência, que é suposto o atuador operar em aplicações regulares. Observou-se, na figura 68, que o APF C1-Direto apresentou comportamento próximo ao linear para deslocamentos de até 1,7  $\mu\text{m}$  (34 rad).

Figura 68 - Sensibilidade do APF C1 em 930 Hz– movimento direto



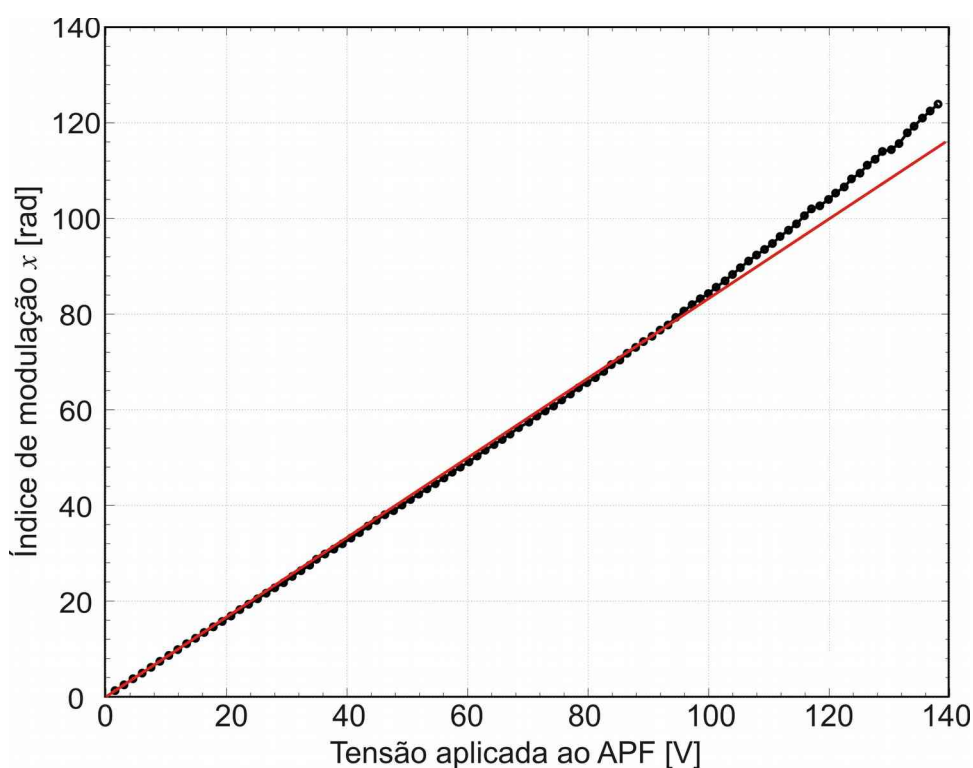
Fonte: do próprio autor

O índice de modulação  $x$  é tanto maior quanto maior o deslocamento mecânico relativo nos braços do interferômetro, e, como já visto no item 3.2.2, a maior harmônica do sinal fotodetectado (HMSSI) indica uma faixa de índice de modulação, de tal forma que, se o índice da HMSSI for 100 o índice de modulação estará próximo de 100 rad, semelhantemente ao caso analisado no exemplo da figura 26. Portanto, sinais fotodetectados com índice de modulação  $x$  superior a 100 rad são sinais de alto conteúdo harmônico, i.e. mais de 100 harmônicas. É de interesse a verificação do comportamento do método proposto em sinais práticos de alto conteúdo harmônico.

Investigou-se o comportamento do APF C1-Direto na região de ressonância, onde se apresenta maior sensibilidade, podendo atingir maiores deslocamentos mecânicos para os pequenos níveis de tensão na entrada aplicados nos casos anteriores.

Observa-se, na figura 69, a relação entre o índice de modulação e a tensão aplicada ao APF C1-Direto até 135 V, para a frequência de 2,8 kHz. Obteve-se comportamento linear até 4,53  $\mu\text{m}$  (90 rad).

Figura 69 - Sensibilidade do APF C1 em 2,8 kHz– movimento direto



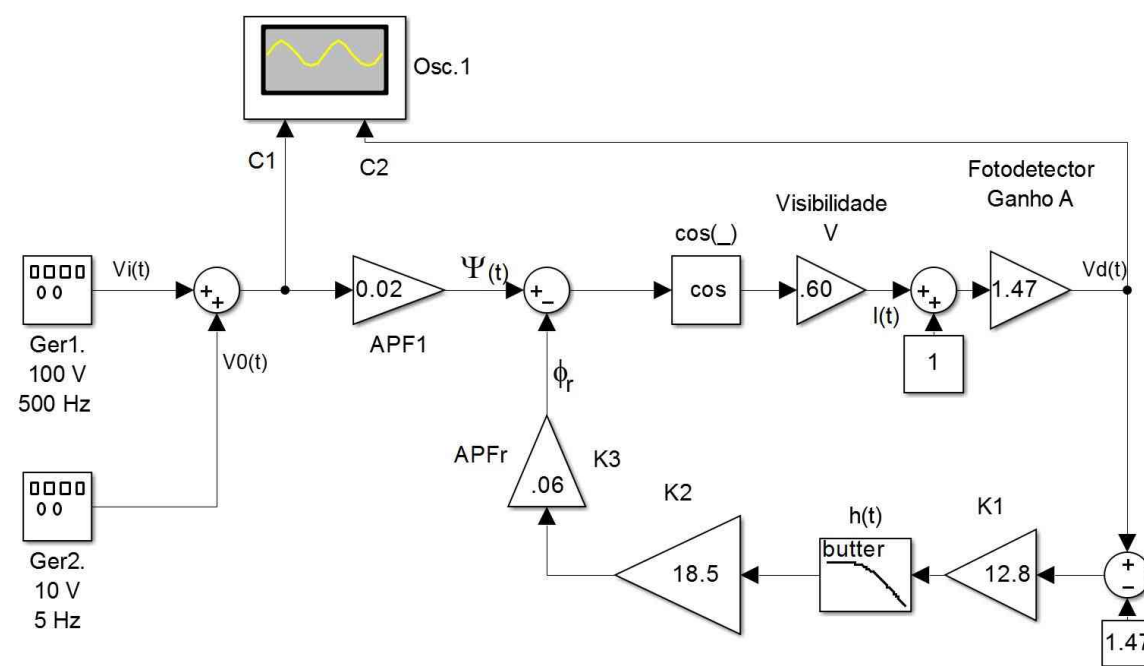
Fonte: do próprio autor

Por fim, confirmou-se a linearidade e a capacidade do método de escolha da harmônica correta (GALETI et al., 2013b) para o cálculo do índice de modulação  $x$ , mesmo com sinais de saída complexos, que combinam mais de 100 harmônicas, e, em situação prática sujeita a ruídos elétricos e demais perturbações ambientais. Os resultados concordam com outros métodos propostos no capítulo 2 (LEMES et al., 2013; GALETI et al., 2013a; BERTON et al., 2014; GALETI et al., 2015a).

## 6.1.2 Experimentos com interferômetro realimentado.

Nesta subseção apresenta-se medições realizadas com o interferômetro realimentado no LOE. O arranjo experimental utilizado foi uma variante do descrito no início desta seção 6.1, e que pode ser observado na figura 61. O espelho fixo [figura 61 (componente 4)], no experimento em malha aberta, foi substituído por um Atuador Piezocerâmico Flextensional desenvolvido pelo Grupo de Sensores e Atuadores da USP e usado como realimentação do interferômetro (APFr). Aos terminais deste APFr foi conectado um amplificador linear, e, à entrada do amplificador, um circuito de realimentação [figura 61 (componente 8)]. O diagrama esquemático do interferômetro homódino realimentado usado neste experimento pode ser observado na figura 70.

Figura 70 - Esquema do interferômetro realimentado.



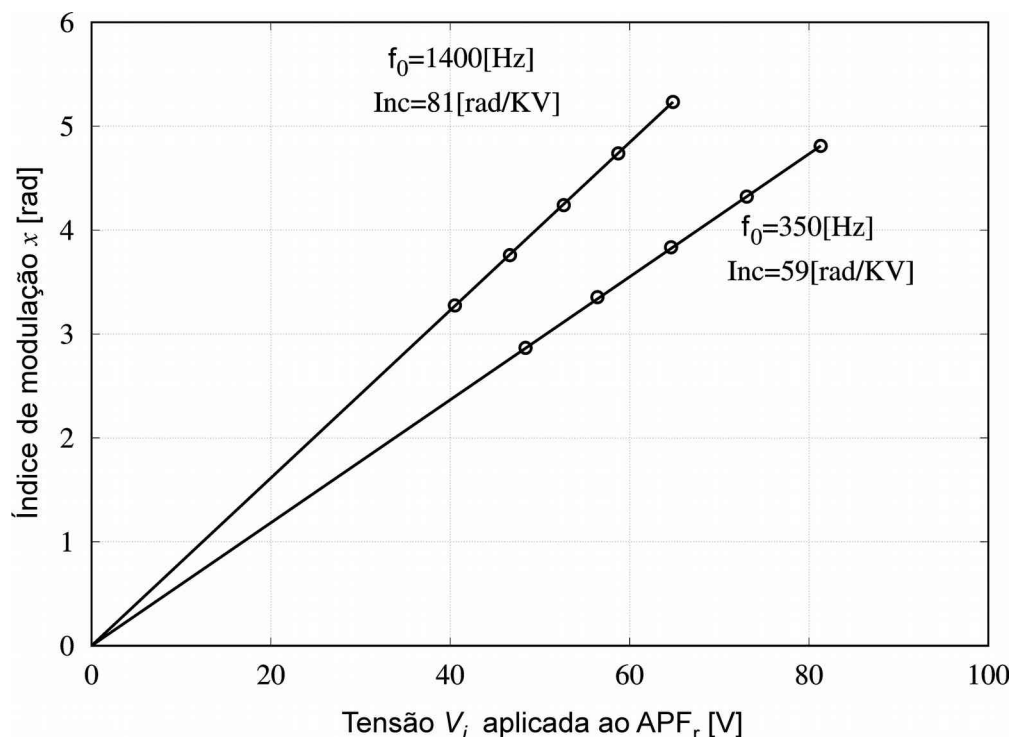
Fonte: do próprio autor

Inicialmente, buscou-se um atuador adequado para o ramo de realimentação (APFr). As características investigadas para o APFr foram: linearidade, sensibilidade e resposta em frequência, principalmente em baixas frequências. Portanto, a determinação de sua resposta em frequência é essencial, como escrito a seguir.

Antes de se proceder ao levantamento da resposta em frequência do APFr, é importante estabelecer a faixa de amplitudes de tensão de excitação  $v_i(t)$  dentro da qual o atuador é linear, para cada frequência a ser considerada. Neste trabalho são feitas medições com amplitudes de tensões de entrada ( $v_i(t)$ ) variando de 20 a 100 V para cada frequência. Para cada frequência, cinco valores de amplitudes de tensões foram aplicadas. Usou-se o método n-CPM (de forma similar ao item 6.1.1) para se obter o índice de modulação  $x$  em radianos. A partir do osciloscópio adquiriu-se o sinal de excitação do APFr,  $v_i(t)$ . A curva de linearidade é constituída simplesmente pelo gráfico de  $x$  por  $v_i(t)$ .

Dois exemplos, nas frequências de 350 Hz e 1400 Hz, podem ser observados na figura 71, os quais apresentaram relação linear com a tensão de entrada. O mesmo foi confirmado para as demais frequências apresentadas no gráfico da figura 72. A sensibilidade do APFr foi de 81 rad/kV na frequência de 1400 Hz, e, de 59 rad/kV na frequência de 350 Hz, em concordância com a figura 72 (vista em detalhes na faixa inferior a 5 kHz).

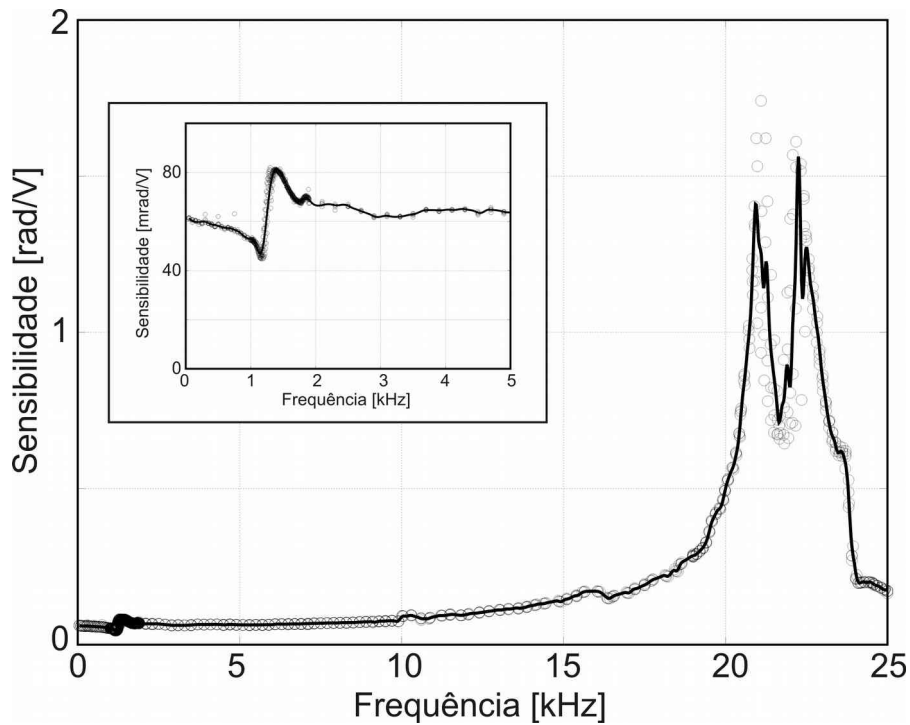
Figura 71 - Linearidade do APFr.



Fonte: do próprio autor

Observou-se na figura 72 uma ressonância significativa em 22 kHz e outra menor em 1,4 kHz.

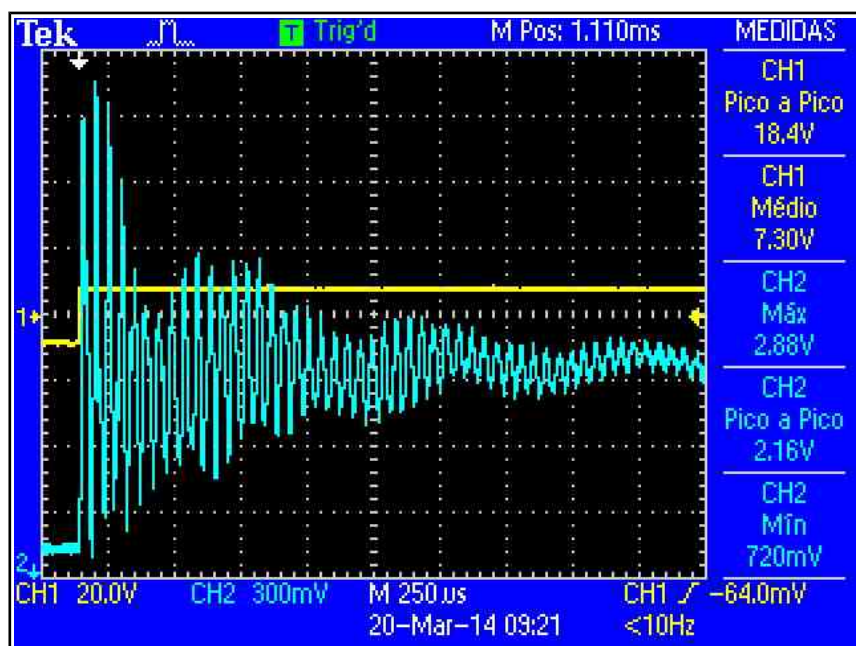
Figura 72 - Resposta em frequência na banda até 25 kHz, com detalhe para frequências até 5 kHz.



Fonte: do próprio autor

Os parâmetros levantados experimentalmente foram então usados em um modelo de simulação [figura 70], i.e. foram medidos os parâmetros do interferômetro prático do LOE para serem usados no modelo de simulação, em diferentes proposições de controle. Neste sentido, ao modelo de simulação, foi atribuído o valor de 60 mrad/V à sensibilidade do atuador APFr para as frequências até 100 Hz.

Figura 73 - Resposta a entrada degrau, com valores de máximos e mínimos

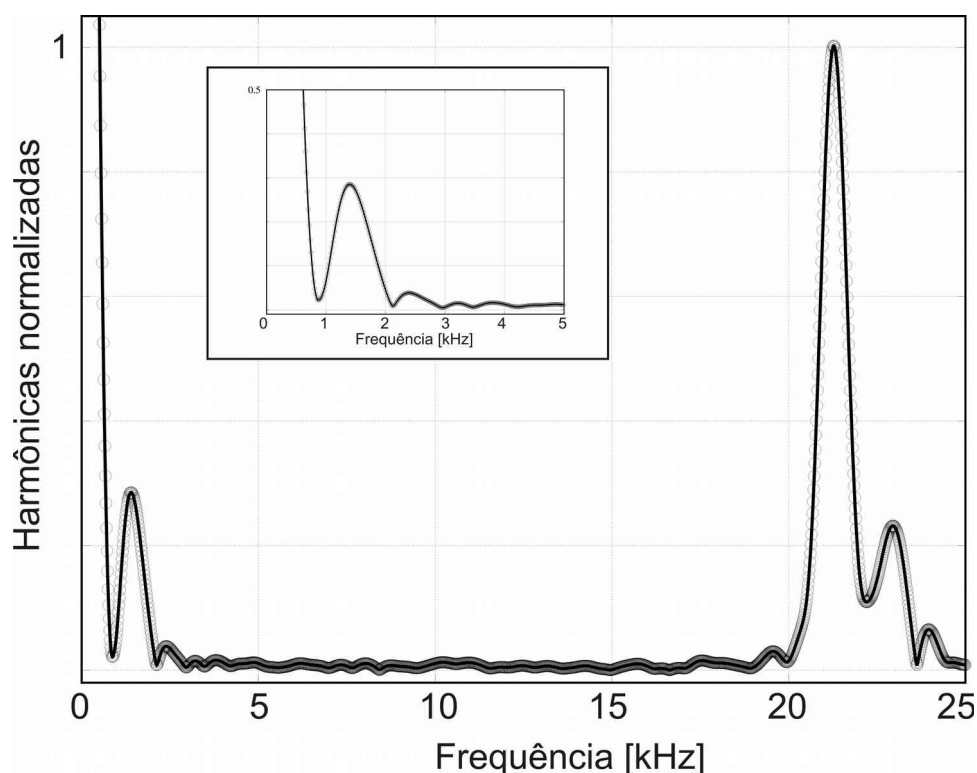


Fonte: do próprio autor

Para visualizar a resposta do APFr a sinais de amplo conteúdo harmônico foi aplicado um degrau elétrico aos terminais do APFr com amplitude de 18,4 V, como pode ser visualizado na figura 73.

O sinal fotodetectado (de saída) foi adquirido nas condições necessárias à aplicação do método de baixa profundidade de modulação (seção 2.6), i.e  $\phi_0 = \pi/2$  rad e amplitude máxima do sinal inferior a  $\pi/2$  rad (máximo  $\phi(t) < \pi/2$  rad). O sinal de saída do interferômetro,  $v_d(t)$ , foi então normalizado pelos máximos e mínimos previamente levantados, e, usando-se a equação (44), obteve-se o correspondente  $\phi(t)$ . A FFT de  $\phi(t)$  foi multiplicada por  $j\omega$  para a obtenção da equivalente resposta ao impulso. Os valores foram normalizados pelo maior valor em magnitude das harmônicas, e podem ser observados na figura 74.

Figura 74 - Resposta em frequência obtida da resposta ao degrau.



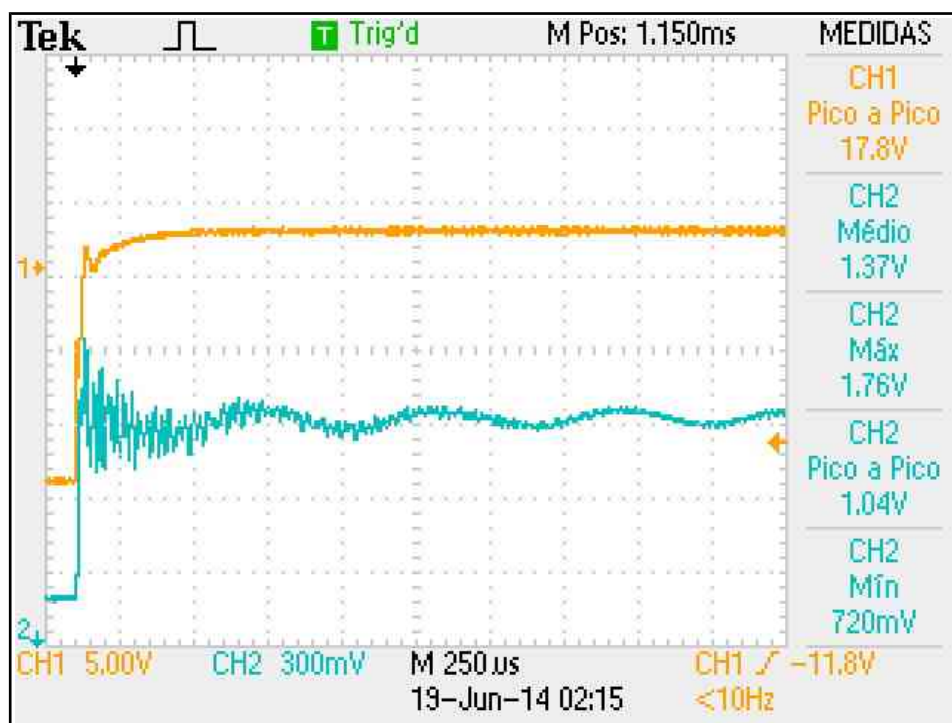
Fonte: do próprio autor

Observa-se na figura 74 uma boa concordância dos pontos de ressonância em 1,4 kHz, 21 kHz e 22,5 kHz com as obtidas através de estímulos senoidais em cada frequência (figura 72). Contudo os pontos de antirressonância são observados somente na figura 72.

O atuador APFr, dado a sua linearidade e resposta plana para as frequências menores que 300 Hz, pode ser usado neste estudo, em que a ação do APFr se dá após um filtro passa baixas com frequência de corte de 50 Hz (teórica). Entretanto, como proposto para trabalhos futuros, há a possibilidade do APFr ser usado em malhas de controle chaveado, em que o sinal aplicado ao atuador tem um espectro harmônico amplo, similar ao que pode ser observado na figura 73. Para tanto, investigou-se a efetividade de um filtro sintonizado em minimizar as ressonâncias do atuador.

Projetou-se e implementou-se um filtro ativo de segunda ordem do tipo rejeita-faixa, com frequência central de 21 kHz e largura de banda de 10 kHz. A entrada do filtro foi ligada à saída do gerador de funções, e, a saída do filtro foi ligada a um amplificador linear para produzir o sinal efetivamente aplicado ao atuador APFr. O sinal aplicado ao APFr (entrada) e o sinal fotodetectado  $v_d(t)$  produzido pelo interferômetro, podem ser observados na figura 75.

Figura 75 - Resposta a entrada degrau com aplicação do filtro rejeita-faixa.



Fonte: do próprio autor

Observa-se, na figura 75, uma sensível atenuação das frequências altas, restando uma oscilação de menor frequência, quando comparado com a aquisição da figura 73, mesmo com um degrau cuja amplitude em tensão é similar, i.e., 17,8 V.

O ramo de realimentação contém, além do APFr [figura 70], um filtro passa baixas  $h(t)$  ativo de primeira ordem e de ganho K1 na entrada do amplificador (ganho K2) do APFr.

Este filtro foi construído com o uso de um amplificador operacional e projetado para frequência de corte de 50 Hz.

À entrada do interferômetro realimentado foram aplicados sinais diversos, e foram adquiridos, com osciloscópio, os respectivos sinais de saída.

Estes, por sua vez, foram comparados com os sinais de saída obtidos por simulação, cujo modelo utilizou-se de parâmetros medidos da realização experimental e discriminados na figura 70.

Antes de se proceder as medições com sinal aleatório, aplicou-se ao APF uma tensão de excitação  $v_i(t)$  composta pela soma de dois sinais senoidais: um deles a 500 Hz e o outro a 5 Hz.

Tendo em vista que, em muitas situações práticas, ocorrem perturbações ambientais superiores as encontradas no laboratório (LOE), optou-se pela geração do sinal de baixa frequência (5 Hz) adicional a perturbação ambiental do LOE, que simula o  $\phi_0$ .

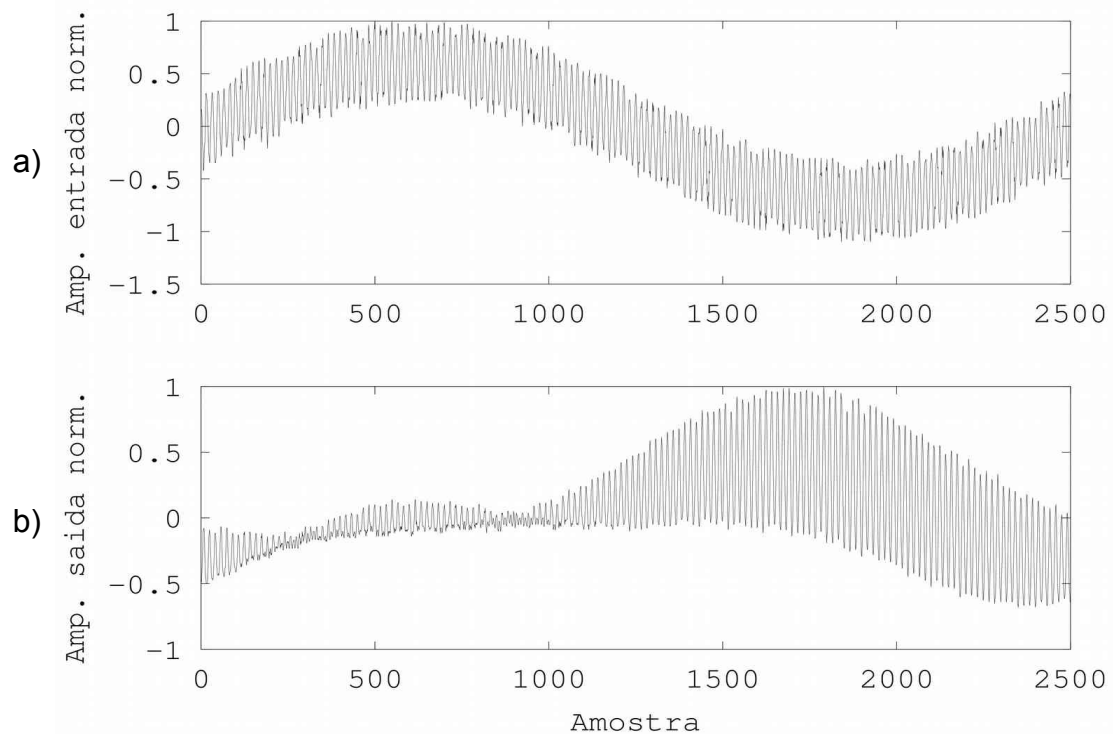
Esta mesma condição de entrada se manteve nas medições observadas nas figuras 76a, 77a e 78a.

Na figura 76b observa-se a saída  $v_d(t)$  na condição em que o ramo de realimentação está desligado. Observa-se (figura 76b) que o sinal de saída está distorcido pela ação do  $\phi_0$  e não existe correspondência com a entrada  $\phi(t)$ .

Observa-se, na figura 77b, a saída do interferômetro com a mesma entrada da figura 76 agora, porém, com a realimentação ligada.

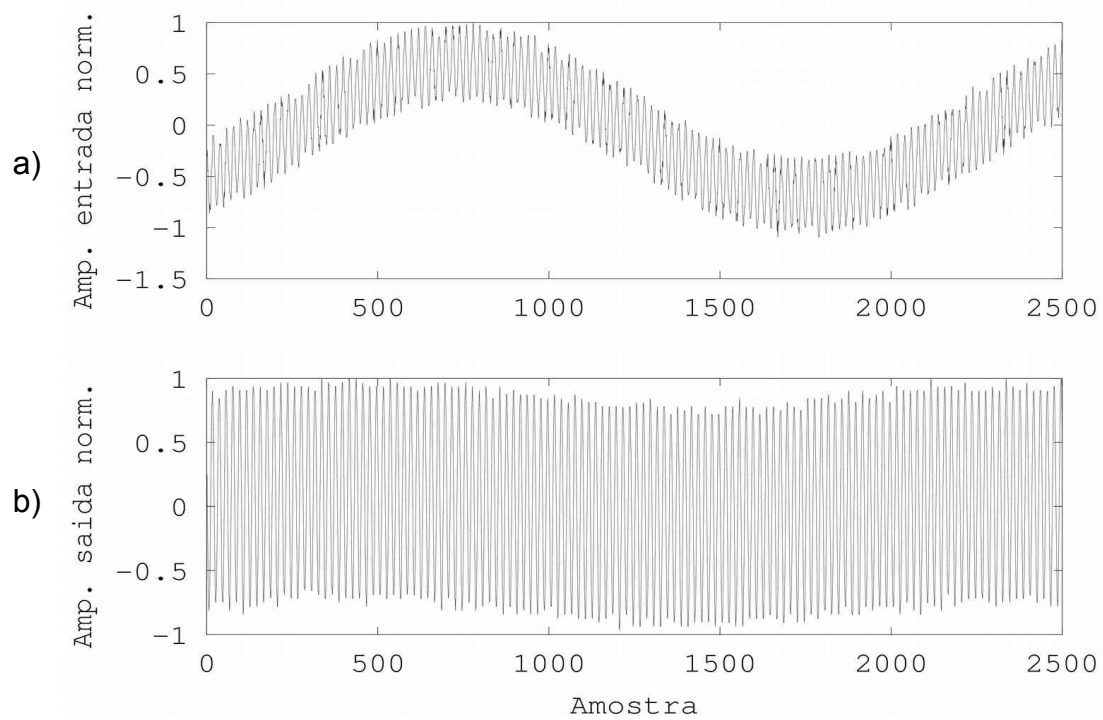


Figura 76 - Sinais de entrada e saída com a realimentação desligada.



Fonte: do próprio autor

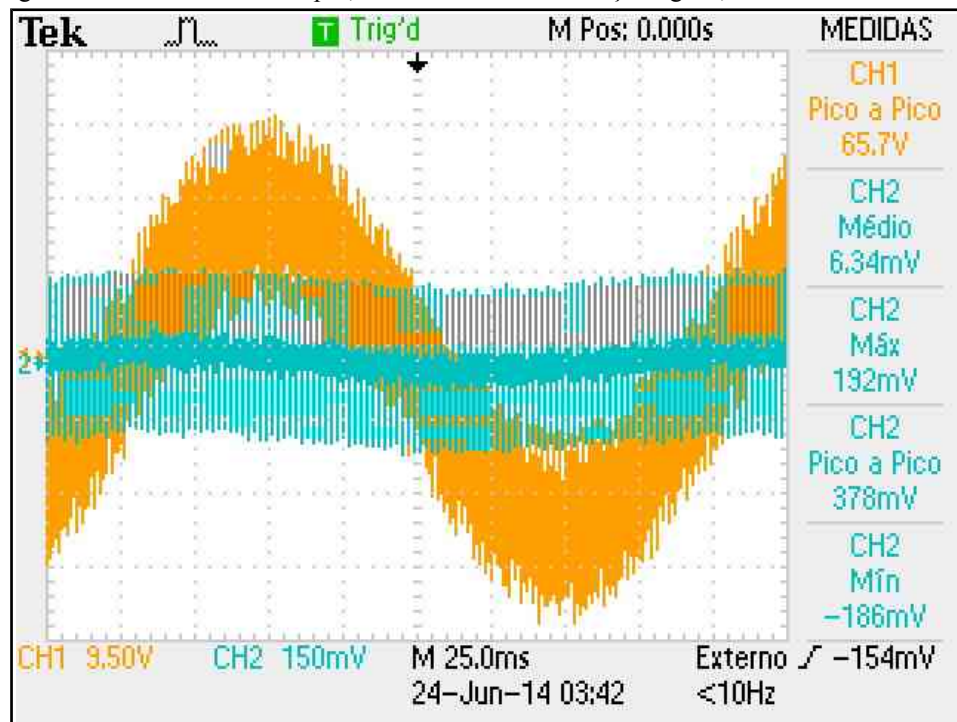
Figura 77 - Sinais de entrada e saída com a realimentação.



Fonte: do próprio autor

Observa-se na figura 78 a aquisição correspondente à figura 77.

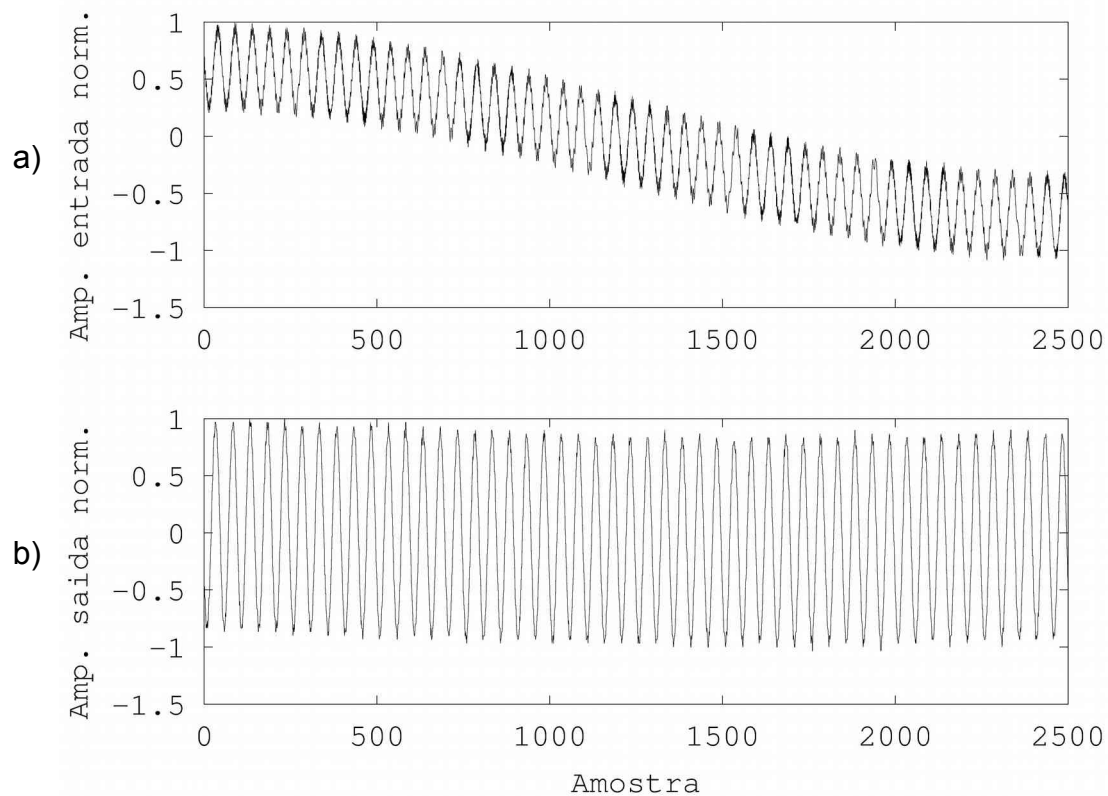
Figura 78 - Tela do Osciloscópio; medida com realimentação ligada; e entrada senoidal



Fonte: do próprio autor

Observa-se na figura 79 um detalhe da figura 77, próxima à origem.

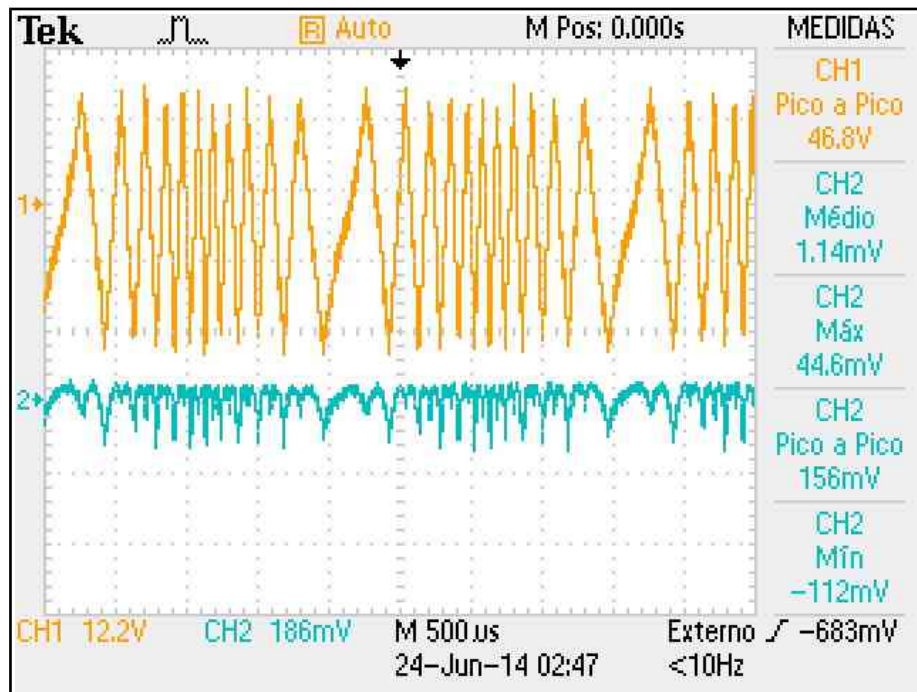
Figura 79 - Sinais de entrada e saída com a realimentação.



Fonte: do próprio autor

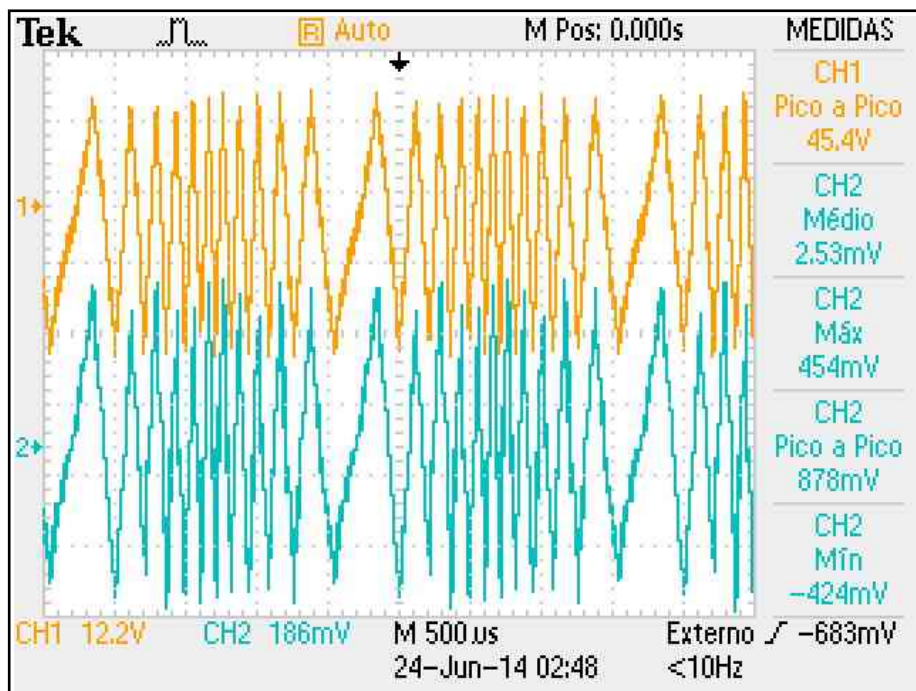
A seguir, aplica-se à entrada do interferômetro dois sinais arbitrários: um observado nas figuras 80 e 81, e outro observado nas figuras 82 e 83.

Figura 80 - Sinais de entrada e saída sem a realimentação, e, sinal de alto conteúdo harmônico.



Fonte: do próprio autor

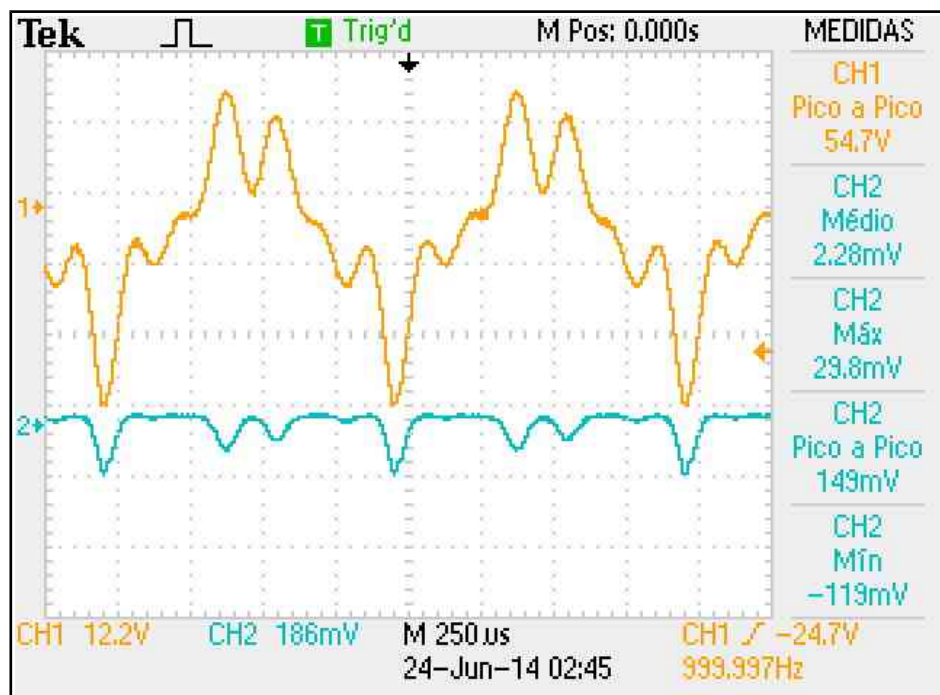
Figura 81 - Sinais de entrada e saída com a realimentação, e, sinal de alto conteúdo harmônico.



Fonte: do próprio autor

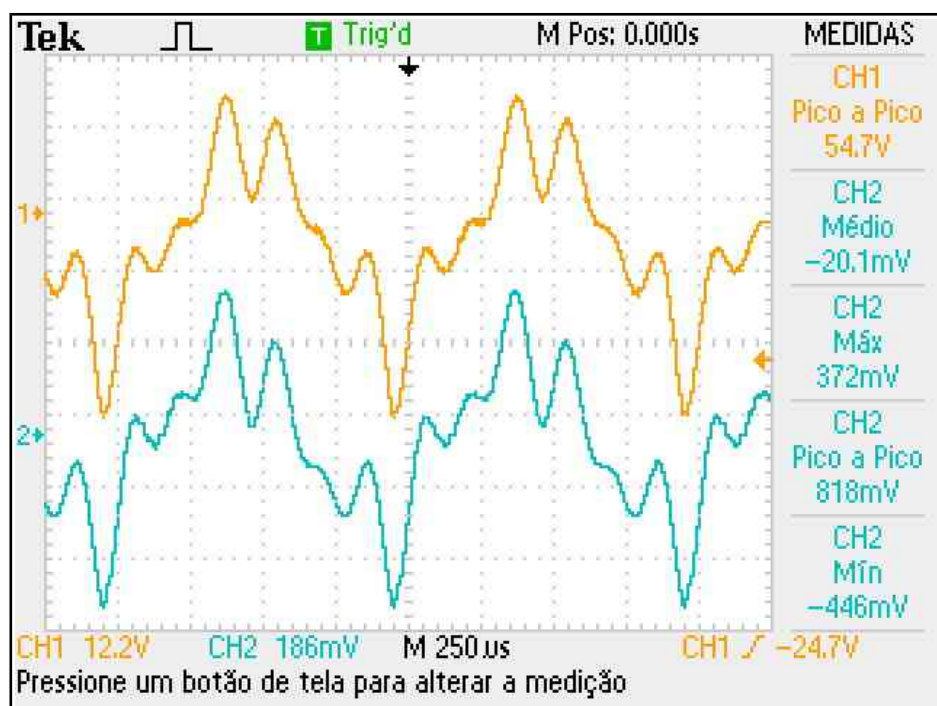
Observa-se na figura 80 (CH2) o comportamento da saída do interferômetro sem a realimentação, e, na figura 81 (CH2) o sinal de saída do interferômetro com a realimentação. Existe uma boa correspondência entre o sinal de entrada e de saída [figura 81] para o caso realimentado.

Figura 82 - Sinais de entrada e saída sem a realimentação, e, sinal de baixo conteúdo harmônico.



Fonte: do próprio autor

Figura 83 - Sinais de entrada e saída com a realimentação, e, sinal de baixo conteúdo harmônico.



Fonte: do próprio autor.

Observa-se, na figura 82, a entrada e a saída do interferômetro sem a realimentação, e, na figura 83, com a realimentação. Novamente, existe uma boa concordância entre os sinais de entrada e saída para o caso do sistema realimentado [figura 83].

Tendo em vista os limitantes do APFr: resposta em frequência e baixa sensibilidade; e a simplicidade do circuito de realimentação, os resultados práticos obtidos surpreendem e encorajam a continuidade da pesquisa. Resultou também, destes experimentos, ideias de controle aplicado a interferômetro homódino, que encontram-se na seção de “sugestões de trabalhos futuros”. Entretanto, optou-se pelo estudo e implementação de técnicas heteródinas sintéticas realimentadas como descreve-se a seguir.

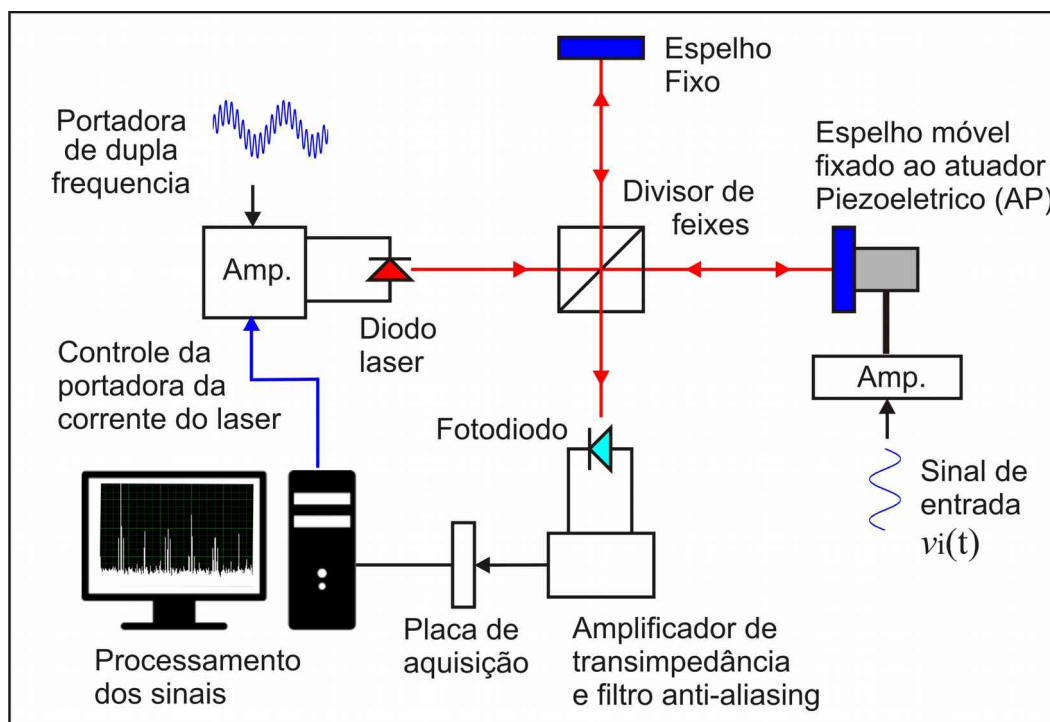
## 6.2 Arranjo Experimental tipo Michelson na UL

Nesta etapa do trabalho, a realização experimental se deu no laboratório de comunicações ópticas da Universidade de Limerick (UL) na Irlanda (*Optical Communications Research Group - Department of Electronic and Computer Engineering - University of Limerick*).

O principal objetivo da realização experimental na UL foi a prova conceitual das técnicas heteródinas sintéticas propostas, e, teoricamente descritas no capítulo 5 deste trabalho. Para isto, foi realizado um experimento simples que consiste de um interferômetro tipo Michelson em montagem volumétrica aplicado à medidas de vibração mecânica, como observa-se no diagrama esquemático da figura 84.

A fonte do campo óptico foi um diodo laser de comprimento de onda  $\lambda=658$  nm (Ondax TO-658-PLR35) operando com uma corrente média de 60 mA e potência de saída de 20 mW. A corrente do diodo laser teve a amplitude modulada por senoide de frequência  $f_0=20$  kHz e, devido a técnica descrita na seção 5.3, adicionou-se uma amplitude modulada por senoide de baixa frequência em  $f_1=20$  Hz.

Figura 84 - Esquema do interferômetro tipo Michelson realimentado experimento UL.



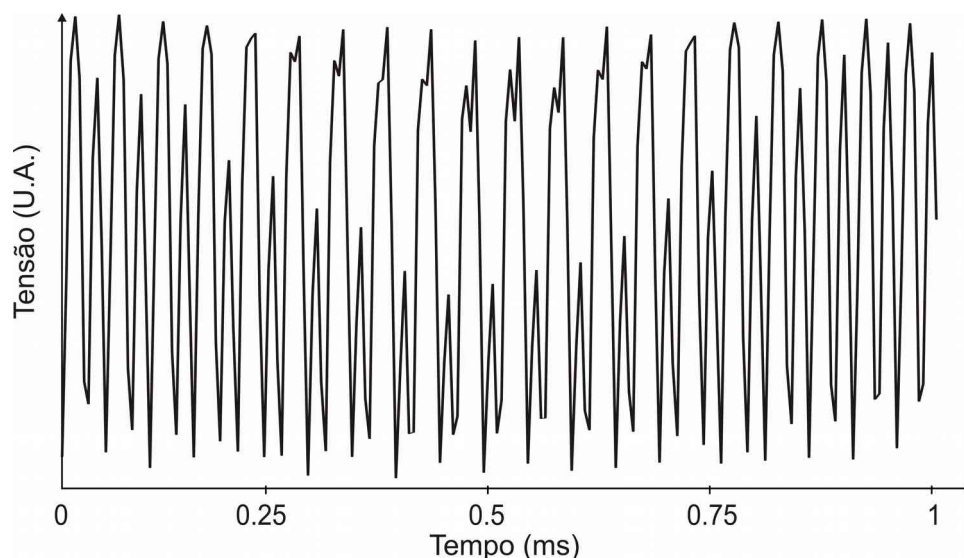
Fonte: do próprio autor

Ambas as correntes de modulação do diodo laser são pequenas (tipicamente < 5 mA) se comparadas com a corrente média, de tal forma que a modulação da potência do campo óptico pôde ser desprezada na análise. Para a movimentação de um dos espelhos do interferômetro foi usado um atuador piezoelétrico (AP) comercial (Piezomechanik mirror-shifter Str-35) alimentado por um amplificador de tensão adequada (150 V) e largura de banda de 1 MHz (Thorlabs HVA200). Para a detecção da intensidade do feixe óptico foi usado o fotodiodo (Thorlabs SM05PD2A) em conjunto com o amplificador de transimpedância (Stanford SR570). A tensão de saída passou por um filtro passa baixa de segunda ordem e frequência de corte de 100 kHz (filtro AAF). O sinal resultante foi adquirido por uma placa de aquisição (National Instruments USB-6211) operando a taxa de aquisição de 200 kHz. O sinal adquirido foi processado na plataforma LabVIEW, tanto para a execução do algoritmo de demodulação do sinal quanto para a geração dos sinais de controle, que através dos canais analógicos de saída da placa USB-6211, foram aplicados ao módulo amplificador de corrente do diodo laser.

Um sinal típico adquirido do fotodetector, e o correspondente espectro, podem ser observados nas figuras 85 e 86, respectivamente, na condição em que o sinal de entrada  $v_i(t)$  é senoidal, de frequência 1 kHz. Na figura 85, observa-se um sinal

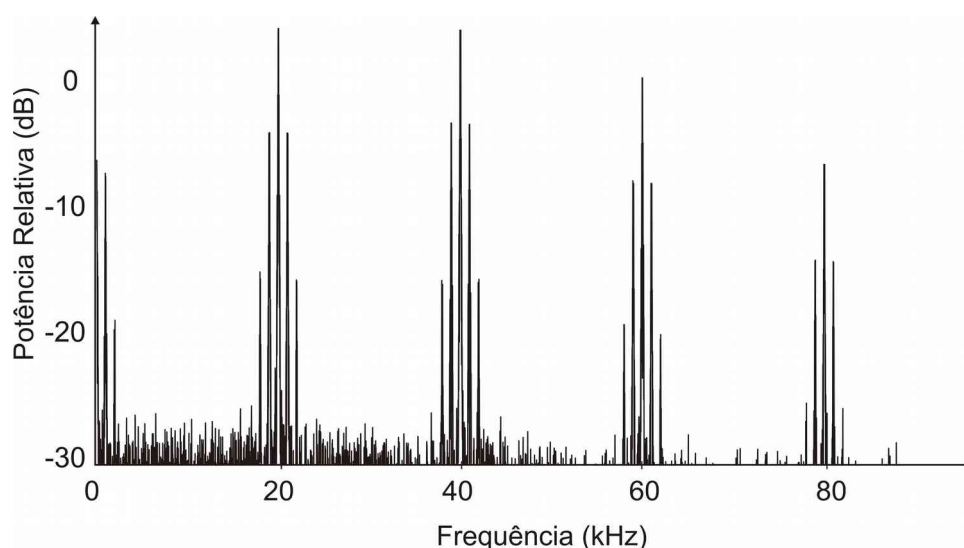
irregular devida a baixa taxa de amostragem. As maiores frequências do sinal fotodetectado foram suprimidas pelo filtro *anti-aliasing*, e, o sinal amostrado esta representado com um número reduzidos de pontos por ciclo. Contudo, foi possível a utilização deste sinal para aplicação satisfatória do método proposto, como será visto ao longo desta seção.

Figura 85 - Sinal fotodetectado típico para entrada de 1 kHz.



Fonte: do próprio autor

Figura 86 - Espectro do Sinal fotodetectado típico para entrada de 1 kHz.

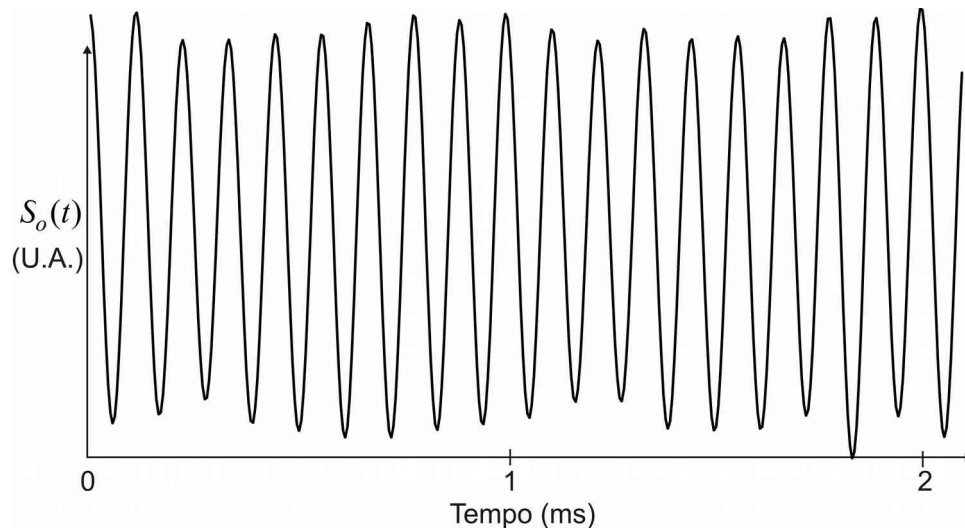


Fonte: do próprio autor

O sistema foi usado para medir a resposta em frequência e a linearidade do AP. Inicialmente, usou-se sinais senoidais  $v_i(t) = \text{sen}(2\pi f t)$  aplicados ao AP (entrada), e, para a demodulação do sinal fotodetectado, usou-se o método heteródino sintético (Sin-het) descrito na seção 5.2 (CONNELLY; GALETI; KITANO; 2015A). A máxima

frequência de entrada detectável teoricamente é 10 kHz nesta configuração. Um sinal típico demodulado  $S_o(t)$  para a frequência de entrada de 9 kHz podem ser observados na figura 87.

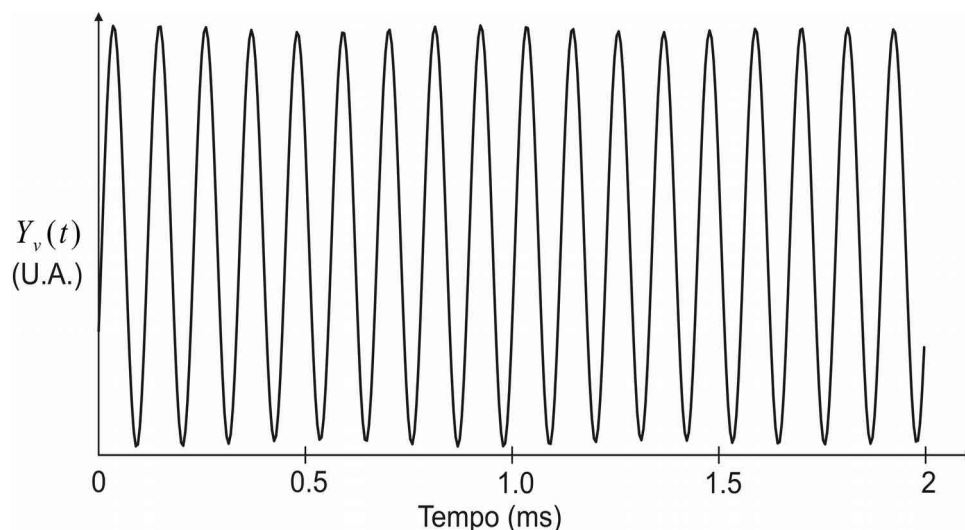
Figura 87 - Sinal típico de saída de 9 kHz demodulado pelo método Sin-het.



Fonte: do próprio autor

Posteriormente, usou-se os mesmos sinais senoidais  $v_i(t) = \text{sen}(2\pi f t)$  aplicados ao AP (entrada), no entanto, agora aplicou-se ao sinal fotodetectado, o método de demodulação sintético heteródino controlado (Sin-c) descrito na seção 5.3 (GALETI; KITANO; CONNELLY; 2015a). Observa-se, na figura 88, uma maior estabilidade no sinal típico demodulado  $Y_v(t)$  (saída) para a frequência de 9 kHz, quando comparado com o sinal observado na figura 87. O mesmo ocorreu nas demais frequências entre 1 kHz e 9 kHz..

Figura 88 - Sinal típico de saída de 9 kHz demodulado pelo método Sin-C.

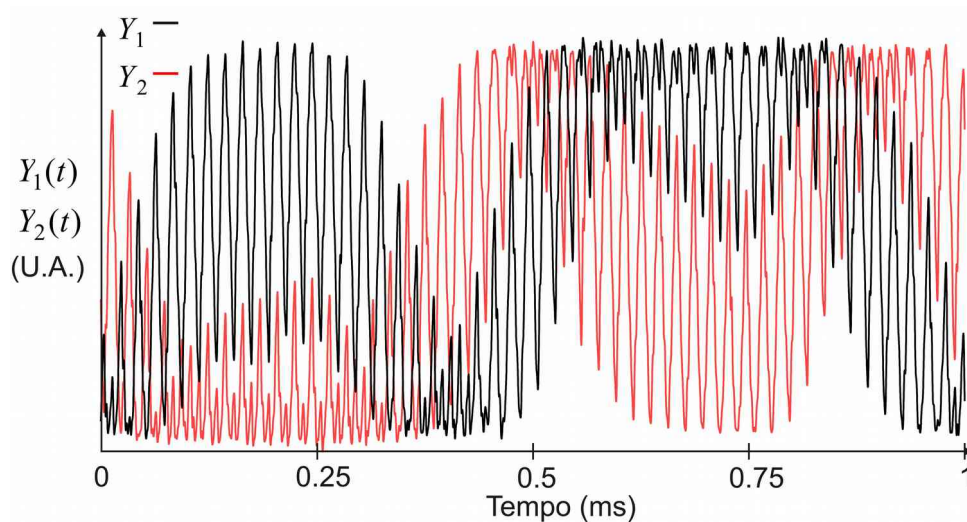


Fonte: do próprio autor.



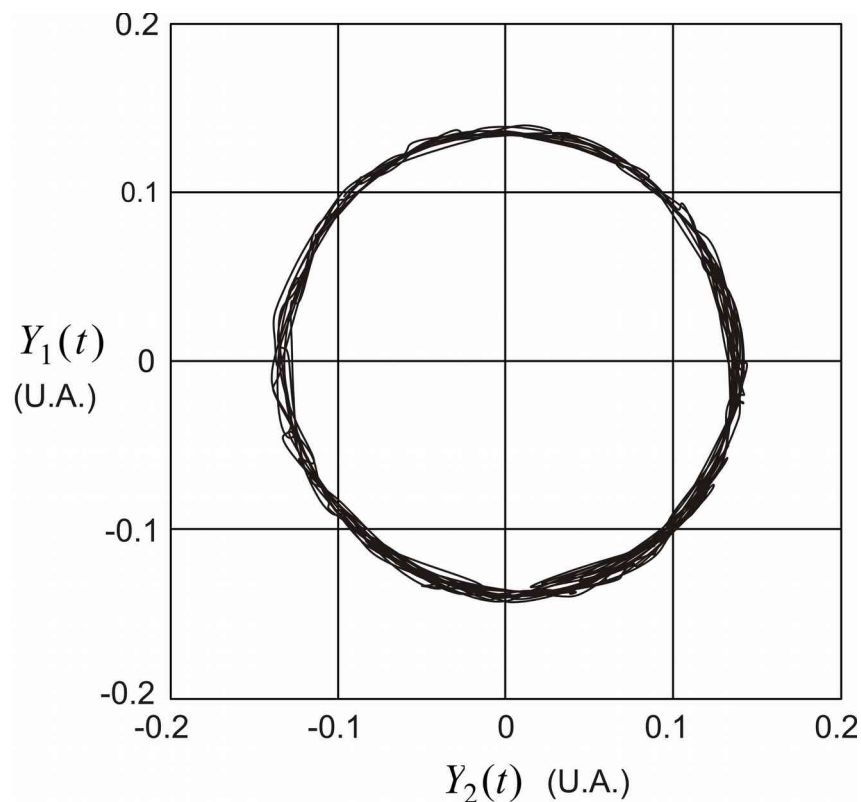
Como descrito na teoria, o sinal de saída  $Y_v(t)$ , é obtido a partir do processamento de dois sinais  $Y_1$  e  $Y_2$ , os quais, na condição controlada,  $E_g = E_p = 0$ , possuem mesma amplitude e fase relativa de  $\pi/2$  rad (condição de quadratura). Os sinais  $Y_1$  e  $Y_2$  práticos nesta condição de quadratura podem ser observados nas figuras 89 e 90 respectivamente.

Figura 89 - Sinais  $Y_1$  e  $Y_2$  no tempo.



Fonte: do próprio autor

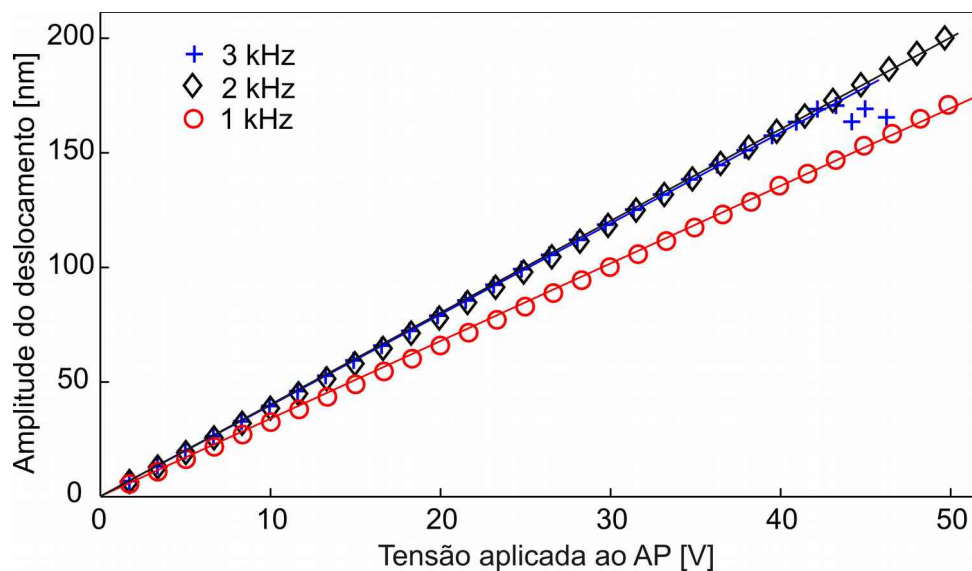
Figura 90 - Curvas de Lissajous com os sinais  $Y_1$  e  $Y_2$ .



Fonte: do próprio autor

A partir do sinal demodulado  $Y_v(t)$  pelo método Sin-c, obteve-se a amplitude do deslocamento para diferentes amplitudes do sinal aplicado ao AP, que pode ser observada na figura 91

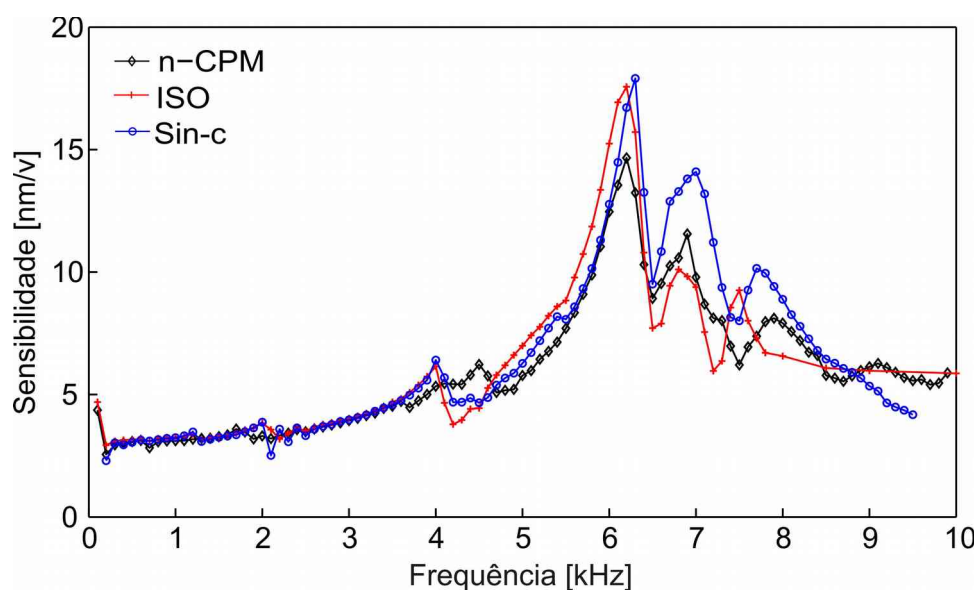
Figura 91 - Linearidade da sensibilidade por tensão do AP.



Fonte: do próprio autor

Além dos métodos propostos neste trabalho, a título de comparação, o comportamento em frequência do AP foi levantado através de um procedimento chamado de Método do Sinal Coincidente (SCM) (ISO 16063-41:2011) usado em calibração primária de vibrômetros (ISO 16063-11:1999) (MARTENS, 2013) ,

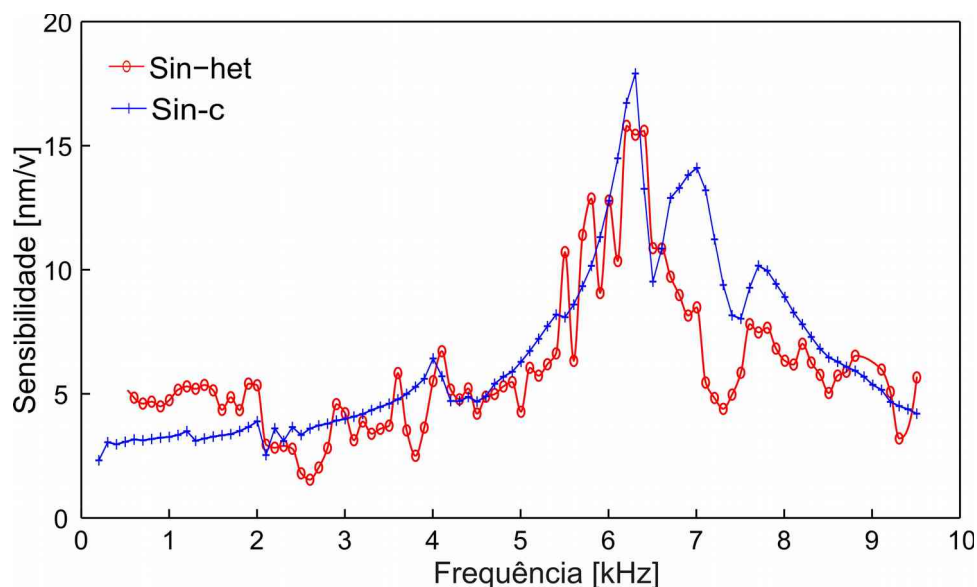
Figura 92 - Resposta em frequência do AP comparativa entre os métodos n-CPM, SCM e Sin-c.



Fonte: do próprio autor

Observa-se na figura 92 a resposta em frequência do AP obtida através de três diferentes métodos: o SCM normalizado pela ISO 16063-41:2011; o método espectral n-CPM (descrito neste trabalho) e o método em estudo neste experimento Sin-c.

Figura 93 - Resposta em frequência do AP comparativa entre os métodos Sin-het e Sin-c.

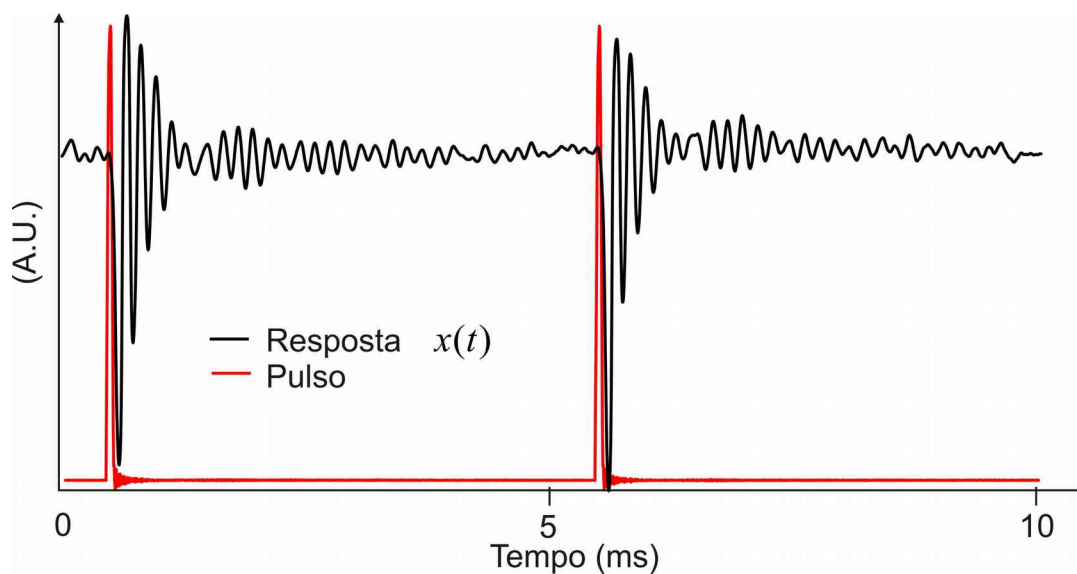


Fonte: do próprio autor

A comparação [figura 93] da resposta em frequência do AP quando a saída do interferômetro é demodulada pelo método heteródino sintético autocalibrado (Sin-het) em comparação com o método heteródino sintético controlado (Sin-c), evidenciou a maior estabilidade do método Sin-c, apesar do comportamento geral ser próximo.

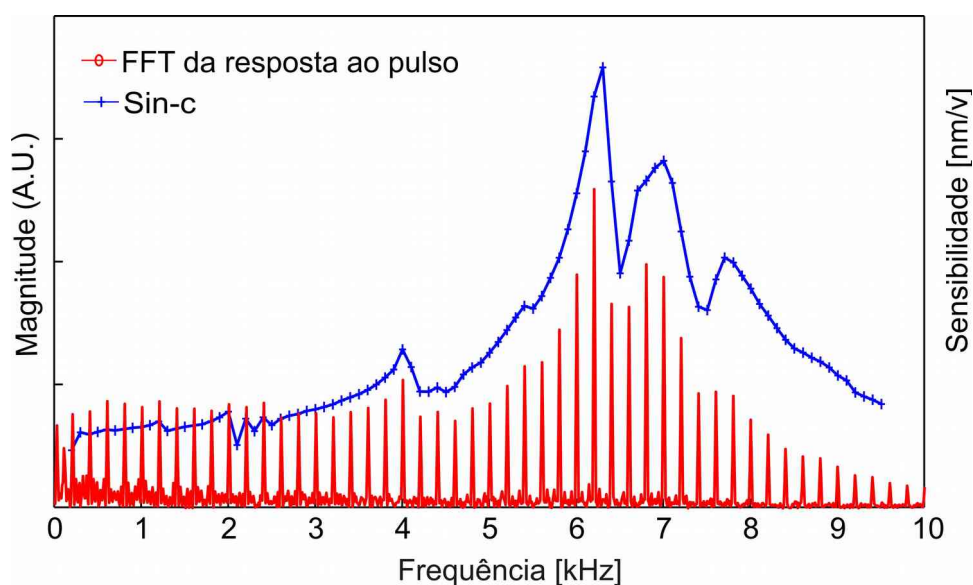
Embora os resultados observados na figura 94 indiquem que os métodos SCM e n-CPM são apropriados para medir com precisão a resposta em frequência do AP, eles não são métodos de demodulação no domínio do tempo, isto é, não é possível aplicar uma forma de onda arbitrária à entrada e obter-se a correspondente forma de onda na saída. Por outro lado, o método proposto é capaz de avaliar a característica da resposta em frequência, com relativa precisão, a partir da aplicação de um sinal único (de elevado conteúdo harmônico) como um impulso ou degrau. Neste sentido, realizou-se um experimento com este objetivo. Aplicou-se um trem de pulsos de frequência 200 Hz e largura de pulso de 50  $\mu$ s à entrada [figura 94] e comparou-se a FFT do sinal demodulado de saída com a resposta em frequência [figura 95].

Figura 94 - Pulso de entrada ao AP e resposta do sistema demodulada pelo método Sin-c.



Fonte: do próprio autor

Figura 95 - Comparação da FFT da resposta ao pulso e da resposta em frequência levantada com sinais senoidais.



Fonte: do próprio autor

Além dos resultados observado na figura 95, foram aplicados ao sistema sinais triangulares capazes de excitar as ressonâncias do AP e restou comprovada a capacidade do método em demodular sinais arbitrários (GALETI; KITANO; CONNELLY; 2015a).

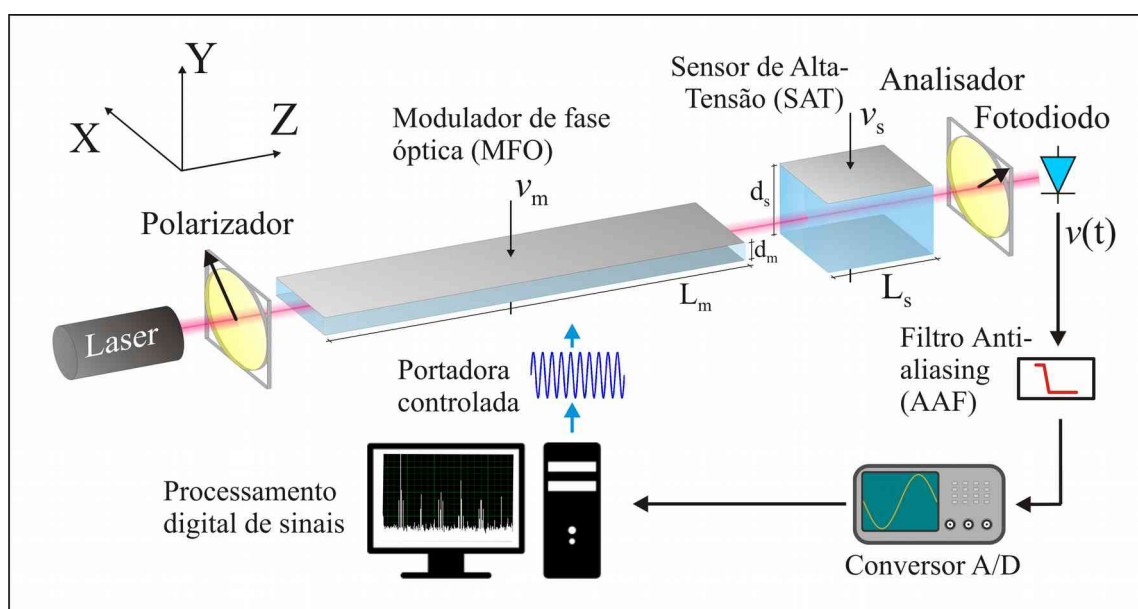
Resultou também, destes experimentos, outra proposta de método de demodulação heteródino sintético controlado. Ocorre que, as aplicações de sensores de alta-tensão, voltados para qualidade de energia, necessitam-se transformar o sinal

de alta-tensão em baixa tensão preservando o conteúdo harmônico. Propôs-se, então, um interferômetro polarimétrico cuja demodulação do sinal ocorresse com este outro método sintético heteródino, como será visto na próxima seção.

### 6.3 Experimento com o Sensor de Alta-tensão no LOE

Nesta etapa do trabalho, a realização experimental se deu no laboratório do LOE – Laboratório de Optoeletrônica do Departamento de Engenharia da Feis-UNESP. O principal objetivo da realização experimental foi a prova conceitual do método heteródino sintético controlado aplicado a sensores de alta-tensão (GALETI et al., 2016, no prelo). Teoricamente descrito na seção 5.4, foi montado um arranjo experimental composto de duas células Pockels posicionadas entre um polarizador e um analisador, como observa-se no diagrama esquemático da figura 96, similar a figura 57. O sistema de coordenadas  $X$ ,  $Y$  e  $Z$  são referências externas, não cristalinas, alinhadas aos eixos de ambos os cristais.

Figura 96 - Esquema do interferômetro tipo Michelson realimentado experimento UL.



Fonte: do próprio autor

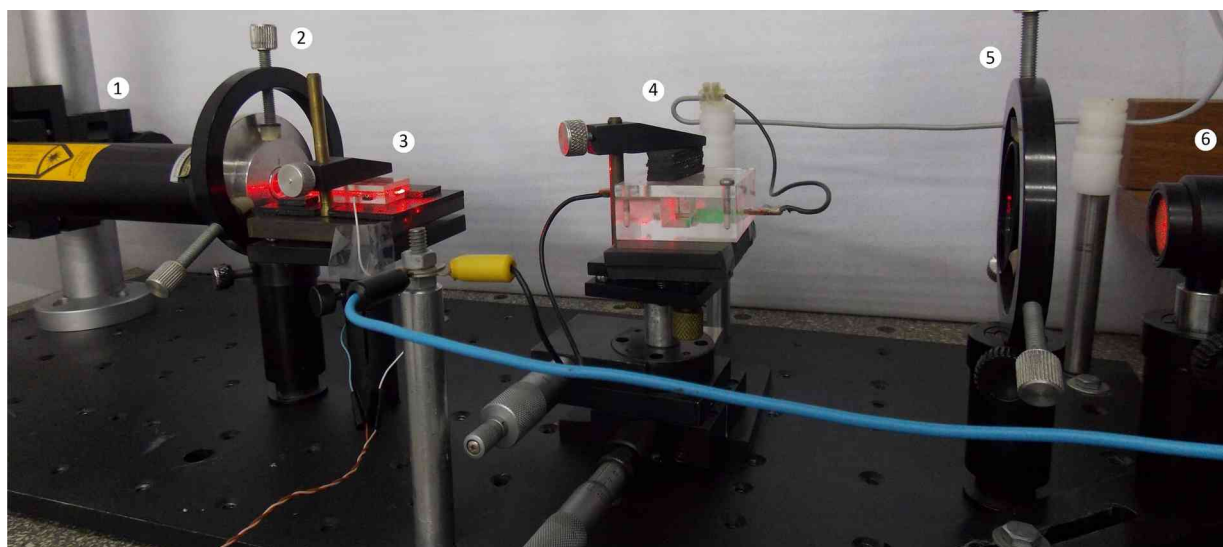
A fonte óptica usada foi um laser de He-Ne de potência 20 mW. O feixe óptico, polarizado a  $45^\circ$  do eixo  $X$ , atravessa a primeira célula Pockels, chamada de Modulador de Fase Óptica (MFO), e a segunda, chamada de Sensor de Alta-tensão

(SAT), e é analisado por um polarizador a  $45^\circ$  do eixo  $Y$ . A intensidade resultante do feixe óptico é detectada por um fotodiodo PIN amplificador e passa por um filtro anti-aliasing (AAF), antes de ser adquirido usando-se um osciloscópio digital. O sinal adquirido é processado usando-se o LabVIEW.

Ambos os moduladores, MFO e SAT, foram construídos a partir de um cristal de Niobato de Lítio ( $\text{LiNbO}_3$ ) em meio a duas placas de metal. As placas foram fixadas ao cristal com material condutor, para evitar uma eventual camada de ar entre a placa de metal e o cristal. Os cristais possuem forma de prisma retangular, com duas faces perpendiculares ao eixo óptico, e as demais paralelas. A montagem pode ser observada na figura 97.

Ao Modulador de Fase Óptica (MFO), aplicou-se uma tensão senoidal de frequência 12 kHz e amplitude  $v_m$  controlada pelo sistema (sinal da moduladora), e, ao Sensor de Alta-tensão (SAT), aplicou-se a alta-tensão  $v_s$  que se objetiva mensurar. As fases induzidas no sistema  $\Phi_m$  e  $\Phi_s$  [equações (29) e (32)] são proporcionais às respectivas tensões,  $v_m$  e  $v_s$ , e, a característica de sensibilidade, às tensões  $V_{\pi m}$  e  $V_{\pi s}$  dos cristais. Esta característica de sensibilidade pode ser prevista a partir dos coeficientes eletro-ópticos e das dimensões físicas do cristal.

Figura 97 - Experimento polarimétrico para medição de alta-tensão montado no LOE.



Fonte: do próprio autor.

Os materiais utilizados, e especificados pelos números de 1 a 6 na figura 61, correspondem à:

1. Laser de Hélio Neônio (He-Ne) (Ealing Electrooptics, 15mW) operando no comprimento de onda  $0,6328 \mu\text{m}$ .
2. Polarizado a  $45^\circ$  do eixo  $X$  da figura 96.
3. Célula Pockels na configuração que apresenta birrefringência natural chamada de Modulador de Fase Óptica (MFO).
4. Célula Pockels na configuração que não apresenta birrefringência natural chamada Sensor de Alta-tensão (SAT).
5. Analisador (polarizador) a  $45^\circ$  do eixo  $Y$  da figura 96.
6. Fotodetector de lei quadrática do tipo PIN de silício, modelo PDA 55 da Thorlabs.

Mesmo sendo ambos os cristais de  $\text{LiNbO}_3$ , eles se encontram em diferentes posições quanto aos seus eixos ópticos. No caso do MFO, o eixo óptico do cristal encontra-se na direção  $Y$ , configuração em que apresenta birrefringência natural, e,

$V_{\pi m}$  é dado pela equação (28):

$$V_{\pi m} = \frac{\lambda}{(n_e^3 r_{33} - n_o^3 r_{13}) L_m} d_m = 64,9 [V] \quad (133)$$

onde,  $n_o = 2,286$ ;  $n_e = 2,2$ ;  $r_{13} = 9,6 \text{ pm/V}$ ;  $r_{33} = 30,9 \text{ pm/V}$  (YARIV; YEH, 1984),  $\lambda = 632,8 \text{ nm}$ ;  $d_m = 1,1 \text{ mm}$  e  $L_m = 50 \text{ mm}$ . Para o caso do SAT o eixo óptico do cristal encontra-se na direção  $Z$ , configuração sem birrefringência natural, onde  $V_{\pi s}$  é dado pela equação (31):

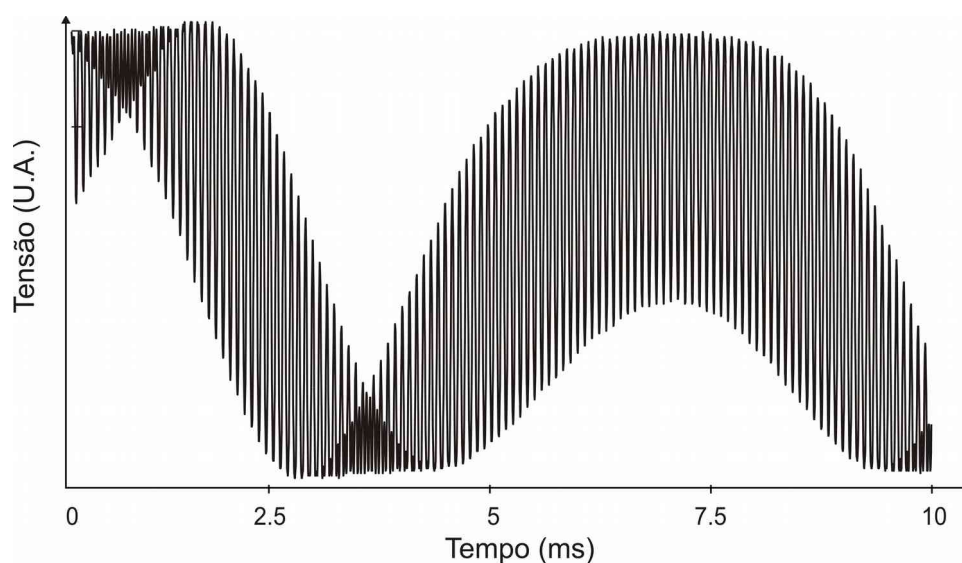
$$V_{\pi s} = \frac{\lambda}{2 n_o^3 r_{22}} d_s = 3,770 [V] \quad (134)$$

onde,  $r_{22} = 6,8 \text{ pm/V}$ ;  $d_s = 9,9 \text{ mm}$  e  $L_m = 10,3 \text{ mm}$ .

Usando-se o método do sinal coincidente (SCM) (MARTENS, 2013) mediu-se, para o MFO e para SAT, os respectivos valores práticos:  $V'_{\pi m} = 62,3 \text{ V}$  e  $V'_{\pi s} = 4,03 \text{ kV}$ , com erros em relação ao valor calculado de 4% e 6,9%, respectivamente.

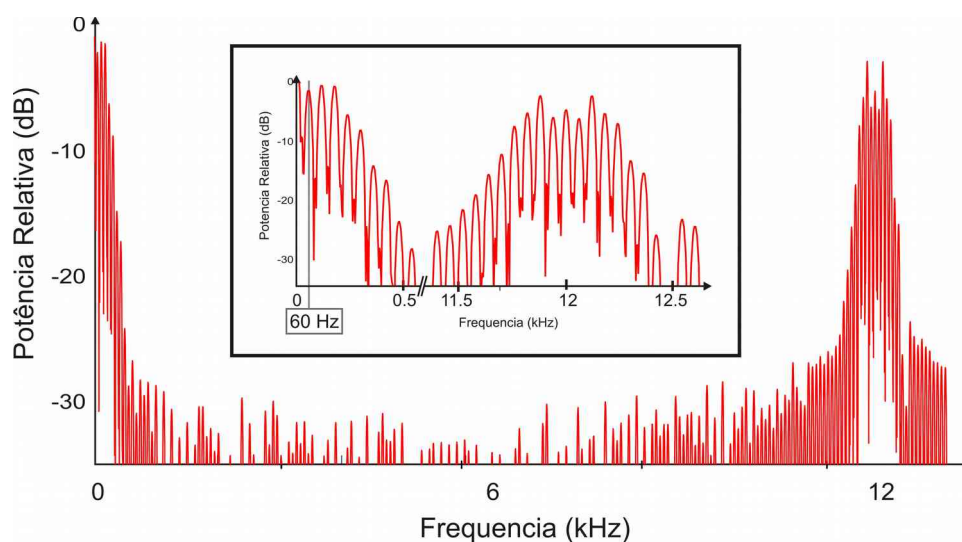
A parte experimental foi realizada com sinal de modulação  $v_m(t)$  senoidal de frequência  $f_0=12$  kHz. Um sinal típico adquirido do fotodetector, e o correspondente espectro, podem ser observados nas figuras 98 e 98, respectivamente. O sinal de entrada  $v_s(t)$  é senoidal de frequência 60 Hz e a frequência de aquisição do sinal fotodetectado é 200 kHz.

Figura 98 - Sinal fotodetectado típico para entrada de 60Hz e modulação de 12 kHz senoidais.



Fonte: do próprio autor

Figura 99 - Espectro do Sinal fotodetectado típico para entrada de 1 kHz.



Fonte: do próprio autor

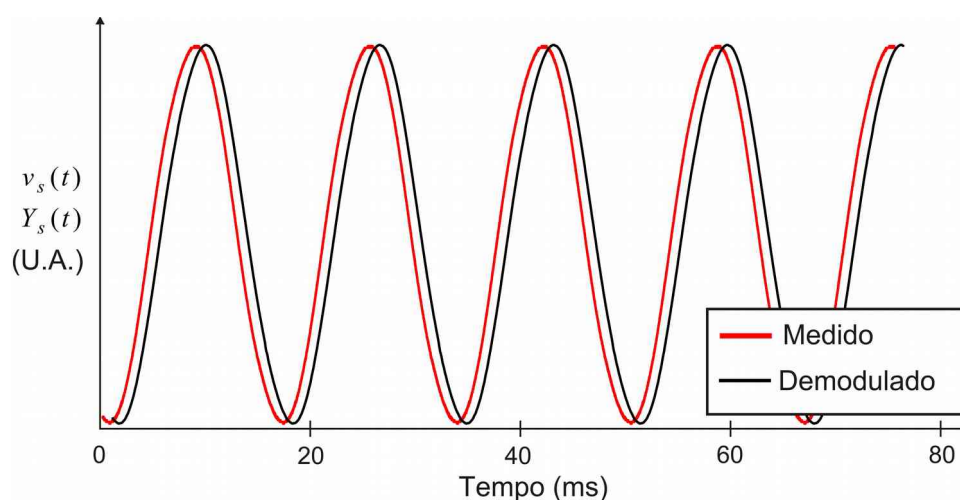
Foram mensuradas a resposta em frequência e a linearidade do sistema (célula Pockels) com o método. Inicialmente, usou-se sinais senoidais  $v_s(t)=sen(2\pi f t)$  aplicados ao SAT (entrada) e, para a demodulação do sinal fotodetectado, usou-se o



método heteródino sintético controlado descrito na seção 5.4 (GALETI et al., 2016 no prelo) para a obtenção do sinal de saída  $Y_s(t)$ .

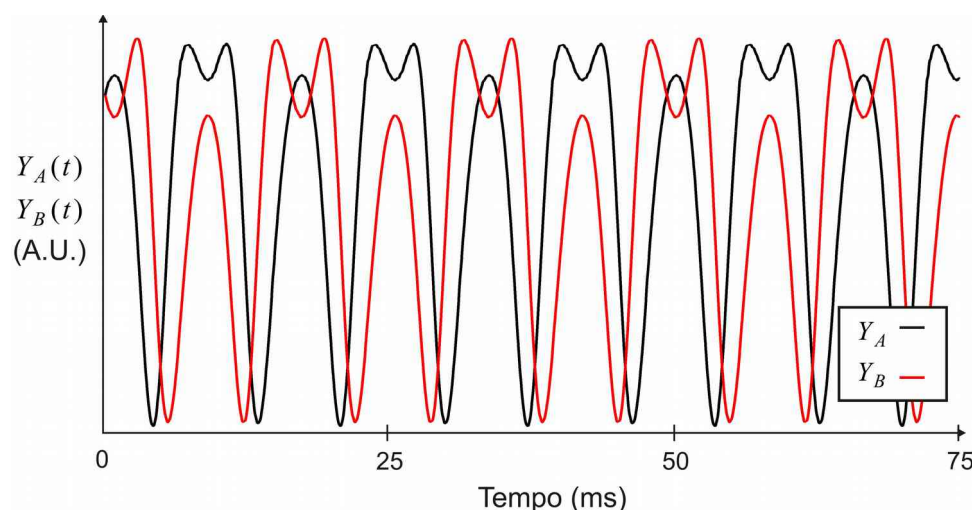
O valor efetivo aplicado ao SAT  $v_s(t)$  (entrada) foi medido por uma ponta de provas calibrada (Tektronix P6015A, 28kV, largura de banda 75MHz) para comparação com o valor demodulado  $Y_s(t)$ . Os sinais típicos obtidos para a frequência de entrada 60 Hz podem ser observados na figura 100.

Figura 100 - Sinal típico de saída de 9 kHz demodulado pelo método Sin-het.



Fonte: do próprio autor

Figura 101 - Sinais  $Y_A$  e  $Y_B$  no tempo

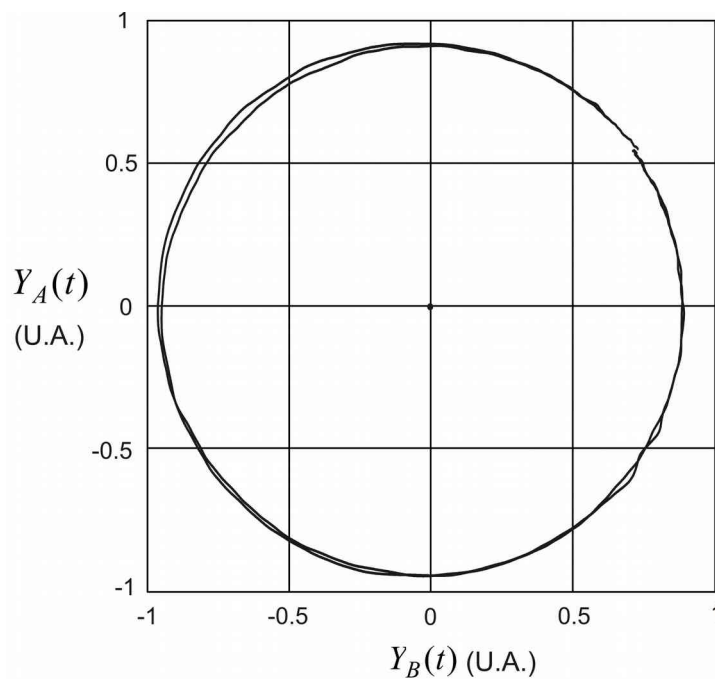


Fonte: do próprio autor

Como descrito na teoria, o sinal de saída  $Y_s(t)$  é obtido a partir do processamento de dois sinais  $Y_A$  e  $Y_B$ , os quais, na condição controlada,  $E_g=0$ , possuem mesma amplitude e fase relativa de  $\pi/2$  rad (condição de

quadratura). Os sinais  $Y_A$  e  $Y_B$  práticos nesta condição de quadratura podem ser observados nas figuras 101 e 102, respectivamente.

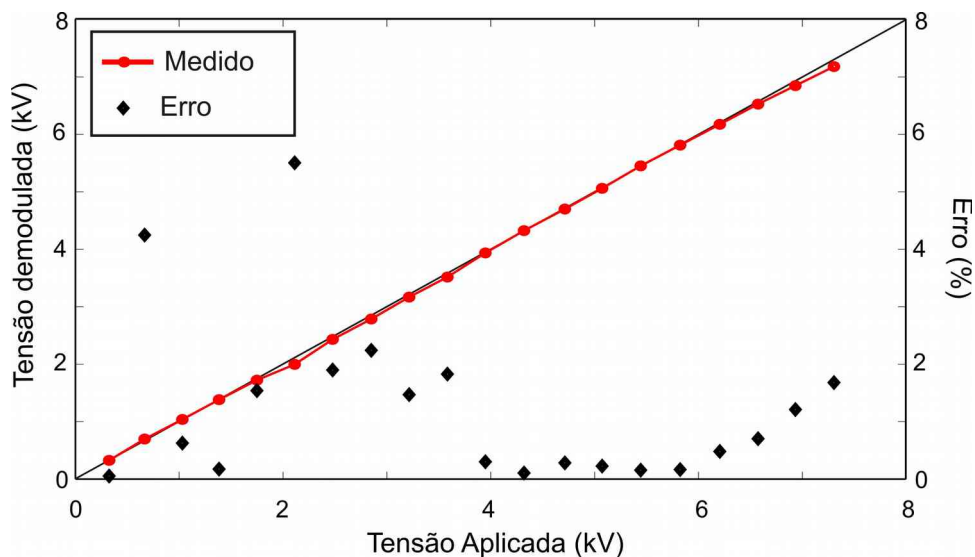
Figura 102 - Curvas de Lissajous com os sinais  $Y_A$  e  $Y_B$



Fonte: do próprio autor

A amplitude do sinal  $Y_s(t)$ , demodulado pelo método proposto, foi comparada à amplitude do sinal de entrada  $v_s(t)$ , medida pela ponta de provas calibrada. Observa-se na figura 103 a linearidade e o erro percentual relativo obtido para diferentes amplitudes de sinais aplicados ao SAT.

Figura 103 - Linearidade do sistema e erro relativo na faixa de operação.



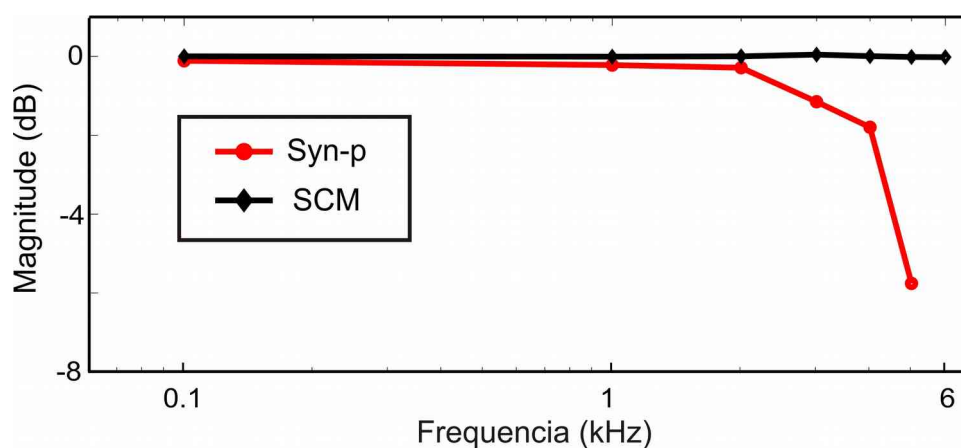
Fonte: do próprio autor

Na faixa de 5 kV (+- 20%) o erro obtido ficou abaixo de 0,3%, onde existe a ação efetiva do controle. Quando o valor de entrada,  $v_s(t)$ , assume valores inferiores a 4 kV, o sistema desabilita o controle e passa a utilizar valores históricos (armazenados) para os parâmetros  $A$  e  $C$ , o que acarreta um aumento do erro.

Mesmo não sendo de interesse para a aplicação de sensores de alta tensão em uma rede elétrica comercial, existem formas de melhoria do erro, tanto para valores abaixo de 4 kV como para valores acima de 6kV (GALETI , at. al., 2016 no prelo).

Além do método proposto neste trabalho, a título de comparação, o comportamento em frequência do sensor SAT foi levantado, diretamente, através de uma adaptação do procedimento SCM (MARTENS, 2013), e comparado com a resposta em frequência do sistema, que inclui o sensor SAT e o método. Observa-se na figura 104 a resposta em frequência do sistema.

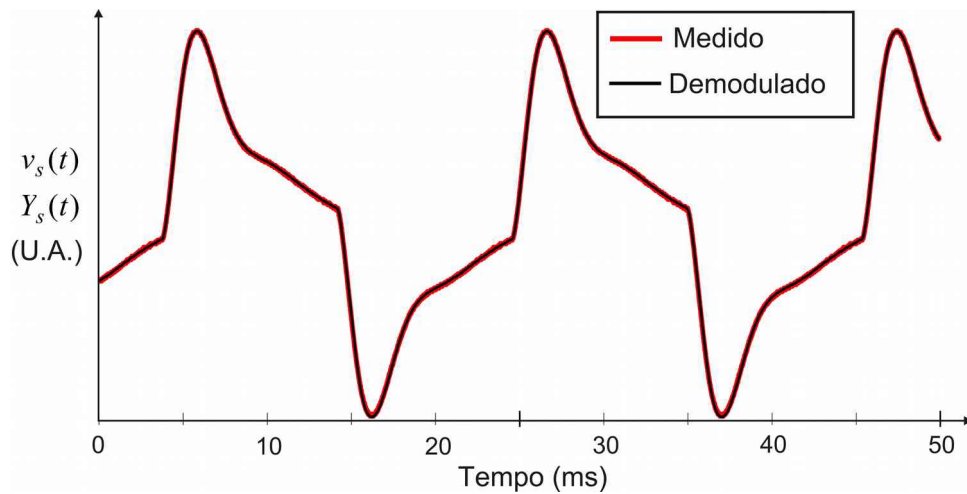
Figura 104 - Resposta em frequência do SAT comparativa com a do sistema (SAT e método).



Fonte: do próprio autor

Embora os resultados observados nas figuras 103 e 104 indiquem que o método proposto é apropriado para medir sinais com amplitude em torno de 5 kV e banda de frequência até 5 kHz com relativa precisão, um sinal de elevado conteúdo harmônico (elevada distorção harmônica) foi aplicado a entrada e comparado ao sinal demodulado [figura 105]

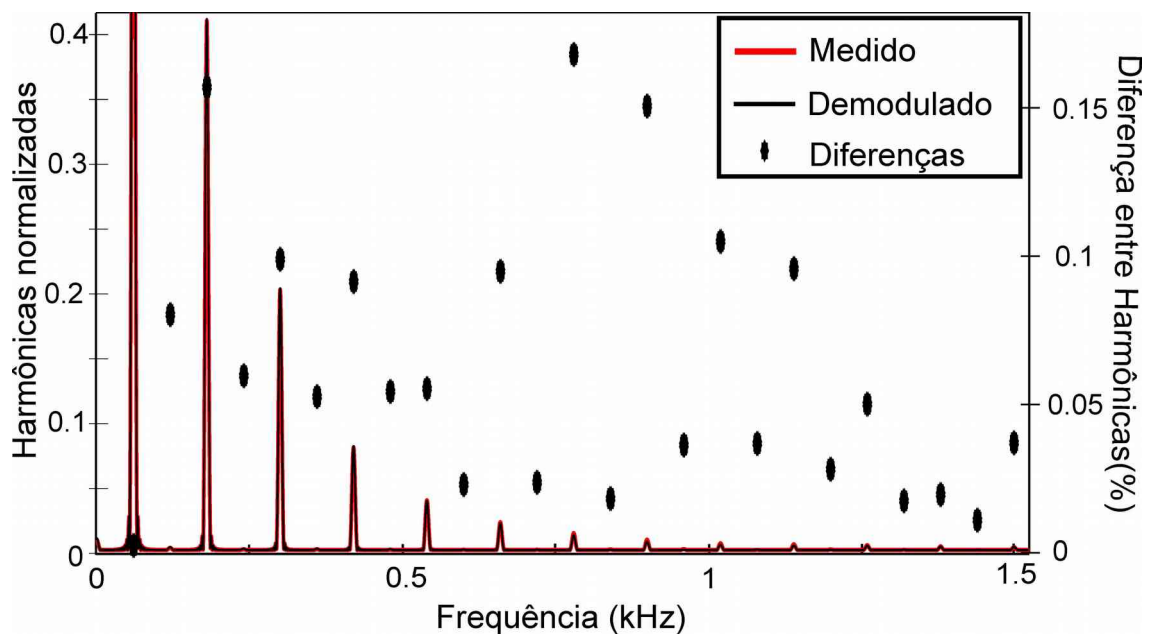
Figura 105 - Comparação entre o sinal demodulado e a entrada com distorção harmônica.



Fonte: do próprio autor

Na figura 106, observam-se as magnitudes das harmônicas dos sinais da figura 105 normalizadas pela primeira harmônica (60 Hz), bem como a diferença entre elas, mostrada em porcentagem.

Figura 106 - Comparação entre as magnitudes das harmônicas do sinal demodulado e a entrada.



Fonte: do próprio autor

A distorção harmônica total (*THD*) é definida como (IEC 61869-3:2011):

$$THD = \frac{\sqrt{\sum_{i=2}^{25} h_i^2}}{h_1} \quad (135)$$

onde  $h_i$  é a magnitude da  $i$ -ésima harmônica do sinal considerado. A partir das magnitudes das harmônicas dos sinais da figura 105, é possível calcular para o sinal de entrada  $THD_s=47,92$ , e, para o sinal demodulado,  $THD_d=48,09$ , i.e. um erro relativo porcentual de 0,35%.

Restou-se apresentado, neste capítulo 6, os experimentos mais significativos usados para verificar a aplicabilidade e a efetividade dos métodos propostos nos capítulos anteriores. Por fim, tece-se algumas considerações finais no próximo capítulo.

## 7 Considerações Finais

Neste trabalho propôs-se um conjunto de métodos aplicáveis a interferômetros homódinos de dois feixes, em sua maioria, com o uso de realimentações. Estas técnicas foram simuladas e aplicadas a interferômetros tipo Michelson em montagem volumétrica voltado para medição de deslocamento mecânico, e também à interferômetro polarimétrico voltado à medição de alta-tensão.

Os resultados experimentais, de forma geral, concordaram com as previsões teóricas e com as simulações. Contudo cabe, para cada etapa, os comentários e conclusões a seguir.

### 7.1 Conclusões sobre os Métodos Espectrais.

Na primeira etapa deste trabalho, parte-se dos métodos espectrais clássicos e de recentes contribuições (MARÇAL, 2008) (MENEZES, 2009) para propor, uma maneira de se identificar a faixa em que o índice de modulação se encontra, a partir do conhecimento das magnitudes das harmônicas do sinal fotodetectado.

O conhecimento da harmônica de maior magnitude do sinal de saída do interferômetro (HMSSI), além identificar uma faixa de índices de modulação, possibilitou o cálculo dos índices de modulação com harmônicas, o que maximizou a relação sinal-ruído, como observou-se nos gráficos de linearidade dos APFs.

Os estudos feitos na teoria se confirmaram nos experimentos, na medida que os métodos espectrais propostos não foram afetados pelas variações do  $\phi_0$  e não apresentaram pontos de singularidade na faixa experimentada, de  $0,2 < x < 120$  rad.

Os resultados experimentais também demonstram a baixa susceptibilidade dos métodos ao ruído, apresentando pouca variação entre medidas consecutivas.

Os APF's usados neste trabalho apresentaram boa linearidade entre o deslocamento mecânico e a tensão aplicada, e regiões planas nas suas respostas em frequência.

## 7.2 Conclusões sobre o Interferômetro Homódino Realimentado.

Nesta etapa, implementou-se um interferômetro tipo Michelson em montagem volumétrica, com atuadores piezoelétricos em seus ramos. Os atuadores transformam sinais elétricos em deslocamento mecânico que, por sua vez, são transformados em variação de intensidade óptica pelo interferômetro. Utilizando-se o software Simulink, foram realizadas simulações, e, posteriormente, a implementação da aplicação de realimentação proporcional com filtro passa baixa, considerando-se sinais ruidosos e com conteúdo de sinal aleatório de fase estática  $\phi_0$ . Comprovou-se, pela simulação e posterior implementação, a imunidade à variação de  $\phi_0$ , bem como, a capacidade de se medir os valores de fase de entrada com forma de onda arbitrária.

As predições teóricas concordaram com as simulações e com a implementação prática. A estabilidade em torno dos pontos de equilíbrio, previsto pela teoria, se confirmou nas simulações e experimentos. Como previsto teoricamente, as simulações e a implementação comprovaram que o interferômetro é capaz de seguir o sinal de entrada. A implementação apresentou boa estabilidade, mesmo com sinais de entrada com elevado conteúdo harmônico e, simultaneamente, uma variação aleatória da fase  $\phi_0$  de mesma amplitude do sinal de interesse  $\phi(t)$ .

Neste trabalho identificou-se algumas questões relacionadas ao processo de realimentação do interferômetro de malha fechada, sendo duas delas abordadas a seguir.

A primeira questão refere-se ao ganho a ser empregado na realimentação: existe um compromisso ao utilizar elevados ganhos na realimentação sendo que, neste caso, o parâmetro  $AV$  do interferômetro não é relevante. Contudo, com elevados ganhos, o interferômetro opera com sinais muito pequenos, necessitando

um aparato eletrônico mais sofisticado. Por outro lado, operar com ganhos relativamente menores, torna-se necessário o conhecimento do parâmetro  $AV$  (procedimento de auto-calibração). Para a implementação que utiliza-se de APFr no ramo de realimentação em montagem volumétrica, o ganho da realimentação é um limitador a se considerar.

A segunda questão refere-se a deriva aleatória: a excursão errática de  $\phi_0$  (deriva) pode atingir valores muito superiores aos do sinal de interesse, que necessitam ser compensados pelo ramo de realimentação. Esta compensação é limitada pela capacidade de excursão do atuador, em geral, eletromecânico. Para contornar este problema, as propostas de interferômetro realimentado sugerem técnicas de reinicialização que iniciam o processo quando o ramo de realimentação atinge um valor preestabelecido. Isto pode gerar um problema de instabilidade, i.e., em determinadas condições o sistema reinicializa antes de estabilizar-se, podendo entrar em processo ressonante.

Sugerem-se alternativas para algumas questões levantadas, que encontram-se na seção 7.4.

### **7.3 Conclusões sobre o Método Heteródino Sintético.**

Nesta etapa foram propostos três métodos de demodulação heteródinos sintéticos. Conclui-se, a partir dos resultados experimentais, que houve uma evolução entre os métodos propostos, apesar de que em todos os métodos os resultados concordaram com as predições teóricas.

Os três métodos propostos demonstraram-se auto-cosistentes, i.e. sem a necessidade do prévio conhecimento dos parâmetros do interferômetro. Contudo, os resultados experimentais demonstram que o método controlado Sin-c é significativamente mais estável que o Sin-het (auto calibrado).

Um interferômetro tipo Michelson, em montagem volumétrica, foi usado para medidas de deslocamento mecânico de um atuador piezoelétrico (AP). Aos terminais do AP foi aplicado um trem de pulsos elétricos exitando ressonâncias mecânicas. Ao sinal interferométrico fotodetectado foi aplicado o método Sin-c restando comprovada



a capacidade de demodular sinais aleatórios, ainda que restritos em uma banda de frequência.

As diferentes aplicações, quais sejam, medidas de deslocamento mecânico e medidas de alta-tensão, demonstraram a versatilidade dos métodos heteródinos sintéticos propostos.

Dentre os três métodos heteródinos sintéticos propostos, aquele que foi aplicado a medição de tensão apresentou a melhor precisão, com erro relativo de 0,3% na faixa de interesse.

## 7.4 Sugestão para trabalhos futuros

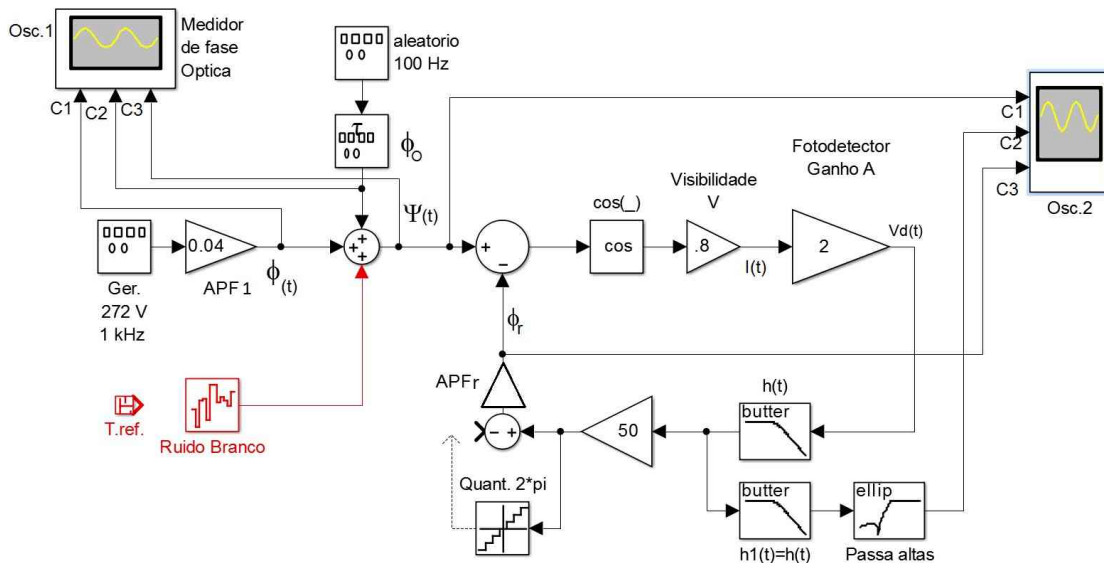
Espera-se que este trabalho sirva como uma referência inicial para o leitor, e que forneça estímulo para novas proposições.

Sugere-se que uma combinação entre o interferômetro de malha fechada e o de malha aberta seja feita, com o objetivo de levantar o parâmetro  $AV$  do interferômetro, viabilizando o uso de um ganho de realimentação relativamente menor. Técnicas de controle microprocessadas podem ser utilizadas nesta sugestão.

Aborda-se a questão da limitação imposta pelo atuador, no caso atual, o APFr do ramo de realimentação. Sugere-se utilizar técnicas modernas de controle para o projeto de um controlador chaveado. O objetivo é que, sempre que o atuador (APFr) atingir o valor de  $+\pi$  rad, ser chaveado para  $-\pi$  rad, o que não altera a variação de fase relativa da entrada, permitindo que o interferômetro continue a seguir o sinal de interesse.

Para isto, introduz-se no ramo de realimentação um quantizador, como pode ser observado na figura 107. O objetivo é que, sempre que o atuador (APFr) atingir o valor de  $+\pi$  rad, ser chaveado para  $-\pi$  rad, o que não altera a variação de fase relativa da entrada, permitindo que o interferômetro continue a seguir o sinal de interesse. O sinal de saída, tomado antes do quantizador, continua preservado.

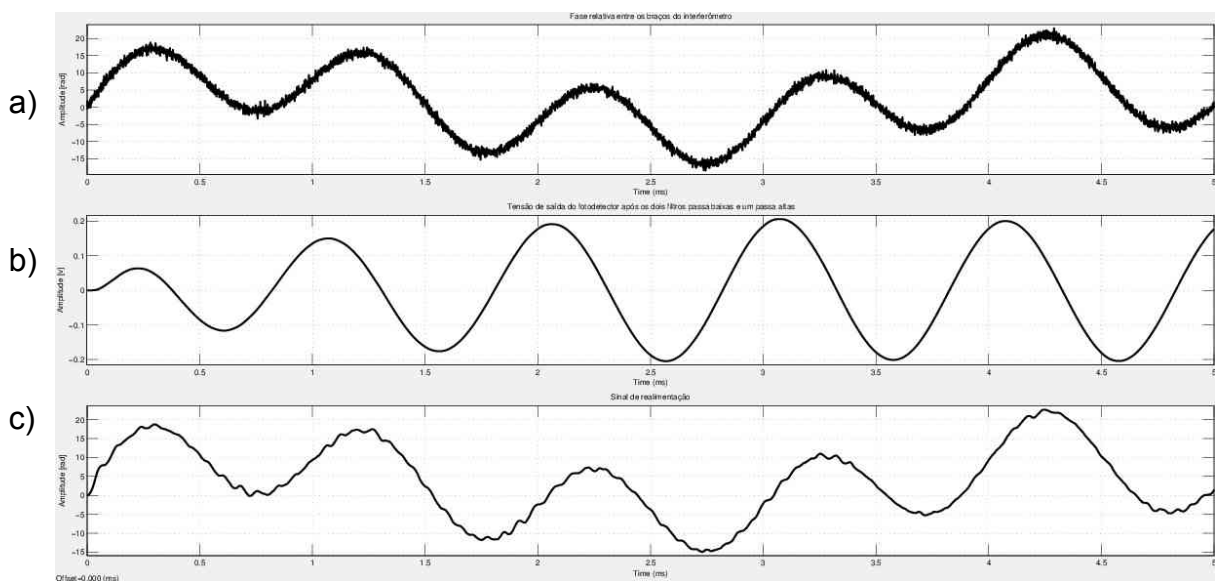
Figura 107 - Esquema do interferômetro realimentado sugerido com um bloco quantizador.



Fonte: do próprio autor

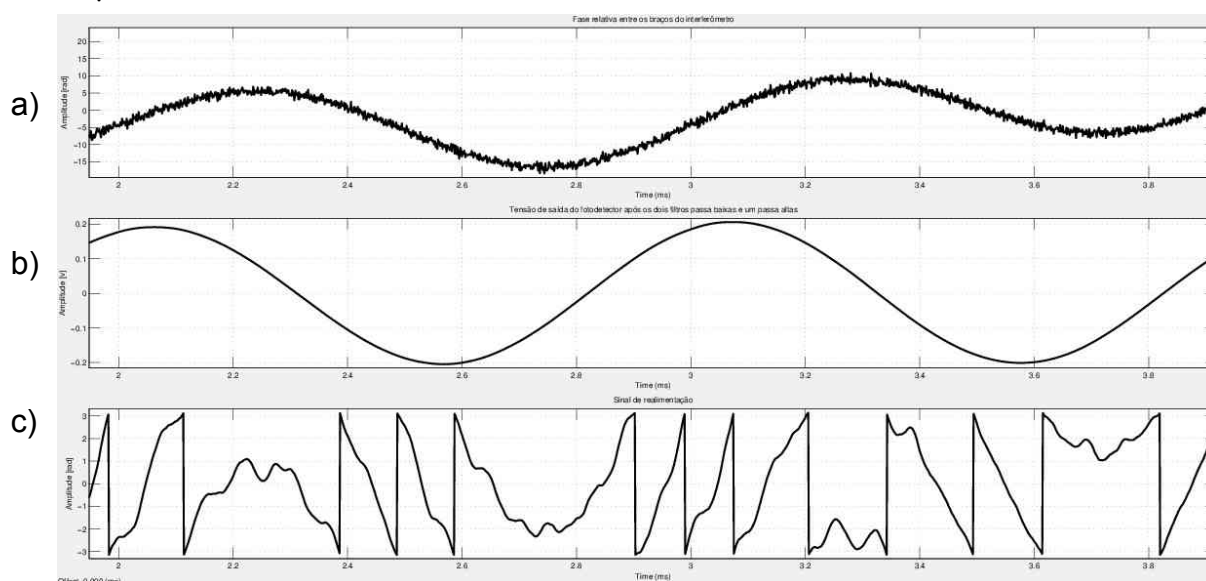
Observa-se, na figura 108a, o sinal de entrada com ruído e variação aleatória do  $\phi_0$ , e, na figura 108b, o sinal de saída após os filtros. Para o caso sem o quantizador, observa-se na figura 108c o sinal (em rad) do movimento necessário ao APFr (ramo de realimentação) para manter o erro,  $\Psi(t) - \phi_r$ , em valores mínimos. Observa-se [figura 108c] que o APFr tem que excursionar um mínimo de 20 rad.

Figura 108 - Sinais de entrada, saída e de realimentação sem quantizador. a)  $\Psi(t)$ , b) Saída do filtro passa altas, e, c) Sinal de realimentação  $\phi_r(t)$ .



Fonte: do próprio autor

Figura 109 - Sinais de entrada, saída e de realimentação com quantizador. a)  $\Psi(t)$ , b) Saída do filtro passa altas, e, c) Sinal de realimentação  $\phi_r(t)$ .



Fonte: do próprio autor

Observa-se, na figura 109, os mesmos sinais da figura 108, agora com a aplicação do quantizador. A escala de tempo foi alterada para melhor visualização. Os sinais de entrada e saída do interferômetro se mantiveram bastante similares ao caso da figura 108. O sinal aplicado ao APFr, do ramo de realimentação [figura 109c], apesar de excursionar somente entre  $\pm\pi$ , é suficiente para manter o erro minimizado. Contudo, a frequência aplicada ao APFr do ramo de realimentação é superior [figura 109c].

Nota-se que, o chaveamento do APFr encontra limites práticos, relacionados a resposta em frequência, que em geral, contém ressonâncias. Por outro lado, a aplicação de técnicas de otimização  $H_2$  e  $H_\infty$  no projeto do controle pode viabilizar o uso de APFr (na prática limitado) no ramo de realimentação dos interferômetros.

Por fim, o conjunto de métodos de demodulação do sinal interferométrico proposto neste trabalho é, na verdade, uma pequena contribuição diante da diversidade de aplicações da interferometria voltada à medição de fenômenos físicos. Diversidade esta que desafia e motiva a pesquisa nesta área.

## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

ABDI, O.; PETERS, K.; KOWALSKY, M.; HASSAN, T. Validation of a single-mode polymer optical fiber sensor and interrogator for large strain measurements. **Measurement Science and Technology**, Bristol, v. 22, n. 7, p. 075207, 2011.

ABRAMOV, A. V.; BOGOLYBOV, A. S.; POSTELGA, A. E.; USANOV, D. A.; SKRIPAL, A. V.; SKIRIPAL, A. V. Radiowave Interferometry of human Respiratory Movements and Heartbeats, In: EUROPEAN MICROWAVE CONFERENCE, 2005, Paris. **Proceedings...** New York: IEEE 2005. p. 1-4.

ADIE, S. G.; ALEXANDROV, S. A.; ARMSTRONG, J. J.; KENNEDY, B. F.; SAMPSON, D. D. A first demonstration of audio-frequency coherence elastography of tissue. In: CANTERBURY WORKSHOP ON OPTICAL COHERENCE TOMOGRAPHY AND ADPTIVE OPTICS, 2008, Canterbury. **Proceedings...** Bellingham: SPIE, 2008. p. 7139OU 1-4, 2008.

ALLIL, R. C. S. B.; WERNECK, M. M. Optical high-voltage sensor based on fiber bragg grating and PZT piezoelectric ceramics. **IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement**, Piscataway, v. 60, p. 22118-2125, 2011

BARBOSA, F. A. A. **Método de detecção interferométrica de fase, com baixa profundidade de modulação, aplicado à medição de deslocamentos nanométricos em atuadores e minimanipuladores piezoelétricos.** 2009. 158 f. Dissertação (Mestrado em Engenharia Elétrica) – Faculdade de Engenharia, Universidade Estadual Paulista, Ilha Solteira, 2009.

BERGANDER, A.; DRIESEN, W.; VARIDEL, T.; BREGUET, J. M. Development in miniature manipulators for application in biology and nanotechnologies. In: MICROROBOTICS FOR BIOMANIPULATION WORKSHOP, 2003, Las Vegas. **Proceedings...** New York: IEEE/RSJ, 2003. p. 11-35.

BERTON, P. L.; GALETI, J. H.; HIGUTI, R. T.; KITANO, C.; SILVA, E. C. N. Nano-displacement measurements of a new piezoelectric flextensional actuator by using a high dynamic range interferometry homodyne method. In: IEEE INTERNATIONAL INSTRUMENTATION AND MEASUREMENT TECHNOLOGY CONFERENCE (I2MTC), 2014, Montevideo. **Proceedings...** New York: IEEE, 2014. p. 1533-1536.

BI, L.; LI, H. An overview of optical voltage sensor, in: computer science and electronics engineering (ICCSEE). In: INTERNATIONAL CONFERENCE ON COMPUTER SCIENCE AND ELECTRONICS ENGINEERING, 2012, Hangzhou. **Proceedings...** New York: IEEE, 2012. p.197-201.

BING, W.; JUN, Y.; YONGGUI, Y.; FENG, P.; LIBO, Y. Online calibration technology and stability evaluation of long-baseline homodyne laser interferometry. In: INTERNATIONAL SYMPOSIUM ON ADVANCED OPTICAL MANUFACTURING AND TESTING TECHNOLOGIES: OPTICAL TEST AND MEASUREMENT TECHNOLOGY AND EQUIPMENT, 6., 2012, Xiamen. **Proceedings...** Bellingham: SPIE, 2012. p. 84173R 1-5.

BORN, M.; WOLF, E. **Principles of optics-eletromagnetic theory of propagation interference and diffraction of light.** 6. ed. Oxford: Cambridge University, 1980, 808 p.

CADY, W. A. **Piezoelectricity.** New York: McGraw-Hill, 1946. p. 699.

CARBONARI, R. C.; NADER, G.; NISHIWAKI, S.; SILVA, E. C. N. Experimental and numerical characterization of multi-actuated piezoelectric device designs using topology optimization, In: SMART STRUCTURE AND MATERIALS 2005, SMART STRUCTURES AND INTEGRATED SYSTEMS, 2005, San Diego. **Proceedings...** Bellingham: SPIE, 2005. p. 472-481, 2005.

CARBONARI, R. C.; SILVA, E. C. N.; NISHIWAKI, S. Optimum placement of material in piezoactuator design. **Smart Materials and Structures**, Bristol, v. 16, p. 207-220, 2007.

CARBONARI, R. C.; SILVA, E. C. N.; PAULINO, G. H. Multi-actuated functionality graded piezoelectric micro-tools design: a multiphysics topology optimization approach. **International Journal for Numerical Methods in Engineering**, Chichester, v. 77, p. 301-336, 2009.

CARLSON, A. B.; CRILLY, P. B.; RUTLEDGE, J. C. **Communication systems**. 4. ed. Singapore: McGraw-Hill, 2002. 864 p.

CHANDRA, V.; TIWARI, U.; DAS, B. Elimination of light intensity noise using dual-channel scheme for fiber MZI-Based FBG sensor interrogation, **IEEE Sensors Journal**, Piscataway, v. 16, p. 2431-2436, 2016.

CHANG, Y.; KIM, D.; HAN, J. Online phase tracking of interferometric optical fiber sensors for vibration control. **Journal of Intelligent Material Systems and Structures OnlineFirst**, London, v. 18, p. 311-321, 2007.

CHEUNG, D. C. L.; BARNES, T. H.; HASKELL, T. G. Feedback interferometry with membrane mirror for adaptive optics, **Optics Communications**, Amsterdam, v. 218, p. 33-41, 2003.

CLOUD, G. **Optical methods of engineering analysis**. New York: Cambridge University, 1995.

COLE, J. H., DANVER, B. A.; BUCARO, J. A. Synthetic-heterodyne interferometric demodulation. **IEEE J. Quantum Electronics**, New York, v. 18, p. 694-697, 1982.

CONNELLY, M. J. Digital synthetic-heterodyne interferometric demodulation. **J. Opt. A Pure Appl. Opt**, Bristol, v. 4, p. S400-S405, 2002.

CONNELLY, M. J.; GALETI, J. H.; KITANO, C. Michelson interferometer vibrometer using self-correcting synthetic-heterodyne demodulation. **Applied Optics**, Washington, v. 54, p. 5734, 2015.

COSTA, J.C. **Estabilização ativa da fase óptica em interferômetros de dois feixes**. 2011. 77 f. Trabalho de conclusão de curso (Graduação em Engenharia Elétrica) – Faculdade de Engenharia, Universidade Estadual Paulista, Ilha Solteira, 2011.

DAKIN, J.; CULSHAW, B. **Optical fiber sensors: principles and components**. Boston: Artech House, 1988. 1 v.

DANDRIDGE, A.; TVETEN, A. B.; GIALLORENZI, T. G. Homodyne demodulation scheme for fiber optic sensors using phase generated carrier. **IEEE J. Quantum Electron.**, New York, vol. 18, p. 1647-1653, 1982.

DEFERRARI, H. A.; DARBY, R. A.; ANDREWS, F. A. Vibrational displacement and mode-shape measurement by a laser interferometer. **The Journal of the Acoustical Society of America**, Melville, v. 42, n. 5, p. 982-990, 1967.

DEVASIA, S.; ELEFThERIOU, E.; MOHEIMANI, S. O. R. A survey of control issues in nanopositioning, **IEEE Transactions on Control Systems Technology**, Piscataway, v. 15, n. 5, p. 802-823, 2007.

DOGAN, A.; UCHINO, K.; NEWNHAM, R. E. Composite piezoelectric transducer with truncated conical endcaps "cymbals". **IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control**, Piscataway, v. 44, n. 3, p. 597-605, 1997.

FELDMAN, M. Hilbert transform in vibration analysis. **Mechanical Sys. and Sig. Processing**, London, v. 25, n. 3, p. 735-802, 2011.

FISCHER, A. D.; WARDE, C. Simple closed-loop system for real-time optical phase measurement. **Optics Letters**, Washington, v. 4, n. 5, p 131-133, 1979.

FRITSCH, K.; ADAMOWSKY, G. Simple circuit for feedback stabilization of a single-mode optical fiber interferometer. **Review of Scientific Instruments**, Melville, v. 52, n. 7, pp. 996-1000, 1981.

GALETI, J. H. **Medição interferométrica de fase óptica através do método de segmentação do sinal amostrado**. 2011. 149 f. Dissertação (Mestrado em Engenharia Elétrica) – Faculdade de Engenharia, Universidade Estadual Paulista, Ilha Solteira, 2011.

GALETI, J. H.; HIGUTI, R. T.; KITANO, C.; NADER, G.; SILVA, E. C. N. Interferometria óptica homódina aplicada à medições de deslocamentos nanométricos de atuadores piezoelétricos flexionais. In: CONFERÊNCIA BRASILEIRA DE DINÂMICA, CONTROLE E APLICAÇÕES - DINCON, 10., 2011, Águas de Lindóia. **Anais...** São Carlos: SBMAC, 2011. p. 63-66.

GALETI, J. H.; KITANO, C.; HIGUTI, R. T.; CARBONARI, R. C.; SILVA, E. C. N. Nanometric vibration measurements in multi-actuated piezoelectric devices by using a new interferometric method. In: INTERNATIONAL CONGRESS ON ULTRASONICS, 2013, Singapore. **Proceedings...** [S. l.]: EAA, 2013a. p. 764-769.

GALETI, J. H.; LALUCE P.; HIGUTI, R. T.; KITANO, C.; CARBONARI R. C.; SILVA, E. C. N. Wide dynamic range homodyne interferometry method and its application for piezoactuator displacement measurements. **Appl. Opt.**, Washington, v. 52, p. 6919-1930, 2013b.

GALETI, J. H.; HIGUTI, R. T.; SILVA, E. C. N.; KITANO, C. Nanodisplacement measurements of piezoelectric flexensional actuators using a new interferometry homodyne method. **IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement**, Piscataway, v. 64, p. 1256-1265, 2015a..

GALETI, J. H.; KITANO, C.; CONNELLY, M. J. Improved synthetic-heterodyne Michelson interferometer vibrometer using phase and gain control feedback. **Applied Optics**, Washington, v. 54, p. 10418, 2015b.

GALETI, J. H.; HIGUTI, R. T.; KITANO, C.; CONNELLY, M. J. Polarimetric optical high-voltage sensor using synthetic-heterodyne demodulation and hilbert transform with gain control feedback. **IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics**, Piscataway, 2016. (no prelo).

GANGOPADHYAY, T. K. Prospects for fibre Bragg gratings and Fabry-Perot interferometers in fibre-optic vibration sensing. **Sensors ad Actuators A: Physical**, Amsterdam, v. 113, n. 1, p. 20-38, 2004.

GAOSHENG F.;TUANWEI X.; YUTING L.; FANG, L. Research of PZT modulation factor with high precision and stability based on J1/j3 method. In: ASIA COMMUNICATIONS AND PHOTONICS CONFERENCE 2013, Beijing. **Proceedings...** Beijing: OSA, 2013. p. 1-3.

GARCIA, M. R.; GALETI, J. H.; HIGUTI, R. T.; KITANO, C. A simple and efficient off-optical axis electro-optic voltage sensor. In: INTERNATIONAL CONFERENCE ON INDUSTRY APPLICATIONS – INDUSCON, 11., 2014, Juiz de Fora. **Anais...** Juiz de Fora: IEEE/IAS, 2014. p. 1-8.

GIALLORENZI, T. G.; BUCARO, J. A.; DANDRIDGE, A.;SIGEL JR., G. H.; COLE, J. H.; RASHLEIGH, S. C.; PRIEST, R. G. Optical fiber sensor technology. **IEEE Journal of Quantum Electronics**, New York, v. QE-18, n. 4, p. 626-665, 1982.

GRAY, M. B.; MCCLELLAND, D. E.; BARTON, M.; KAWAMURA, S. A simple high-sensitivity interferometric position sensor for test mass control on an advanced LIGO interferometer. **Opt. Quant. Electron**, New York, v. 31, p. 571-582, 1999.

HECHT, E. **Optics**. 2 ed. Massachusetts: Addison – Wesley Publishing Company, 1987. 680 p.

HUI, L.; LAN, B.; LIJING, L.; SHULING, H.; XIUJUAN, F.; CHUNXI, Z. Tracking algorithm for the gain of the phase modulator in closed-loop optical voltage sensors. **Optics & Laser Technology**, London, v. 47, p. 214–220, 2013.

IEC 61869-3:2011 INSTRUMENT TRANSFORMERS-PART 3: additional requirements, for inductive voltage transformers, 2011.

ISO 16063-11 - INTERNATIONAL STANDARD, METHODS FOR THE CALIBRATION OF VIBRATION AND SHOCK TRANSDUCERS—Part 11: primary vibration calibration by laser interferometry (International Organization for Standardization (ISO), 1999), reviewed and confirmed (2009).

ISO16063-41 - INTERNATIONAL STANDARD, METHODS FOR THE CALIBRATION OF VIBRATION AND SHOCK TRANSDUCERS PART 41: calibration of laser vibrometers (International Organization for Standardization (ISO), 2011).

JACKSON, D. A.; PRIEST, R.; DANDRIDGE, A.; TVETEN, A. B. Elimination of drift in a single-mode optical fiber interferometer using a piezoelectrically stretched coiled fiber. **Applied Optics**, Washington, v. 19, p. 2926-2929, 1980.

JIN, W.; ZHANG, L. M.; UTTAMCHANDANI, D.; CULSHAW, B. Modified  $J_1$ – $J_4$  method for linear readout of dynamic phase changes in a fiber-optic homodyne interferometer. **Appl. Opt.**, Washington, v. 30, p. 4496-99, 1991.

KANG, S.; LA, J.; YOON, H.; PARK, K. A. Synthetic heterodyne interferometer for small amplitude of vibration measurement. **Review of Scientific Instruments**, Melville, v. 79, p. 053106 1-6, 2008.

KERSEY, A. D.; LEWIN, A. C.; JACKSON, D. A. Pseudo-heterodyne detection scheme for the fibre gyroscope. **Electronics Letters**, Stevenage, v. 20, n. 9, p. 368-370, 1984.

KIM, M. S.; KIM, S. W. Two-way frequency-conversion phase measurement for high-speed and high-resolution heterodyne interferometry, **Measurement Science and Technology**, Bristol, v. 15, p. 2341-2348, 2004.

KINO, G. **Acoustic waves: devices, imaging and analog signal processing**, Englewood Cliffs. New Jersey: Prentice Hall, 1987.

KOO, K. P.; TVETEN, A. B.; DANDRIDGE, A. Passive stabilization scheme for fiber interferometers using (3 X 3) fiber directional couplers. **Applied Physics Letters**, Melville, v. 47, p. 616-618, 1982.

KUCUKSARI, S.; KARADY, G. G. Experimental comparison of conventional and optical VTs, and circuit model for optical VT. **IEEE Transactions on Power Delivery**, Piscataway, v. 26, p. 1571- 1578, 2011.

KUMADA, A.; HIDAKA, K. Directly high-voltage measuring system based on pockels effect. **IEEE Transactions on Power Delivery**, Piscataway, v. 28, n. 3, p. 1306-1313, 2013.

KUMAR, A., GOEL, N. K., VARSHNEY, R. K., Studies on a few-mode fiber-optic strain sensor based on  $LP_{01}$  –  $LP_{02}$  mode interference. **Journal of Lightwave Technology**, Piscataway, v. 19, n. 3, p. 358-362, 2001.

LAN, T.; ZHANG, C.; LI, L.; LI, C. Perimeter security system based on fiber optic disturbance sensor, In: **Proceeding of SPIE – Advanced sensor systems and applications III**, Bellingham, v. 6830, p. 68300J 1-6, 2007.

LEÃO, J. V. F. **Interferometria óptica aplicada à medição de amplitudes de vibração nanométricas em Piezoatuadores flexionais**. 2004, 157 f. Dissertação (Mestrado em Engenharia Elétrica) – Faculdade de Engenharia, Universidade Estadual Paulista, Ilha Solteira, 2004.

LELETTY, R.; CLAEYSSSEN, F.; BARILLOT, F.; LHERMET, N. Amplified piezoelectric actuators for aerospace application. In: AMAS Workshop on Smart Materials and Structures – SMART'03, 2003, Jadwisin. **Proceedings...** Jadwisin: [s. n.], 2003. p. 51-62.

LEMES, A. S.; GALETI, J. H.; HIGUTI, R. T.; KITANO, C.; CARBONARI, R. C.; SILVA, E. C. N. Sinusoidal vibration measurements in a piezoelectric xy nanopositioner by using a new interferometric method. In: INTERNATIONAL CONGRESS OF MECHANICAL ENGINEERING (COBEM 2013), 22., 2013, Ribeirão Preto. **Anais...** Ribeirão Preto: COBEM, 2013. p. 360-370.

LEON, L. M.; DIEZ, A.; CRUZ, J. L.; ANDRÉS, M. V. Frequency-output fiber-optic voltage sensor for high-voltage lines. **IEEE Photonics Technology Letters**, Piscataway, v. 13, p. 996-998, 2001.

LI, H.; CUI, L.; WANG, X.; LIN, Z.; ZHANG, C. Analysis and design of loop gains to optimize the dynamic performance of optical voltage sensor based on pockels effect. **Journal of Lightwave Technology**, Piscataway, v. 33, p. 3108 – 3115, 2015.

LI, H.; CUI, L.; LIN, Z.; LI, L.; ZHANG, C. An analysis on the optimization of closed-loop detection method for optical voltage sensor based on pockels effect. **Journal of Lightwave Technology**, Piscataway, v. 32, p. 1006-1013, 2014.

LI, H.; CUI, LIYANG, L.; ZHILI, L.; LIJING, W.; RUI, Z. C. Signal detection for optical ac and dc voltage sensors based on pockels effect. **IEEE Sensors Journal**, Piscataway, v. 3, p. 2245 – 2252, 2013a.

LI, Y.; LIU, Z.; LIU, Y.; MA, L.; TAN, Z.; JIAN, Shuisheng, interferometric vibration sensor using phase-generated carrier method. **Applied Optics**, v. 52, p. 6359-6363, 2013b.

LI, R.; WANG, X.; HUANG, J.; GU, H. Phase generated carrier technique for fiber laser hydrophone, In: **Proceedings of SPIE**, Bellingham, v. 8914, p. 8914ON 1-5, 2013c.

LIMA, D. K. **Transformadores para instrumentos ópticos: aspectos da viabilidade do seu uso pelas empresas do setor elétrico brasileiro**. 2009. 123 f. Dissertação (Mestrado em Engenharia Elétrica) – Universidade de São Paulo, São Paulo, 2009.

LIMA, R. A.; PEREIRA, F. C.; KITANO, C.; GALETI, J. H.; HIGUTI, R. T.; SOUZA, J. B. Sensor eletroóptico de tensões com formas de ondas periódicas arbitrárias e sua viabilidade para implementação de um TP óptico. In: CONFERÊNCIA BRASILEIRA SOBRE QUALIDADE DE ENERGIA ELÉTRICA - CBQEE, 10., 2013, Araxá. **Anais...** Araxá: [s. n.], 2013. p. 1-6, 2013.

LIMA, R. A. **Sensor eletro-óptico de tensões elevadas e sua viabilidade para implementação de TP óptico**. 2013. 118 f. Dissertação (Mestrado em Engenharia Elétrica) – Faculdade de Engenharia, Universidade Estadual Paulista, Ilha Solteira, 2013.

LIN, D.; JIANG, X.; XIE, F.; ZHANG, W.; ZHANG, L.; BENNION, I. High stability multiplexed fibre interferometer and its application on absolute displacement measurement and on-line surface metrology. **Optics Express**, Washington, v. 12, p. 5729-5734, 2004.

LIN, W.; LOU, S.; LIANG, S. A modified phase generation carrier technique for fiber-optic distributed disturbance sensor. **Optik**, Jena, v. 125, p. 942– 945, 2014.

MARÇAL, L. A. P.; LEÃO, J. V. F.; NADER, G.; HIGUTI, R. T.; KITANO, C.; SILVA, E. C. N. Analysis of linearity and frequency response of a novel piezoelectric flextensional actuator using a homodyne interferometer and the  $J_1$ - $J_4$  method. **IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement**, Piscataway, v. 56, n. 3, p. 954-961, 2007.

MARÇAL, L. A. P. **Novas técnicas de detecção de fase óptica em interferômetros homódinos aplicadas à caracterização de atuadores piezoelétricos flexensionais**. 2008. 263 f. Tese (Doutorado em Engenharia Elétrica) – Faculdade de Engenharia, Universidade Estadual Paulista, Ilha Solteira, 2008.



MARÇAL, L. A. P.; HIGUTI, R. T.; KITANO, C. A simplified and higher dynamic range version of the J1. .J4 method for optical phase measurements. **Microwave and Optical Technology Letters**, Hoboken, v. 54, n. 2, p. 387-392, 2012a.

MARÇAL, L. A. P.;KITANO, C.; HIGUTI, R. T. ;NADER, G.;SILVA, E. C. N. A high dynamic range method for the direct readout of a dynamic phase change in homodyne interferometers. **Measurement Science and Technology**, Bristol, v. 23, p. 12521 1-12, 2012b.

MARÇAL, L. A. P.; GALETI, J. H.; HIGUTI, R.; KITANO, C.; SILVA, E. C. N. Interferometric measurements of nanometric displacements in a Piezoelectric Flexensional Actuator by using the new J1..J5 method. In: INDUSTRY APPLICATIONS - INDUSCON, 10., 2012, Fortaleza. **Proceedings...** New York: IEEE, 2012. p. 1-6.

MARTENS, HANS-JÜRGEN VON. Invited article: expanded and improved traceability of vibration measurements by laser interferometry. **Review of Scientific Instruments**, Melville, v. 84, p. 121601, 2013.

MARTINS, W. M. **Sensores ópticos de tensão baseados no efeito eletroóptico em cristais de niobato de lítio**. 2006. 163 f. Dissertação (Mestrado em Engenharia Elétrica) – Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira, Universidade Estadual Paulista, Ilha Solteira, 2006.

MENEZES, J. P. C.; HIGUTI, R. T.; KITANO, C. Effects of the modulation signal distortion on interferometric spectral methods of phase detection, In: Simpósio Brasileiro de Microondas e Optoeletrônica, 13.; Congresso Brasileiro de Eletromagnetismo - MOMAG, 8., 2008, Florianópolis. **Anais...** Florianópolis: [s. n.], 2008., p. 339-343, 2008.

MENEZES, J. P. C. **Análise teórica e experimental de um método interferométrico de detecção de fase óptica auto-consistente e com elevada faixa dinâmica, aplicado à caracterização de atuadores piezoelétricos flexionais**. 2009. 146 f. Tese (Mestrado em Engenharia Elétrica) – Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira, Universidade Estadual Paulista, Ilha Solteira, 2009.

MONCHALIN, J. P. Optical detection of ultrasound. **IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control**, Piscataway, v. UFFC-33, n. 5, p. 485-499, 1986.

OKREPILOV, V. V.; SMIRNOV, A. Y. Role of key comparisons in assurance of the uniformity of measurements in the field of vibration measurements. **Measurement Techniques**, New York, v. 56, p. 5460, 2013.

PENG, F.; YANG, J.; WU, B.; YUAN, Y.; LI, X.; ZHOU, A.; YUAN, L. Compact fiber optic accelerometer, **Chinese Optics Letters**, Shanghai, v. 10, p. 011201 1-3, 2012.

PEREIRA, F. C.; GALETI, J. H.; HIGUTI, R.; KITANO, C.; SILVA, E. C. N. New improved version of J1 J4 interferometry method and its application to nanometric vibration measurements. In: SBMO/IEEE MTT-S INTERNATIONAL MICROWAVE AND OPTOELECTRONICS CONFERENCE - IMOC, 2013, Rio de Janeiro. **Anais...** Rio de Janeiro: SBMO/IEEE, 2013. p. 1-5.

PEREIRA, F. C. **Demodulação de sinais interferométricos de saída de sensor eletro-óptico de tensões elevadas utilizando processador digital de sinais**. 2013. 125 f. Dissertação (Mestrado em Engenharia Elétrica) – Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira, Universidade Estadual Paulista, Ilha Solteira, 2013.

RAHMATIAN, F.; CHAVEZ, P. P.; JAEGER, N. A. 230 kV optical voltage transducers using multiple electric field sensors. **IEEE Transactions on Power Delivery**, Piscataway, v. 17, p.417-422, 2002.

RIBEIRO, B. A.; WERNECK, M. W.; SILVA, J. L. Novel optimization algorithm to demodulate a PZT-FBG sensor in ac high voltage measurements. **IEEE Sensors Journal**, Piscataway, v. 13, p. 1259-1264, 2013.

ROSENBAUM, J. F. **Bulk acoustic wave theory and devices**. London: Artech House, 1988. 462 p.

ROYER, D.; DIEULESAINT, E. Optical probing of the mechanical impulse response of a transducer. **Appl. Phys. Lett.**, Melville, v. 49, p. 1056, 1986.

SAKAMOTO, J. M. S. **Sensor em fibra ópticos aplicado à caracterização de atuadores piezoelétricos flexensionais**. 2006, 163 f. Dissertação (Mestrado em Engenharia Elétrica) – Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira, Universidade Estadual Paulista, Ilha Solteira, 2006.

SANTOS, J. C.; ALMEIDA, J. C. J.; E SILVA, L. P. C. White light sensing systems for high voltage measuring using electro-optical modulators as sensor and recovery interferometers. **Fiber Optic Sensors**, Brighton, p. 491 – 518, 2012.

SASAKI, O., SASAZAKI, T., SUSUKI. Two-wavelength sinusoidal phase/modulating laser-diode interferometer insensitive to external disturbances. **Applied Optics**, Washington, v. 30, p. 4040-4045, 1991.

SHIRAI, T.; BARNES, T. H.; HASKEL, T. G. Surface-profile measurement by means of a polarization Sagnac interferometer with parallel optical feedback. **Optics Letters**, Washington, v. 24, p. 297-299, 1999.

SILVA, E. C. N.; KIKUCHI, N. Topology optimization design of flexensional actuators. **IEEE Transactions on Ultrasonic, Ferroelectrics, and Frequency Control**, Piscataway, v. 47, p. 597-605, 2000.

SILVA, E. C. N.; NADER, G.; SHIRAHIGE, A. B.; ADAMOWSKI, J. C. Characterization of novel flexensional actuators designed by using topology optimization method. **Journal of Intelligent Material Systems and Structures**, London, v. 14, n. 4/5, p. 297-308, 2003.

SUDARSHANAM, V. S.; SRINIVASAN, K. Linear readout of dynamic phase change in a fiber-optic homodyne interferometer. **Optics Letters**, vol. 14, pp. 140-142, 1989.

SUDARSHANAM, V. S. Minimum detectable phase shift in spectrum-analysis techniques of optical interferometric vibration detection. **Applied Optics**, Washington, v. 31, p. 5997-6002, 1992.

SUDARSHANAM, V. S.; CLAUS, R. Generic  $J_1 \dots J_4$  method of optical phase detection: accuracy and range enhancement. **J. Mod. Opt.**, Abingdon, v. 40, p. 483-92, 1993.

SUO, Z.; DENG, Y.; QIAO, D. Silicon micro-machined optical microphone based on Fizeau interferometry and PGC demodulation, In: INTERNATIONAL CONFERENCE ON INDUSTRIAL CONTROL AND ELECTRONIC ENGINEERING, 2012, Xi'an. **Proceedings...** New York: IEEE, 2012. p. 1053-1056.

TAKIY, A. E. **Análise teórica e experimental de uma nova técnica de processamento de sinais interferométricos baseada na modulação triangular da fase óptica**. 2010. 147 f. Dissertação (Mestrado em Engenharia Elétrica) – Faculdade de Engenharia, Universidade Estadual Paulista, Ilha Solteira, 2010.

TIAN, C.; WANG, L.; ZHANG, M.; ZHANG, H.; CHU, X.; LAI, S.; LIAO, Y. Performance improvement of PGC method by using lookup table for optical seismometer. **Proceedings of SPIE**, Bellingham, v. 7503, p. 750348 1-4, 2009.

UDD, E.; SPILLMAN JR., W. B. **Fiber optic sensors: an introduction for engineers and scientists**. 2. ed. New York: Wiley, 2011. p. 512.

USUDA, T.; KUROSAWA, T. Calibration methods for vibration transducers and their uncertainties. **Metrologia**, Bristol, v. 36, p.375-383, 1998.

VARNHAM, M. P.; BARLOW, A. J.; PAYNE, D. N.; OKAMOTO, K. Polarimetric strain gauge using high birefringence fiber. **Electronics Letters**, Stevenage, v. 19, n. 17, p. 699-700, 1983.

VELDMAN, C. S. A novel implementation of an ISO standard method for primary vibration calibration by laser interferometry. **Metrology**, Bristol, v. 40, p.1–8, 2003.

VON MARTENS, H. J. Interferometric counting methods for measuring displacements in the range  $10^{-9}$  m to 1 m. **Metrology**, Bristol, v. 24, p. 163-170, 1987.

VU, T.-T.; HIGUCHI.; AKETAGAWA, M. Accurate displacement-measuring interferometer with wide range using an  $I_2$  frequency-stabilized laser diode based on sinusoidal frequency modulation. **Measurement Science and Technology**, Bristol, v. 27, pp. 105201 1-10, 2016a.

VU, T.-T.; MAEDA, Y.; AKETAGAWA, M. Sinusoidal frequency modulation on laser diode for frequency stabilization and displacement measurement. **Measurement**, Amsterdam, 2016b. (no prelo).

WAGNER, J. M.; SPICER, J. B. Theoretical noise-limited sensitivity of classical interferometry. **J. Opt. Soc. Am. B**, Abingdon, v. 4, p. 1316-1326, 1987.

WANG, F.; XIE, J.; HU, Z.; XIONG, S.; LUO, H.; HU, Y. Interrogation of extrinsic fabry–perot sensors using path-matched differential interferometry and phase generated carrier technique. **Journal of Lightwave Technology**, Piscataway, v. 33, p. 2392-2397, 2015.

WANG, Y.; XIAO, H.; ZHANG, S.; LI, F.; LIU, Y. Design of a fibre-optic disc accelerometer: theory and experiment. **Measurement Science and Technology**, Bristol, v. 18, p. 1763–1767, 2007.

XIE, F.; REN, J.; CHEN, Z.; FENG, Q. Vibration-displacement measurements with a highly stabilised optical fiber Michelson interferometer system. **Optics & Laser Technology**, London, v. 42, p. 208-213, 2010.

XUE, J.; HE, T. The application of bessel function methods on high frequency vibration calibration. **Proceedings of SPIE**, Bellingham, v. 5503, p. 423-429, 2004.

YAN, L.; ZHOU, L.; JIN, W.; CHAN, C. C.; RECENT progress of white light interferometric fiberoptic strain sensing technique. **Review of Scientific Instruments**, Melville, v. 71, n. 12, p. 4648-4654, 2000.

YANG, X.; CHEN, Z.; TEO, J. T.; NG, S. H. Bragg grating–based fiber laser vibration sensing system with novel phase detection. **Optical Engineering**, Bellingham, v. 53, p. 016109 1-6, 2014.

YARIV, A.; YEHL, P. **Optical waves in crystals: propagation and control of laser radiation**. New York: Wiley-Blackwell, 1984. p. 608.

ZHAO, K.; XIE, F.; MA, S.; WANG, Y.; CHEN, L. A novel absolute displacement measurement technology based on wavenumber resolved low coherence interferometry. **Optics & Laser Technology**, London, v. 75, p. 34–39, 2015.

ZHAO, Y.-N., ZHANG, G.-Q., GUO, Z.-Z., CHENG, S., MA, Z.-G., LI, S.-W. Application of pockels electro-optic effect in voltage transducer. In: PHOTONICS AND OPTOELECTRONICS (SOPO), 2012, Shanghai. **Proceedings...** New York: IEEE, 2012. p. 1-6.