

UNIVERSIDADE ESTADUAL PAULISTA “JÚLIO DE MESQUITA FILHO”



FACULDADE DE ENGENHARIA
CAMPUS DE ILHA SOLTEIRA

FERNANDO DA CRUZ PEREIRA

**SENSOR ÓPTICO DE ALTA TENSÃO COM
CHAVEAMENTO DE QUADRATURA E REALIMENTADO
POR CONTROLE DE FASE**

Ilha Solteira
2018

FERNANDO DA CRUZ PEREIRA

**SENSOR ÓPTICO DE ALTA TENSÃO COM
CHAVEAMENTO DE QUADRATURA E REALIMENTADO
POR CONTROLE DE FASE**

Tese apresentada à Faculdade de Engenharia do Câmpus de Ilha Solteira - UNESP como parte dos requisitos para obtenção do título de Doutor em Engenharia Elétrica.

Especialidade: Automação.

Prof. Dr. Cláudio Kitano
Orientador

Ilha Solteira
2018

FICHA CATALOGRÁFICA

Desenvolvido pelo Serviço Técnico de Biblioteca e Documentação

P436s Pereira, Fernando da Cruz .
Sensor óptico de alta tensão com chaveamento de quadratura e
realimentado por controle de fase / Fernando da Cruz Pereira. -- Ilha Solteira:
[s.n.], 2018
106 f. : il.

Tese (doutorado) - Universidade Estadual Paulista. Faculdade de Engenharia.
Área de conhecimento: Automação, 2018

Orientador: Cláudio Kitano
Inclui bibliografia

1. Sensor óptico de tensão elevada. 2. Efeito eletro-óptico.
3. Interferometria homódina em quadratura. 4. Interferômetro polarimétrico.
5. Detecção de fase óptica. 6. Realimentação.



UNIVERSIDADE ESTADUAL PAULISTA

Câmpus de Ilha Solteira

CERTIFICADO DE APROVAÇÃO

TÍTULO DA TESE: SENSOR ÓPTICO DE ALTA TENSÃO COM CHAVEAMENTO DE QUADRATURA E REALIMENTADO POR CONTROLE DE FASE

AUTOR: FERNANDO DA CRUZ PEREIRA

ORIENTADOR: CLAUDIO KITANO

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. JOSEMIR COELHO SANTOS
Departamento de Engenharia de Energia e Automação / Escola Politécnica da Universidade de São Paulo

Prof. Dr. JOÃO MARCOS SALVI SAKAMOTO
Divisão de Fotônica / Instituto de Estudos Avançados - IEAv

Ilha Solteira, 09 de março de 2018

À minha família, em especial aos meus pais Pedro e Cilma, a minha irmã Marisa e cunhado Beto e a minha sobrinha Sofia, por todo amor, apoio, confiança e incentivo em todos os momentos.

AGRADECIMENTOS

Agradeço a Deus pela oportunidade e capacidade dadas, permitindo que eu chegasse à etapa final e por todos os momentos vividos durante este doutorado.

Ao meu orientador, Prof. Dr. Cláudio Kitano, que me ensinou, disciplinou, acreditou e confiou no meu potencial. Agradeço imensamente os ensinamentos, por todo apoio prestado e tempo dedicado ao nosso trabalho.

Ao Prof. Dr. Ricardo Tokio Higuti, pela contribuição com sugestões e ideias para a elaboração desta tese.

Agradeço aos membros da banca examinadora Prof. Dr. Ricardo Tokio Higuti, Prof. Dr. Marcelo Carvalho Minhoto Teixeira, Prof. Dr. Josemir Coelho Santos e Prof. Dr. João Marcos Salvi Sakamoto por comporem a banca de minha defesa.

Agradeço aos meus pais, Pedro e Cilma, minha irmã Marisa e cunhado Beto e sobrinha Sofia por estarem ao meu lado em todos os momentos, incentivando e auxiliando em mais esta etapa de minha vida.

Aos técnicos de laboratório, Everaldo L. Moraes, Adilson A. Palombo, Valdemir Chaves e José Aderson Anhussi, que me auxiliaram na realização dos experimentos.

Aos amigos do Laboratório de Optoeletrônica que de forma direta ou indiretamente me ajudaram, José Galeti, Guilherme, Roberta, Andryos, Henrique Diniz, João Paulo, Sthephany e todos os demais que em muitos momentos me ajudaram e apoiaram durante a pesquisa.

A Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (CAPES) pela oportunidade e apoio financeiro.

“Faça. Ou não faça. Não existe a tentativa.”

Mestre Yoda

RESUMO

Os transformadores de potencial baseados em tecnologia óptica têm sido desenvolvidos com a finalidade de melhorar o desempenho na proteção e medição nos sistemas elétricos de potência. Estes transformadores de potencial podem ser projetados em torno dos moduladores eletro-ópticos de amplitude que, por sua vez, são baseados no efeito Pockels em cristal como o Niobato de Lítio. A expressão geral da transmissão (razão entre o retardo de fase e a tensão aplicada) de um modulador eletro-óptico de intensidades é idêntica à expressão do sinal de saída de um interferômetro de dois feixes. Através de processamento eletrônico de dois sinais interferométricos de saída, com fase relativa de 90° entre si, consegue-se demodular o sinal, independentemente das derivas ambientais. Esses interferômetros, chamados de interferômetros de quadratura, são amplamente utilizados em laboratórios de metrologia. Assim, em 2014, um método de detecção interferométrica de fase óptica foi desenvolvido no Laboratório de Optoeletrônica (LOE) da FEIS-UNESP, constituindo uma versão melhorada da técnica de *phase-unwrapping*. Este método é imune ao fenômeno de desvanecimento, consegue medir o tempo de atraso entre o estímulo e a resposta, tem ampla faixa dinâmica, reconstrói a forma de onda do sinal de modulação sem a necessidade de aplicação de filtros à saída interferométrica, possuindo, ainda, a capacidade de demodular sinais com formas de ondas não periódicas. Beneficiando-se dessas informações, promoveu-se a adaptação do método a um sensor óptico de altas tensões em configuração de quadratura de sinais. Desta forma, a presente pesquisa aborda o estudo e o desenvolvimento de um sensor óptico de alta tensão com chaveamento de quadratura, baseado em célula Pockels, dando continuidade às pesquisas em desenvolvimento no LOE, de um sistema de sensoriamento eletro-óptico de alta tensão. O sensor de alta tensão com chaveamento de quadratura e realimentado por controle de fase, foi implementado e submetido a testes com aplicação de tensões entre 200 V e 8,4 kV (de pico) em 60 Hz, apresentado excelente linearidade na faixa de interesse e boa precisão na medição do conteúdo harmônico dos sinais. Tais resultados evidenciam o potencial do sistema para operar na análise da qualidade de energia elétrica em sistemas da classe de 13,8 kV.

Palavras-chave: Sensor óptico de tensão elevada. Efeito eletro-óptico. Interferometria homódina em quadratura. Interferômetro polarimétrico. Detecção de fase óptica. Realimentação.

ABSTRACT

Optical technology-based potential transformers have been developed to improve performance in protection and measurement in electrical power systems. These potential transformers can be designed around amplitude electro-optical modulators which, in turn, are based on the crystal Pockels effect such as Lithium Niobate. The general expression of the transmission (ratio between phase delay and applied voltage) of an electro-optical modulator of intensities is identical to the expression of the output signal of a two-beam interferometer. By electronic processing of two interferometric output signals, with relative phase of 90° between each other, the signal can be demodulated, irrespective of the environmental drift. These interferometers, called quadrature interferometers, are widely used in metrology laboratories. Thus, in 2014, an optical phase interferometric detection method was developed at the FEIS-UNESP's Optoelectronic Laboratory (LOE), constituting an improved version of the phase-unwrapping technique. This method is immune to the phenomenon of fading, can measure the delay time between the stimulus and the response, has a wide dynamic range, reconstructs the waveform of the modulation signal without the need of applying filters to the interferometric output, also possessing the ability to demodulate signals with non-periodic waveforms. Taking advantage of this information, the adaptation of the method to a high voltage optical sensor in a quadrature configuration was promoted. In this way, the present research deals with the study and development of a high voltage optical sensor with quadrature switching, based on Pockels cell, giving continuity to researches in the LOE of a high voltage electro-optical sensing system. The high voltage sensor with quadrature switching and phase controlled feedback was implemented and submitted to tests with voltage between 200 V and 8.4 kV (peak) at 60 Hz, with excellent linearity in the range of interest and good accuracy in measuring the harmonic content of the signals. These results show the potential of the system to operate in the analysis of electric power quality in systems of the class of 13.8 kV.

Keywords: High voltage optical sensor. Electro-optic effect. Quadrature Homodyne Interferometry. Polarimetric interferometer. Optical phase detection. Closed-loop Feedback.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1	Elipsoide de índices de refração. O vetor \vec{D} é o deslocamento elétrico e \vec{r} é o raio vetor.	26
Figura 2	Rotação de eixos em torno do eixo cristalino X_1	31
Figura 3	Célula Pockels paralela.	34
Figura 4	Célula Pockels longitudinal.	34
Figura 5	Esquema do sensor eletro-óptico de amplitude com campo elétrico externo aplicado em Z e propagação óptica em Y.	35
Figura 6	Padrão de interferência experimental devido ao espalhamento da luz no cristal.	37
Figura 7	Esquema do sensor eletro-óptico de amplitude com campo elétrico externo aplicado em Y e propagação óptica em Z.	40
Figura 8	Padrão de interferência experimental devido ao espalhamento da luz no cristal.	40
Figura 9	Exemplos de sinais de entrada e saída do interferômetro.	44
Figura 10	Interferômetro de Michelson modificado para gerar sinais em quadratura de fase.	47
Figura 11	Figura de Lissajous obtida de dois sinais interferométricos em quadratura perfeita.	49
Figura 12	Medição de $\Psi(t)$ através de dois sinais em quadratura.	50
Figura 13	Figura de Lissajous de sinais simulados: a) Sinais com erros de quadratura; b) Sinais após a correção de quadratura.	51
Figura 14	Processo de <i>phase unwrapping</i> .(a) Função (60) obtida pelo Matlab. (b) Função (72) com <i>phase unwrapping</i>	54
Figura 15	Montagem experimental do interferômetro de Michelson em quadratura.	55
Figura 16	Sinais de saída interferométricos sem correção.	56

Figura 17	Figura de Lissajous dos sinais de saída interferométricos sem correção.	57
Figura 18	Sinais de saída interferométricos após a correção.	57
Figura 19	Figura de Lissajous dos sinais de saída interferométricos após a correção.	58
Figura 20	Gráfico com os sinais reconstruídos em Matlab e adquiridos pelo osciloscópio e pelo DSP, apresentando o índice de modulação de um sinal senoidal de 1 kHz.	58
Figura 21	Esquema do sensor eletro-óptico de amplitude com sinais de saída em quadratura de fase.	59
Figura 22	Montagem experimental do SOT em quadratura para alta tensão.	61
Figura 23	Gráfico com os sinais senoidais de entrada e reconstruído em altas tensões adquiridos do SOT.	62
Figura 24	Gráfico com os sinais de entrada e reconstruído adquiridos de uma forma de onda triangular distorcida.	62
Figura 25	Componentes harmônicas do sinal de entrada e sinal reconstruído de uma forma de onda triangular distorcida.	63
Figura 26	Gráfico com os sinais de entrada e reconstruído adquiridos de uma forma de onda com elevado conteúdo harmônico.	64
Figura 27	Componentes harmônicas do sinal de entrada e sinal reconstruído de uma forma de onda com elevado conteúdo harmônico.	64
Figura 28	Diagrama esquemático do sistema proposto.	66
Figura 29	Pontos de máximo e mínimo de $V_m(t)$ adquiridos a uma taxa de amostragem síncrona de $2f_0$.	70
Figura 30	Representação esquemática da interpolação de $y_{1d}[n]$ e $y_{2d}[n]$ e atraso de $y_2[n]$ em 2 amostras.	71
Figura 31	Diagrama esquemático do método proposto e a malha de controle do sistema.	74
Figura 32	Esboço de uma figura de Lissajous usando valores práticos de y_1 e y_2 como abscissa e ordenada, respectivamente.	75
Figura 33	Relação entre os sinais de erro E_f e δ .	76

Figura 34	Diagrama de blocos do controlador PI.	77
Figura 35	Esquema de montagem do sensor de alta tensão chaveado.	79
Figura 36	Célula Pockels - Modulador Óptico de Fase (MOF).	81
Figura 37	Célula Pockels - Sensor de Alta Tensões (SAT).	81
Figura 38	Montagem experimental do sensor de alta tensão chaveado.	82
Figura 39	Montagem experimental do sistema de elevação de alta tensão.	83
Figura 40	Resposta em frequência do sistema de elevação de alta tensão.	83
Figura 41	Sistema de processamento.	84
Figura 42	Gráfico do sinal fotodetectado, modulado e controlado.	85
Figura 43	Gráfico com o sinal de modulação aplicado à célula MOF.	86
Figura 44	Sinais y_1 e y_2 interpolados e sincronizados.	86
Figura 45	Figura de Lissajous dos sinais y_1 e y_2	87
Figura 46	Sinais de referência e demodulado (a), e erro absoluto (b) de um sinal $V_s(t)$ aplicado ao SAT.	88
Figura 47	Linearidade do sistema e erro relativo.	89
Figura 48	Resposta em frequência do sistema e da ponta de prova de referência.	90
Figura 49	Sinais de referência e demodulado (a), e erro absoluto (b) de um sinal com altas componentes harmônicas.	91
Figura 50	Componentes harmônicas dos sinais de referência e demodulado (a), e erro absoluto (b) de um sinal com altas componentes harmônicas.	91
Figura 51	Gráfico contendo os sinais de referência e demodulado (a), e erro absoluto (b) de um sinal da rede elétrica.	92
Figura 52	Componentes harmônicas dos sinais de referência e demodulado (a), e erro absoluto (b) de um sinal da rede elétrica.	93
Figura 53	Sinais de referência, demodulado pelo novo método (Demod. A) e demodulado por arctan (Demod. B) (a), e erro absoluto entre Demod. A e Demod. B (b) de um sinal senoidal.	94

Figura 54	Componentes harmônicas dos sinais demodulados (a), e erro absoluto (b) de um sinal senoidal.	95
Figura 55	Sinais de referência, demodulado pelo novo método (Demod. A) e demodulado por arctan (Demod. B) (a), e erro absoluto entre Demod. A e Demod. B (b) de um sinal com alto conteúdo harmônico.	96
Figura 56	Componentes harmônicas dos sinais demodulados (a), e erro absoluto (b) de um sinal com alto conteúdo harmônico.	96
Figura 57	Resposta do sensor e da ponta de referência na presença de distúrbios transitórios.	97

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

ANSI	Instituto Nacional Americano de Padrões (do inglês, <i>American National Standards Institute</i>)
BGO	Germanato de Bismuto
DEE	Departamento de Engenharia Elétrica
FEIS	Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira
FPGA	Arranjo de Portas Programáveis em Campo (do inglês, <i>Field Programmable Gate Array</i>)
He-Ne	Hélio-Neônio
IEC	Comissão Eletrotécnica Internacional (do inglês, <i>International Electrotechnical Commission</i>)
IEEE	Instituto de Engenheiros Eletricistas e Eletrônicos (do inglês, <i>Institute of Electrical and Electronics Engineers</i>)
J _m & J _{m+2}	Método de demodulação de fase óptica baseado na análise espectral
LiNbO ₃	Niobato de Lítio
LOE	Laboratório de Optoeletrônica
MOF	Modulador Óptico de Fase
n-CPM	Método de demodulação de fase óptica baseado na análise espectral
OVS	Sensor óptico de tensão (do inglês <i>Optical Voltage Sensors</i>)
PIN	Fotodiodo PIN (<i>Positive-Intrinsic-Negative</i>)
PM	Modulação de fase (<i>Phase Modulation</i>)
SAT	Sensor de Alta Tensão
SNR	Relação sinal-ruído (do inglês, <i>Signal-to-noise ratio</i>)

SOT	Sensor óptico de tensões elevadas
SSA	Método de segmentação do sinal amostrado
TP	Transformador de potencial
TPC	Transformador de potencial capacitivo
TPI	Transformador de potencial indutivo
UNESP	Universidade Estadual Paulista

LISTA DE SÍMBOLOS

η_{ij}	Tensor impermeabilidade dielétrica
ε	Tensor dielétrico absoluto
E	Campo elétrico
r_{ijk}	Coefficiente eletro-óptico linear
s_{ijkl}	Coefficiente eletro-óptico quadrático
X, Y, Z	Direções cristalográficas do cristal de Niobato de Lítio
n	Índices de refração
n_e	Índice de refração extraordinário
n_o	Índice de refração ordinário
ε_r	Matriz permissividade relativa
η	Impermeabilidade dielétrica
λ	Comprimento de onda
θ	Desalinhamento angular no plano XY
$V(t)$	Tensão de entrada no modulador eletro-óptico
$V(t)$	Tensão aplicada
$v(t)$	Tensão elétrica fotodetectada
$I(t)$	Intensidade óptica
I_0	Intensidade óptica do laser na saída do analisador
$\Delta\Psi$	Retardo de fase total
ϕ_0	Diferença de fase estática devido à birrefringência
$\phi(t)$	Retardo eletro-óptico
L	Comprimento do cristal
d	Espessura do cristal
V_π	Tensão de meia-onda
$K'^{(1)}$	Vetor de onda do modo ordinário
$K'^{(2)}$	Vetor de onda do modo extraordinário
$\Delta\Psi'$	Retardo de fase óptica induzida
A	Fator de proporcionalidade do circuito fotodetector
V	Visibilidade das franjas de interferência
$v_{pd}(t)$	Sinal fotodetectado
Φ	Fase óptica induzida na célula MOF
Φ_0	Fase quasi-estática causada pela birrefringência na célula MOF
$\phi(t)$	Fase induzida na célula SAT

φ	Fase quasi-estática devido a variações ambientais na célula SAT
$V_s(t)$	Sinal de alta tensão aplicado à célula SAT
$V_m(t)$	Sinal de modulação e controle aplicado à célula MOF
$V_{\pi s}$	Tensão de meia-onda da célula SAT
$V_{\pi m}$	Tensão de meia-onda da célula MOF
$\theta(t)$	Sinal de interesse a ser obtido pelo processo de demodulação
f_s	Frequência de amostragem
f_0	Frequência do sinal de modulação
T_0	Período de amostragem
T_s	Tempo entre amostras pares e ímpares
$v[n]$	Sinal amostrado de $v[pd]$
y_{1d}, y_{2d}	Sequências dizimadas de $v[n]$
y_1, y_2	Sequências interpoladas e ressincronizadas
θ_r	Fase óptica recuperada
V_r	Tensão aplicada na célula SAT recuperada
$\dot{f}(t)$	Derivada no tempo de $f(t)$

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	17
1.1	ESCOPO DO TRABALHO	22
1.2	OBJETIVOS	23
1.3	ORGANIZAÇÃO DO TEXTO	23
2	EFEITO ELETRO-ÓPTICO	25
2.1	CÉLULA POCKELS	33
2.2	INTERFERÔMETRO POLARIMÉTRICO	35
3	O MÉTODO DE QUADRATURA DE FASE	46
3.1	INTERFERÔMETRO VOLUMÉTRICO EM QUADRATURA DE FASE	46
3.2	INTERFERÔMETRO POLARIMÉTRICO EM QUADRATURA DE FASE	59
4	SENSOR ELETRO-ÓPTICO DE ALTA TENSÃO CHAVEADO	66
4.1	OBTENÇÃO DOS SINAIS EM QUADRATURA POR CHAVEAMENTO DE FASE	67
4.2	CONTROLE DE FASE DA CONDIÇÃO DE QUADRATURA	73
5	RESULTADOS EXPERIMENTAIS	79
5.1	ARRANJO EXPERIMENTAL DO SENSOR DE ALTA TENSÃO CHAVEADO	79
5.2	RESULTADOS OBTIDOS	84
6	CONCLUSÕES	98
6.1	PROPOSTAS PARA TRABALHOS FUTUROS	99
	REFERÊNCIAS	101

1 INTRODUÇÃO

Com a invenção do laser por volta de 1960, como fonte óptica de elevada coerência, permitiu-se aplicar em óptica, técnicas utilizadas em micro-ondas e telecomunicações, estabelecendo-se a área hoje conhecida como optoeletrônica. Dessa forma, conceitos como modulação PM (*Phase Modulation*), interferência entre ondas eletromagnéticas e detecção por lei quadrática puderam ser aplicadas a sensores ópticos.

Atualmente, a optoeletrônica constitui-se do estudo, bem como, da aplicação de novas famílias de lasers e fotodetectores, de dispositivos moduladores para comunicações ópticas baseados em óptica volumétrica, em fibras ópticas, em óptica integrada, dispositivos baseados no efeito eletro-óptico, dentre vários outros exemplos. A relação interferométrica entre a entrada de fase óptica e a saída elétrica fotodetectada exhibe grande similaridade com a expressão matemática da transmissão de um modulador eletro-óptico de amplitude a base de célula Pockels linear. Associado a esta informação, e ao fato do modulador eletro-óptico convencional (YARIV; YEH, 1984) possuir resposta analítica fechada, beneficia-se da possibilidade das técnicas de detecção interferométricas poderem ser prontamente adaptadas para esta finalidade.

Medidores de tensão e corrente são fundamentais para o faturamento da demanda e consumo de energia elétrica, bem como, para o controle, proteção e monitoramento da qualidade de energia do sistema elétrico de potência.

As amplitudes das correntes e tensões em um sistema elétrico de potência, geralmente encontram-se demasiadamente elevadas para que se realize a conexão de equipamentos de medição, controle ou de proteção diretamente a seus elementos. Além disso, essa forma de conexão seria potencialmente perigosa para os operadores das subestações de energia elétrica, pelo fato de que a única proteção é a isolação que o equipamento possui (CHEMIN NETTO, 2008).

Uma das principais exigências atuais nas medições de média e alta tensão, em particular nos *smart grids*, são os sensores em tempo real (*real-time sensors*). As modernas concepções de *smart grids* demandam sensores confiáveis ao longo das redes de distribuição, não somente para o monitoramento da qualidade da energia elétrica gerada por geradores de diferentes tecnologias (eólicos, solar, hidroelétrico, termoelétrico, nuclear), mas também, como parte integrante do sistema de controle da rede de geração, transmissão e distribuição de energia.

O sensoriamento de parâmetros dos elementos de alta tensão nos sistemas elétricos de potência constitui um processo difícil, caro e, frequentemente, incômodo, devido às exigências de isolação elétrica, robustez, confiabilidade e durabilidade (40 anos de uso, sem serviço de revisão

e sob frequente demanda) dos sensores (DONALDSON et al., 2001). Uma forma encontrada para minimizar os riscos aos operadores desses sistemas foi desenvolver transformadores para instrumentos, que constituem uma forma segura e adequada de operação, com o objetivo de fornecer os sinais de tensão e corrente que os equipamentos de controle e medição necessitam (PETCH; RUSHTON, 1981).

Assim, foram desenvolvidos os transformadores de potencial (TP) para instrumentos, com características próprias, pois são dedicados a converter as altas tensões a valores reduzidos, adequados a serem ligados aos instrumentos de medição, de controle, etc.

Os transformadores para instrumentos são construídos predominantemente com cobre, cerâmica e ferro, acarretando em equipamentos volumosos e certamente pesados. Rahmatian, Chavez e Jaeger (2002) alertam para o perigo dessas estruturas conterem óleo isolante que, em caso de curto-circuito a sobretensão, possam explodir, resultando na destruição dos equipamentos existentes nas proximidades das peças de cerâmica, colocando em risco os operadores da subestação.

Convencionalmente, as medições das tensões elétricas em potenciais elevados são feitas por meio de transformadores eletromagnéticos de acoplamento indutivo (TPI), ou por divisores capacitivos de tensão (TPC) (RUBINI, 2016).

Devido à proliferação de cargas não-lineares conectadas ao sistema elétrico de potência, tem-se desencadeado uma preocupação crescente com a questão da qualidade de energia. A poluição harmônica constitui uma das características mais importantes em qualidade de energia (PEREIRA, 2013). Entretanto, os transformadores convencionais possuem limitação na resposta em frequência, cuja largura de banda é da ordem de apenas 500 Hz, não permitindo que seja realizada uma avaliação rigorosa do conteúdo harmônico presente na rede elétrica. Neste aspecto, em décadas recentes, esforços consideráveis em pesquisas têm sido dedicados aos sensores ópticos de tensão - OVS (do inglês, *Optical Voltage Sensor*), sendo que sensores baseados em diferentes princípios físicos e tecnologias foram investigados: efeito piezoelétrico (ALLIL; WERNECK, 2011; RIBEIRO; WERNECK; SILVA-NETO, 2013; RIBEIRO; WERNECK, 2015; DANTE et al., 2016), efeito eletro-óptico em óptica volumétrica (ALMEIDA; SANTOS, 2005; SANTOS; ALMEIDA; SILVA, 2012), efeito eletro-óptico em óptica integrada (RAHMATIAN et al., 2000; CHAVEZ et al., 2000), dentre outros.

Em geral, os OVS's baseiam-se em variações nas propriedades ópticas de certos materiais em função do campo elétrico. Para tal finalidade, pode-se explorar o conhecido efeito Pockels, por exemplo (GIALLORENZI et al., 1982). Nessa linha de equipamentos, foram desenvolvidos sensores ópticos com características especiais que, em geral, utilizam o modulador eletro-óptico clássico de intensidade, constituído por um cristal eletro-óptico posicionado entre dois polarizadores cruzados e uma lâmina de quarto-de-onda para estabelecer o ponto de quadratura de fase (YARIV; YEH, 1984). Os materiais eletro-ópticos Niobato de Lítio (LiNbO_3) (LI; CUI;

YOSHINO, 2001; LI; YOSHINO, 2002; ZHAO et al., 2002), o Germanato de Bismuto (BGO) (KYUMA et al., 1983; KUROSAWA et al., 1993; SANTOS; TAPLAMACIOGLU; HIDAKA, 1999, 2000; LI; CUI; YOSHINO, 2003), têm sido aplicados regularmente em sistemas de alta tensão devido à elevada largura de banda, resposta rápida e baixa perda de transmissão óptica (SIMA et al., 2016).

Variações relativas nos índices de refração dos modos próprios do cristal, induzidas pelo campo elétrico externo, costumam causar variações apenas nas terceira ou quarta casas decimais dessas grandezas. Contudo, mesmo que muito pequenas, tais variações são suficientes para se proceder à medição das tensões de interesse através da instrumentação eletrônica disponível atualmente. No entanto, como a técnica polarimétrica é sensível a estímulos muito fracos, na prática, ela também padece do fenômeno de desvanecimento, particularmente se os efeitos de birrefringência natural do cristal eletro-óptico estiverem presentes.

Em operações de campo, o cristal eletro-óptico usado como elemento sensor em OVS interage não só com o campo elétrico a ser testado, mas também, com os campos de temperatura e de *stress* (tensão mecânica) (XIAO; XU; DONG, 2015). Além disso, o arranjo em óptica livre, com lentes, filtros polarizadores, lâminas de onda, etc., tornam os OVS's vulneráveis à variação de temperatura, choques mecânicos e vibração, resultando em sistemas instáveis e de difícil alinhamento.

Por exemplo, derivas de temperatura induzem deslocamentos aleatórios de fase óptica que introduzem incertezas ao deslocamento de fase verdadeiro, o que irá conduzir a flutuações no sinal fotodetectado. Por sua vez, 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 de disjuntores, pelas condições ambientais ou pela interferência humana. Por conseguinte, o sinal detectado pode flutuar aleatoriamente no tempo em uma ampla faixa de magnitudes, devido aos agentes de perturbação.

O grande desafio é conceber uma configuração inovadora de OVS capaz de satisfazer as normas de exatidão (IEC, IEEE/ANSI) vigentes diante da incidência de perturbações externas indesejáveis.

No comprimento de onda $\lambda = 0,6328 \mu\text{m}$, o coeficiente eletro-óptico efetivo do BGO é $r_{41} = 3,3 \times 10^{-12} \text{ m/V}$, enquanto que no caso do LiNbO_3 , são muito maiores: $r_{33} = 30,9 \times 10^{-12} \text{ m/V}$, $r_{13} = 8,6 \times 10^{-12} \text{ m/V}$ e $r_{22} = 6,8 \times 10^{-12} \text{ m/V}$. Por isso, as dimensões de um sensor de campo com BGO devem ser elevados para se obter ambos, um retardo de fase mensurável da luz transmitida e uma boa SNR (YANG et al., 2015); por sua vez, é possível reduzir sensivelmente o tamanho das células Pockels de LiNbO_3 , melhorando a faixa dinâmica, sensibilidade e robustez do sensor. Embora não possua atividade óptica, um problema é que o BGO também exhibe o efeito magneto óptico (ou efeito Faraday), isto é, uma variação angular no plano de polarização de um feixe de luz linearmente polarizado quando esta se propaga ao

longo do campo magnético a que está submetido um meio transparente, a qual pode gerar erros nos retardos de fase eletro-óptico (KUMADA; HIDAKA, 2013). Configurações independentes da birrefringência natural são possíveis usando o LiNbO_3 , o qual, favoravelmente, não exibe atividade óptica nem efeito magneto óptico.

Quando o cristal de LiNbO_3 é inserido entre eletrodos planos (com dimensões superiores às do cristal), sua pequena dimensão permite minimizar o efeito de quaisquer distorções (espraiamento) nas linhas do respectivo campo elétrico. Por conta disso, o LiNbO_3 foi selecionado como cristal eletro-óptico neste trabalho. Nesse caso, contudo, é comum ocorrer que a alta tensão a ser medida seja maior que a tensão de meia-onda V_π (tensão necessária para se produzir um retardo de fase de π rad.), sendo necessário o emprego de algum procedimento para demodulação de fase óptica sob regime multi-ciclos ou de multi-franjas (técnicas de desdobramento de fase ou *phase-unwrapping*), os quais são fartamente encontrados na área de interferometria óptica (UDD; SPILLMAN, 2011).

Quando a célula de LiNbO_3 apresenta birrefringência natural, essa é sensível a variações de temperatura ambiente e, sabe-se que a variação de fase quase estática (Φ_0) é cinco ordens de grandeza maior que aquela induzida pelo campo elétrico, $\phi(t)$. (SIMA et al., 2016) propuseram um arranjo de compensação passiva, denominado de *double-crystal*, consistindo de duas células idênticas associadas em cascata, porém, com uma lâmina de $\lambda/2$ inserida entre elas. Com isto, mostraram que o termo Φ_0 associado à birrefringência natural é suprimido, obtendo-se uma sensível estabilização do ponto de operação. Contudo, como o campo elétrico é aplicado às duas células, ocorre uma redução de 50% na tensão fotodetectada, o que pode prejudicar a SRN em caso de medição de tensões muito baixas.

No entanto, a literatura revela que, mesmo que a componente de birrefringência natural seja suprimida do retardo de fase eletro-óptico, restrições no crescimento do cristal e variações nas condições ambientais conduzem a outra fonte de Φ_0 , correspondente à “birrefringência linear”, cujo caso exemplar é a birrefringência induzida por gradientes térmicos. Isso prejudica a estabilidade de longo termo em sensores com cristais volumétricos (*bulk*), fazendo que o OVS não atenda às exigências das redes elétricas de potência (XIAO; XU; DONG, 2015). Uma alternativa para mitigar o problema é empregar um OVS baseado em estrutura *dual-crystal*, que consiste de dois cristais de LiNbO_3 idênticos em orientação, dimensão e disposição, exceto que apenas um deles, o cristal sensor, fica exposto ao campo elétrico que se deseja medir (PAN et al., 2012). A estrutura é completada intercalando-se a conexão em cascata dos dois cristais com uma lâmina de $\lambda/2$, de forma que a luz linearmente polarizada vibrando ao longo do eixo X (eixo Y) no cristal de compensação vibra ao longo do eixo Y (eixo X) no cristal sensor.

Além de *dual-crystal*, Li et al. (2013) propuseram uma estrutura que também era *double-pass*, ou seja, a luz que percorria o sistema em cascata era refletida por um filme reflexivo na extremidade da última célula. Com isto, o erro de birrefringência linear no cristal sensor pôde

ser neutralizado pelo cristal compensador, para variações de temperatura entre 0°C e 60°C, e com exatidão de 0,3%. Entretanto, o arranjo é relativamente complexo, envolvendo elementos adicionais como um modulador de fase em óptica integrada, um circulador, um rotor Faraday e um sistema de realimentação entre o fotodiodo e o modulador. Além disso, o fator de escala (razão entre a tensão de saída e a tensão aplicada) é dependente da estabilidade térmica da lâmina de $\lambda/2$.

Assim como nos exemplos de OVS citados acima, onde empregam-se lâminas de $\lambda/2$, a eliminação de quaisquer tipos de lâminas de onda ($\lambda/2$, $\lambda/4$, $\lambda/8$) é muito conveniente, por simplificar o sistema, melhorar a estabilidade em temperatura e obter insensibilidade ao comprimento de onda da luz. Além disso, como tais lâminas são separadas do cristal sensor, desalinhamentos angulares entre seus eixos usualmente são inevitáveis e conduzem a erros de medição adicionais (DENG et al., 2017). Para resolver este problema, Li e Zeng (2014) apresentaram um arranjo a base de cristal de BGO que dispensa a lâmina de $\lambda/4$ extra: a geometria do cristal foi lapidada de maneira que, através de duas reflexões internas totais nas suas paredes, fosse produzido um retardo de fase óptico de $\pi/2$ rad entre as componentes de polarização p e s , devido ao próprio coeficiente de reflexão de Fresnel.

Percebe-se que a maioria das topologias de OVS's eletro-ópticos empregados até hoje estão baseadas nas configurações citadas acima. Verifica-se assim uma postura “conservadora”, na qual grande parte das soluções envolvendo OVS's objetiva resolver o problema de desvanecimento de sinal, principalmente, propondo-se novas topologias passivas de *hardware* óptico.

Uma informação importante é que existe grande similaridade entre a característica de entrada-saída de um OVS à base de um modulador eletro-óptico de intensidade óptica, constituído por célula Pockels (YARIV; YEH, 1984), e aquela de um interferômetro de dois feixes, como o Michelson ou Mach-Zehnder (UDD; SPILLMAN, 2011). Isto ocorre porque o arranjo do modulador eletro-óptico de intensidades pode ser interpretado como um “interferômetro polarimétrico”: ocorre interferência entre as componentes dos dois modos próprios polarizados elipticamente após passarem por um analisador (polarizador na saída do sistema). Com isso, a maioria dos métodos propostos para detectar desvio de fase em um interferômetro de dois feixes pode ser aplicada ao OVS.

Neste trabalho, para superar os problemas de desvanecimento e condição de quadratura dos sinais de saída interferométricos, será desenvolvido um sensor que, operando em regime de multi-franjas e utilizando-se de técnica de controle ativa, proporcione a correção da condição de quadratura dos sinais, possibilitando que o sistema opere em tempo real.

Embora não seja regra geral, tem-se a impressão que os recursos humanos que se especializam em OVS's exploram pouco os incontáveis recursos disponibilizados até hoje pelos desenvolvedores de técnicas de detecção de fase para interferometria óptica (mesmo as clássicas), e vice-versa. Menor ainda é a quantidade de autores na área de OVS que se beneficiam

das poderosas ferramentas da teoria de controle automático. Particularmente, dentre os poucos grupos que já perceberam o potencial do controle avançado na análise teórica e experimental de OVS's, citam-se alguns desses trabalhos publicados, como (LIU et al., 2017; DENG et al., 2017; LI et al., 2015, 2014, 2013; FENG et al., 2013; LI et al., 2013) e (GALETI et al., 2017).

Para isto, utiliza-se o dispositivo de *hardware* myRIO, da National Instruments, para realizar a aquisição e o processamento dos sinais de forma embarcada, e, também controlar a condição de quadratura de fase, com a finalidade de se obter a forma de onda e o conteúdo harmônico dos sinais de entrada e de saída, e assim, avaliar sua viabilidade na obtenção dos sinais de alta tensão provenientes da rede elétrica.

1.1 ESCOPO DO TRABALHO

Constituem interesses do grupo de pesquisa do Laboratório de Optoeletrônica (LOE) do Departamento de Engenharia Elétrica da Universidade Estadual Paulista (DEE - UNESP), a pesquisa, teórica e/ou experimental, de sensores ópticos de natureza variada como, por exemplo, os sensores interferométricos de vibrações nano e micrométricas (BERTON, 2013; GALETI, 2012; LEMES, 2014; LEÃO, 2004; TAKIY, 2010; MENEZES, 2009; MARÇAL, 2008; BARBOSA, 2009), sensores de deslocamento linear (SAKAMOTO, 2006), sensores de ultrassom (SAKAMOTO et al., 2012), sensor angular em fibra óptica (GARCIA, 2016), e sensores eletro-ópticos de tensão elevada (GALETI, 2016; PEREIRA, 2013; LIMA, 2013; MARTINS, 2006).

Métodos clássicos ou inéditos de demodulação de fase óptica, baseados na análise espectral do sinal interferométrico fotodetectado, têm sido testados desde 2004, como o método denominado J_m & J_{m+2} (MARÇAL et al., 2012) e o método n -CPM (*n - Commuted Pernick Method*) (GALETI et al., 2013).

Também têm sido testada uma variedade de métodos de detecção interferométrica de fase óptica como, por exemplo, os métodos polarimétricos, de quadratura de fase com o técnica de *phase-unwrapping* (LEMES, 2014), método heteródino sintético (GALETI; KITANO; CONNELLY, 2015; GALETI et al., 2017), de contagem de franjas (LEÃO, 2004), e os métodos baseados na análise temporal do sinal de saída como, por exemplo, o método de baixa profundidade de modulação de fase (BARBOSA et al., 2010; CARVALHO; FERREIRA; KITANO, 1999) e o método de segmentação do sinal amostrado (SSA) (GALETI, 2012).

Recentemente, Pereira (2013) propôs modificações no método SSA para este operar em um sensor eletro-óptico de tensões elevadas (SOT). O objetivo do trabalho de Pereira (2013) era a determinação da qualidade da energia elétrica e, sendo assim, os sinais aplicados na entrada do SOT eram da ordem de 8 kV (de pico) e com alto conteúdo harmônico. Consequentemente, os sinais interferométricos de saída passam a conter informações do sinal aplicado na entrada do

SOT, tais como a amplitude e o espectro harmônico.

Contudo, o método SSA é aplicável apenas a alguns tipos de sinais de modulação periódicos e necessita que os sinais interferométricos de saída sejam filtrados antes de serem demodulados, uma vez que o algoritmo baseia-se em comparação de derivadas. Em aplicações onde se deseja medir o conteúdo espectral dos sinais de modulação, um filtro mal projetado pode alterar as raias de interesse do espectro do sinal. Neste cenário, Lemes (2014) propôs um método de demodulação de fase óptica em quadratura de sinais, baseado no algoritmo de *phase-unwrapping*, implementado no domínio do tempo, que é imune ao desvanecimento do sinal, possui ampla faixa dinâmica e com a possibilidade de trabalhar com sinais não periódicos. Testes preliminares com o método de *phase-unwrapping* evidenciaram seu potencial para realizar medições de deslocamentos mecânicos sub-nanométricos, dentro de uma faixa dinâmica capaz de se estender até centenas de radianos na detecção de fase óptica.

Com base nestes testes, pôde-se realizar modificações no SOT utilizado em Pereira (2013), de modo que ele fosse capaz de operar em quadratura de fase, dispondo assim, de todas as vantagens que o método proporciona. No entanto, tornou-se necessária a utilização de alguns componentes ópticos extras para operar em quadratura como, divisor de feixe, lâmina de $\lambda/4$ e um fotodiodo adicional para aquisição dos sinais em quadratura de fase. O processamento dos sinais pelo método de *phase-unwrapping*, de certa forma, é não trivial, e assim, a técnica demanda um certo consumo de tempo para que o algoritmo de correção de quadratura corrija os sinais, para então se recuperar o sinal de interesse, o que dificulta a operação em tempo real.

1.2 OBJETIVOS

O principal objetivo da tese é propor um novo método de obtenção de sinais interferométricos em quadratura de fase, a partir de um único sinal de saída de um sensor eletro-óptico de altas tensões, com base em células Pockels.

1.3 ORGANIZAÇÃO DO TEXTO

Esta tese de doutorado está dividida em seis capítulos, incluindo esta Introdução. No Capítulo 2 são descritos o efeito eletro-óptico, a célula Pockels e o interferômetro polarimétrico.

No Capítulo 3, apresenta-se uma breve discussão sobre interferometria em quadratura de fase, abordando o interferômetro volumétrico em quadratura de fase aplicado à medição de deslocamento, e também, o interferômetro polarimétrico adaptado para operar em quadratura de fase para medições de altas tensões.

Em seguida, no Capítulo 4, apresenta-se o sensor eletro-óptico de altas tensões chaveado,

aborda-se a obtenção dos sinais em quadratura, bem como a realimentação por controle de fase óptica.

O procedimento experimental é então apresentado no Capítulo 5, com os resultados do processamento dos sinais obtidos, e, sendo feita uma comparação entre os sinais de entrada com os sinais reconstruídos. Por fim, no Capítulo 6 apresenta-se as conclusões e sugestões para trabalhos futuros.

2 EFEITO ELETRO-ÓPTICO

A propagação da radiação óptica em determinados cristais, que não apresentam centro de simetria em sua rede (ou *lattice*), e, na presença de campo elétrico externo, pode dar origem ao fenômeno conhecido por efeito eletro-óptico linear (YARIV; YEH, 1984). De acordo com a teoria quântica dos sólidos, o tensor impermeabilidade dielétrica relativa (η_{ij}) depende da distribuição de cargas no cristal. A aplicação de um campo elétrico externo, E , resulta numa redistribuição das cargas de ligação, causando uma pequena deformação na rede iônica. O resultado é uma mudança no tensor impermeabilidade. Assim, Yariv e Yeh (1984) definem o tensor impermeabilidade relativa η_{ij} como:

$$\eta_{ij} = \epsilon_0(\epsilon^{-1})_{ij}, \quad (1)$$

sendo, ϵ_0 a permissividade absoluta do vácuo ($1/36\pi \times 10^{-9}$ F/m), ϵ^{-1} o inverso do tensor dielétrico absoluto ϵ e $i, j = 1, 2, 3$.

O efeito eletro-óptico resulta em uma variação no tensor impermeabilidade relativa, dada por:

$$\Delta\eta_{ij} = \eta_{ij}(E) - \eta_{ij}(0), \quad (2)$$

para $i, j = 1, 2, 3$, no qual $\eta_{ij}(E)$ é o tensor impermeabilidade perturbado pelo campo elétrico externo E , e, $\eta_{ij}(0)$ é o mesmo tensor na ausência de campo elétrico.

A variação na impermeabilidade dielétrica relativa, com relação ao campo elétrico, pode ser descrita como:

$$\Delta\eta_{ij} = r_{ijk}E_k + s_{ijkl}E_kE_l + \dots, \quad (3)$$

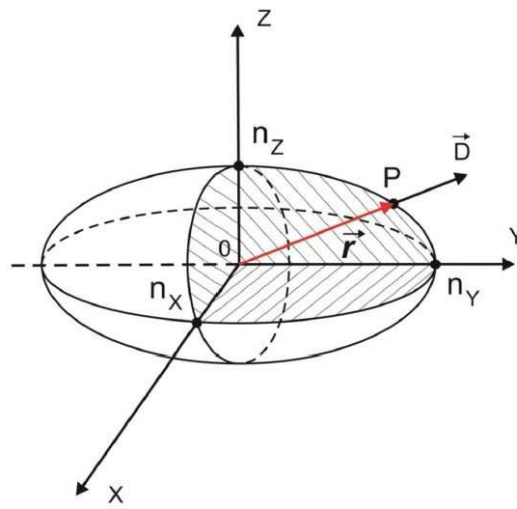
onde r_{ijk} e s_{ijkl} são os coeficientes eletro-ópticos linear e quadrático respectivamente (linear - efeito Pockels, e quadrático - efeito Kerr). Na série de Taylor (3) desconsideram-se os termos superiores ao quadrático, pois suas influências são muito pequenas, sendo que os campos elétricos necessários para se obter estes efeitos precisariam ser extremamente altos.

As propriedades ópticas de um cristal eletro-óptico podem ser descritas também pelo elipsoide de índices de refração que, na ausência de campo elétrico, é dado por:

$$\eta_{ij}(0)x_ix_j = \left(\frac{1}{n_x^2}\right)X^2 + \left(\frac{1}{n_y^2}\right)Y^2 + \left(\frac{1}{n_z^2}\right)Z^2 = 1, \quad (4)$$

na qual as coordenadas x_i ou x_j referem-se aos eixos cristalinos principais, X, Y, Z, e onde n_x , n_y e n_z são os índices de refração medidos nas respectivas direções dos eixos do elipsoide. Uma representação esquemática do elipsoide de índice de refração é apresentada na Figura 1, sendo \vec{D} o vetor deslocamento elétrico na direção de um raio vetor \vec{r} qualquer.

Figura 1 - Elipsoide de índices de refração. O vetor \vec{D} é o deslocamento elétrico e \vec{r} é o raio vetor.



Fonte: Adaptado de Kitano (1993).

Já na presença de campo elétrico E , o elipsoide de índices passa a ser dado por:

$$\eta_{ij}(E)x_ix_j = 1. \quad (5)$$

Combinando-se (2) e (5), obtém-se:

$$(\eta_{ij}(0) + \Delta\eta_{ij})x_ix_j = 1, \quad (6)$$

e, utilizando apenas a parcela linear de (3), tem-se:

$$(\eta_{ij}(0) + r_{ijk}E_k)x_ix_j = 1, \quad (7)$$

que conduz a um novo elipsoide de índices de refração, agora, perturbado pela ação do campo elétrico externo.

Pode-se obter uma importante propriedade analisando-se (2) e (3), quando prevalecer apenas o efeito eletro-óptico linear:

$$\Delta\eta_{ij} = \eta_{ij}(E) - \eta_{ij}(0) = r_{ijk}E_k, \quad (8)$$

para $i, j, k = 1, 2, 3$. Sabe-se que, para um meio sem perdas e opticamente inativo, o tensor ϵ_{ij} é simétrico ou seja, os índices i e j podem ser comutados entre si. Assim, o tensor η_{ij} também é simétrico e, conseqüentemente, os índices i e j em (8) também podem ser permutados entre si (YARIV; YEH, 1984), logo:

$$r_{ijk} = r_{jik}. \quad (9)$$

Da álgebra de tensores, sabe-se que o número de elementos de um tensor de ordem n é 3^n (NYE, 1957): por exemplo, ϵ_{ij} é um tensor de segunda ordem e possui $3^n = 3^2 = 9$ elementos. Assim, o tensor de terceira ordem r_{ijk} ($n = 3$) possuirá $3^3 = 27$ elementos. Entretanto, devido à propriedade de simetria (9), existirão elementos repetidos e o tensor impermeabilidade poderá exibir apenas 18 elementos independentes.

Expandindo a relação (8), obtém-se:

$$\begin{aligned} \Delta\eta_{11} &= r_{111}E_1 + r_{112}E_2 + r_{113}E_3, \\ \Delta\eta_{22} &= r_{221}E_1 + r_{222}E_2 + r_{223}E_3, \\ \Delta\eta_{33} &= r_{331}E_1 + r_{332}E_2 + r_{333}E_3, \\ \Delta\eta_{23} &= \Delta\eta_{32} = r_{231}E_1 + r_{232}E_2 + r_{233}E_3, \\ \Delta\eta_{13} &= \Delta\eta_{31} = r_{131}E_1 + r_{132}E_2 + r_{133}E_3, \\ \Delta\eta_{12} &= \Delta\eta_{21} = r_{121}E_1 + r_{122}E_2 + r_{123}E_3, \end{aligned} \quad (10)$$

ou, na forma matricial:

$$\begin{bmatrix} \Delta\eta_{11} \\ \Delta\eta_{22} \\ \Delta\eta_{33} \\ \Delta\eta_{23} \\ \Delta\eta_{13} \\ \Delta\eta_{12} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} r_{111} & r_{112} & r_{113} \\ r_{221} & r_{222} & r_{223} \\ r_{331} & r_{332} & r_{333} \\ r_{231} & r_{232} & r_{233} \\ r_{131} & r_{132} & r_{133} \\ r_{121} & r_{122} & r_{123} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} E_1 \\ E_2 \\ E_3 \end{bmatrix}. \quad (11)$$

Confirma-se que, devido à simetria estabelecida em (9), houve uma redução no número de elementos independentes de r_{ijk} , de 27 para 18. Em virtude desta simetria, é conveniente

introduzir a notação de índices reduzidos (ou de Voigt), na qual é estabelecida a seguinte correspondência (YARIV; YEH, 1984):

$$\begin{aligned}
 1 &= 11, \\
 2 &= 22, \\
 3 &= 33, \\
 4 &= 23 = 32, \\
 5 &= 13 = 31, \\
 6 &= 12 = 21.
 \end{aligned} \tag{12}$$

Substituindo os índices ij da matriz retangular em (11) pelos correspondentes índices reduzidos, produz-se:

$$\begin{bmatrix} \Delta\eta_1 \\ \Delta\eta_2 \\ \Delta\eta_3 \\ \Delta\eta_4 \\ \Delta\eta_5 \\ \Delta\eta_6 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} r_{11} & r_{12} & r_{13} \\ r_{21} & r_{22} & r_{23} \\ r_{31} & r_{32} & r_{33} \\ r_{41} & r_{42} & r_{43} \\ r_{51} & r_{52} & r_{53} \\ r_{61} & r_{62} & r_{63} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} E_1 \\ E_2 \\ E_3 \end{bmatrix}. \tag{13}$$

Contudo, devido à condição de simetria cristalina tem-se que, na maioria dos materiais, a matriz dos coeficientes eletro-ópticos em (13) é esparsa, isto é, grande parte dos elementos é nula. As relações de simetria cristalina estabelecerão quais dos 18 coeficientes serão nulos, bem como as relações que existirão entre os coeficientes remanescentes.

Assim, analisa-se a matriz de coeficientes eletro-ópticos do cristal de Niobato de Lítio (LiNbO_3) utilizado neste trabalho. Sendo este cristal trigonal, de classe de simetria 3m, sua matriz de coeficientes é dada por (YARIV; YEH, 1984):

$$r_{lk} = \begin{bmatrix} 0 & -r_{22} & r_{13} \\ 0 & r_{22} & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{51} & 0 \\ r_{51} & 0 & 0 \\ -r_{22} & 0 & 0 \end{bmatrix}, \tag{14}$$

para $l = 1,2,3,\dots,6$ e $k = 1,2,3$. Observam-se apenas oito coeficientes eletro-ópticos não nulos, sendo que apenas quatro deles são independentes: r_{13} , r_{22} , r_{33} e r_{51} .

A partir de (13) e (14), obtêm-se:

$$\begin{aligned}
\Delta\eta_{11} &= -r_{22}E_2 + r_{13}E_3, \\
\Delta\eta_{22} &= r_{22}E_1 + r_{13}E_3, \\
\Delta\eta_{33} &= r_{33}E_3, \\
\Delta\eta_{23} &= r_{51}E_2, \\
\Delta\eta_{13} &= r_{51}E_1, \\
\Delta\eta_{12} &= -r_{22}E_1.
\end{aligned} \tag{15}$$

Por conta desses resultados, o elipsoide de índices de refração perturbado, conforme especificado em (6), torna-se:

$$\begin{aligned}
(\eta_{11} + \Delta\eta_{11})X_1^2 + (\eta_{22} + \Delta\eta_{22})X_2^2 + (\eta_{33} + \Delta\eta_{33})X_3^2 + 2(\eta_{23} + \Delta\eta_{23})X_2X_3 \\
+ 2(\eta_{13} + \Delta\eta_{13})X_1X_3 + 2(\eta_{12} + \Delta\eta_{12})X_1X_2 = 1,
\end{aligned} \tag{16}$$

sendo $X_1 = X$, $X_2 = Y$ e $X_3 = Z$ os eixos principais do cristal.

Sabe-se que, no sistema de coordenadas cristalino, as matrizes de permissividade relativa e impermeabilidade relativa do material não perturbado são diagonais. Sendo o Niobato de Lítio um cristal uniaxial ($\epsilon_{11} = \epsilon_{22} \neq \epsilon_{33}$) negativo, isto é, com $n_e < n_o$, onde n_e é o índice de refração extraordinário e n_o é o índice de refração ordinário, suas componentes de permissividade relativa são $\epsilon_{11} = \epsilon_{22} = 1/n_o$ e $\epsilon_{33} = 1/n_e$, tal que, na ausência de campo elétrico, tem-se:

$$\epsilon_r = \begin{bmatrix} \epsilon_{11} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{22} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{33} \end{bmatrix} \Rightarrow \eta = \begin{bmatrix} 1/\epsilon_{11} & 0 & 0 \\ 0 & 1/\epsilon_{22} & 0 \\ 0 & 0 & 1/\epsilon_{33} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1/n_o^2 & 0 & 0 \\ 0 & 1/n_o^2 & 0 \\ 0 & 0 & 1/n_e^2 \end{bmatrix}, \tag{17}$$

sendo ϵ_r a permeabilidade relativa.

Reescrevendo (16), com as informações de (15) e (17), obtém-se:

$$\begin{aligned}
\left(\frac{1}{n_o^2} - r_{22}E_2 + r_{13}E_3\right)X_1^2 + \left(\frac{1}{n_o^2} + r_{22}E_2 + r_{13}E_3\right)X_2^2 + \left(\frac{1}{n_e^2} + r_{33}E_3\right)X_3^2 \\
+ 2r_{51}E_2X_2X_3 + 2r_{51}E_1X_1X_3 - 2r_{22}E_1X_1X_2 = 1.
\end{aligned} \tag{18}$$

Analisa-se agora, dois casos de interesse em que a célula Pockels pode ser implementada: o primeiro caso é quando o campo elétrico externo é aplicado na direção X_3 (eixo óptico Z) e

a propagação do feixe de *laser* se dá na direção de X_1 ou X_2 (eixos X e Y respectivamente), e, o segundo caso, quando o campo elétrico externo for aplicado na direção X_1 ou X_2 (X e Y respectivamente) e a propagação do feixe de *laser* é paralela a X_3 (Z).

Considerando-se primeiramente o caso com campo elétrico aplicado ao longo do eixo X_3 , ou seja, $E_1 = E_2 = 0$, $E_3 \neq 0$, a equação do elipsoide de índice em (18) pode ser reescrita como:

$$\left(\frac{1}{n_o^2} + r_{13}E_3\right)X_1^2 + \left(\frac{1}{n_o^2} + r_{13}E_3\right)X_2^2 + \left(\frac{1}{n_e^2} + r_{33}E_3\right)X_3^2 = 1. \quad (19)$$

Nota-se que em (19) não há ocorrência de produtos cruzados do tipo X_1X_2 , X_1X_3 ou X_2X_3 , e assim, conclui-se que as direções dos eixos principais do novo elipsoide de índices permanecem inalterados (não há rotação dos eixos), porém, ocorrem novos índices de refração: n_{X_1} , n_{X_2} e n_{X_3} . Logo, (19) pode ser escrita como:

$$\frac{X_1^2}{n_{X_1}^2} + \frac{X_2^2}{n_{X_2}^2} + \frac{X_3^2}{n_{X_3}^2} = 1, \quad (20)$$

sendo

$$\begin{aligned} \frac{1}{n_{X_1}^2} &= \frac{1}{n_o^2} + r_{13}E_3 = \frac{1}{n_{X_2}^2}, \\ \frac{1}{n_{X_3}^2} &= \frac{1}{n_e^2} + r_{33}E_3, \end{aligned} \quad (21)$$

a partir das quais se obtêm:

$$\begin{aligned} n_{X_1} &= n_o \frac{1}{\sqrt{1 + n_o^2 r_{13} E_3}} = n_{X_2}, \\ n_{X_3} &= n_e \frac{1}{\sqrt{1 + n_e^2 r_{33} E_3}}. \end{aligned} \quad (22)$$

O cristal de Niobato de Lítio possui os seguintes parâmetros: $n_o = 2,286$, $n_e = 2,2$, $r_{13}^T = 9,6$ pm/V, $r_{22}^T = 6,8$ pm/V, $r_{33}^T = 30,9$ pm/V e $r_{51}^T = 32,6$ pm/V, para um feixe de *laser* com comprimento de onda de $\lambda = 632,8$ nm (YARIV; YEH, 1984). Neste estudo utilizam-se os coeficientes r^T (*stress* nulo), pois, o cristal é livre para se deformar de acordo com a lei da piezoelectricidade, e, a variação do *strain* segue a modulação do campo aplicado (YARIV; YEH, 1984).

Como r_{13} e r_{33} são muito pequenos (da ordem de 10^{-12} m/V) ocorre que $n_o^2 r_{13} E_3 \ll 1$ e $n_e^2 r_{33} E_3 \ll 1$ em (22), mesmo para amplitudes de campo elétrico da ordem de dezenas de kV

(KITANO, 1993). Assim, é possível se aplicar a expansão em série binomial:

$$\frac{1}{\sqrt{1+x}} = 1 - \frac{1}{2}x + \frac{1 \cdot 3}{2 \cdot 4}x^2 + \dots \quad \text{para } |x| < 1, \quad (23)$$

e, a partir daí, mostrar-se que as expressões dos índices de refração em (22) são convertidas para:

$$\begin{aligned} n_{X_1} &\cong n_o \left(1 - \frac{1}{2}n_o^2 r_{13} E_3 \right) \cong n_{X_2}, \\ n_{X_3} &\cong n_o \left(1 - \frac{1}{2}n_e^2 r_{33} E_3 \right), \end{aligned} \quad (24)$$

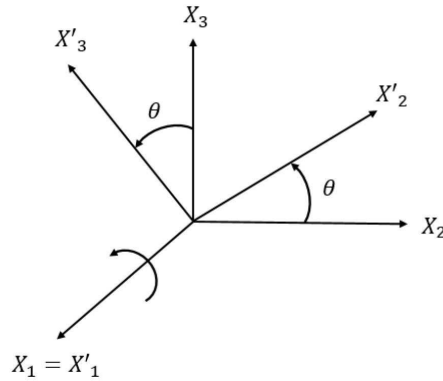
respectivamente. Portanto, fica evidente que os novos índices de refração variam de maneira afim com o campo elétrico aplicado. Como $n_{X_1} \cong n_{X_2} \neq n_{X_3}$, o cristal perturbado pelo campo elétrico ainda permanece uniaxial.

Agora, considera-se o segundo caso, no qual o campo elétrico externo é aplicado na direção do eixo Y do cristal. Partindo-se da equação (18) e, sendo $E_2 \neq 0$ e $E_1 = E_3 = 0$ tem-se:

$$\left(\frac{1}{n_o^2} - r_{22}E_2 \right) X_1^2 + \left(\frac{1}{n_o^2} + r_{22}E_2 \right) X_2^2 + \left(\frac{1}{n_e^2} \right) X_3^2 + 2r_{51}E_2 X_2 X_3 = 1. \quad (25)$$

Observa-se em (25) que, com a aplicação de um campo elétrico E_2 , o elipsoide de índice de refração passa a exibir o produto cruzado ($X_2 X_3$), que produz uma rotação θ dos eixos principais do elipsoide em torno do eixo X_1 do cristal. Assim, é necessário avaliar essa rotação, que está ilustrada na Figura 2, a qual leva em conta os novos eixos cristalográficos, denotados por X_1' , X_2' e X_3' , que são paralelos aos eixos principais do elipsoide rodado.

Figura 2 - Rotação de eixos em torno do eixo cristalino X_1 .



Fonte: Elaboração do autor.

Recorrendo-se à transformação de rotação de eixos (YARIV, 1985), de $X_1X_2X_3$ para $X_1'X_2'X_3'$, obtém-se uma relação entre os eixos cristalinos e os novos eixos coordenados principais:

$$\begin{bmatrix} X_1 \\ X_2 \\ X_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \theta & -\text{sen} \theta \\ 0 & \text{sen} \theta & \cos \theta \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} X_1' \\ X_2' \\ X_3' \end{bmatrix}, \quad (26)$$

assim,

$$\begin{aligned} X_1 &= X_1', \\ X_2 &= \cos \theta X_2' - \text{sen} \theta X_3', \\ X_3 &= \text{sen} \theta X_2' + \cos \theta X_3', \end{aligned} \quad (27)$$

sendo θ o ângulo de rotação dos eixos em torno de X_1 .

Substituindo as relações (27) em (25), mostra-se que o novo elipsoide de índices é agora referenciado ao novo sistema de coordenadas $(X_1'X_2'X_3')$, e, após uma sequência de operações algébricas, tem-se (KITANO, 1993):

$$\theta = \tan^{-1} \frac{1}{2} \left(\frac{-2r_{51}E_2}{\frac{1}{n_e^2} - \frac{1}{n_o^2} - r_{22}E_2} \right). \quad (28)$$

Lembra-se que os coeficientes r_{51} e r_{22} são da ordem de 10^{-12} m/V, portanto, mesmo para os máximos valores de campo que serão utilizados nesta tese (800 kV de pico/m), pode-se concluir que a rotação θ é desprezível (inferior a 0,1 graus) nesta configuração de campo elétrico.

Portanto, para o campo elétrico aplicado ao longo do eixo E_2 e não havendo rotação significativa em torno de X_1 , a equação do elipsoide de índices (25) pode ser reescrita como:

$$\left(\frac{1}{n_o^2} - r_{22}E_2 \right) X_1^2 + \left(\frac{1}{n_o^2} + r_{22}E_2 \right) X_2^2 + \left(\frac{1}{n_e^2} \right) X_3^2 = 1. \quad (29)$$

Assim, tal qual para o caso da configuração do campo aplicado em X_3 (Z), as direções dos eixos do novo elipsoide de índices continuam inalteradas, embora, com novos índices de refração $n_{X_1'}$, $n_{X_2'}$ e $n_{X_3'}$. Assim, a equação (29) pode ser escrita como em (20), conduzindo-se aos valores de índices perturbados:

$$\begin{aligned}
n_{X_1'} &= n_o \frac{1}{\sqrt{1 - n_o^2 r_{22} E_2}}, \\
n_{X_2'} &= n_o \frac{1}{\sqrt{1 + n_o^2 r_{22} E_2}}, \\
n_{X_3'} &= n_e.
\end{aligned} \tag{30}$$

Neste caso, também é possível aplicar a expansão em série binomial (23) às equações (30) a fim de se obter os novos índices de refração quando o campo elétrico é aplicado na direção Y:

$$\begin{aligned}
n_{X_1'} &= n_o + \frac{1}{2} n_o^3 r_{22} E_2, \\
n_{X_2'} &= n_o - \frac{1}{2} n_o^3 r_{22} E_2, \\
n_{X_3'} &= n_e.
\end{aligned} \tag{31}$$

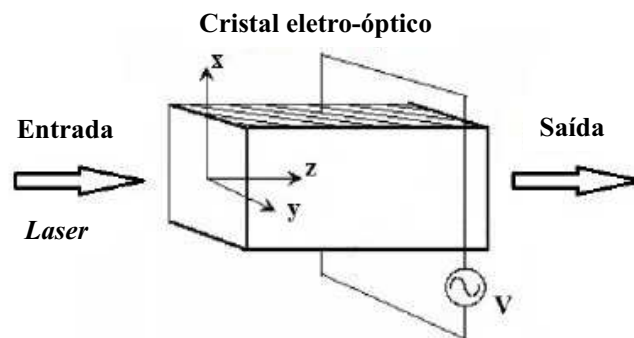
Pode-se observar, novamente, que os novos índices de refração variam de maneira afim com o campo elétrico aplicado (E_2), porém, ao contrário do caso anterior, o cristal perturbado passa a ser biaxial ($n_{X_1'} \neq n_{X_2'} \neq n_{X_3'}$).

2.1 CÉLULA POCKELS

Em geral, uma célula Pockels é composta por um cristal eletro-óptico posicionado entre um par de eletrodos por onde é aplicado o campo elétrico externo. As disposições desses eletrodos em uma célula Pockels podem ocorrer de duas formas: transversal e longitudinal.

A forma transversal é empregada quando o campo elétrico externo é aplicado perpendicularmente à direção de propagação do feixe óptico, conforme ilustrado na Figura 3. Nesta configuração, a aplicação do campo elétrico pode ser feita através de placas metálicas paralelas ou tintas condutoras aplicadas nas faces, superior e inferior, do cristal.

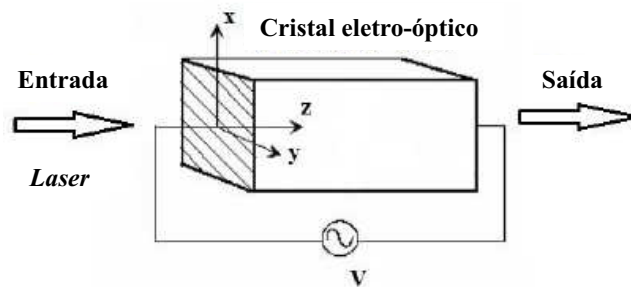
Figura 3 - Célula Pockels paralela.



Fonte: Elaboração do autor.

Na forma longitudinal, Figura 4, tem-se o campo elétrico externo aplicado entre as faces frontal e traseira do cristal, ou seja, paralelo à direção de propagação do feixe óptico. Para permitir a passagem do feixe luminoso, os eletrodos devem ser feitos de metal semi-transparente ou vazados. Geralmente são utilizados como eletrodos, óxidos metálicos, filmes metálicos, grades ou anéis aplicados às faces opostas do cristal.

Figura 4 - Célula Pockels longitudinal.



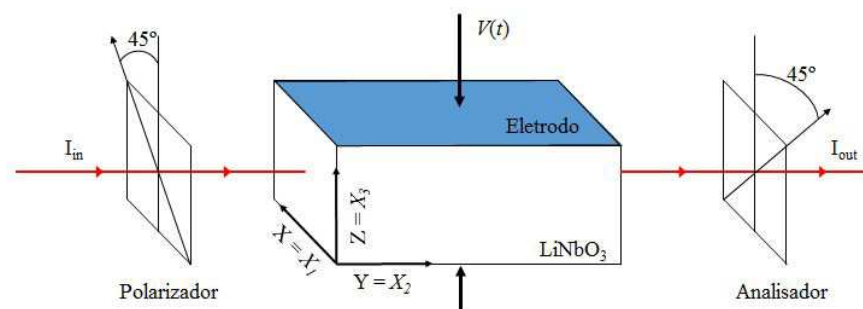
Fonte: Elaboração do autor.

Dentre várias aplicações, a célula Pockels pode ser usada como modulador eletro-óptico (em telecomunicações) ou como sensor eletro-óptico de tensões. Quando usada como modulador, a informação é disponível na forma de um campo elétrico modulador, sendo inserida na fase da luz que passa através da célula. A luz então é transmitida a um receptor para que a informação seja decodificada (YARIV; YEH, 1984). O uso da célula Pockels como sensor de tensão constitui objeto de estudo desta pesquisa, e será abordado nas próximas seções.

2.2 INTERFERÔMETRO POLARIMÉTRICO

Um modulador ou sensor eletro-óptico de amplitude baseado em célula Pockels, objeto de estudo neste trabalho, pode ser considerado um interferômetro polarimétrico. Primeiramente, estuda-se o caso em que a propagação do feixe óptico ocorre ao longo do eixo Y do cristal e o campo elétrico externo, gerado pela tensão $V(t)$, é aplicado ao longo do eixo Z. Na Figura 5 ilustra-se o esquema de um sensor eletro-óptico de intensidade óptica com célula Pockels transversal. Este é composto por um polarizador, ajustado a um ângulo de 45° dos eixos cristalográficos X ou Z do cristal de LiNbO_3 , com a finalidade de acoplar com iguais amplitudes os modos ordinário e extraordinário de propagação da luz. Na saída do cristal, encontra-se um segundo polarizador, com eixo de transmissão deslocado angularmente de 90° em relação ao primeiro polarizador. Neste texto, a tensão elétrica $V(t)$ corresponderá à tensão aplicada, enquanto o sinal fotodetectado será referido como a intensidade do sinal de saída $I_{out}(t)$ ou tensão fotodetectada $v(t)$, conforme estabelecido a seguir.

Figura 5 - Esquema do sensor eletro-óptico de amplitude com campo elétrico externo aplicado em Z e propagação óptica em Y.



Fonte: Elaboração do autor.

O segundo polarizador na Figura 5 é denominado analisador, e tem a finalidade de analisar o estado de polarização da luz ao sair da célula Pockels, permitindo-se obter um feixe de saída no qual a informação da tensão elétrica $V(t)$ aplicada ao cristal encontra-se inserida na expressão matemática da intensidade óptica $I_{out}(t)$.

Esta é uma configuração clássica cujos detalhes podem ser encontrados em Yariv e Yeh (1984). Como será visto adiante, sua resposta apresenta uma birrefringência natural, devido à diferença entre os índices de refração ordinário e extraordinário (n_o e n_e , respectivamente) do cristal, bem como, uma birrefringência induzida pela aplicação de $V(t)$.

O alinhamento desse sistema não é uma tarefa trivial, devido ao elevado grau de parale-

lismo exigido entre a direção de propagação do feixe óptico com o eixo Y do cristal, bem como, ao ajuste angular (45°) entre os eixos requerido pelos polarizadores e os eixos do cristal, tornando-se necessários ajustes extremamente precisos, caso contrário o sistema não operará adequadamente. Para isto são utilizados estágios de translação e rotação ajustados por parafusos micrométricos para garantir um bom alinhamento.

O procedimento de alinhamento consiste, primeiramente, em cruzar o polarizador e o analisador, sem inserir a célula Pockels no sistema. Ajusta-se o polarizador a 45° do plano horizontal estabelecido pela mesa óptica, e, em seguida, monitora-se o sinal de saída com um fotodetector e rotaciona-se o analisador de forma que se reduza o máximo possível da intensidade do feixe de *laser* na saída do sistema. Isso garante que o polarizador e o analisador estão cruzados a 90° entre si.

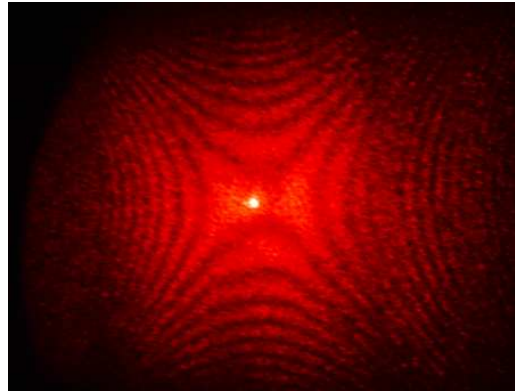
A seguir, inserindo a célula Pockels entre o polarizador e o analisador, como esquematizado na Figura 5, a birrefringência natural do LiNbO_3 fará com que a intensidade óptica de saída seja novamente não-nula.

Ao se apagar completamente a iluminação do laboratório, observa-se que a célula Pockels fica iluminada, evidenciando um intenso espalhamento de luz no interior do cristal de LiNbO_3 . Assim, o feixe de saída (após o analisador) é composto pelo feixe de *laser* propriamente dito, e por luz espalhada ao redor de seu eixo longitudinal (MARTINS, 2006).

Projetando-se essa luminosidade de saída sobre um anteparo, obtém-se uma imagem (padrão de franjas) similar àquela apresentada na Figura 6. O espalhamento faz com que uma parcela da luz se propague pelo cristal em direções diferentes do feixe principal, equivalente a uma emissão secundária de luz, segundo uma abertura angular na forma de cone divergente em torno do eixo longitudinal.

Com isso, aproveitando-se de um defeito de qualidade do cristal (o espalhamento) para auxiliar no alinhamento do *laser* com o eixo Y do cristal, basta ajustar o feixe principal do *laser* para que incida no centro da figura de interferência, como a da Figura 6 (MARTINS, 2006).

Figura 6 - Padrão de interferência experimental devido ao espalhamento da luz no cristal.



Fonte: Elaboração do autor.

A intensidade óptica, $I(t)$, na saída do sistema mostrado na Figura 5, a qual é proporcional ao sinal gerado pelo fotodetector, $v(t)$, será (YARIV; YEH, 1984):

$$I(t) = I_o \text{sen}^2 \frac{\Delta\Psi}{2}, \quad (32)$$

em que I_o é a intensidade óptica do *laser* após o polarizador e $\Delta\Psi$ é o valor do retardo de fase total, que é a soma de duas parcelas: uma devido a birrefringência natural do cristal, ϕ_o , e outra devido a influência do campo elétrico externo, $\phi(t)$. Ambas identificadas a seguir.

Como afirmado, admite-se que o campo óptico na entrada da célula Pockels possua polarização linear a 45° do eixo X_1 (X) ou X_3 (Z), de forma que excite os modos de polarização nas direções dos eixos X_1 e X_3 , com iguais amplitudes. Se dois modos de propagação (ordinário e extraordinário) forem excitados na interface $X_2 = 0$ com a mesma fase, o retardo de fase total, após os campos percorrerem um comprimento L será (YARIV, 1985):

$$\Delta\Psi = \left(K^{(1)} - K^{(3)} \right) L, \quad (33)$$

sendo que $K^{(1)}$ e $K^{(3)}$ são as magnitudes dos vetores de onda para as polarizações ópticas nas direções dos eixos X_1 e X_3 , respectivamente, e, L é o comprimento do cristal na célula Pockels na direção de propagação do feixe de *laser*.

Os dois modos de propagação, com deslocamento elétrico paralelo aos eixos X_1 e X_3 , possuem vetores de onda cujos módulos são dados por:

$$\begin{aligned} K^{(1)} &= \frac{2\pi}{\lambda} n_{X_1}, \\ K^{(3)} &= \frac{2\pi}{\lambda} n_{X_3}, \end{aligned} \quad (34)$$

sendo n_{X_1} e n_{X_3} os índices de refração do cristal submetido ao campo E_3 , e λ é o comprimento de onda do *laser*.

Substituindo-se (34) em (33), obtém-se:

$$\Delta\Psi = \frac{2\pi}{\lambda} (n_{X_1} - n_{X_3}) L. \quad (35)$$

Utilizando-se as expressões dos índices de refração deduzidas em (24), substituindo-as em (35), e, após algumas operações matemáticas tem-se:

$$\Delta\Psi = \frac{2\pi}{\lambda} (n_e - n_o) L - \frac{\pi}{\lambda} (n_e^3 r_{33} - n_o^3 r_{13}) E_3 L. \quad (36)$$

Conforme já enunciado, observam-se dois tipos de atraso na fase quando se analisa o lado direito da equação (36). A primeira parcela refere-se à birrefringência natural do cristal, ϕ_o , que independe do campo elétrico, e, a segunda, que se deve a aplicação do campo elétrico externo, $\phi(t)$. Esta, por sua vez, pode ser controlada ajustando-se a tensão aplicada $V(t)$. Assim, a primeira parcela devido a birrefringência natural do cristal, é:

$$\phi_o = \frac{2\pi}{\lambda} (n_e - n_o) L, \quad (37)$$

sendo n_e e n_o os índices de refração ordinário e extraordinário do LiNbO_3 .

Contudo, devido à birrefringência natural do cristal, o arranjo fica muito susceptível às variações de temperatura ambiente, causando o fenômeno chamado desvanecimento de sinal (*fading*). Segundo Smith, Riccius e Edwin (1976), os índices de refração n_o e n_e variam com a temperatura. Assim, a diferença entre os índices, $(n_e - n_o)$, também varia com a temperatura, embora muito pouco, da ordem de 1 ppm por $^\circ\text{C}$. Contudo, como na faixa óptica o comprimento de onda λ é da ordem de $1 \mu\text{m} = 10^{-6} \text{ m}$, tem-se que $(n_e - n_o)/\lambda$ tem uma variação da ordem de $1 \text{ ppm} / 1 \mu\text{m} = 10^{-6}/10^{-6} = 1 \text{ rad por } ^\circ\text{C}$, algo muito grande relativamente aos valores de fase induzida que se desejam medir, em torno de mrad.

A princípio, o efeito da vibração mecânica não é muito crítico ao sistema, entretanto, o processo de alinhamento dos componentes do modulador (*laser*, célula Pockels, polarizador e analisador) é algo delicado, e assim, é prudente se evitar trepidações excessivas na mesa óptica a fim de não causar o desalinhamento dos componentes.

Com o cristal inserido entre dois eletrodos na forma de placas paralelas separadas por uma distância d , o campo elétrico, E , pode ser estabelecido a partir da tensão elétrica aplicada aos eletrodos:

$$E = \frac{V(t)}{d}. \quad (38)$$

A partir de (38), considerando-se apenas a parcela influenciada pelo campo elétrico em (36), tem-se que o retardo de fase (ou retardo eletro-óptico) induzido pode ser definido como:

$$\phi(t) = \frac{\pi}{\lambda} (n_e^3 r_{33} - n_o^3 r_{13}) \frac{L}{d} V(t). \quad (39)$$

O valor da tensão elétrica aplicada ao cristal que proporciona um retardo eletro-óptico $\phi(t)$ de π radianos, é denominado de tensão de meia-onda, V_π . Assim, substituindo-se $\phi(t) = \pi$ rad e $V(t) = V_\pi$ em (39), mostra-se que a tensão de meia-onda é dada por:

$$V_\pi = \frac{\lambda}{n_e^3 r_{33} - n_o^3 r_{13}} \cdot \frac{d}{L}. \quad (40)$$

A tensão de meia-onda normalmente é utilizada para comparar diferentes células Pockels, pois, quanto menor o valor de V_π , menor é a tensão necessária para alimentá-la; por exemplo, quando são empregadas em telecomunicações, esta é uma característica desejável. Entretanto, para medições em altas tensões é necessário que a célula Pockels possua alto valor de V_π , algo da ordem de dezenas de kV.

O valor de V_π pode ser estimado substituindo-se em (40) os parâmetros do LiNbO₃ fornecidos pela literatura em $\lambda = 632,8$ nm (YARIV; YEH, 1984): $n_o = 2,286$; $n_e = 2,2$; $r_{13} = 9,6$ pm/V e $r_{33} = 30,9$ pm/V. Um dos cristais utilizado neste trabalho (abordado no Capítulo 4) é tal que $d = 1,1$ mm e $L = 50,025$ mm, o que conduz a $V_\pi = 64,92$ V.

Pode-se também obter $\phi(t)$, substituindo-se (40) em (39), obtendo-se assim:

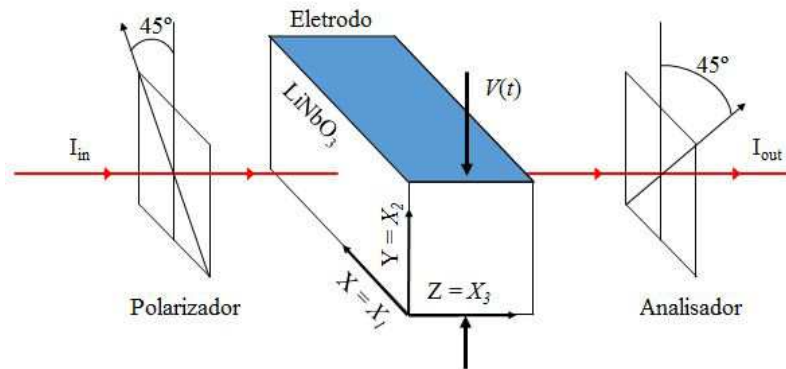
$$\phi(t) = \frac{\pi}{V_\pi} V(t). \quad (41)$$

Nota-se em (41) que, para um mesmo valor de tensão aplicada $V(t)$, quanto menor o V_π , maior será o retardo de fase induzida $\phi(t)$, e vice-versa.

Uma outra configuração do sensor eletro-óptico, ilustrada no esquema da Figura 7, está associada ao segundo caso abordado no capítulo 2. Esta célula tem o campo elétrico externo agora aplicado na direção Y do cristal e o feixe de *laser* propaga-se na direção do eixo óptico Z. Optou-se em trabalhar com o feixe de *laser* propagando-se ao longo do eixo óptico Z pois não há ocorrência da birrefringência natural, mas apenas a birrefringência induzida como apresentado a

seguir. Nesta configuração a variação do V_π por efeito da temperatura é uma ordem de grandeza menor que aquela onde há a ocorrência da birrefringência natural, tornando-a menos susceptível ao desvanecimento do sinal (embora sofra o efeito da “birrefringência linear”).

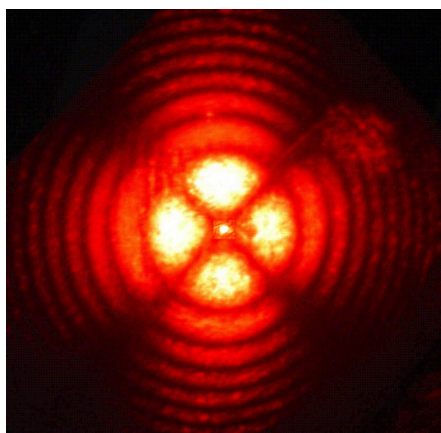
Figura 7 - Esquema do sensor eletro-óptico de amplitude com campo elétrico externo aplicado em Y e propagação óptica em Z.



Fonte: Elaboração do autor.

O procedimento de alinhamento é similar ao realizado com a célula Pockels mencionada anteriormente. Assim, projetando-se a luz de saída sobre um anteparo obtêm-se uma imagem similar à apresentada na Figura 8, na qual observa-se um pequeno “spot” do feixe principal do *laser* no centro da figura, indicando que o sistema está alinhado.

Figura 8 - Padrão de interferência experimental devido ao espalhamento da luz no cristal.



Fonte: Elaboração do autor.

Objetivando-se determinar a intensidade óptica dada pela equação (32), calcula-se o novo

retardo eletro-óptico para um campo óptico que possua polarização linear a 45° do eixo X_1 (X) ou X_2 (Y) (de forma que excitem-se os modos de polarização nas direções dos eixos X_1 e X_2 com iguais amplitudes):

$$\Delta\Psi' = \left(K'^{(1)} - K'^{(2)} \right) L, \quad (42)$$

sendo que $K'^{(1)}$ e $K'^{(2)}$ são os módulos dos vetores de onda para as polarizações ópticas nas direções X_1 e X_2 , respectivamente, e L é o comprimento do cristal na célula Pockels.

Os dois modos de propagação, com vetor deslocamento elétrico paralelo aos eixos X_1 e X_2 , possuem vetores de onda cujos módulos são:

$$\begin{aligned} K'^{(1)} &= \frac{2\pi}{\lambda} n_{X_1'}, \\ K'^{(2)} &= \frac{2\pi}{\lambda} n_{X_2'}. \end{aligned} \quad (43)$$

Substituindo-se os termos $n_{X_1'}$ e $n_{X_2'}$ em (43) pelos índices de refração em (31), respectivamente, e o resultado na equação (42), é possível obter o retardo eletro-óptico induzido para esta configuração:

$$\Delta\Psi' = \frac{2\pi}{\lambda} (n_o^3 r_{22}) E_2 L = \phi'(t). \quad (44)$$

Observa-se que nesta configuração não há ocorrência da birrefringência natural (ou seja, $\phi'_0 = 0$) mas apenas a birrefringência induzida, o que faz, por exemplo, que esta nova configuração possua maior imunidade ao desvanecimento do sinal devido às variações de temperatura ambiental.

Substituindo-se (38) em (44), verifica-se que o retardo eletro-óptico induzido pode ser definido como:

$$\phi'(t) = \frac{2\pi}{\lambda} (n_o^3 r_{22}) \frac{L}{d} V(t). \quad (45)$$

Partindo-se da equação (45), obtém-se a tensão de meia-onda V_π , substituindo-se $\phi'(t) = \pi$ e $V(t) = V_\pi$:

$$V_\pi = \frac{\lambda}{2n_o^3 r_{22}} \cdot \frac{d}{L}. \quad (46)$$

Conhecidos todos os parâmetros do material, torna-se possível encontrar o valor teórico de V_π . Assim, dados o comprimento de onda do *laser* de Hélio-Neônio $\lambda = 632,8$ nm, o índice de

refração $n_o = 2,286$, o coeficiente eletro-óptico $r_{22} = 6,8 \text{ pm/V}$, e, considerando que o segundo cristal usado neste trabalho tem dimensões $L = 10,258 \text{ mm}$ e $d = 9,924 \text{ mm}$ (comprimento e espessura do cristal, respectivamente), calcula-se $V_\pi = 3,768 \text{ kV}$.

A intensidade óptica detectada pelo fotodetector em ambas as configurações apresentadas anteriormente, dada em (32), também pode ser apresentada na seguinte forma:

$$\begin{aligned} I(t) &= \frac{I_o}{2} \{1 - \cos \Delta\Psi\} \\ &= \frac{I_o}{2} \{1 - \cos[\phi(t) + \phi_o]\}, \end{aligned} \quad (47)$$

o que corresponde a um sinal PM (*Phase Modulation*) sem portadora (CARLSON; CRILLY; RUTLEDGE, 2002). A informação sobre o valor instantâneo da tensão $V(t)$, a qual está inserida em $\phi(t)$, é transmitida a um receptor para posterior recuperação.

Uma maneira simples de se extrair $\phi(t)$ de (47) pode ser implementada quando sua magnitude é muito pequena. Por exemplo, seja o caso onde $\phi(t) = x \text{sen} \omega_s t$, para $x \ll 1 \text{ rad}$ e ω_s é a frequência do sinal. O parâmetro x costuma ser denominado como índice de modulação de fase. Neste caso, o problema constitui em se medir $\phi(t)$ dado que o sinal $I(t)$ é amostrado pelo sistema de aquisição de dados.

Na técnica chamada de detecção de sinal de baixo índice de modulação, ajusta-se o sistema óptico para que ϕ_o seja igual a $\pi/2 \text{ rad}$. Isto pode ser estabelecido, por exemplo, selecionando-se o valor adequado de L em (37). Quando não existir o termo de birrefringência natural ϕ_o , pode-se usar uma lâmina de quarto-de-onda ($\lambda/4$) (YARIV; YEH, 1984).

Nesta situação, (47) torna-se

$$\begin{aligned} I(t) &= \frac{I_o}{2} \left\{ 1 + \cos \left[\phi(t) + \frac{\pi}{2} \right] \right\} \\ &= \frac{I_o}{2} \{1 - \text{sen} \phi(t)\}. \end{aligned} \quad (48)$$

Como $x \ll 1 \text{ rad}$, conclui-se que $\phi(t) \ll 1 \text{ rad}$, tal que, pode-se aproximar: $\text{sen} \phi(t) \cong \phi(t)$. Desta forma, suprimindo-se a parcela DC de (48), obtém-se o seguinte sinal de saída

$$\begin{aligned} \Delta I(t) &\cong -\frac{I_o}{2} \phi(t) \\ &\cong -\frac{I_o}{2} x \text{sen} \omega_s t. \end{aligned} \quad (49)$$

Portanto, o sinal de saída fotodetectado é proporcional a $\phi(t)$. Inclusive, esta técnica pode ser implementada para casos onde $\phi(t)$ tem forma de onda arbitrária, desde que seu valor máximo seja pequeno $\ll 1 \text{ rad}$.

Entretanto, conforme foi discutido, a fase ϕ_0 pode variar sensivelmente ao longo do tempo devido às derivas térmicas ambientais. Como $x \ll 1$ rad, e, ϕ_0 pode variar 1 rad / $^{\circ}$ C, a medição de $\phi(t)$ diante do desvanecimento de sinal constitui um problema bastante sério. Para ter se uma noção desta dificuldade, considere-se uma situação onde ϕ_0 se desvia aleatoriamente a partir de $\pi/2$ rad, atingindo 2π rad após alguns minutos. Com isso, (47) torna-se

$$\begin{aligned} I(t) &= \frac{I_o}{2} \{1 + \cos[\phi(t) + 2\pi]\} \\ &= \frac{I_o}{2} \{1 + \cos\phi(t)\}. \end{aligned} \quad (50)$$

Como $x \ll 1$ rad, então, $\phi(t) \ll 1$ rad, e assim, $\cos\phi$ pode ser expandido em série de Taylor:

$$\cos\phi = 1 - \frac{\phi^2}{2!} + \frac{\phi^4}{4!} - \dots, |\phi| < 1 \quad (51)$$

Diante disso, (50) pode ser escrito como:

$$\begin{aligned} I(t) &\cong \frac{I_o}{2} \left\{ 1 - \frac{\phi^2(t)}{2} \right\} \\ &\cong \frac{I_o}{2} \left\{ 1 - \frac{x^2}{2} \text{sen}^2 \omega_s t \right\} \\ &\cong \frac{I_o}{2} \left\{ 1 - \frac{x^2}{2} \frac{1 - \cos 2\omega_s t}{2} \right\} \\ &\cong \frac{I_o}{2} \left\{ \left[1 - \left(\frac{x}{2}\right)^2 \right] + \left(\frac{x}{2}\right)^2 \cos 2\omega_s t \right\}, \end{aligned} \quad (52)$$

na qual empregaram-se apenas os dois primeiros termos da série de Taylor (51). Suprimindo-se a parcela DC de (52), obtém-se o seguinte sinal de saída:

$$\Delta I(t) \cong \frac{I_o}{2} \left(\frac{x}{2}\right)^2 \cos 2\omega_s t, \quad (53)$$

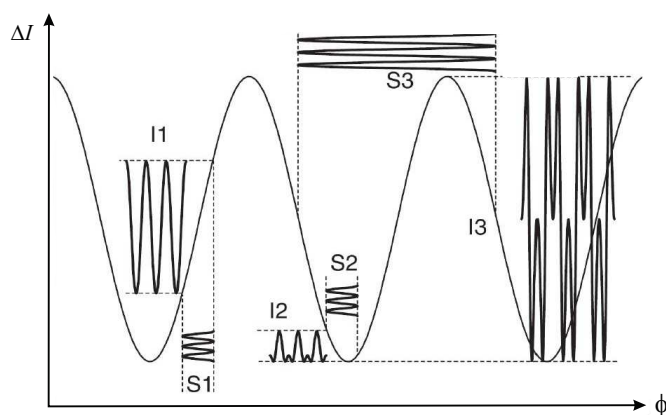
uma expressão muito diferente de (49). Este resultado revela que, para $\phi_0 = 2\pi$ rad, o sinal detectado não mais corresponde a $\phi(t) = x \text{sen} \omega_s t$, mas sim, a uma versão distorcida, com amplitude x^2 e com elevado conteúdo de segunda harmônica. Na verdade, considerando que $x \ll 1$ rad, então, x^2 deve tender a zero. Ou seja, para uma aproximação em primeira ordem, o sinal fotodetectado $\Delta I(t)$ praticamente se anula. Daí, o nome deste fenômeno, qual seja, desvanecimento, uma designação relacionada ao ato de sumir, apagar ou desaparecer, quando ϕ_0 varia devido a derivas ambientais, e se aproxima de 0, π , 2π , etc.

Deve-se registrar que o desvanecimento é o grande desafio nesta área da instrumentação

eletrônica. O problema pode ficar ainda mais complicado nos casos onde x é elevado, no qual, mesmo quando $\phi_0 = \pi/2$ rad, o sinal de saída $\Delta I(t)$ não é mais proporcional a $\phi(t)$.

De fato, casos em que $\phi(t) > \pi/2$ rad conduzem a sinais $\Delta I(t)$ contendo vários ciclos de oscilação para um único ciclo de $\phi(t) = x \text{sen} \omega_s t$. O caso (S3, I3) mostrado na Figura 9 corresponde a esta situação, sendo S3 o sinal senoidal de entrada e I3 o sinal de saída. O caso (S1, I1) corresponde a situação em que $x \ll 1$ rad e $\phi_0 = \pi/2$ rad, e, o caso (S2, I2), a situação em que $x \ll 1$ rad e $\phi_0 \cong 2\pi$, e que foram discutidos ainda há pouco.

Figura 9 - Exemplos de sinais de entrada e saída do interferômetro.



Fonte: (CHANG et al., 2007).

Objetivando detectar a fase óptica induzida por tensão, $\phi(t)$, inserida no argumento da função cosseno da expressão (47), e diante da variação aleatória de ϕ_0 , a utilização da técnica de demodulação de sinais em quadratura de fase torna-se bastante adequada.

Durante grande parte do trabalho de mestrado do autor Pereira (2013), houve intenso envolvimento teórico e experimental com interferometria óptica dedicada à medição de nanodeslocamentos em atuadores piezoelétricos, bem como, com o método de demodulação por quadratura de fase. Nesse período, foram desenvolvidos trabalhos em conjunto com Lemes (2014), e que obteve contribuições para o processo de desdobramento de fase (ou *phase-unwrapping*) em interferômetro de quadratura. Graças a esse aprendizado, no doutorado, percebeu-se que a metodologia poderia ser adaptada ao caso do sensor eletro-óptico de alta tensão, mesmo que este possuísse um único sinal de saída, ao contrário do interferômetro de quadratura cujo processo de demodulação opera com dois sinais de saída defasados de 90° . Para isso, condicionou-se a saída única do sensor de tensão para que este pudesse gerar a saída dupla. Além disso, os processamentos dos sinais de saída foram realizados por placa DSP, tornando o sistema relativamente mais veloz aos executados até então, que processava os sinais em Matlab (PEREIRA, 2013).

Visando fornecer subsídios ao leitor apresenta-se, no próximo capítulo, o método de detecção por quadratura de fase convencional, primeiramente em interferometria na medição de deslocamento mecânico e, em seguida, em um sensor eletro-óptico de amplitude para medições de alta tensão, de modo a se obter uma comparação com a técnica inédita que será proposta no capítulo 4.

3 O MÉTODO DE QUADRATURA DE FASE

As atividades narradas a seguir fazem parte dos desenvolvimentos iniciais do doutorado, nas quais adaptou-se o método de quadratura de fase para um sensor eletro-óptico de alta tensão operando em malha aberta. Embora o *hardware* óptico seja simples, algoritmos para correção de quadratura e de *phase-unwrapping* desenvolvidos por Lemes (2014), para medição de nano deslocamento, foram necessários.

3.1 INTERFERÔMETRO VOLUMÉTRICO EM QUADRATURA DE FASE

Amplamente utilizadas na área de metrologia dimensional, as técnicas de interferometria em quadratura fornecem informações da amplitude e direção do deslocamento da amostra (RIPPER, 2005). Os interferômetros homódinos de quadratura são estruturas passivas adaptadas para o uso de óptica polarizada que fornecem sinais de saídas defasados de 90° . Processando eletronicamente esses sinais de saída, obtém-se o índice de modulação de fase independentemente das derivas ambientais descritas por $\phi_0(t)$ (WU et al., 1996; WIERZBA; KOSMOWSKI, 2005).

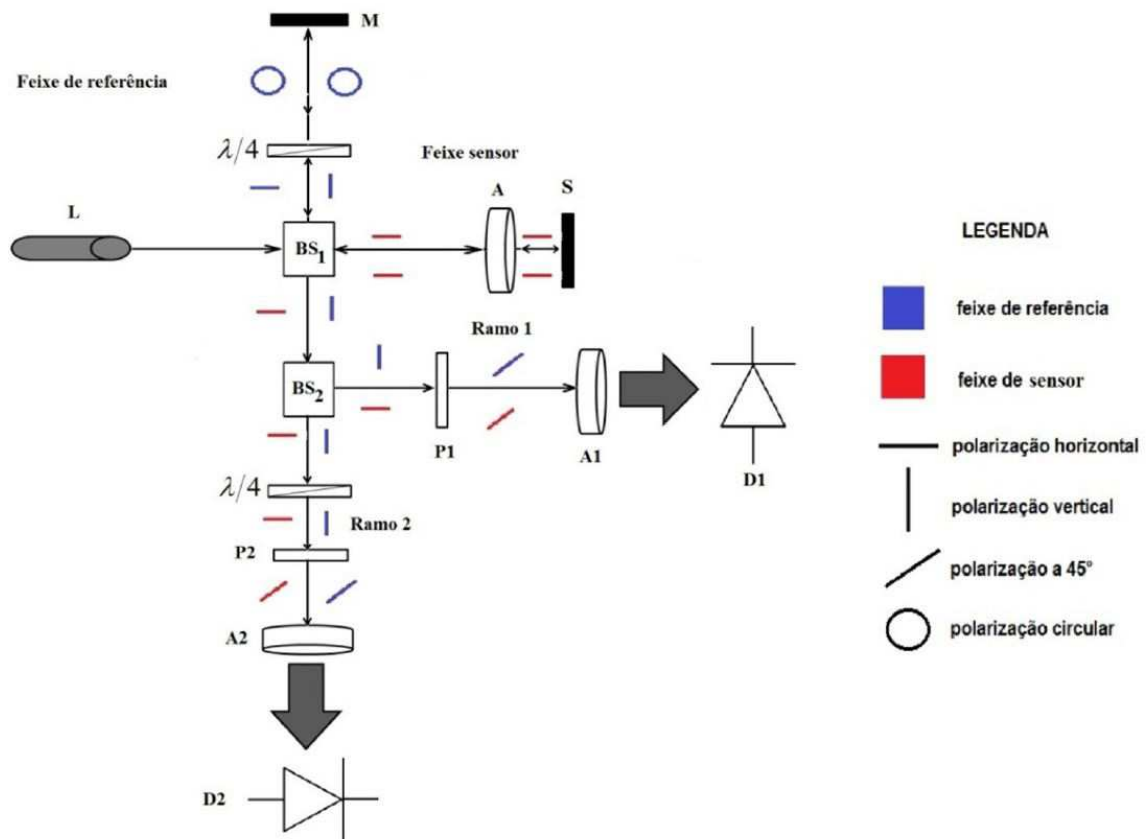
A obtenção de dois sinais em quadratura de fase requer que o feixe de *laser* mude de polarização várias vezes ao percorrer os ramos do interferômetro. Isso normalmente é feito à custa da adição de diferentes dispositivos ópticos. Sendo assim, as configurações dos interferômetros homódinos de quadratura são geralmente mais complexas do que as dos interferômetros convencionais (LEMES, 2014).

Um dos interferômetros de quadratura de alinhamento mais simples é o interferômetro de Michelson modificado de Gollwitzer, Haugg e Fischerauer (2009), apresentado na Figura 10. Observa-se na figura a presença de componentes ópticos como: *Laser* [L]; Lâminas retardadoras de quarto-de-onda [$\lambda/4$]; Divisor de faixas neutros 50:50 [BS₁] e [BS₂]; Polarizadores [P1] e [P2]; Lentes expansoras [A1] e [A2]; Espelhos [M] e [S]; Fotodetectores [D1] e [D2] para a conversão dos sinais luminosos em sinais elétricos. Também verifica-se a lente convergente [A], utilizada para focalizar o feixe de sinal na superfície da amostra com o intuito de reduzir o espalhamento da luz. Uma lâmina de $\lambda/4$ é um dispositivo óptico que proporciona um retardo de fase de $\pi/2$ rad entre os modos rápido e lento que se propagam através dela. Isto equivale a acrescentar um “*bias*” (desvio de fase) de $\pi/2$ rad no argumento da função cosseno em (47).

Na configuração ilustrada na Figura 10, o *laser* [L] é ajustado para que sua polarização seja posicionada em 0° ou 90° em relação ao plano da mesa óptica. Com isso, consegue-se que os

feixes de *laser*, nos ramos sensor e de referência, sejam ortogonais entre si ao saírem de [BS₁] rumo a [BS₂].

Figura 10 - Interferômetro de Michelson modificado para gerar sinais em quadratura de fase.



Fonte: (LEMES, 2014).

O feixe de *laser* ao incidir em [BS₁] é dividido e segue por caminhos distintos. A parte que segue pelo ramo de referência, passa por uma lâmina [$\lambda/4$] (com o eixo lento orientado a 45° em relação à mesa óptica), e agora, com polarização circular, o feixe de luz incide no espelho [M]. Após a reflexão, o feixe ao atravessar novamente a lâmina de [$\lambda/4$] muda a polarização, de circular para vertical e, ao retornar a [BS₁], é transmitido à [BS₂]. O outro feixe segue pelo ramo sensor, incide na superfície refletora da amostra [S] em análise, e, retorna à [BS₁] onde é refletido em direção à [BS₂].

Em seguida, cada um dos feixes ortogonais que emergem de [BS₁] têm a sua intensidade óptica dividida ao meio ao passar por [BS₂], e seguem adiante pelo Ramo 1 e pelo Ramo 2, como mostrado na Figura 10. No Ramo 1, o feixe sensor e o feixe de referência são analisados por [P1] (polarizador em 45°) para que ocorra a interferência entre seus respectivos campos, e, a seguir, são detectados pelo fotodetector [D1]. No Ramo 2, os feixes passam por outra

lâmina $[\lambda/4]$ (cujo eixo lento está alinhado de modo a produzir uma defasagem de 90° no feixe sensor), são analisados por [P2] (polarizador em 45°) e, em seguida, são detectados pelo fotodetector [D2]. Os sinais fotodetectados por [D1] e [D2] estão em quadratura de fase. O uso de lentes expansoras [A1] e [A2] são úteis para se expandir os feixes antes de incidirem nos fotodetectores (LEMES, 2014).

Os sinais interferométricos de saída do interferômetro de Michelson modificado para operar em quadratura de fase, fotodetectados por [D1] e [D2], são dados por:

$$\begin{aligned} I_1(t) &= \frac{I_0}{8} \left\{ 1 + V \cos \left[\phi(t) + \phi_0 + \frac{\pi}{2} \right] \right\} \\ &= \frac{I_0}{8} \{ 1 - V \text{sen} [\phi(t) + \phi_0] \}, \end{aligned} \quad (54)$$

e

$$I_2(t) = \frac{I_0}{8} \{ 1 - V \cos [\phi(t) + \phi_0] \}, \quad (55)$$

sendo que I_0 é a potência óptica da fonte de *laser* e V (sendo $0 < V < 1$) o fator referente à visibilidade, sendo incorporado às expressões de forma “*ad-hoc*” para levar em conta as não idealidades da formulação e desalinhamentos ópticos.

Aplicando-se um sinal de modulação $\Delta\phi(t)$, e, supondo inicialmente que não haja atraso de fase na conversão de sinal óptico para elétrico, os dois sinais em quadratura podem ser escritos na forma geral como (RIPPER, 2005; VELDMAN, 2003; DOBOSZ; USUDA; KUROSAWA, 1998):

$$v_1(t) = A_1 \{ 1 + V_1 \cos[\Delta\phi(t) + \phi_0] \}, \quad (56)$$

e

$$v_2(t) = A_2 \{ 1 + V_2 \text{sen}[\Delta\phi(t) + \phi_0 + \Theta] \}, \quad (57)$$

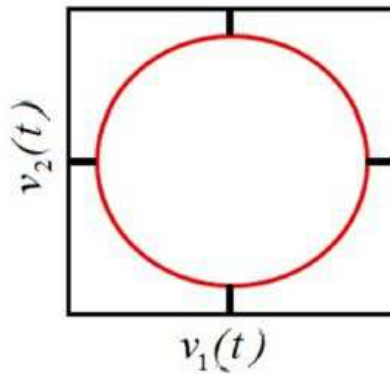
sendo que os fatores A_i e V_i (para $i = 1, 2$) são, respectivamente, os fatores de proporcionalidade do circuito fotodetector e visibilidade das franjas de interferência. O termo de fase Θ refere-se a desvios eventuais da condição de quadratura que ocorrem na prática, devido as não idealidades dos componentes ópticos do interferômetro, bem como, da má localização dos fotodetectores em pontos não complementares nas figuras de franjas de interferência.

As grandezas A_1 e A_2 dependem das potências ópticas nos ramos 1 e 2 após o divisor de feixes BS₂ da Figura 10, e também, das responsividades de tensão dos fotodiodos D1 e D2, e,

dos ganhos dos sistemas de aquisição de dados. Por sua vez, V_1 e V_2 estão relacionadas com o contraste das franjas de interferências.

Caso ocorra uma ou mais das desigualdades: $A_1 \neq A_2$, $V_1 \neq V_2$ e $\Theta \neq 0$, ao se visualizar os sinais descritos em (56) e (57) no modo XY de um osciloscópio, tem-se uma figura de Lissajous com forma de uma elipse. Em condições ideais, têm-se $A_1 = A_2$, $V_1 = V_2$ e $\Theta = 0$ e assim, a figura de Lissajous que se obtém é a de um círculo, tal como se ilustra na Figura 11. Contudo, devido às primeiras parcelas constantes em (56) e (57), este círculo não deve estar no centro da tela desse osciloscópio.

Figura 11 - Figura de Lissajous obtida de dois sinais interferométricos em quadratura perfeita.



Fonte: (LEMES, 2014)

Considerando-se condições ideais de quadratura, isto é, $A_1 = A_2 = A$, $V_1 = V_2 = V$ e $\Theta = 0$, e removendo-se as primeiras parcelas do lado direito de (56) e (57), pode-se reescrevê-las como:

$$v_1(t) = AV \cos[\Delta\Psi(t)], \quad (58)$$

e

$$v_2(t) = AV \sin[\Delta\Psi(t)], \quad (59)$$

sendo $\Delta\Psi(t) = \Delta\phi(t) + \phi_o$, ou seja, a fase óptica total do sinal interferométrico de saída.

De (58) e (59), pode-se extrair a fase óptica total do sinal interferométrico calculando-se:

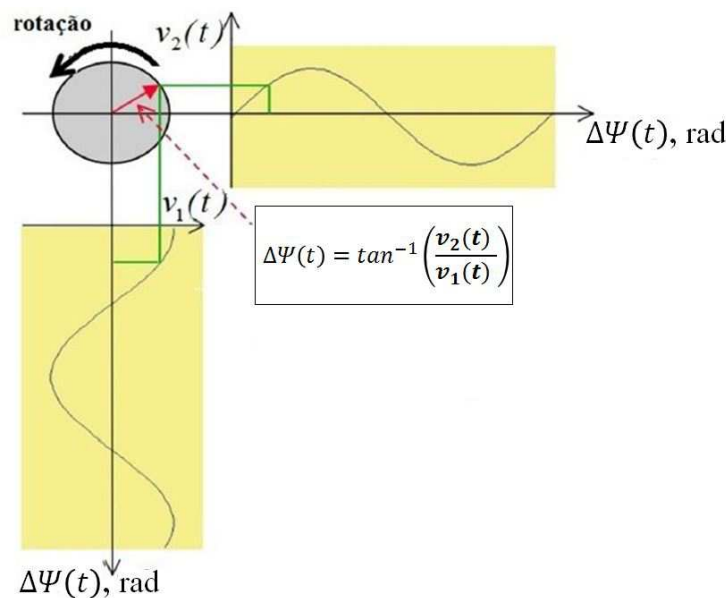
$$\Delta\Psi(t) = \tan^{-1} \left[\frac{v_2(t)}{v_1(t)} \right] \quad (60)$$

Observa-se em (60) que o fator AV é cancelado diante a divisão de $v_2(t)$ por $v_1(t)$. Isto

significa que o cálculo da fase não depende das potências ópticas nos ramos 1 e 2 da Figura 10, dos ganhos dos fotodiodos D1 e D2, ou das visibilidades das franjas V_1 e V_2 .

Portanto, segundo (60), a diferença de fase total entre dois instantes de tempo corresponde ao arco da rotação dada por $\Delta\Psi(t)$ num sistema de coordenadas $v_1 \times v_2$. Apresenta-se na Figura 12 o arco obtido com os dois sinais de saída em quadratura. Observa-se que, quando um dos sinais de tensão elétrica é nulo, o outro é máximo.

Figura 12 - Medição de $\Psi(t)$ através de dois sinais em quadratura.



Fonte: (LEMES, 2014)

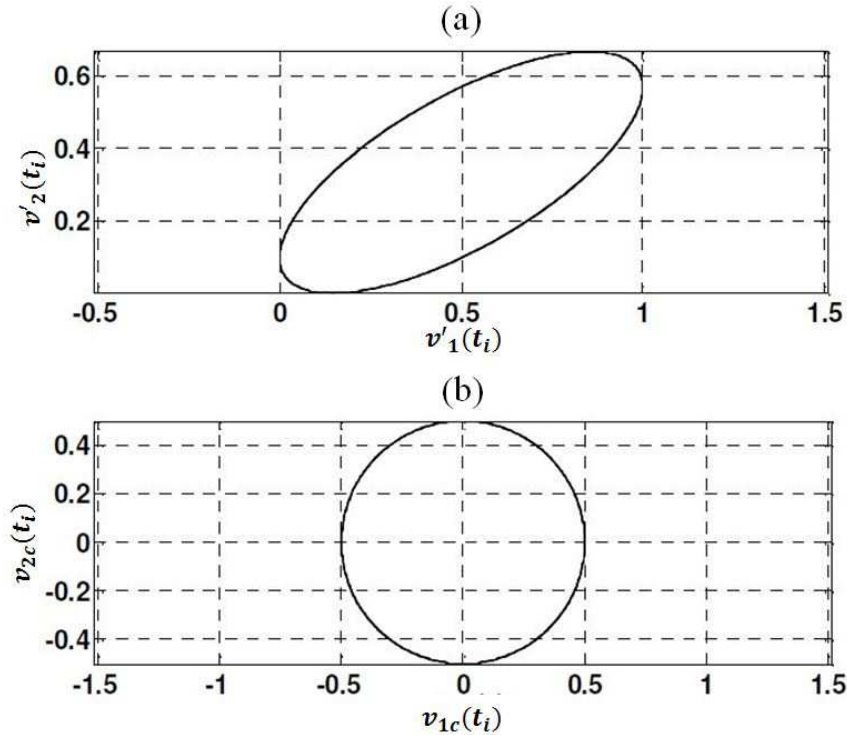
Os gráficos da Figura 12 não variam com $\Delta\phi(t)$ ou ϕ_0 individualmente, mais sim, com a soma $\Delta\Psi(t) = \Delta\phi(t) + \phi_0$. Ora, o sinal $\Delta\phi(t)$ é variável no tempo por razões óbvias, e, $\phi_0 = \phi_0(t)$ varia aleatoriamente no tempo devido a deriva de temperatura. No entanto, sendo $\Delta\Psi(t)$ a mesma função presente em $v_1(t)$ e $v_2(t)$, o resultado na Figura 12 será sempre um círculo. Esta característica faz com que a determinação de $\Delta\Psi(t)$ não seja prejudicada pelo desvanecimento de sinal causado pelo comportamento aleatório de $\phi_0(t)$.

Entretanto, a equação (60) é válida apenas quando $v_1(t)$ e $v_2(t)$ estão em condições ideais de quadratura e, sendo assim, antes de se extrair $\Delta\Psi(t)$, necessita-se realizar correções nos sinais descritos em (56) e (57) para casos práticos (VELDMAN, 2003).

De fato, na prática poderá ocorrer $A_1 \neq A_2$, $V_1 \neq V_2$ e $\Theta \neq 0$ devido, por exemplo, à diferenças nas responsividades dos fotodiodos D1 e D2 na Figura 10, à diferentes ganhos nos sistemas de aquisição de dados, à taxas diferentes de 50% no divisor de feixes BS₂, à pequenos desalinhamentos no sistema óptico, dentre outros. Na Figura 13a ilustra-se um exemplo típico

de figura de Lissajous obtida na prática. A figura resultante não é circular (é elíptica) e não está centrada na origem da tela do osciloscópio.

Figura 13 - Figura de Lissajous de sinais simulados: a) Sinais com erros de quadratura; b) Sinais após a correção de quadratura.



Fonte: (LEMES, 2014)

De acordo com Lemes (2014), a figura de Lissajous na Figura 13a é o resultado das equações paramétricas:

$$v_1'(n) = v_1(n) + p, \quad (61)$$

e

$$v_2'(n) = \frac{1}{r} [v_2(n) \cos \Theta - v_1(n) \sin \Theta] + q, \quad (62)$$

sendo r a razão entre os diferentes ganhos dos dois canais de conversão opto-elétrica (isto é, de D1 e D2 na Figura 10), Θ é o desvio da quadratura [ver equação (57)], e, p e q são os *offsets* de cada canal. As funções $v_1(n)$ e $v_2(n)$ são os sinais interferométricos ideais, em quadratura de fase [ver equações (58) e (59)] amostradas nos instantes de tempo $n = 1, 2, 3, \dots$

Deseja-se converter a elipse dada por (61) e (62) no círculo da Figura 13b, cuja forma ideal

seria:

$$v_{1c}^2(n) + v_{2c}^2(n) = R^2, \quad (63)$$

sendo R o raio do círculo. Esta equação podem ser reescrita em termos de $v_1'(n)$ e $v_2'(n)$ dadas em (61) e (62), como:

$$[v_1'(n) - p]^2 + \left\{ \frac{[v_2'(n) - q]r^2 + [v_1'(n) - p]\text{sen}\Theta}{\cos\Theta} \right\}^2 = R^2, \quad (64)$$

substituindo-se as expressões de $v_1'(n)$ e $v_2'(n)$ em (64), obtém-se (63).

Por outro lado, a equação geral da elipse mostrada na Figura 13a pode ser escrita como:

$$A[v_1'(n)]^2 + B[v_2'(n)]^2 + C[v_1'(n)v_2'(n)] + Dv_1'(n) + Ev_2'(n) = 1, \quad (65)$$

a qual, comparada com (64) resulta:

$$\begin{aligned} A &= (R^2 \cos^2 \Theta - p^2 - r^2 q^2 - 2rpq \text{sen}\Theta)^{-1}, \\ B &= Ar^2, \\ C &= 2Arsen\Theta, \\ D &= -2A(p + rq \text{sen}\Theta), \\ E &= -2Ar(rq + p \text{sen}\Theta). \end{aligned} \quad (66)$$

O círculo corrigido mostrado na Figura 13b pode ser determinado a partir dos coeficientes A, B, \dots, E , e com o auxílio do método de mínimos quadrados, a fim de se obter outro conjunto de coeficientes a, b, \dots, e , conforme discutido a seguir.

Assim, utilizando-se do algoritmo de Heydemann (1981), obtém-se os seguintes sinais com a quadratura corrigida:

$$v_{1c}(n) = v_1'(n) - p', \quad (67)$$

e

$$v_{2c}(n) = \frac{1}{\cos\Theta'} [(v_1'(n) - p') \cdot \text{sen}\Theta' + r'(v_2'(n) - q')], \quad (68)$$

sendo v_{1c} e v_{2c} os vetores corrigidos dos sinais fotodetectados, e

$$\begin{aligned}
\Theta' &= \text{sen}^{-1} \left[c(4ab)^{-1/2} \right], \\
r' &= \left(\frac{b}{a} \right)^{-1/2}, \\
p' &= (2bd - ec)/(c^2 - 4ab), \\
q' &= (2ae - dc)/(c^2 - 4ab),
\end{aligned} \tag{69}$$

nas quais a, b, \dots, e são soluções do produto matricial:

$$\begin{bmatrix} a \\ b \\ c \\ d \\ e \end{bmatrix} = \left\{ [\mathbf{X}]^T [\mathbf{X}] \right\}^{-1} [\mathbf{X}]^T [\mathbf{I}], \tag{70}$$

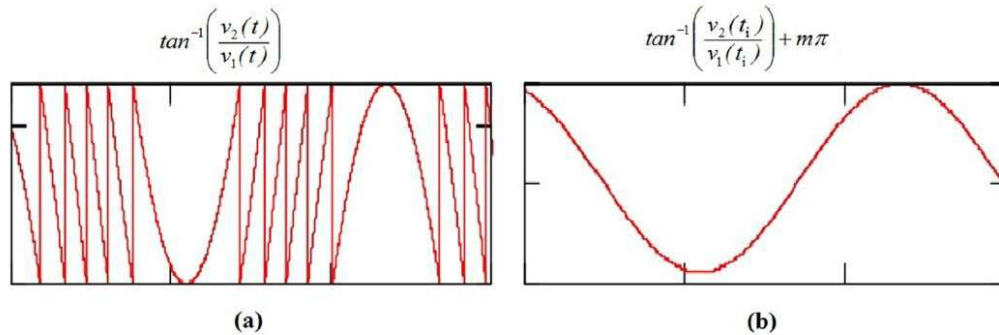
sendo $[\mathbf{I}]$ a matriz identidade, e

$$[\mathbf{X}] = \begin{bmatrix} [v_1'(t_0)]^2 & [v_2'(t_0)]^2 & v_1'(t_0)v_2'(t_0) & v_1'(t_0) & v_2'(t_0) \\ [v_1'(t_1)]^2 & [v_2'(t_1)]^2 & v_1'(t_1)v_2'(t_1) & v_1'(t_1) & v_2'(t_1) \\ [v_1'(t_2)]^2 & [v_2'(t_2)]^2 & v_1'(t_2)v_2'(t_2) & v_1'(t_2) & v_2'(t_2) \\ [v_1'(t_3)]^2 & [v_2'(t_3)]^2 & v_1'(t_3)v_2'(t_3) & v_1'(t_3) & v_2'(t_3) \\ [v_1'(t_4)]^2 & [v_2'(t_4)]^2 & v_1'(t_4)v_2'(t_4) & v_1'(t_4) & v_2'(t_4) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A \\ B \\ C \\ D \\ E \end{bmatrix}, \tag{71}$$

para instantes de tempo t_0, t_1, \dots, t_4 .

Após realizar as correções de quadratura dos sinais por (67) e (68), pode-se extrair a fase óptica total interferométrica $\Delta\Psi(t)$ por meio de (60). Entretanto, devido à função arco tangente ser a inversa de uma função trigonométrica (periódica), nota-se que $\Psi(t)$, calculada por programas como o Matlab, terá descontinuidades conforme varia no tempo (uma vez que se trata de uma "função de múltiplos valores"). Na Figura 14a, ilustra-se como seria a resposta gerada em Matlab quando a fase $\Delta\Psi(t)$ tem a forma de uma senoide. Isto acontece porque, por definição, a função arco-tangente varia somente entre $-\pi/2$ e $+\pi/2$ rad.

Figura 14 - Processo de *phase unwrapping*. (a) Função (60) obtida pelo Matlab. (b) Função (72) com *phase unwrapping*.



Fonte: (RIPPER, 2005)

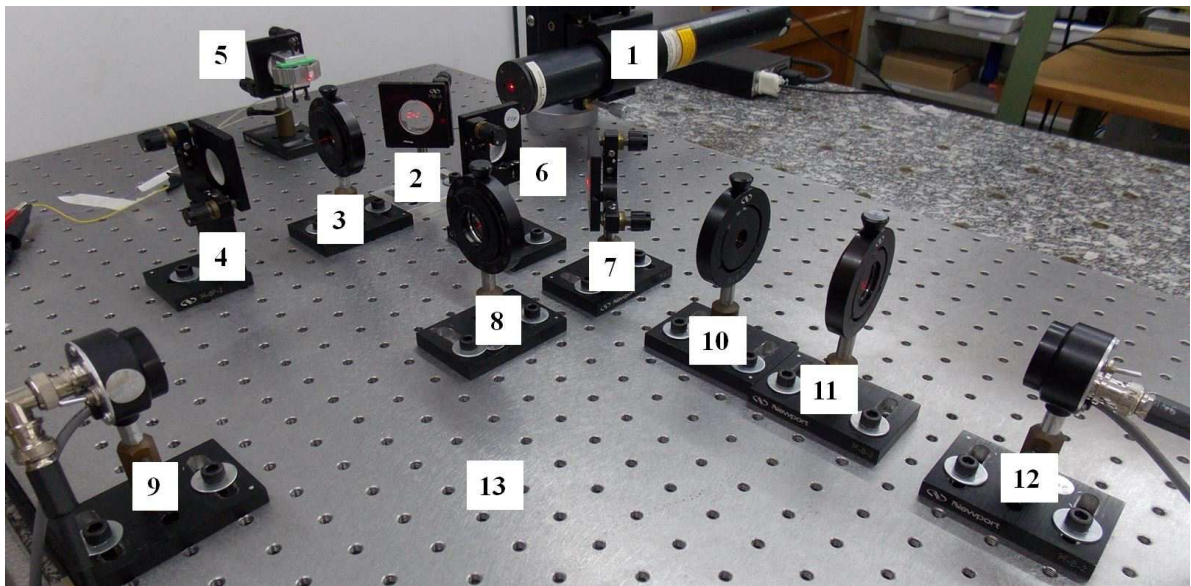
Sendo assim, a série discreta no tempo da fase interferométrica total recuperada é calculada corretamente por:

$$\Delta\Psi_r(n) = \tan^{-1} \left[\frac{v_{2c}(n)}{v_{1c}(n)} \right] + m\pi \quad (72)$$

sendo que m é um inteiro que deve ser determinado para que não ocorram descontinuidades. Este processo é denominado de *phase-unwrapping* (desdobramento de fase).

Em trabalhos preliminares, realizados no LOE, utilizou-se o interferômetro de quadratura fotografado na Figura 15, sendo este uma variante do ilustrado no diagrama de blocos da Figura 10, no qual, as lentes [A1] e [A2] foram substituídas pela lente expansora [A], agora posicionada entre os divisores de feixe [BS₁] e [BS₂].

Figura 15 - Montagem experimental do interferômetro de Michelson em quadratura.



Fonte: Elaboração do autor.

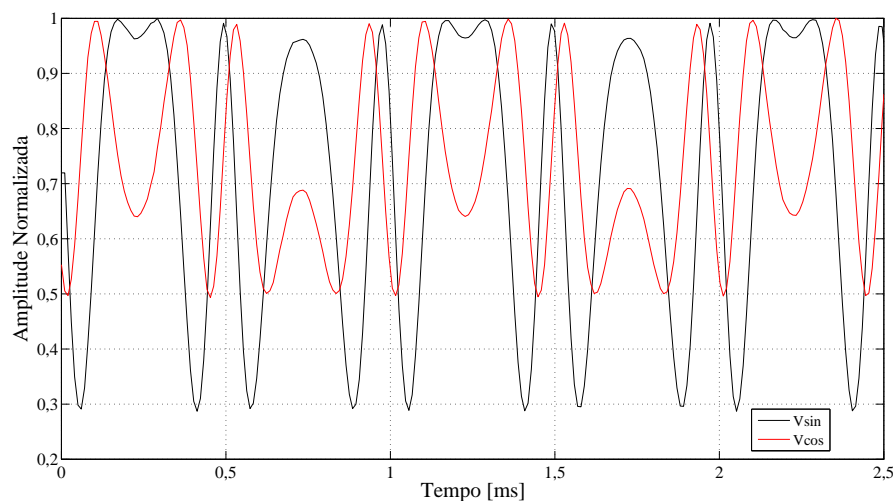
sendo:

1. *Laser* de Hélio Neônio (He-Ne) (JDSU-1135P, 10 mW), operando em $\lambda = 632,8$ nm, com potência nominal de 10 mW (L);
2. Divisor de feixes, neutro, com taxa de 50:50 (BS1);
3. Lâmina de $\lambda/4$ de onda;
4. Espelho de referência fixado a um dispositivo de ajuste angular tridimensional para alinhamento do interferômetro (M);
5. Atuador piezoelétrico flextensional fixado em um suporte de modo a não alterar os deslocamentos que a piezocerâmica transfere à estrutura metálica flexível (S);
6. Lente expansora (A);
7. Divisor de feixes, neutro, com taxa de 50:50 (BS2);
8. Polarizador (P1);
9. Fotodetector de lei quadrática do tipo PIN de silício, modelo PDA 55 da Thorlabs (D1);
10. Lâmina de $\lambda/4$ de onda;
11. Polarizador (P2);

12. Fotodetector de lei quadrática do tipo PIN de silício, modelo PDA 55 da Thorlabs (D2);
13. *Breadboard*.

A aquisição e o processamento dos sinais em quadratura foram realizados utilizando-se uma placa DSP eZdsp TMS320F28335 da Texas Instruments. Observa-se na Figura 16 os sinais típicos de saída interferométricos (normalizados) adquiridos pelo DSP, quando um sinal senoidal $\phi(t)$ de 1 kHz é aplicado ao atuador piezoelétrico que está conectado a um gerador de funções. Não existe uma proporção direta entre $\phi(t)$ e os sinais fotodetectados, em vista de se trabalhar em regime de multi-franjas ($\phi(t) \gg \pi/2$ rad) e à natureza não linear do interferômetro. Isto torna o processo de demodulação mais complexo que o estudado na seção 2.2 (com baixo índice de modulação).

Figura 16 - Sinais de saída interferométricos sem correção.

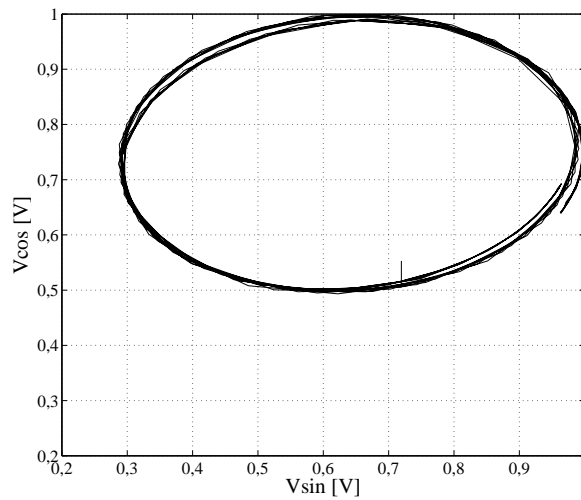


Fonte: Elaboração do autor.

Observa-se que os sinais possuem amplitudes diferentes devido a vários fatores como, por exemplo, os diferentes ganhos dos dois fotodetectores, perdas de potência óptica nos diferentes ramos do interferômetro devido às não idealidades dos componentes ópticos utilizados, e outros.

Desta forma, a figura de Lissajous gerada pelos sinais da Figura 16 é a apresentada na Figura 17. Como pode-se observar, a figura de Lissajous não está centrada na origem, e, possui a forma de uma elipse, ao contrário do desejado, ou seja, um círculo.

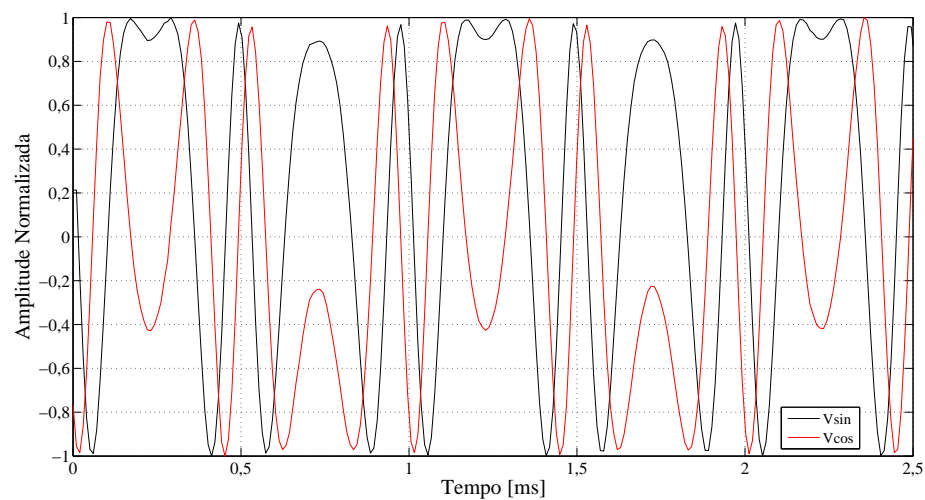
Figura 17 - Figura de Lissajous dos sinais de saída interferométricos sem correção.



Fonte: Elaboração do autor.

Após a aquisição dos sinais, como os observados na Figura 16, procede-se à correção da condição de quadratura, conforme o procedimento descrito em (LEMES, 2014) usando o método de mínimos quadrados. O resultado da correção pode ser observado na Figura 18.

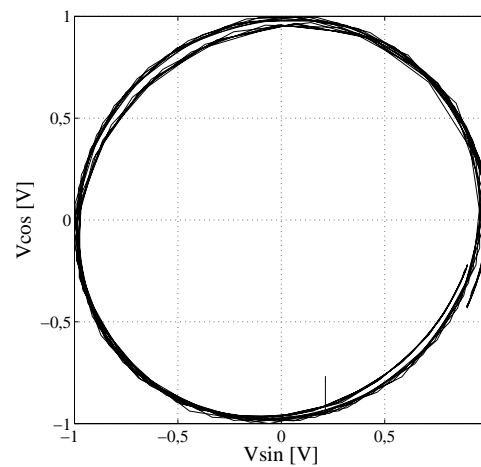
Figura 18 - Sinais de saída interferométricos após a correção.



Fonte: Elaboração do autor.

Como pode-se verificar na figura de Lissajous na Figura 19, o processo de correção dos sinais interferométricos de saída em quadratura de fase, mostrou-se satisfatório.

Figura 19 - Figura de Lissajous dos sinais de saída interferométricos após a correção.

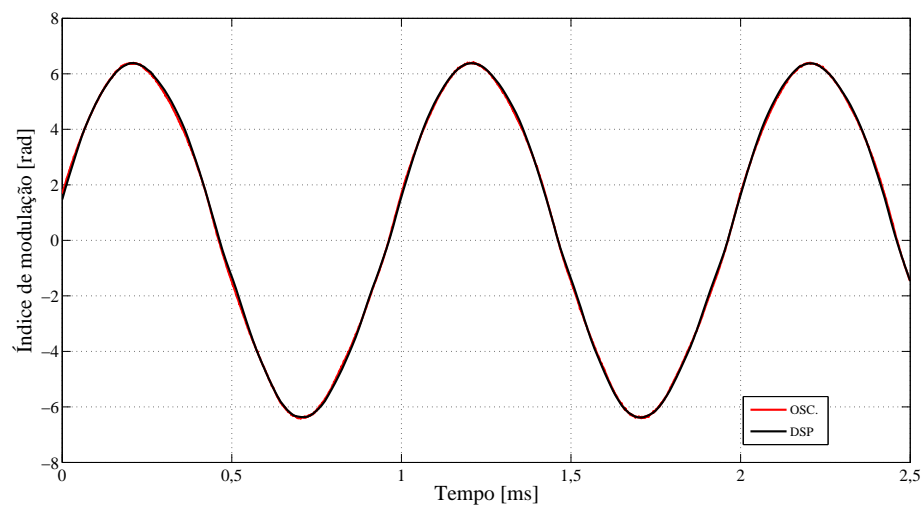


Fonte: Elaboração do autor.

A determinação da fase $\phi(t)$ presente em (54) e (55) pode ser obtida pelo método clássico de arco-tangente (RIPPER, 2005) seguido do algoritmo de *phase-unwrapping* (LEMES, 2014).

Observa-se, na Figura 20, sinais reconstruídos pelo método de *phase-unwrapping*, aplicando-se duas formas de processamento: usando a aquisição de sinais por osciloscópio e processamento em Matlab, e, usando DSP (PEREIRA, 2013). Nota-se que houve boa concordância entre os sinais adquiridos pelo osciloscópio (Vermelho) e pelo DSP (Preto).

Figura 20 - Gráfico com os sinais reconstruídos em Matlab e adquiridos pelo osciloscópio e pelo DSP, apresentando o índice de modulação de um sinal senoidal de 1 kHz.



Fonte: Elaboração do autor.

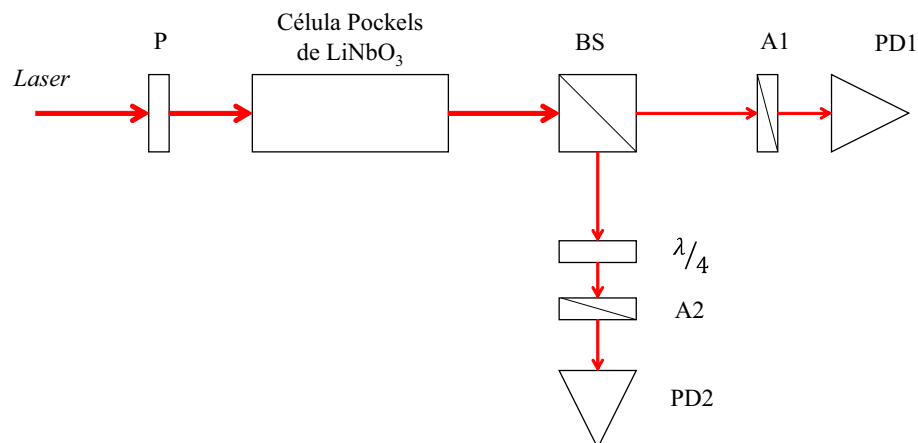
A principal vantagem de utilizar o interferômetro configurado em quadratura de fase está no fato de ser imune ao desvanecimento dos sinais em decorrência das derivas ambientais como, por exemplo, a variação da temperatura ambiente. Essa variação da temperatura provoca dilatação térmica nos componentes, e assim, causa variações nos comprimentos dos braços dos interferômetros, alterando-se a fase quase-estática ϕ_0 em (54) e (55).

3.2 INTERFERÔMETRO POLARIMÉTRICO EM QUADRATURA DE FASE

Como abordado na seção 2.2, nos interferômetros polarimétricos à base de célula Pockels, a variação da temperatura atua diretamente no sinal interferométrico de saída provocando o desvanecimento dos sinais. Uma maneira de tornar a detecção imune ao desvanecimento é empregando o método de quadratura.

Diante disso e pelos resultados bem sucedidos obtidos com o interferômetro em quadratura de fase apresentado na seção 3.1, em outra etapa da pesquisa utilizou-se um sensor eletro-óptico de amplitude configurado para a obtenção de sinais em quadratura de fase. Neste capítulo, o mesmo será designado por Sensor Óptico de Tensões (SOT). Tal configuração é semelhante às das Figuras 5 e 7, somente diferenciando-se após o cristal de LiNbO_3 , conforme o esquema apresentado na Figura 21.

Figura 21 - Esquema do sensor eletro-óptico de amplitude com sinais de saída em quadratura de fase.



Fonte: Elaboração do autor.

A obtenção de sinais em quadratura de fase é possível pela inserção de alguns componentes ópticos adicionais: divisor de feixe neutro 50:50 [BS]; lâmina de quarto-de-onda [$\lambda/4$], com o eixo rápido alinhado à 90° da mesa óptica; polarizadores (Analisadores) [A1] e [A2] dispostos à 90° em relação ao polarizador [P]; fotodetectores [PD1] e [PD2] para a conversão do sinal

luminoso em sinal elétrico. Ao sair do cristal, a luz incide em [BS] e divide-se em dois feixes, sendo que um deles passa pelo analisador [A1] e incide no fotodetector [PD1], e o outro, passa pela lâmina $[\lambda/4]$, pelo analisador [A2] e incide ao fotodetector [PD2]. Conforme já foi descrito, uma lâmina de $\lambda/4$ é um dispositivo que proporciona um retardo de fase de $\pi/2$ rad entre os modos rápido e lento que se propagam através dela. Isto equivale a acrescentar um “*bias*” de $\pi/2$ rad no argumento da função cosseno em (47).

Tal como ilustrado na Figura 21, uma das trajetórias que o feixe de *laser* percorre não contém a lâmina de $\lambda/4$, desta forma, a intensidade óptica detectada pelo fotodetector [PD1] é dada pela equação (47) - $I(t) = I_o/2 \{1 - \cos[\phi(t) + \phi_o]\}$; já na outra trajetória a intensidade óptica detectada pelo fotodetector [PD2] é dada por:

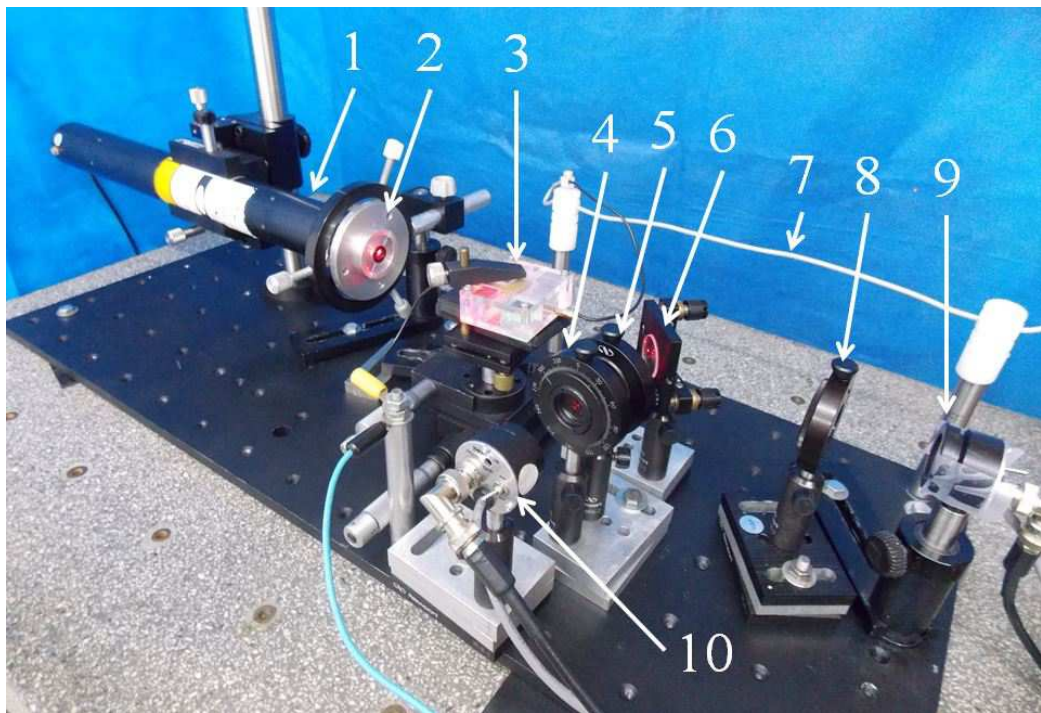
$$\begin{aligned} I(t) &= \frac{I_o}{2} \left\{ 1 - \cos \left[\phi(t) + \phi_o + \frac{\pi}{2} \right] \right\} \\ &= \frac{I_o}{2} \{ 1 - \text{sen}[\phi(t) + \phi_o] \}. \end{aligned} \quad (73)$$

Como se observa, as parcelas variáveis no tempo de (47) e (73) estão em quadratura de fase, e podem ser amostradas por osciloscópios de dois canais a fim de se determinar a fase óptica $\phi(t)$, a qual é proporcional à tensão que se deseja medir, $V(t)$ em (41).

Por fim, é importante reconhecer que a fase total $\Delta\Psi(t) = \phi(t) + \phi_o$ varia apenas para perturbações que acontecem entre o polarizador [P] e o divisor de feixes [BS] na Figura 21. Com isso, $\Delta\Psi(t)$ será detectado tanto por [PD1] quanto por [PD2], e, perturbações nos trechos de saída não alteram esta fase de modo-comum.

Na Figura 22 pode-se observar a montagem experimental do sensor eletro-óptico de amplitude configurado em quadratura de fase e implementado no LOE, sendo: 1) *Laser* de Hélio Neônio (He-Ne) da Lasos, modelo LGK 7628, operando no espectro visível com $\lambda = 632,8$ nm e com potência nominal de 15 mW, 2) Polarizador, 3) Célula Pockels fixada em estágios de rotação e translação, 4) Polarizador (Analisador), 5) Lâmina de $\lambda/4$ de onda, 6) Divisor de faixas neutro (50:50), 7) Condutores de sinais de alta tensão, 8) Polarizador (Analisador), 9-10) Fotodetectores de lei quadrática do tipo PIN, de silício, modelo PDA 55 da Thorlabs.

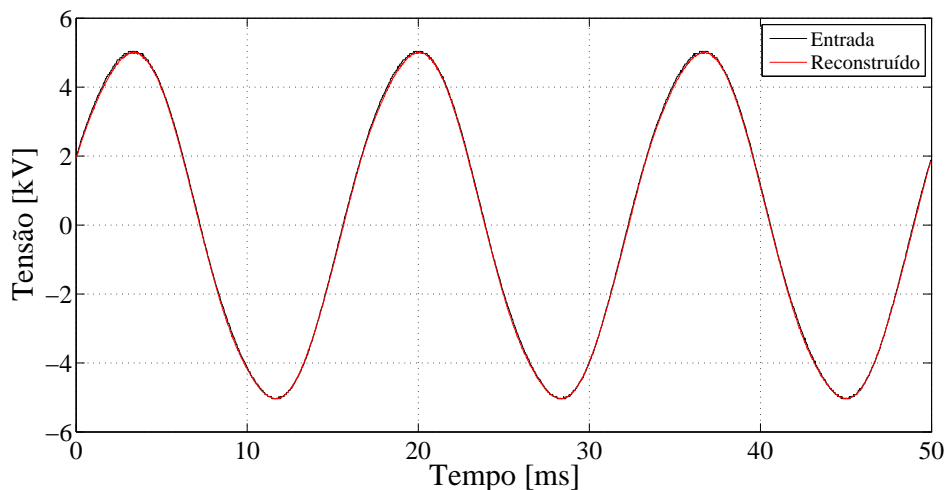
Figura 22 - Montagem experimental do SOT em quadratura para alta tensão.



Fonte: Elaboração do autor.

A fim de verificar o desempenho desta proposta na demodulação pelo método de *phase-unwrapping*, sintetizou-se um sinal senoidal com frequência de 60 Hz e tensão em torno de 5 kV de pico, como mostrado na Figura 23. O sinal de alta tensão foi medido com uma ponta de prova calibrada da Tektronix (modelo P6015A). Pela análise do gráfico, observa-se que os sinais, de tensão de entrada e reconstruído (obtido por meio da expressão (41), $V(t) = \frac{V_\pi}{\pi} \phi(t)$, medindo-se $\phi(t)$ e para $V_\pi = 3,768$ kV), possuem boa concordância, constatando a eficácia da montagem do sensor em quadratura de fase.

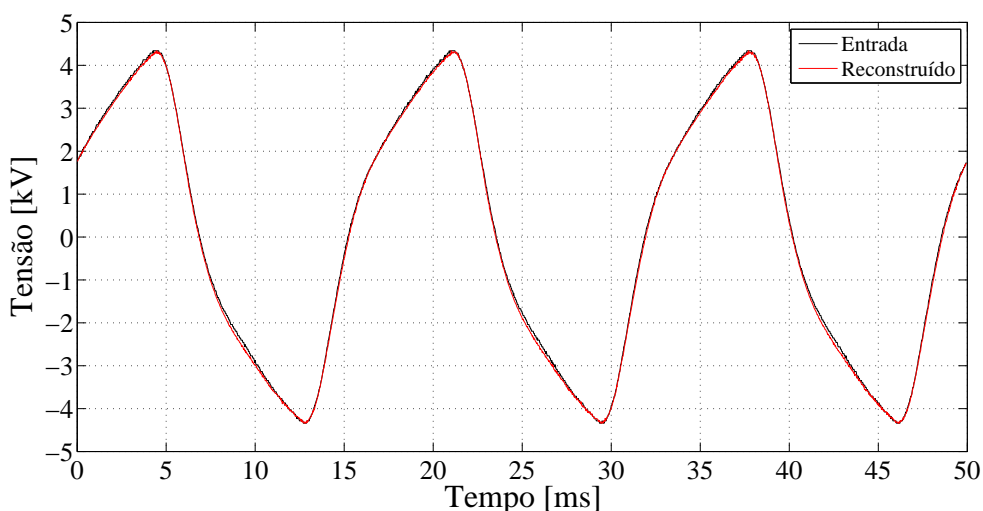
Figura 23 - Gráfico com os sinais senoidais de entrada e reconstruído em altas tensões adquiridos do SOT.



Fonte: Elaboração do autor.

Para verificar a capacidade do sensor em reproduzir com certa fidelidade o sinal de alta tensão aplicado, mesmo com elevado conteúdo de harmônicos superiores, aplicou-se um sinal com forma de onda triangular. Porém, devido à limitada largura de banda do sistema de elevação de tensão empregado (um simples transformador eletromagnético), a forma de onda possui o aspecto apresentado na Figura 24. Independentemente disso, os sinais de entrada e reconstruído estão em perfeita concordância, novamente comprovando a eficiência do método de quadratura.

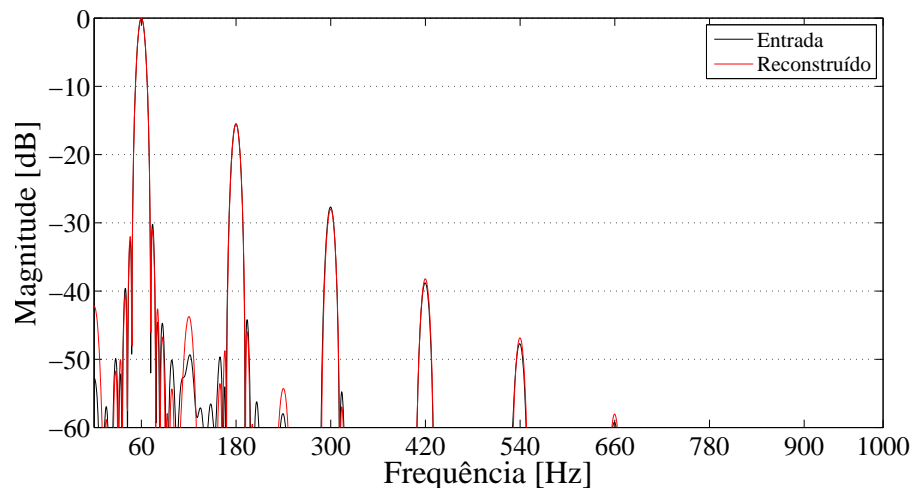
Figura 24 - Gráfico com os sinais de entrada e reconstruído adquiridos de uma forma de onda triangular distorcida.



Fonte: Elaboração do autor.

Apresenta-se, na Figura 25, o espectro com informações sobre o conteúdo harmônico das formas de ondas apresentadas na Figura 24, onde nota-se que existe uma boa concordância entre as principais componentes harmônicas dos sinais de entrada e reconstruído. Ocorrem concordâncias entre as amplitudes harmônicas (ímpares) até a 11^a harmônica - 660 Hz.

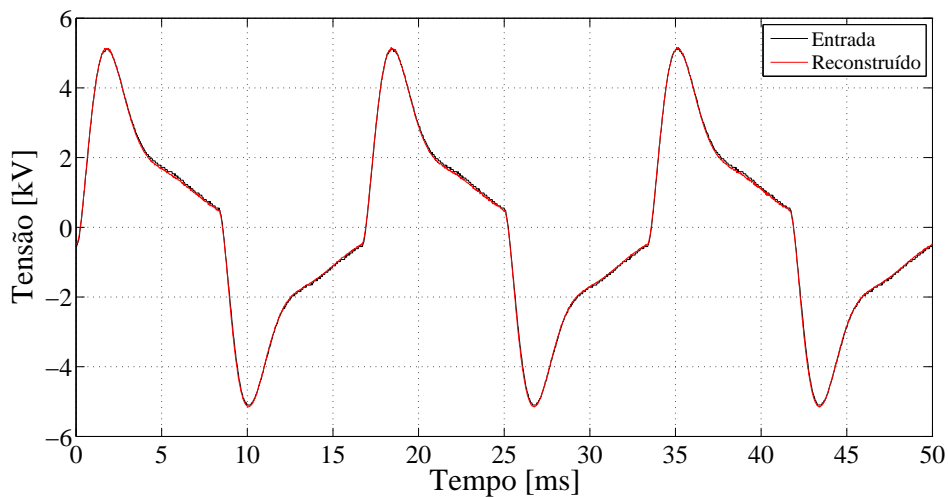
Figura 25 - Componentes harmônicas do sinal de entrada e sinal reconstruído de uma forma de onda triangular distorcida.



Fonte: Elaboração do autor.

Na sequência, a fim de testar o sensor diante de harmônicas de ordens ainda mais elevadas, um sinal com forma de onda quadrada é então sintetizado por um gerador de funções, que ao passar pelo sistema elevador de tensão, que não possui suficiente largura de banda, conduz aos sinais observados na Figura 26. O sinal reconstruído é então comparado com o sinal de entrada, a qual, certamente, possui um conteúdo harmônico superior aos sinais apresentados na Figura 24. Observa-se que os sinais mostrados na Figura 26 apresentam boa concordância entre si.

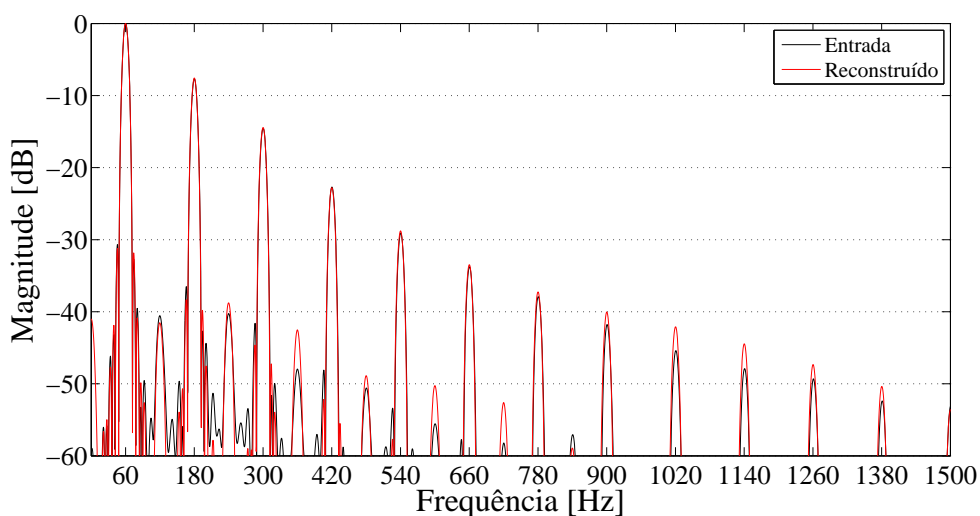
Figura 26 - Gráfico com os sinais de entrada e reconstruído adquiridos de uma forma de onda com elevado conteúdo harmônico.



Fonte: Elaboração do autor.

A seguir, na Figura 27, é apresentado o espectro das componentes harmônicas dos sinais da Figura 26. Analisando este espectro, observa-se que houve boa concordância entre as harmônicas dos sinais de entrada e reconstruído até o nível de aproximadamente -40 dB (o que corresponde até a 13^a harmônica - 780 Hz).

Figura 27 - Componentes harmônicas do sinal de entrada e sinal reconstruído de uma forma de onda com elevado conteúdo harmônico.



Fonte: Elaboração do autor.

Com a análise das Figuras 23 a 27, pode-se verificar a aplicabilidade da técnica de qua-

dratura de sinais no SOT. Verifica-se também que o sistema de medição torna-se imune ao desvanecimento imposto pelas derivas ambientais (a demonstração matemática desta afirmação pode ser encontrada em (LEMES, 2014)).

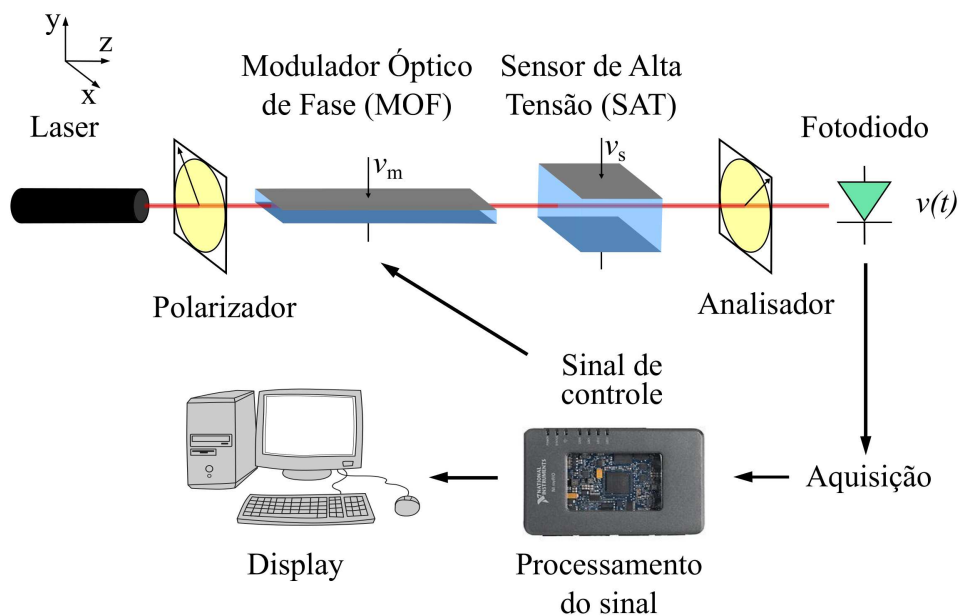
Uma desvantagem do arranjo é a necessidade da utilização do algoritmo de correção da condição de quadratura dos sinais de saída, uma vez que a técnica utiliza o método de mínimos quadrados em sua formulação. Acrescenta-se a isto o procedimento do cálculo de *arctg* (que conduz a ângulos entre $-\pi$ e $+\pi$ rad) e o método de *phase-unwrapping*, a fim de desdobrar o gráfico de $\phi(t)$ (sem o qual este teria a aparência serrilhada). Assim há a necessidade de um *hardware* com suficiente memória para as manipulações algébricas. Em particular, isto é um grande inconveniente quando se opera com DSPs, conforme discutido em (PEREIRA, 2013). Adicionalmente, embora o método seja auto-consistente (não demanda medição de I_0 , V , responsividade dos fotodiodos, etc.) e ocorra compensação passiva (em malha aberta) da fase aleatória $\phi_0(t)$, não existe maneira de se evitar a influência da variação da tensão de meia-onda V_π da célula Pockels (com a temperatura, por exemplo) sobre o valor da tensão medida, $V(t)$. No próximo capítulo será proposta uma solução para estes problemas, beneficiando-se dos recursos proporcionados por laços de controle de realimentação automática inseridos no sistema sensor.

4 SENSOR ELETRO-ÓPTICO DE ALTA TENSÃO CHAVEADO

Neste capítulo será apresentada uma proposta inovadora de um sensor eletro-óptico de amplitude para a obtenção de sinais em quadratura de fase, que emprega um único fotodiodo, e dispensa o uso da rotina de correção de quadratura por intermédio da técnica de mínimos quadrados.

Como discutido no capítulo anterior, para a obtenção dos sinais em quadratura de fase, os interferômetros necessitam, em um modo geral, de componentes ópticos adicionais, tornando-os volumosos, relativamente caros (em comparação aos interferômetros mais simples como, por exemplo, o de Michelson), e o alinhamento dos seus componentes constitui um processo minucioso e demorado. Diante disso, propõe-se o sensor apresentado na Figura 28.

Figura 28 - Diagrama esquemático do sistema proposto.



Fonte: Elaboração do autor.

Nota-se que este sensor é semelhante ao apresentado na seção 3.2 (Figura 21), diferenciando-se pela remoção do divisor de feixe [BS], analisador [A2] e fotodiodo [PD2], e substituição da lâmina de $\lambda/4$ por uma outra célula Pockels. Na Figura 28, ilustram-se as coordenadas x , y e z correspondentes aos eixos de referência. No texto, os eixos dos cristais de LiNbO_3 serão denotados por X , Y e Z , onde Z é o eixo óptico. A fonte óptica é um *laser* de He-Ne de comprimento

de onda 632,8 nm com uma potência de saída de 20 mW. O feixe do laser é polarizado em um ângulo de 45° com relação ao eixo y, de modo a acoplar amplitudes iguais de campo elétrico aos modos ortogonais ordinário e extraordinário dos cristais eletro-ópticos. Estes dois feixes se propagam através do modulador de fase óptica (MOF), que é conectado em cascata com o sensor de alta tensão (SAT) e são analisados por um polarizador com um ângulo de -45° com relação ao eixo y. O feixe de luz resultante é então detectado por um fotodiodo de PIN com amplificador de saída (Thorlabs, PDA 55), e, o sinal elétrico é digitalizado e processado em tempo real usando-se o myRIO. Uma forma de onda senoidal de realimentação $V_m(t)$, de amplitude ajustável, é aplicada ao MOF usando-se uma das saídas analógicas do dispositivo myRIO.

O procedimento de alinhamento dos componentes ópticos do sistema é semelhante aos abordados na seção 2.2, no entanto, deve-se realizar passos extras, pois não são formadas as figuras de interferência (Figuras 6 ou 8) na saída do arranjo completo. Posto isto, primeiramente posiciona-se a fonte de *laser* de modo que a sua polarização esteja orientada a 45° em relação ao plano horizontal da mesa óptica (eixo x do sistema), posiciona-se o polarizador também orientado a 45° a fim de se obter a máxima potência luminosa, e, em seguida, posiciona-se o analisador orientado a 90° em relação ao polarizador ou até que atenua a luminosidade de saída.

A seguir, insere-se a célula SAT entre o polarizador e analisador (como o esquematizado na Figura 28), fazendo com que a intensidade luminosa de saída não seja mais nula. Projetando-se essa luz em um anteparo obtém-se a figura de interferência (Figura 8), e assim, procede-se com o alinhamento da célula SAT.

Ao inserir a célula MOF entre o polarizador e a célula SAT (ilustrado na Figura 28), como mencionado anteriormente, não há mais formação de figuras de interferências na saída do analisador. Desta forma, com o auxílio de um espelho (não desenhado na figura) posicionado após a célula MOF, obriga-se o feixe a sair perpendicular à célula e paralelo ao eixo x. Em seguida, posiciona-se um analisador auxiliar orientado a 90° em relação ao polarizador obtendo, com isso, as figuras de interferência (Figura 6), e assim, procede-se com o alinhamento da célula MOF. Por fim, retira-se o analisador e o espelho auxiliares do sistema.

A seguir será apresentado o método para a obtenção dos sinais em quadratura de fase por meio da técnica de chaveamento de fase.

4.1 OBTENÇÃO DOS SINAIS EM QUADRATURA POR CHAVEAMENTO DE FASE

A tensão elétrica na saída do fotodiodo mostrado na Figura 28, pode ser escrita em função da soma dos retardos gerados pelas células moduladora e sensora. Desta forma, o sinal fotodetectado é dado por:

$$v_{pd}(t) = A \{1 - V \cos [\Phi(t) + \Phi_0(t) + \phi(t) + \varphi(t)]\}, \quad (74)$$

sendo que A é uma constante de tensão e V é o fator referente à visibilidade, sendo incorporado à expressão de forma “*ad-hoc*” para levar em consideração qualquer desalinhamento entre a polarização do laser e/ou a direção da propagação da luz e os eixos do cristal, $\Phi(t)$ a variação da fase induzida pela tensão $V_m(t)$ e $\Phi_0(t)$ a variação da fase quasi-estática, $\phi(t)$ a variação da fase induzida por $V_s(t)$ e $\varphi(t)$ uma variação de fase que oscila lentamente devido às derivas ambientais.

O campo elétrico externo está associado à tensão $V_m(t)$ que é aplicada paralelamente ao eixo Z do cristal do MOF à base de LiNbO_3 . Nesta configuração, o retardo de fase total entre os modos ordinário e extraordinário da célula MOF é dado pela soma de $\Phi(t)$ e de $\Phi_0(t)$.

Considerando a tensão $V_m(t) = V_m \cos(2\pi f_0 t)$ com frequência f_0 aplicada à célula MOF, cuja amplitude satisfaz a condição $V_m = V_{\pi m}/4$, pode-se concluir que (usando (41)):

$$\Phi(t) = \pi \frac{V_m(t)}{V_{\pi m}} = \frac{\pi}{4} \cos(2\pi f_0 t), \quad (75)$$

sendo $V_{\pi m}$ a tensão de meia-onda do MOF, e que possui valor teórico $V_{\pi m} = 64,92$ V.

Por outro lado, a alta tensão que se deseja medir é denotada como $V_s(t)$, que é correspondente a um campo elétrico aplicado paralelamente ao eixo Y de outro cristal de LiNbO_3 . Nesta configuração, a célula SAT não apresenta nenhuma presença de birrefringência natural no retardo de fase total entre os modos próprios, mas, devido ao efeito da birrefringência linear, o retardo de fase total é igual a soma de $\phi(t)$ e de $\varphi(t)$. Assim, a variação da fase induzida na célula SAT é (usando (41)):

$$\phi(t) = \pi \frac{V_s(t)}{V_{\pi s}}, \quad (76)$$

sendo $V_{\pi s}$ a tensão de meia-onda, cujo valor teórico é $V_{\pi s} = 3,77$ kV.

De acordo com a norma Comissão Eletrotécnica Internacional - IEC (2011), que define as classes de exatidão nos instrumentos de medição, indica-se que a variação do valor da alta tensão a ser medida esteja entre 80% e 120% da tensão nominal. Em vista disso, deve-se utilizar um cristal (célula SAT) que apresente valor de tensão de meia-onda no máximo igual a 80% da tensão nominal, a fim de obter $\phi(t) \geq \pi$ rad. Com isto, sempre se opera em regime de alto índice de modulação (com sinal de saída com multi-ciclos, todos com iguais valores de pico, como na Figura 9), permitindo, assim, medir a constante A a partir da média aritmética dos valores de

máximos e mínimos do sinal fotodetectado $v_{pd}(t)$, ou seja:

$$\frac{\max [v_{pd}(t)] + \min [v_{pd}(t)]}{2} = A. \quad (77)$$

Caso contrário (se $V_{\pi s} > 80\%$ da tensão nominal a ser medida), corre-se o risco de se operar com sinal de saída mono-cíclico, tornando o procedimento para medição de A não tão imediato (BARBOSA et al., 2010). Se tal célula SAT opera adequadamente em 80%, operará ainda melhor em 120%.

Designando a fase $\theta(t)$ como

$$\theta(t) = \Phi_0 + \phi(t) + \varphi(t) + \frac{\pi}{4}, \quad (78)$$

em (74), substituindo (75) ao resultado e, em seguida, subtraindo a constante A , define-se o seguinte sinal de saída:

$$\begin{aligned} v(t) &= -AV \cos \left[\Phi(t) + \theta(t) - \frac{\pi}{4} \right] \\ &= -AV \cos \left[\frac{\pi}{4} \cos(2\pi f_0 t) + \theta(t) - \frac{\pi}{4} \right]. \end{aligned} \quad (79)$$

Tal como discutido no capítulo anterior, os sinais de saída de um interferômetro de quadratura estão defasados entre si de 90° , isto é, deve-se provocar um retardo de $\pi/2$ rad na fase de um dos ramos onde, via de regra, utiliza-se uma lâmina de $\lambda/4$.

No caso do sensor proposto, que possui apenas um sinal fotodetectado, a função da lâmina de $\lambda/4$ passa agora a ser executada pela célula MOF. Desta forma, aplica-se um sinal de modulação $V_m(t)$, tal que o valor entre a tensão do pico e a tensão do vale consecutivo conduza a uma fase induzida na célula MOF de $\Phi(t) = \pm\pi/4$ rad. Isso constitui a essência do método proposto, isto é, chaveando $\Phi(t)$ em (79), para assumir o valor $-\pi/4$ rad e $+\pi/4$ rad nos instantes das amostragens, obtém-se os termos em quadratura $-AV \sin\theta(t)$ e $-AV \cos\theta(t)$. Assim, os termos em quadratura são gerados consecutivamente por aquisição entrelaçada e, portanto, ambos os sinais podem ser obtidos a partir de apenas um fotodiodo. Vale ressaltar que $v(t)$ é adquirido a uma taxa de amostragem $f_s = 2f_0$, ou seja, existem duas amostras por período de $V_m(t)$.

Uma característica importante do método é que a aquisição de $v(t)$ é sincronizada com $V_m(t)$, de tal forma que as amostras são tomadas nos instantes onde $V_m(t)$ atinge seus picos e vales. Nestes instantes, observando (79), $\Phi(t)$ assume os valores $\pi/4$ e $-\pi/4$, respectivamente, e o sinal amostrado $v[n] = v(nT_s)$, $n = 0, 1, 2, \dots$, resulta em

$$v[n] = v(nT_s) = \begin{cases} -AV \cos\theta(nT_s), & n \text{ par} \\ -AV \sen\theta(nT_s), & n \text{ ímpar} \end{cases} \quad (80)$$

O sinal $v[n]$ é então separado em duas sequências distintas:

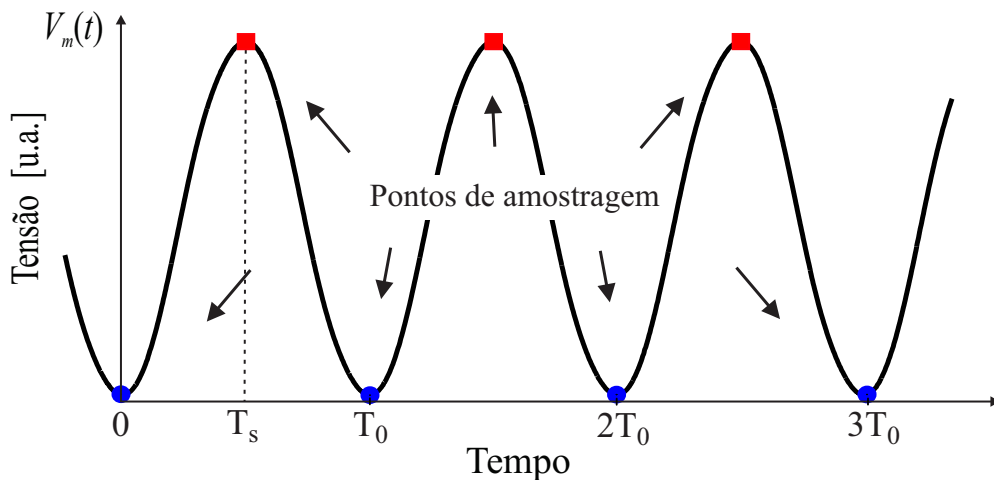
$$y_{1d}[n] = v[2n] = -AV \cos\theta(nT_s), \quad (81)$$

e

$$y_{2d}[n] = v[2n + 1] = -AV \sen\theta(nT_s). \quad (82)$$

A sequência $y_{1d}[n] = v[2n]$ (amostras pares, círculos azuis), e a sequência $y_{2d}[n] = v[2n + 1]$ (amostras ímpares, quadrados vermelhos) são obtidas e representam as amostras dos sinais em quadratura de $v(t)$, cada uma com período de amostragem $T_0 = 1/f_0$. É importante notar que $y_{1d}[n]$ e $y_{2d}[n]$ representam amostras em diferentes instantes de tempo, isto é, $y_{1d}[0]$ é a amostra de $v(t)$ em $t = 0$ enquanto $y_{2d}[0]$ é a amostra de $v(t)$ em $T_s = T_0/2$. A Figura 29 ilustra um sinal de modulação $V_m(t)$ com os pontos de amostragem das sequências $y_{1d}[n]$ e $y_{2d}[n]$.

Figura 29 - Pontos de máximo e mínimo de $V_m(t)$ adquiridos a uma taxa de amostragem síncrona de $2f_0$.



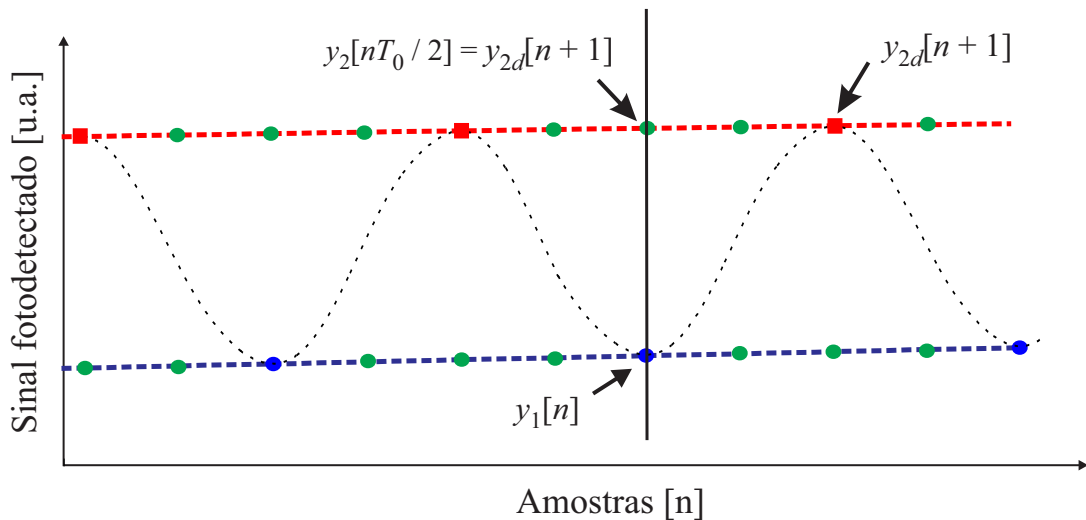
Fonte: Elaboração do autor.

Consequentemente, para a correta manipulação dos sinais, uma interpolação (*upsampling*¹)

¹*Upsampling* é a interpolação aplicada no contexto de processamento digital de sinal e conversão da taxa de amostragem. Quando o *upsampling* é executado em uma sequência de amostras de uma função ou sinal contínuo, ele produz uma aproximação da sequência que teria sido obtida por uma maior taxa de amostragem do sinal, tal como $x_i[n] = x[n/M] = x_c(nT/M)$ (OPPENHEIM; SCHAFFER; BUCK, 1999).

e ressyncronismo são realizados. Os sinais $y_{1d}[n]$ e $y_{2d}[n]$ agora são interpolados por um fator igual M (por exemplo, 4, quando são criadas 3 amostras entre duas amostras existentes), resultando em sinais com período de amostragem equivalente a T_0/M . Esses sinais chamados de $y_1[n]$ e $y_2[n]$, estão com um atraso relativo entre as amostras de $T_0/2$. Assim, para representar os sinais com o atraso relativo correto, uma mudança relativa de $M/2$ amostras deve ser aplicada. No caso de $M = 4$, isso pode ser obtido ao atrasar $y_1[n]$ por uma amostra e avançar $y_2[n]$ por uma amostra, ou simplesmente atrasar $y_2[n]$ por duas amostras. Ilustra-se na Figura 30 uma representação esquemática da interpolação e do processo de ressyncronismo das sequências, a linha tracejada senoidal apenas ilustra o sinal de modulação com os respectivos pontos de amostragem que devem ser sincronizados.

Figura 30 - Representação esquemática da interpolação de $y_{1d}[n]$ e $y_{2d}[n]$ e atraso de $y_2[n]$ em 2 amostras.



Fonte: Elaboração do autor.

Como resultado do processo de interpolação e ressyncronização, os seguintes sinais são obtidos:

$$y_1[n] = -AV \cos \theta(t)|_{t=nT_0/M} = y_1(t)|_{t=nT_0/M}, \quad (83)$$

e

$$y_2[n] = -AV \sin \theta(t)|_{t=nT_0/M} = y_2(t)|_{t=nT_0/M}, \quad (84)$$

ou seja, eles representam os sinais em quadratura de fase e amostrados com uma taxa de amostragem de Mf_0 de $v(t)$.

Agora, com os sinais equivalentes de (83) e (84) no domínio do tempo, pode-se mostrar que:

$$y_3(t) = y_1(t)\dot{y}_2(t) - y_2(t)\dot{y}_1(t) = (AV)^2\dot{\theta}, \quad (85)$$

sendo $\dot{f}(t)$ a derivada no tempo de $f(t)$. O valor de $\dot{\theta}(t)$ pode ser obtido independente do fator AV usando a relação:

$$Y_v(t) = \frac{y_3(t)}{y_1^2(t) + y_2^2(t)} = \dot{\theta}(t). \quad (86)$$

Com isto, o método proposto torna-se auto-consistente, uma vez que Y_v é independente das variações espúrias do produto AV , melhorando assim a estabilidade e precisão da medição.

Considera-se que $\dot{\phi}(t) \gg \phi(t)$ e $\dot{\Phi}_0(t) \gg \Phi_0(t)$ (tipicamente, $\phi(t)$ e $\Phi_0(t)$ variam com a temperatura em frequências abaixo de poucos Hz, no entanto $\phi(t)$ possui frequência de 60 Hz), que na prática é uma suposição razoável. Com isto, passando o resultado de (86) por um filtro passa-altas, sendo que $\theta(t)$ é dado por (78), obtém-se o sinal filtrado

$$Y_{vf}(t) = \dot{\theta}(t) = \dot{\phi}(t). \quad (87)$$

Então, $V_s(t)$ pode ser recuperado por integração no tempo de (87) e substituindo o resultado em (76) para obter

$$V_s(t) = \frac{V_{\pi s}}{\pi} \int Y_{vf}(t) dt. \quad (88)$$

Consequentemente, usando o novo método, a tensão aplicada $V_s(t)$ é medida independentemente da forma de onda mesmo com as variações de fase aleatórias ocorrendo em $\Phi_0(t)$ ou $\phi(t)$.

Discute-se que a variação de fase $\theta(t)$ também pode ser extraída usando qualquer técnica clássica de detecção de quadratura, como o método arctan. Todavia, por ser inversa de uma função trigonométrica (periódica), terá descontinuidades conforme varia no tempo, e assim, a série discreta no tempo da fase óptica recuperada é calculada corretamente por um processo denominado de *phase-unwrapping*. Assim, a partir das sequências (83) e (84), obtém-se:

$$\theta_r(t) = \tan^{-1} \left[\frac{y_2(t)}{y_1(t)} \right] + m\pi, \quad (89)$$

sendo que θ_r é a versão recuperada da fase $\theta(t)$, e m é um número inteiro que deve ser determinado para que não ocorram descontinuidades. Observa-se também que o fator AV é cancelado

na divisão e, portanto, o método também não depende das variações na potência do *laser*, ganho do fotodiodo e do sistema de aquisição de dados, nem da visibilidade de franja.

Uma vez que $\theta_r(t)$ é dado em radianos, o sinal aplicado na célula SAT pode ser recuperado por meio da expressão (76), logo:

$$\begin{aligned} V_r(t) &\cong \frac{V_{\pi s}}{\pi} \cdot \theta_r(t) \\ &\cong \frac{V_{\pi s}}{\pi} \left(\frac{\pi}{V_{\pi s}} v_s + \varphi_0 \right) \\ &\cong v_s + \frac{V_{\pi s}}{\pi} \varphi_0, \end{aligned} \quad (90)$$

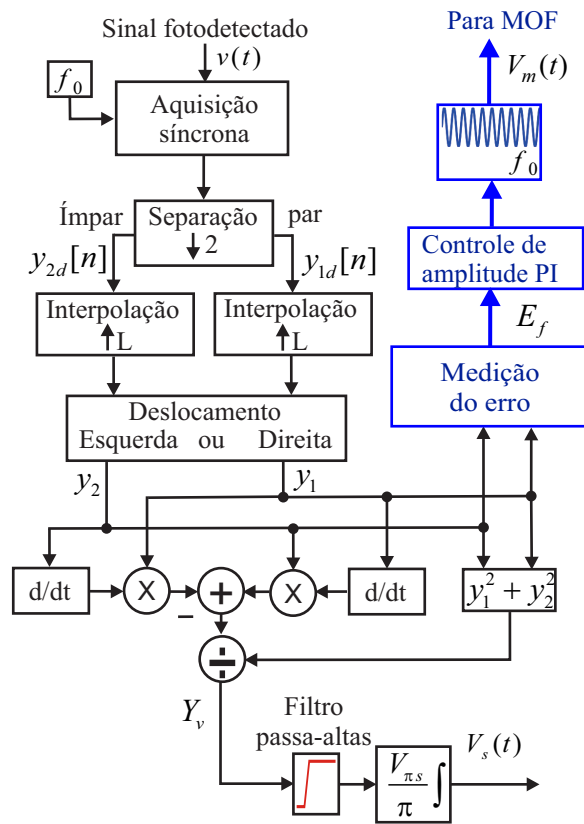
Pode-se extrair a componente DC, $(V_{\pi s}/\pi) \varphi_0$, do sinal recuperado (90) por meio de um filtro passa-altas. Entretanto, o método arctan exige muitos processos que consomem tempo, dificultando seu uso para medições em tempo real.

No entanto, o novo método proposto na tese depende da estabilidade das tensões de meia-onda, $V_{\pi s}$ e $V_{\pi m}$, diante das derivações de temperatura, bem como, da precisão do processo de aquisição síncrona. Devido às dificuldades práticas em satisfazer essas condições, um sistema de controle por realimentação foi utilizado, tal como o apresentado na próxima seção.

4.2 CONTROLE DE FASE DA CONDIÇÃO DE QUADRATURA

Essencialmente, o propósito do sensor descrito na Figura 28 é medir a tensão aplicada $V_s(t)$, de acordo com (88). No entanto, a tensão de meia-onda da célula SAT, $V_{\pi s}$, pode variar com a temperatura, causando imprecisões neste procedimento de medição. Além disso, o método descrito na seção 4.1 assume que a condição (75) esteja satisfeita, o que ocorre quando a amplitude de $V_m(t)$ é ajustada para $V_m = V_{\pi m}/4$. Isso corresponde ao valor ideal de V_m porque, na prática, $V_{\pi m}$ também varia com a temperatura. A Figura 31 ilustra o diagrama esquemático do método proposto e a malha de controle do sistema.

Figura 31 - Diagrama esquemático do método proposto e a malha de controle do sistema.



Fonte: Elaboração do autor.

Para compensar problemas devido às variações em $V_{\pi s}$ ou devido à aquisição síncrona, amplitudes adequadas da tensão do MOF, $V_m(t)$, devem ser ajustadas pelo sistema de controle, apesar das variações em $V_{\pi m}$. Consequentemente, se a amplitude V_m for diferente do valor desejado, um valor apropriado deve ser aplicado à célula MOF para compensar todas as fontes de imprecisões. Este novo valor é denotado por $V_m(t) = V'_m \cos 2\pi f_0 t$, de modo que:

$$V'_m = V_m + \Delta V_m = \frac{V_{\pi m}}{4} + \frac{V_{\pi m}}{2\pi} \delta, \quad (91)$$

sendo que $V_{\pi m}$ corresponde ao valor da tensão de meia-onda quando o sistema é estabilizado pelo sistema de controle e δ é um erro de fase na operação em malha fechada.

Considerando-se (91), na prática (ou em experimentos), pode-se mostrar que as expressões ideais (83) e (84) podem ser substituídas por:

$$y_1[n] = -AV \cos \theta(nT_s) \quad (92)$$

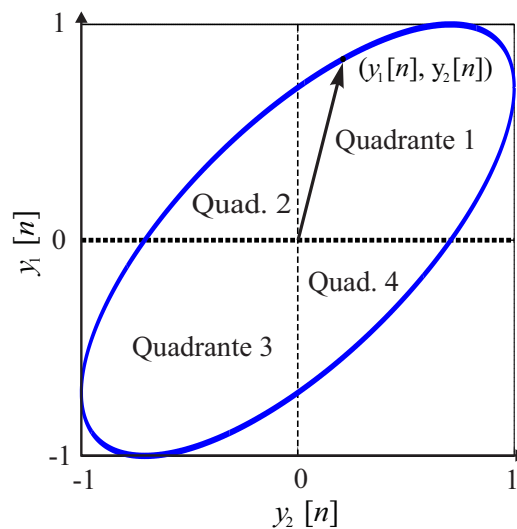
e

$$y_2[n] = -AV \text{sen}[\theta(nT_s) + \delta], \quad (93)$$

respectivamente, quando a malha de controle é habilitada.

Assim, a partir dos sinais $y_1[n]$ e $y_2[n]$, obtém-se a figura de Lissajous que, em condição ideal de quadratura (defasados em $\pi/2$ rad) formam um círculo de raio unitário e centrado na origem. Todavia, nem sempre os sinais estão em perfeita condição de quadratura, logo a figura de Lissajous torna-se elíptica, inclinada a 45° em relação aos eixos coordenados, tal como ilustra-se na Figura 32. Conseqüentemente, ocorrem alterações nos valores dos raios vetores (uma linha direta da origem de um sistema de coordenadas para um ponto do espaço, considerado como variável e varrendo a curva.) em toda sua extensão.

Figura 32 - Esboço de uma figura de Lissajous usando valores práticos de y_1 e y_2 como abscissa e ordenada, respectivamente.



Fonte: Elaboração do autor.

Uma vez determinado em qual quadrante encontram-se $y_1[n]$ e $y_2[n]$, realiza-se o cálculo da média dos raios vetores nos quadrantes ímpares (R_{13}) e nos quadrantes pares (R_{24}). Quando $y_1[n]$ e $y_2[n]$ estiverem nos quadrantes ímpares a média é definida como:

$$R_{13} = \frac{1}{P} \sum_{n=1}^P \sqrt{y_1^2[n] + y_2^2[n]}, \quad (94)$$

sendo p o número de elementos em $y_1[n]$ e $y_2[n]$ com os mesmos sinais algébricos. De forma análoga, quando $y_1[n]$ e $y_2[n]$ estiverem nos quadrantes pares (R_{24}) a média é definida como:

$$R_{24} = \frac{1}{m} \sum_{n=1}^m \sqrt{y_1^2[n] + y_2^2[n]}, \quad (95)$$

sendo m o número de elementos em $y_1[n]$ e $y_2[n]$ com mesmos sinais algébricos. Ressalta-se que, independente do número de elementos presentes em p e m , o controle opera de forma adequada.

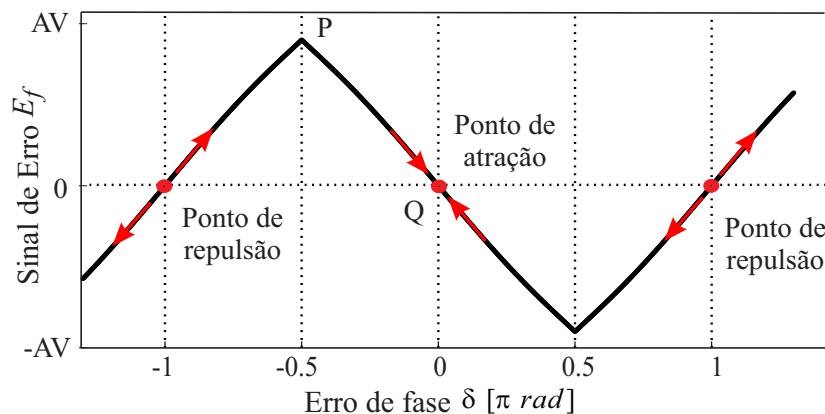
Define-se o sinal de erro E_f , como sendo:

$$E_f = R_{13} - R_{24}. \quad (96)$$

Em seguida, a malha de controle mostrada na Figura 31 é usada para anular δ ao se controlar a amplitude V_m' que resulta em $E_f = 0$, assim, o algoritmo de controle deve rastrear um $\delta \approx 0$. Para isto, um simples controlador PI (Proporcional-Integral) foi suficiente.

Substituindo (92) e (93) em (94) e (95) e, a seguir, ambos os resultados em (96), a curva E_f pode ser desenhada como uma função de δ , conforme apresentado na Figura 33, resultando em algo semelhante a uma função triangular, que é aproximadamente linear em torno do ponto de operação quiescente Q, onde $\delta = 0$. Como as não-idealidades do sistema não foram levadas em consideração para o controle PI, nenhum fenômeno de *chattering* (são oscilação em torno do ponto do equilíbrio) estará presente nos resultados.

Figura 33 - Relação entre os sinais de erro E_f e δ .



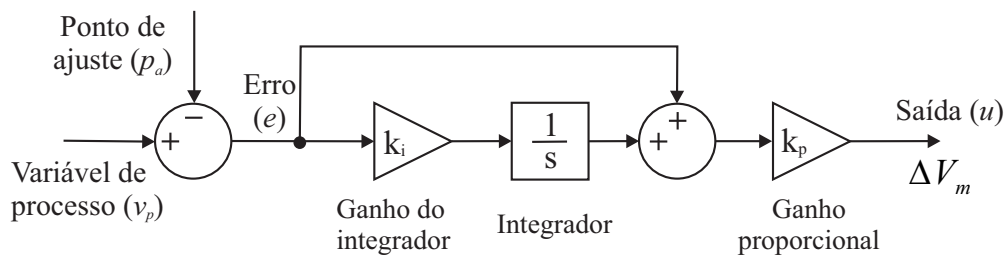
Fonte: Elaboração do autor.

Para confirmar que o sinal de erro E_f é uma função equivalente ao erro de fase δ , suponha que o sistema seja perturbado de modo que o sinal de erro E_f se torne um máximo, como mostrado na Figura 33 (ponto P); considerando (91) e partindo de $V_m' = 0$ o erro de fase é $\delta = -\pi/2$ rad. Enquanto o sistema de controle atua, alterando V_m' em (91) para aumentar δ

(diminuição no módulo), o valor do sinal de erro permanecerá positivo ($E_f > 0$), mas menor do que o anterior. Se V'_m em (91) aumentar para o valor $V'_m = V_{\pi m}/4$, o erro de fase varia para $\delta = 0$, quando os sinais (92) e (93) estariam em condição de quadratura em fase. Por outro lado, partindo do valor mínimo de E_f , onde $\delta = +\pi/2$ rad ocorre, a mudança de V'_m em (91) com o objetivo de diminuir δ faz com que o valor do sinal de erro permaneça negativo ($E_f < 0$), até V'_m assumir o valor $V'_m = V_{\pi m}/4$, de modo que $\delta = 0$. Estendendo o intervalo para $-\pi < \delta < +\pi$, pode concluir-se que, se δ negativo aumenta para zero, por meio de variações apropriadas da amplitude de tensão aplicada ao MOF (V'_m), então $E_f > 0$; por outro lado, se δ positivo diminui para zero, então $E_f < 0$. Na verdade, a curva de erro teórica para E_f é uma função periódica de δ , e as experiências permitem inferir que traz um número infinito de pontos de equilíbrio estáveis e instáveis quando $\delta = 0$, conforme representado na Figura 33.

Ao utilizar E_f como sinal de erro, empregou-se o sistema de controle de realimentação proporcional-integral (o bloco PI mostrado na Figura 31 e disponibilizado pelo *software* Lab-view) com o diagrama de blocos apresentado na Figura 34.

Figura 34 - Diagrama de blocos do controlador PI.



Fonte: Elaboração do autor.

O controlador PI compara o ponto de ajuste (p_a) com a variável de processo (v_p) para obter o erro (e), da seguinte maneira:

$$e = v_p - p_a. \quad (97)$$

sendo v_p o erro de fase entre os sinais em quadratura E_f e o ponto de ajuste, p_a , deve ser ajustado de modo que o controlador leve o erro para zero.

A ação do controlador PI, $u(t)$, que é equivalente ao sinal aplicado à célula MOF ΔV_m , é calculada da seguinte maneira:

$$\begin{aligned} u(t) &= k_p \left(e + \frac{1}{T_i} \int edt \right) \\ &= k_p e + \frac{k_p}{T_i} \int edt, \end{aligned} \tag{98}$$

na qual k_p é o ganho do controlador e T_i é o tempo de integração. O ganho de integração é dado por $k_i = \frac{k_p}{T_i}$.

A ação proporcional (u_p) é proporcional ao erro e . Este termo define a rapidez com que o controlador deve responder às mudanças no erro. A seguinte fórmula representa a ação proporcional:

$$u_p(t) = k_p e. \tag{99}$$

Já a ação integral (u_i) é proporcional à integral do erro e . Este termo geralmente é usado para corrigir o erro de estado estacionário e para evitar perturbações no sistema. A expressão a seguir representa a ação integral:

$$u_i(t) = k_i \int edt. \tag{100}$$

No Capítulo seguinte são apresentados os resultados obtidos com o sensor proposto, empregando o novo método de demodulação de sinais e correção da condição de quadratura por controle de realimentação. Em seguida, realiza-se um comparativo entre o novo método e o método clássico de demodulação arctan.

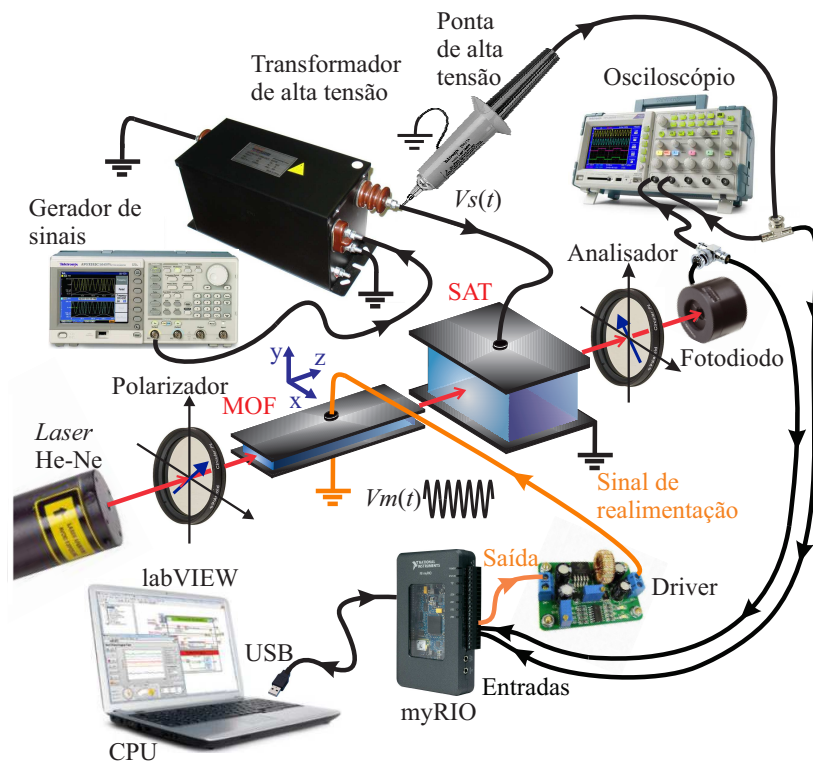
5 RESULTADOS EXPERIMENTAIS

Neste capítulo serão apresentados os resultados obtidos experimentalmente com o sensor de alta tensão proposto.

5.1 ARRANJO EXPERIMENTAL DO SENSOR DE ALTA TENSÃO CHAVEADO

O arranjo experimental utilizado para a aquisição e processamento dos sinais de saída do sensor de alta tensão chaveado é mostrado na Figura 35. O sinal de realimentação é obtido a partir da saída fotodetectada, sendo aplicado à célula MOF, via placa de aquisição e processamento de sinal myRIO, da National Instruments.

Figura 35 - Esquema de montagem do sensor de alta tensão chaveado.



Fonte: Elaboração do autor.

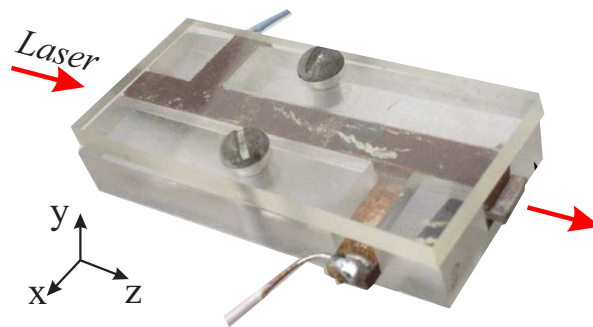
A plataforma myRIO baseia-se em quatro componentes: um processador, um FPGA reconfigurável, entradas e saídas e *software* de desenho gráfico. Combinados, esses componentes

forneem a capacidade de criar rapidamente, circuitos de *hardware* personalizados com E/S (Entrada/Saída) de alto desempenho e flexibilidade. Aliado ao *software* LabVIEW, no qual a programação é feita de acordo com o modelo de fluxo de dados, este dispositivo oferece vantagens significativas para a aquisição e processamento dos dados. A seguir, apresentam-se as principais características da plataforma myRIO, modelo 1900:

- Processador Xilinx Z-7010 667 MHz;
- Memória não-volátil de 256 MB, e DDR3 512 MB, 533 MHz, 16 bits;
- FPGA reconfigurável Xilinx Z-7010 667 MHz;
- Rede sem fio: IEEE 802.11 b, g, n 2,4 GHz;
- USB 2.0 de alta velocidade;
- 2 portas com 16 canais (cada porta) de E/S digitais;
- 4 canais de ± 10 V, 12 bits, A/D e D/A analógicos.

Apresenta-se na Figura 36 o modulador óptico de fase (MOF). O MOF é uma célula Pockels volumétrica, de cristal de LiNbO_3 com dimensões de 10, 1,1 e 50 mm nas direções $x = Y$, $y = Z$ e $z = X$ e propagação óptica na direção $z = X$. O campo elétrico externo associado à tensão $V_m(t)$ é aplicado paralelamente ao eixo Z do cristal, sendo que a célula está montada na configuração transversal. Esta célula corresponde ao primeiro dispositivo discutido na seção 2.2 (Figura 5), onde dimensões e parâmetros ópticos podem ser encontrados. Enfatiza-se que esta configuração apresenta o indesejável efeito da birrefringência natural, e assim, o fenômeno de desvanecimento é acentuado. Assim, o uso desta célula é bastante adequada para etapas posteriores da pesquisa, na qual se deseja realizar a medição simultânea da alta tensão e da temperatura no local de medição. Ou seja, tal célula atuará não só como elemento controlador na malha de realimentação, mas também proporcionará informações necessárias à medição da temperatura em uma etapa futura.

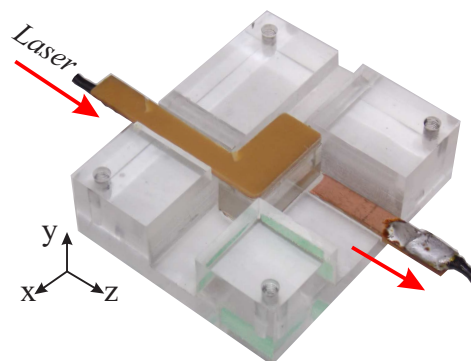
Figura 36 - Célula Pockels - Modulador Óptico de Fase (MOF).



Fonte: Elaboração do autor.

Na Figura 37, ilustra-se a célula utilizada como sensor de alta tensão (SAT). O SAT é outra célula de Pockels volumétrica de LiNbO_3 com dimensões de 20, 9,92 e 10,26 mm ao longo das direções $x = Z$, $y = Y$ e $z = X$, respectivamente, e a propagação óptica na direção $z = X$. Ela corresponde à segunda configuração discutida na seção 2.2 (Figura 7). A tensão a ser medida $V_s(t)$, corresponde a um campo elétrico aplicado paralelamente ao eixo Y do cristal. Não há birrefringência natural nesta configuração e, portanto, é menos susceptível ao fenômeno de desvanecimento.

Figura 37 - Célula Pockels - Sensor de Alta Tensões (SAT).



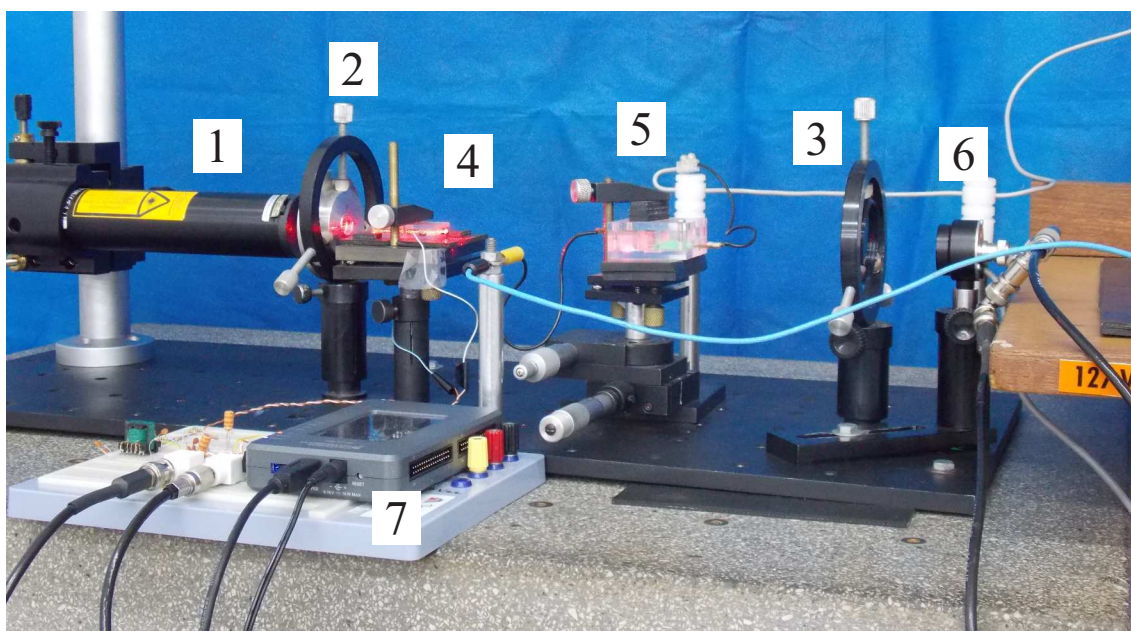
Fonte: Elaboração do autor.

Visto que o cristal empregado na célula SAT possui espessura de 9,92 mm, a máxima tensão admissível a ser aplicada antes da ruptura dielétrica do ar ocorrer é de aproximadamente 10 kV de pico (valor obtido experimentalmente). Isto significa que o sensor ainda não tem capacidade para operar com a tensão de linha de 13,8 kV (RMS), cujo valor da tensão de fase é $\cong 7,97$ kV e de pico de fase de $\cong 11,27$ kV. Dado isto, a máxima tensão utilizada neste trabalho foi de aproximadamente 8 kV de pico, sendo o suficiente para a prova de conceito do sistema de

detecção e do controle automático.

Observa-se, na fotografia da Figura 38, a montagem experimental do sensor de alta tensão chaveado implementado no LOE, dentre os quais possui os seguintes componentes: 1) *Laser* de He-Ne (da Lasos, modelo LGK 7628, operando no espectro visível com $\lambda = 632,8$ nm e com potência nominal de 15 mW); 2) Polarizador; 3) Analisador; 4) Célula Pockels (MOF) e 5) Célula Pockels (SAT), ambas fixadas em estágios de rotação e translação; 6) Fotodetector de lei quadrática do tipo PIN (de silício, modelo PDA 55 da Thorlabs); e 7) plataforma myRIO, modelo 1900 da National Instruments.

Figura 38 - Montagem experimental do sensor de alta tensão chaveado.



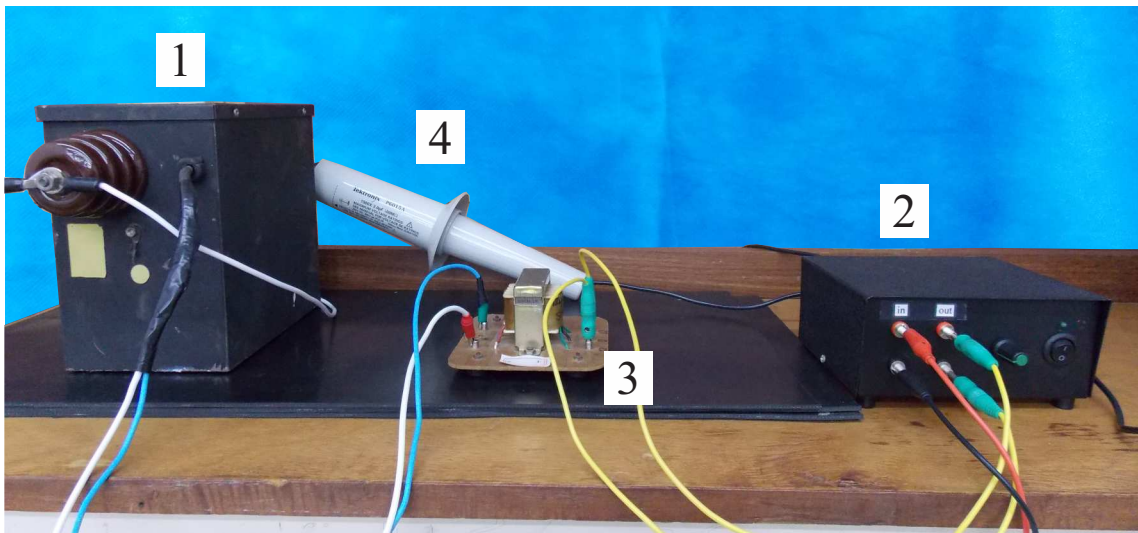
Fonte: Elaboração do autor.

Na Figura 39, apresenta-se o sistema de elevação de tensão, no qual um transformador elevador de tensão (item 1), com relação de transformação de 220 V para 15 kV (RMS), é empregado para elevar o sinal sintetizado por um gerador de funções. Entretanto, como o gerador de funções utilizado não fornece corrente suficiente e possui tensão máxima de 10 V de pico-a-pico, utilizou-se um amplificador de áudio (item 2) e um transformador de bancada (item 3) para reduzir o efeito do carregamento. Apresenta-se na Figura 40 o gráfico contendo a resposta em frequência do sistema de elevação de tensão, podendo-se observar que possui largura de banda de -3 dB igual a 300 Hz.

Para verificar o quão eficiente será a demodulação dos sinais, é importante compará-los aos sinais aplicados à célula SAT. Devido ao fato de estar-se empregando tensões da ordem de vários kV, o uso de uma ponta de prova capaz de operar nesta faixa de tensão faz-se necessária,

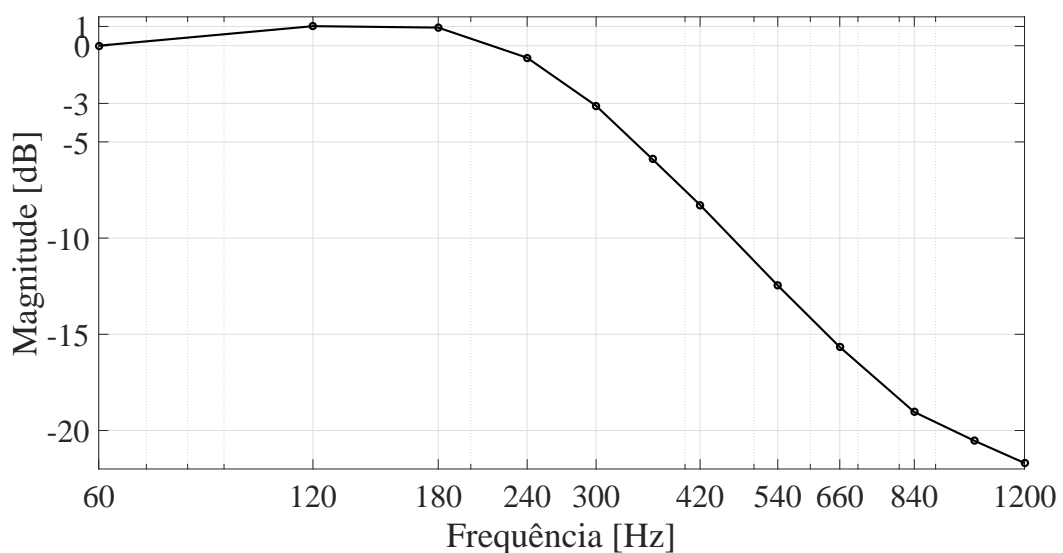
e assim, utilizou-se uma ponta de prova de referência (item 4 na Figura 39) com atenuação de 1000x, da Tektronix, modelo P6015A.

Figura 39 - Montagem experimental do sistema de elevação de alta tensão.



Fonte: Elaboração do autor.

Figura 40 - Resposta em frequência do sistema de elevação de alta tensão.

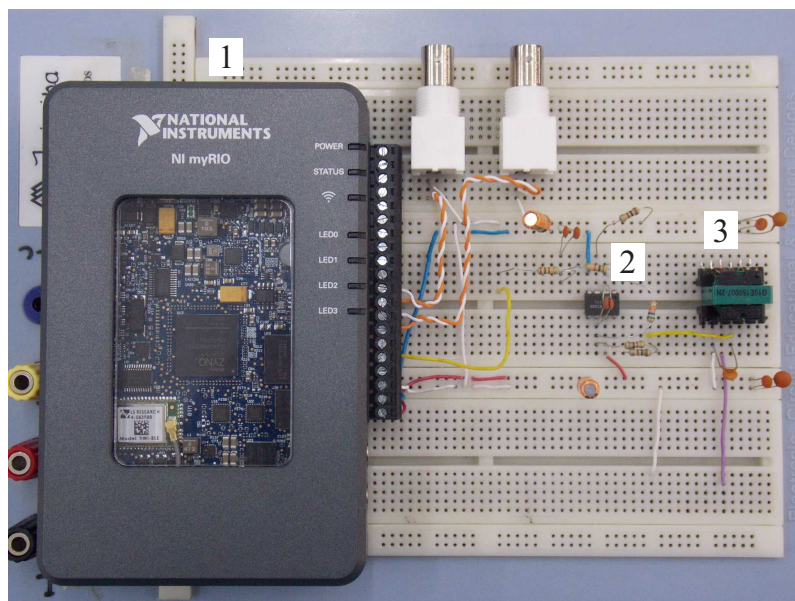


Fonte: Elaboração do autor.

Destaca-se, na Figura 41, o sistema de processamento e controle do sensor proposto. Como discutido no capítulo 4, o sinal interferométrico de saída do sensor, $v(t)$, é adquirido em um

dos canais de entrada do myRIO (item 1), onde é realizado o processamento para a obtenção dos sinais $y_1(t)$ e $y_2(t)$ necessários para a geração do sinal de chaveamento e controle. Em outro canal, faz-se a aquisição do sinal de alta tensão, $V_s(t)$, proveniente da ponta de prova de referência, para comparação. O sinal de chaveamento e controle é então transmitido por um canal de saída e, por intermédio de um *buffer* (item 2) e de um pequeno transformador (item 3), eleva-se esse sinal de modo que seja aplicado à célula MOF.

Figura 41 - Sistema de processamento.



Fonte: Elaboração do autor.

Em geral, a amostragem do sinal interferométrico de saída é realizada no LOE com o auxílio de um osciloscópio digital ligado ao computador via interface USB-GPIB. O processamento do sinal normalmente é executado com os recursos do *software* Matlab em pós-processamento. Assim, a utilização do myRIO como sistema de aquisição e processamento de sinais oferece diversas vantagens aos métodos até então utilizados no LOE. Primeiramente, destaca-se que os sinais são adquiridos e processados no próprio dispositivo, não havendo a necessidade de pós-processamento. A programação do LabVIEW também pode ser embarcada (*Embedded*) e, desta forma, o myRIO passa a funcionar de modo autônomo e os resultados obtidos a partir do processamento podem ser transmitidos por rede a um supervisor, por exemplo.

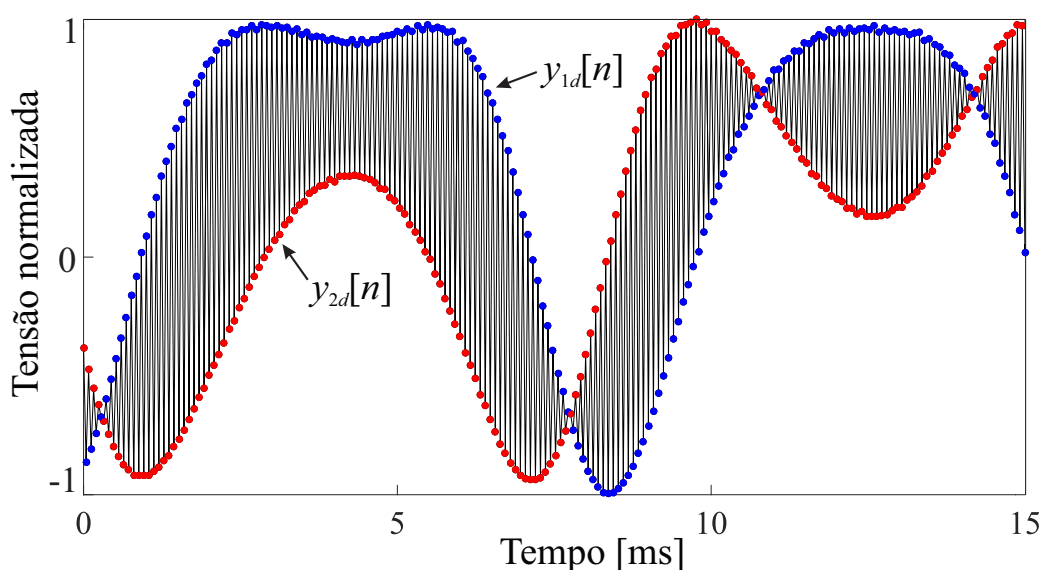
5.2 RESULTADOS OBTIDOS

Nesta seção serão apresentados os resultados obtidos experimentalmente com o sensor de alta tensão chaveado. Foram testadas formas de ondas distintas com o objetivo de investigar

a viabilidade do método em recuperar a tensão de entrada a partir do sinal fotodetectado. Na sequência serão apresentados resultados de formas de ondas reconstruídas pelo myRIO.

Primeiramente, apresenta-se na Figura 42 um sinal interferométrico típico de saída do sensor, adquirido de forma síncrona com o sinal de modulação. Neste sinal pode-se observar o sinal de modulação (segmentos de retas que ligam os pontos de amostragem) controlando o sistema. Os sinais em quadratura, $y_{1d}[n]$ e $y_{2d}[n]$, são obtidos a partir de sua envoltória, isto é, entre um pico e um vale consecutivos do sinal de modulação.

Figura 42 - Gráfico do sinal fotodetectado, modulado e controlado.



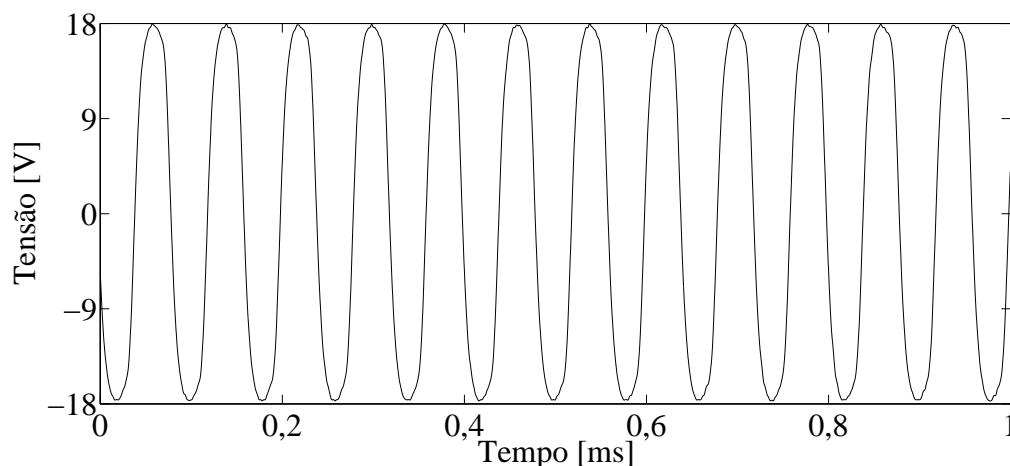
Fonte: Elaboração do autor.

A Figura 43 ilustra o sinal de modulação (gerado pelo myRIO e com frequência de $f_0 = 12,5$ kHz) que é aplicado à célula MOF, com a finalidade de se obter uma diferença de fase de $\pi/2$ rad entre os sinais de quadratura. Como abordado na seção 2.2, a tensão de meia-onda da célula MOF, tem valor teórico de 64,92 V (de pico) e, portanto, é necessário apenas $1/4$ desse valor, ou seja, aplica-se uma tensão de aproximadamente $V_m = 16,23$ V de pico para gerar $\pi/2$ rad de defasagem. Por efeito da variação da temperatura ambiente, o valor da tensão de meia-onda da célula não é constante, fazendo com que a malha de realimentação atue, de forma ativa, no valor da tensão V_m , garantindo, assim, a diferença de fase entre os sinais.

O processo de aquisição síncrona com o sinal de modulação é realizado da seguinte forma: gera-se um sinal de onda quadrada seccionada em duas partes, a primeira tendo o seu patamar positivo, tal qual $V_m = +\pi/4$ rad por um determinado tempo e, em seguida realiza-se a aquisição do sinal $V_s(t)$. Após a aquisição, gera-se o patamar negativo, $V_m = -\pi/4$ rad, também por um intervalo de tempo e, logo em seguida realiza-se o processo de aquisição do sinal $V_s(t)$. O

processo se repete até que seja realizada a finalização do programa.

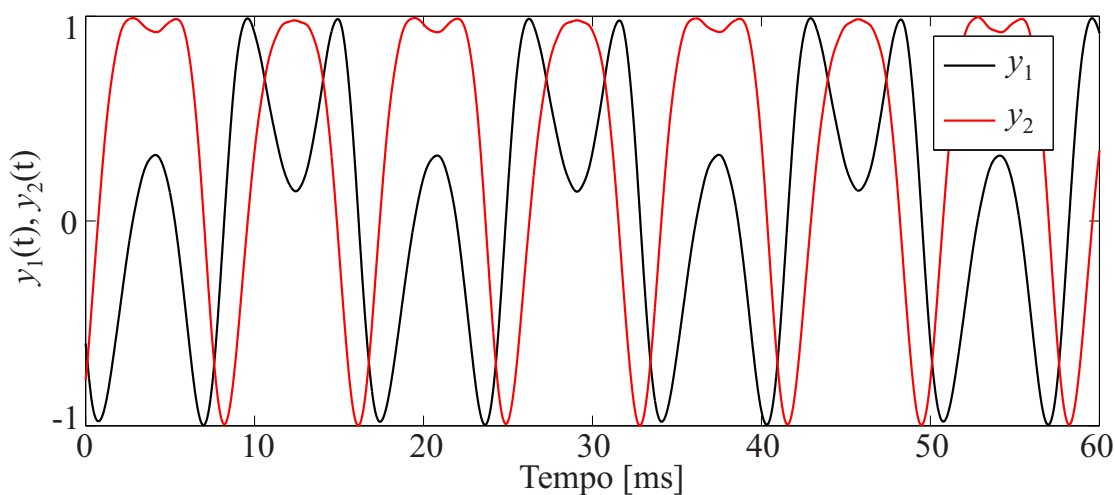
Figura 43 - Gráfico com o sinal de modulação aplicado à célula MOF.



Fonte: Elaboração do autor.

Logo após a aquisição do sinal interferométrico modulado, observado na Figura 42, realiza-se o processo de separação das amostras, obtendo-se duas sequências distintas, y_1 e y_2 . Uma vez que o tempo entre as amostras dos sinais está com atraso de meio ciclo do sinal de modulação, $f_s/2$, há a necessidade de realizar o sincronismo entre os sinais. Assim, primeiramente, realiza-se uma interpolação (*upsampling*) nos sinais a um fator de $L = 4$, de forma que possa ser realizado o sincronismo, na qual desloca-se a sequência y_2 em duas amostras. Pode-se observar, na Figura 44, os sinais y_1 e y_2 , interpolados e sincronizados.

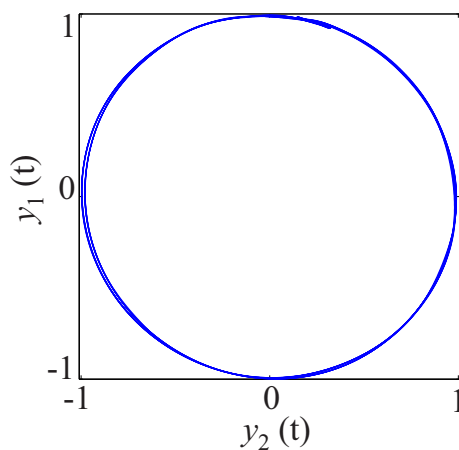
Figura 44 - Sinais y_1 e y_2 interpolados e sincronizados.



Fonte: Elaboração do autor.

A figura de Lissajous obtida pelos sinais da Figura 44 é apresentada na Figura 45. Percebe-se que a figura de Lissajous está centrada na origem, e possui a forma de um círculo, indicando o adequado funcionamento da malha de realimentação.

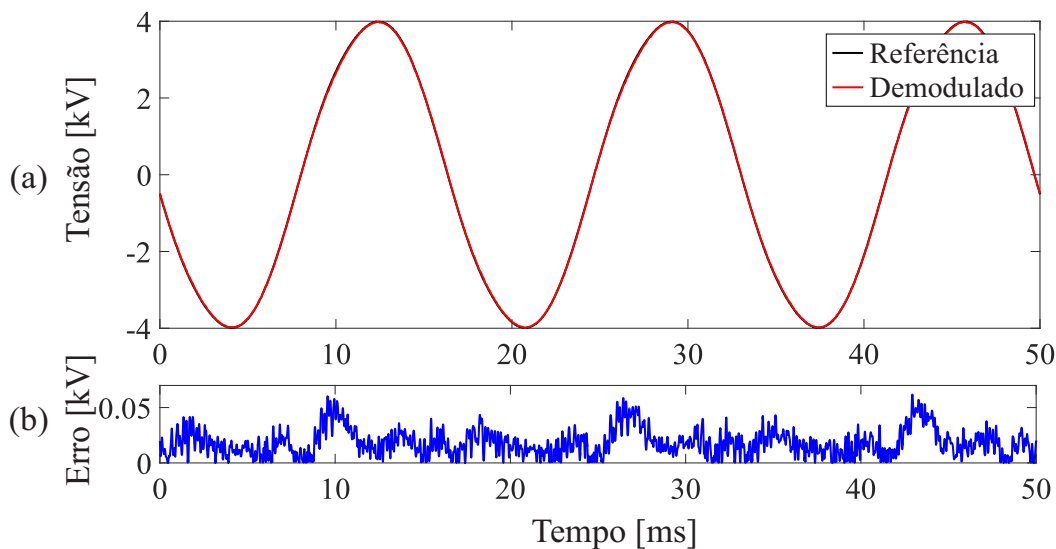
Figura 45 - Figura de Lissajous dos sinais y_1 e y_2 .



Fonte: Elaboração do autor.

No primeiro teste, sintetizou-se um sinal senoidal com frequência de 60 Hz e tensão em torno de 4 kV de pico, como mostrado na Figura 46, e aplicou-se o método de demodulação proposto. Pela análise do gráfico da Figura 46(a), observa-se que o sinal de referência medido pela ponta de prova e o sinal demodulado de $V_s(t)$, possuem boa concordância. O erro absoluto (em volts) apresenta discrepância menor que 50 V Figura 46(b).

Figura 46 - Sinais de referência e demodulado (a), e erro absoluto (b) de um sinal $V_s(t)$ aplicado ao SAT.



Fonte: Elaboração do autor.

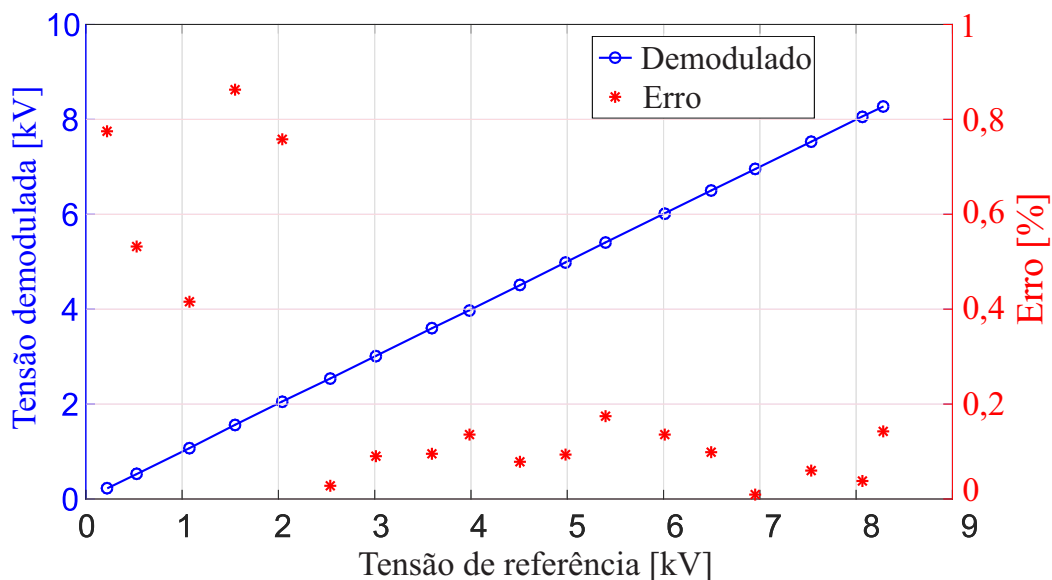
Apesar da norma Comissão eletrotécnica internacional - IEC (2011) não requerer operação abaixo de 80% do valor nominal, o sensor proposto neste trabalho funciona razoavelmente mesmo se $V_s(t)$ assumir valores de tensão de pico fora deste intervalo. No entanto, nesta situação, o valor de pico de $\phi(t)$ seria menor que π rad, e a constante A não poderia ser facilmente medida. Além disso, a figura de Lissajous seria um pequeno pedaço de uma elipse aberta, tornando-se complicado de se ajustar o valor apropriado de V_m , devido à dificuldade de se calcular seus raios vetores nos quadrantes corretos da Figura 32.

Assim, se o sensor estiver operando com $V_s(t)$ abaixo de 80% do valor nominal, a malha de realimentação é momentaneamente desabilitada. No entanto, o sistema continua a desempenhar o seu papel, trabalhando com os últimos valores armazenados de A e de V_m .

Na Figura 47, apresenta-se a tensão demodulada em função da tensão de referência, quando sinais senoidais com frequência de 60 Hz e amplitudes entre 200 e 8200 V de pico são aplicadas ao sensor. As diferenças percentuais foram calculadas e são apresentadas na escala do lado direito. Ao usar o método de mínimos quadrados obtém-se a linha $y = 0,99924x + 0,00049$, com coeficiente de correlação igual a 0,99999, na qual y e x são as tensões demodulada e de referência, respectivamente. Portanto, a linearidade do sensor é excelente e, no intervalo entre 2,5 e 8 kV, onde o sistema de controle por realimentação está habilitado, as diferenças máximas foram inferiores a 0,2%. Abaixo dessa faixa, onde o sistema de controle está em modo de espera e com o sensor operando com valores armazenados de A e V_m , a diferença máxima é menor que 0,9%. A precisão do sensor torna-se um pouco menor, porém, se a variação da temperatura não

for muito grande, o desempenho será aceitável.

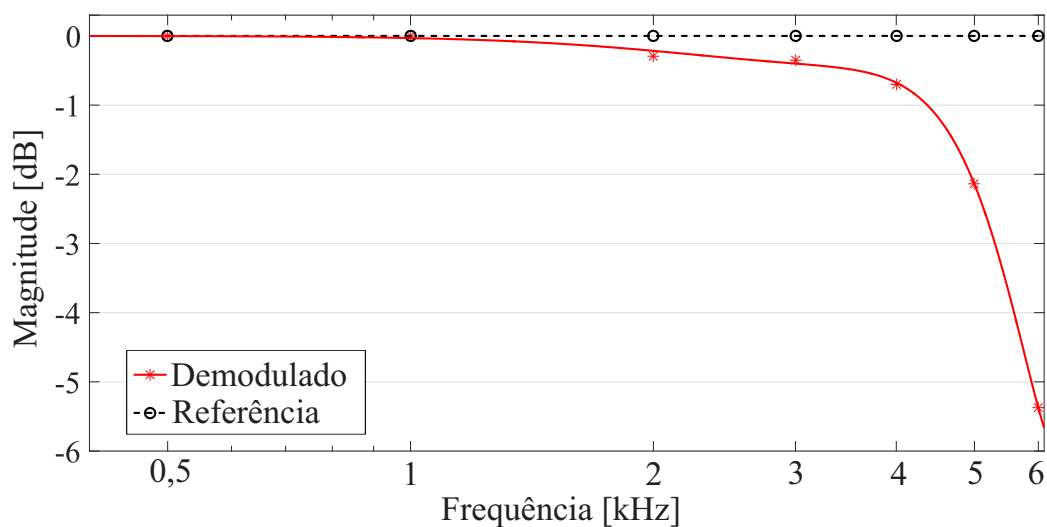
Figura 47 - Linearidade do sistema e erro relativo.



Fonte: Elaboração do autor.

Levantou-se a resposta em frequência do sensor proposto, em que a razão entre as tensões de entrada e saída são plotadas (em dB) como uma função da frequência na banda entre 500 Hz e 6 kHz, como observa-se na Figura 48. As tensões dos sinais foram selecionadas de modo que o sistema de controle estivesse ativo entorno de 4 kV de pico, que corresponde a tensão de meia-onda da célula SAT. A resposta da ponta de prova de referência também foi plotada, que indica uma resposta em frequência plana na faixa medida. A largura de banda do sensor é de aproximadamente -3 dB a 5 kHz, o que é suficiente para o propósito deste trabalho.

Figura 48 - Resposta em frequência do sistema e da ponta de prova de referência.



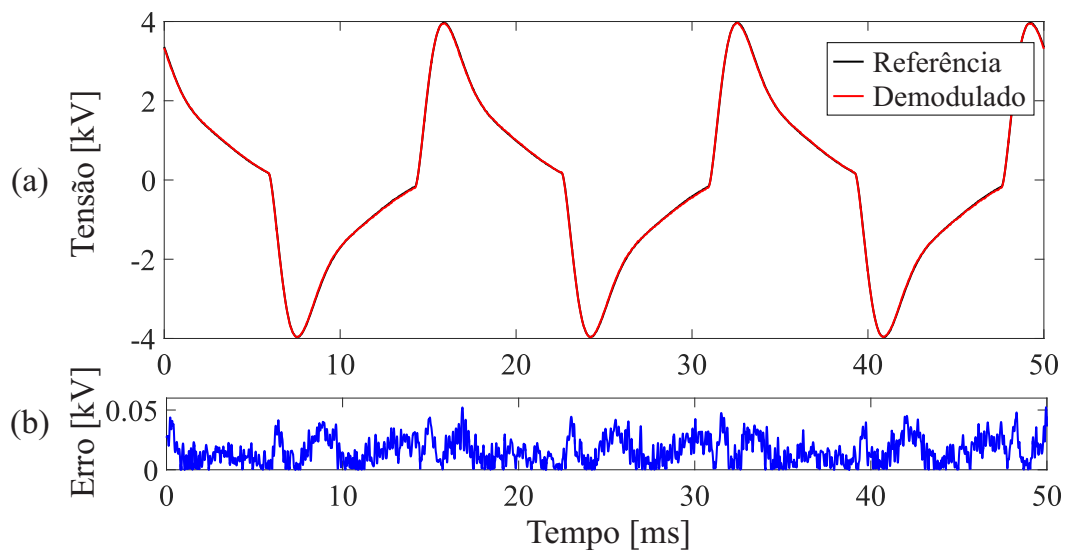
Fonte: Elaboração do autor.

Apesar dos resultados observados nas Figuras 47 e 48 sugerirem que o sensor é adequado para medirem-se sinais com tensões superiores a 3 kV com relativa exatidão, um sinal com alto conteúdo harmônico é aplicado à célula SAT a fim de comparar sua resposta a altas frequências.

Os sinais de referência e demodulado são mostrados na Figura 49, bem como o respectivo gráfico de erro absoluto (em volts). Os sinais possuem boa concordância, com erro menor que 50 V. Os valores máximos dos erros ocorreram perto das partes mais íngremes do sinal de entrada, onde a resposta em frequência do sensor é limitada.

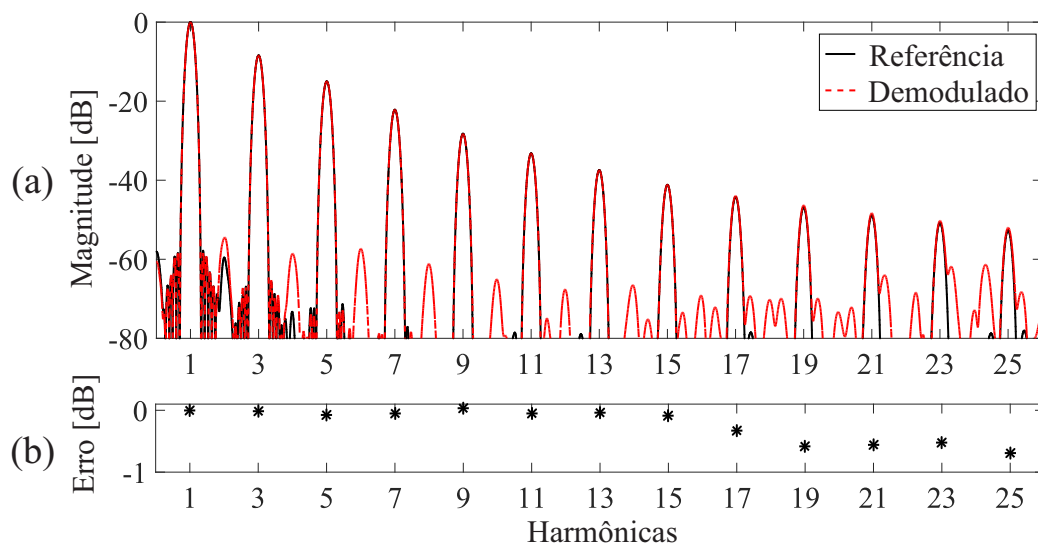
Na Figura 50, é apresentado o espectro das componentes harmônicas dos sinais da Figura 49. Analisando este espectro, observa-se que houve boa concordância entre as harmônicas dos sinais de referência e demodulado. O eixo das abscisas é normalizado pela frequência fundamental 60 Hz. Há uma predominância de harmônicas ímpares e há uma boa concordância entre os dois espectros até a 25^a harmônica, com diferença menor que -1 dB. Os valores superiores a estes podem ser desconsiderados, pois estão próximos do nível de ruído.

Figura 49 - Sinais de referência e demodulado (a), e erro absoluto (b) de um sinal com altas componentes harmônicas.



Fonte: Elaboração do autor.

Figura 50 - Componentes harmônicas dos sinais de referência e demodulado (a), e erro absoluto (b) de um sinal com altas componentes harmônicas.

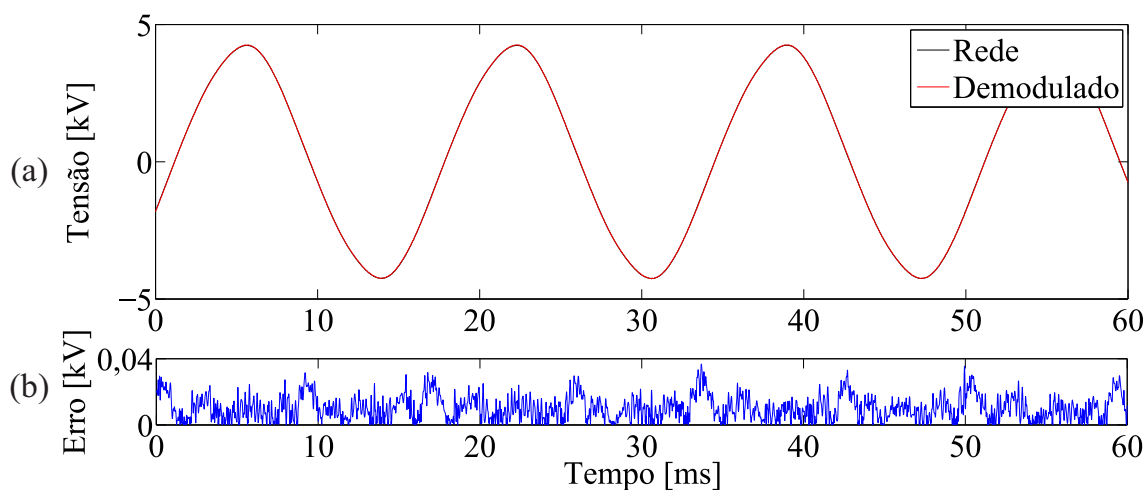


Fonte: Elaboração do autor.

Em seguida analisou-se um sinal da rede elétrica de 220 V. Contou-se com o auxílio de um transformador variador de tensão da STP - Sociedade Técnica Paulista (modelo A TV-215-M) ligado ao transformador elevador de tensão (item 1 da Figura 39), com o propósito de manter a alta tensão dentro da faixa de operação da célula SAT.

Assim, apresenta-se na Figura 51 o gráfico dos sinais de referência e demodulado de uma onda senoidal de aproximadamente 5 kV de pico, proveniente da rede elétrica de 220 V e 60 Hz. Os sinais possuem boa concordância com erro absoluto máximo menor que 40 V.

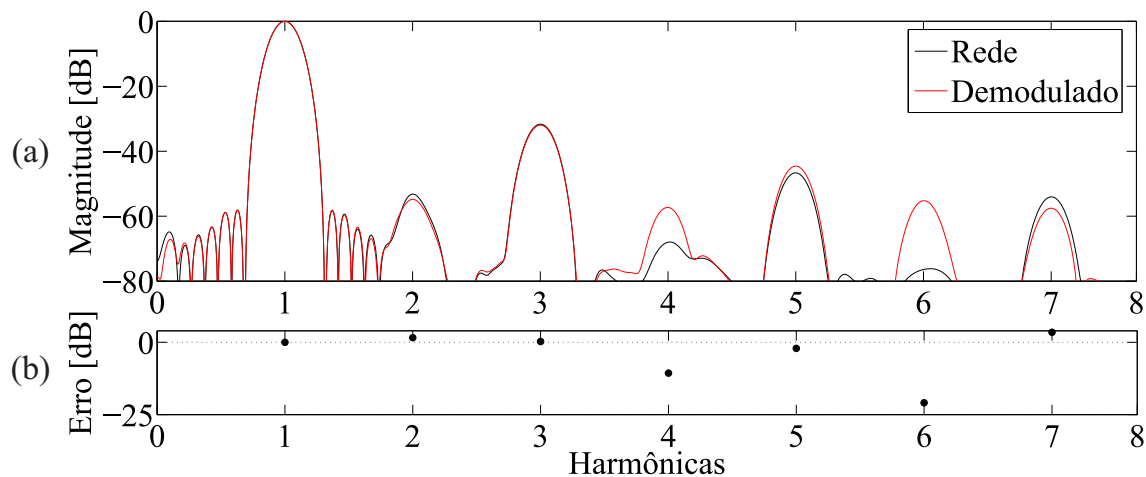
Figura 51 - Gráfico contendo os sinais de referência e demodulado (a), e erro absoluto (b) de um sinal da rede elétrica.



Fonte: Elaboração do autor.

Na Figura 52, é apresentado o espectro das componentes harmônicas do sinal da rede elétrica. Analisando este espectro, observa-se que houve boa concordância entre as harmônicas dos sinais de referência e demodulado. A maior diferença entre os sinais de referência e demodulado, nas componentes ímpares, foi de 4 dB (na 7^a harmônica), e, nas componentes pares, foi de -20 dB (na 6^a harmônica).

Figura 52 - Componentes harmônicas dos sinais de referência e demodulado (a), e erro absoluto (b) de um sinal da rede elétrica.



Fonte: Elaboração do autor.

A distorção harmônica total, THD (do inglês, *Total Harmonic Distortion*), é utilizada para definir o efeito das harmônicas na tensão do sistema. Ela é usada em sistemas de alta tensão, média tensão e baixa tensão (INSTITUTO DE ENGENHEIROS ELETRICOS E ELETRÔNICOS - EEE, 1993), sendo expressa como uma porcentagem da harmônica fundamental, e definida como:

$$THD = \frac{\sqrt{\sum_{h=2}^{25} V_h^2}}{V_1} \cdot 100\% \quad (101)$$

sendo que V_1 é a tensão medida da harmônica fundamental e V_h são os valores das tensões das harmônicas de ordem h do sinal analisado. O espectro harmônico, a ser considerado para o cálculo da distorção harmônica total, deve compreender uma faixa de frequências que abrange desde a componente fundamental até, no mínimo, a 25^a ordem harmônica (BRASIL. Agência Nacional de Energia Elétrica - ANEL, 2016).

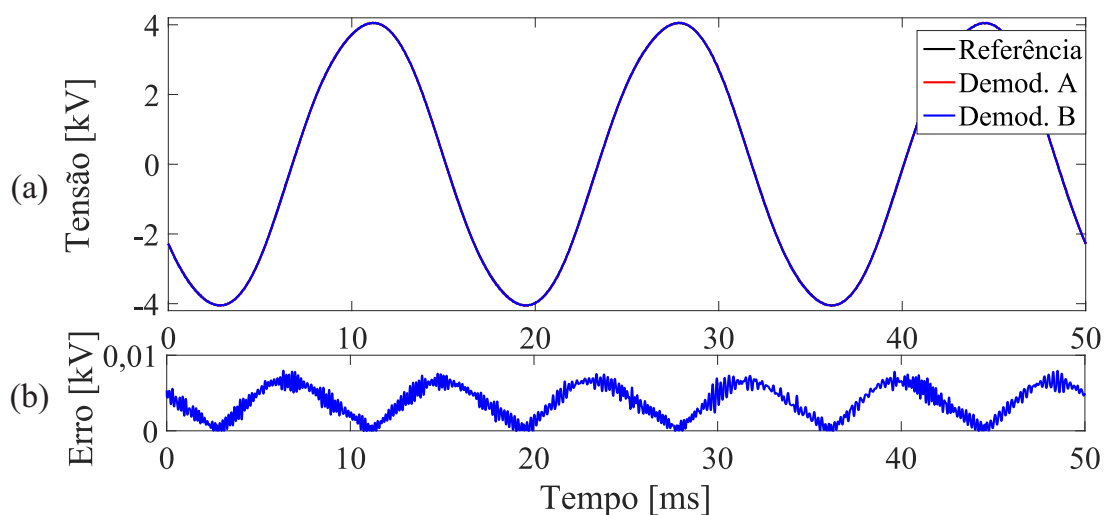
Com base nestas informações, procedeu-se aos cálculos de THD para os sinais de referência (THD_r) e demodulado (THD_d) com alto conteúdo harmônico, como o apresentado na Figura 49, obtendo-se: $THD_r = 42,87\%$ e $THD_d = 42,99\%$, com diferença relativa de 0,12%. Para os sinais da rede elétrica apresentados na Figura 51 foram obtidos $THD_r = 2,66\%$ e $THD_d = 2,61\%$, com diferença relativa de 0,005%.

Com o intuito de se verificar a eficiência do novo método de demodulação proposto na tese (Demod. A), em relação ao método clássico de demodulação arctan (Demod. B), realizou-se

uma comparação com: (a) um sinal sintetizado senoidal em 60 Hz e amplitude de 4 kV de pico; (b) um sinal sintetizado com alto conteúdo harmônico, o qual, possui frequência fundamental em 60 Hz e amplitude de 4 kV.

Na Figura 53a, apresenta-se o sinal adquirido utilizando a ponta de prova de referência (Preto), o sinal demodulado pelo novo método (Vermelho) e o sinal demodulado pelo método clássico arctan e *phase-unwrapping* (Azul). Pode-se notar que houve boa concordância entre os sinais de referência e demodulados. Entre as duas técnicas de demodulação, obteve-se um erro absoluto menor que 10 V (Figura 53b).

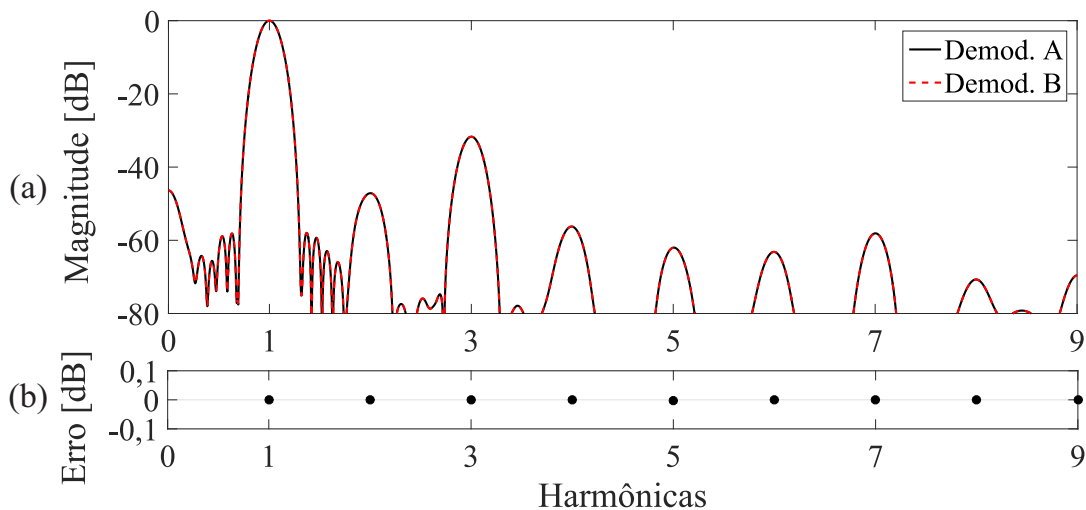
Figura 53 - Sinais de referência, demodulado pelo novo método (Demod. A) e demodulado por arctan (Demod. B) (a), e erro absoluto entre Demod. A e Demod. B (b) de um sinal senoidal.



Fonte: Elaboração do autor.

Na Figura 54a, é apresentado o espectro das componentes harmônicas dos sinais demodulados pelo novo método (Demod. A) e por arctan (Demod. B). Analisando estes espectros, observa-se que houve boa concordância entre as medições das harmônicas dos sinais.

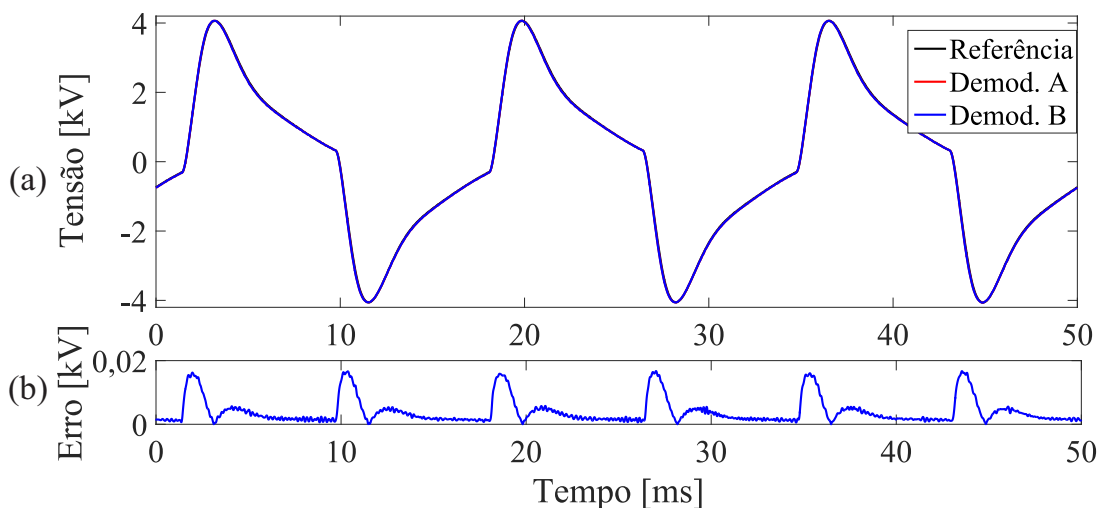
Figura 54 - Componentes harmônicas dos sinais demodulados (a), e erro absoluto (b) de um sinal senoidal.



Fonte: Elaboração do autor.

Da mesma forma, foram realizados ensaios com sinais com alto conteúdo harmônico aplicado à célula SAT. Os sinais de referência (Preto), demodulado pelo novo método (Vermelho) e demodulado por arctan são mostrados na Figura 55, bem como o respectivo gráfico de erro absoluto entre os sinais demodulados. Os sinais possuem boa concordância, com erro menor que 20 V. Pode-se observar que os valores máximos dos erros ocorreram perto das partes mais íngremes dos sinais de entrada, onde a resposta em frequência do sensor é limitada.

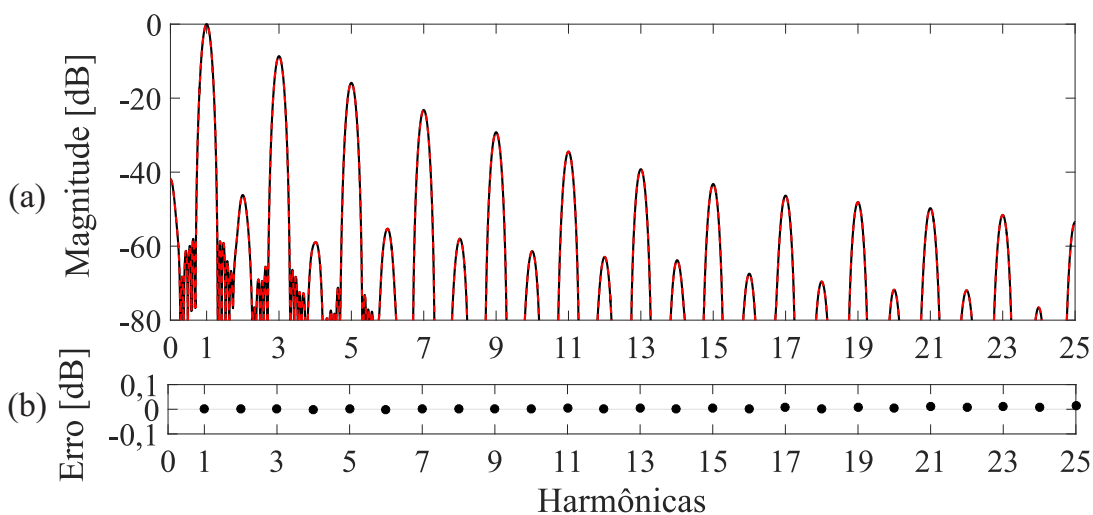
Figura 55 - Sinais de referência, demodulado pelo novo método (Demod. A) e demodulado por arctan (Demod. B) (a), e erro absoluto entre Demod. A e Demod. B (b) de um sinal com alto conteúdo harmônico.



Fonte: Elaboração do autor.

Na Figura 56, é apresentado o espectro das componentes harmônicas dos sinais da Figura 55. Analisando este espectro, observa-se que houve boa concordância entre as medições das harmônicas dos sinais demodulados. O eixo das abscisas é normalizado pela frequência fundamental 60 Hz. Há uma predominância de harmônicas ímpares e há uma boa concordância entre os dois espectros até a 25^a harmônica.

Figura 56 - Componentes harmônicas dos sinais demodulados (a), e erro absoluto (b) de um sinal com alto conteúdo harmônico.

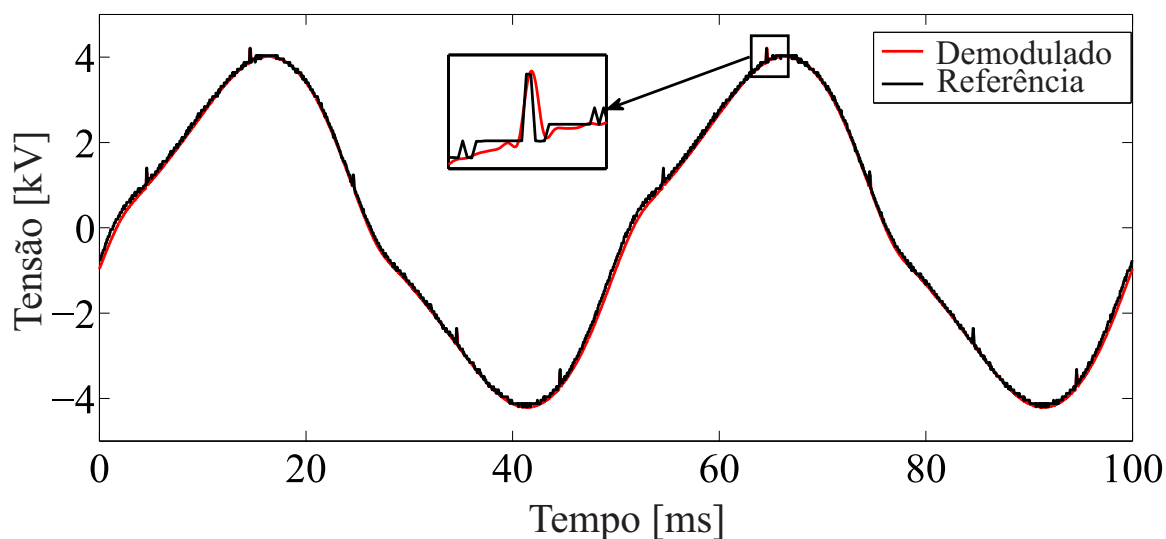


Fonte: Elaboração do autor.

A qualidade da energia tornou-se um assunto importante para os usuários de energia e fabricantes de equipamentos elétricos e eletrônicos devido ao aumento de cargas não-lineares. Os distúrbios transitórios são definidos como “pertencentes ou designando um fenômeno ou uma quantidade que varia entre dois estágios constantes consecutivos durante um intervalo de tempo que é curto em comparação com a escala de tempo de interesse”. Eles são difíceis de se detectar porque têm rápida duração, geralmente muito mais curta do que o período fundamental (BARROS; DIEGO, 2016; ISLAM et al., 2016).

Para simular os distúrbios transitórios, um trem de pulsos (frequência de 100 Hz e largura de pulso de $40 \mu s$) foi gerado por um sintetizador digital, amplificado (até 324 V de amplitude) e associado em série com o transformador de alta tensão (item 1 da Figura 39) cujo, secundário produziu uma tensão senoidal distorcida com frequência de 20 Hz e amplitude de 4,08 kV. Na Figura 57, pode-se observar que o sistema proposto é capaz de detectar sinais com distúrbios transitórios, apresentando pequenas diferenças em relação à medição da ponta de prova de referência.

Figura 57 - Resposta do sensor e da ponta de referência na presença de distúrbios transitórios.



Fonte: Elaboração do autor.

A seguir, serão apresentadas algumas conclusões sobre os resultados obtidos, bem como, algumas sugestões de trabalhos de pesquisa futuros que podem utilizar esta tese como base.

6 CONCLUSÕES

Com os estudos e implementações realizados durante o período de doutorado, verificou-se o grande potencial no desenvolvimento e aplicação do sensor eletro-óptico nas medições de altas tensões da rede elétrica de potência. Foram apresentadas e discutidas as várias etapas da pesquisa até então, com resultados satisfatórios.

Assim, para avaliar o método de demodulação de sinais interferométricos, mais especificamente, o método de demodulação de sinais em quadratura de fase, utilizou-se o interferômetro volumétrico de Michelson modificado (seção 3.1) configurado para operar com sinais em quadratura de fase, e, empregou-se o método *phase-unwrapping* na demodulação dos sinais. Embora esta montagem seja utilizada na medição de deslocamento mecânico, neste caso, o estudo em questão ocorreu sobre o algoritmo de demodulação, que mostrou-se vantajoso (em relação aos métodos que não são de quadratura) em proporcionar imunidade ao desvanecimento dos sinais e ao fato de não precisar de filtros no processamento.

Adaptando-se o conhecimento assim adquirido para o uso de medições de altas tensões, realizaram-se modificações no sensor eletro-óptico apresentado na seção 2.2 para que este operasse em quadratura (seção 3.2). Os resultados obtidos com esta configuração mostraram-se encorajadores, pois, com o auxílio desse método de demodulação, o problema do desvanecimento dos sinais em virtude das variações de temperatura foi sensivelmente amenizado. Contudo, é importante salientar que ainda há o incômodo de se realizar a correção da condição de quadratura dos sinais adquiridos usando o método de mínimos quadrados, pois nem sempre intensidades ópticas iguais chegam aos dois fotodiodos.

No desenvolvimento do sensor eletro-óptico de altas tensões apresentado no capítulo 4, a utilização da célula MOF foi de grande relevância, pois proporcionou maior versatilidade ao sensor. Na obtenção dos sinais em quadratura de fase, cita-se a possibilidade de não precisar aplicar o algoritmo de correção da quadratura, no qual se viabiliza o processamento dos sinais em tempo-real. Além disso, pode-se obter os parâmetros necessários para se compensar as variações dos valores das tensões de meia-onda V_{π_s} e V_{π_m} em função da temperatura nos instantes das amostragens.

A plataforma myRIO introduziu uma nova perspectiva no que diz respeito a aquisição e processamento dos sinais. Por contar com *hardware* FPGA e processador em tempo-real, permitiu-se gerar o sinal de modulação e de controle dos sinais em quadratura, bem como, realizar a aquisição dos sinais fotodetectados de modo síncrono. Em particular, procurou-se aplicar o controlador PI disponibilizado pelo LabView, o qual proporcionou excelente desempenho com

os ganhos $k_i = 0,01$ e $k_p = 1$.

As medições dos valores das amplitudes e das formas de onda dos sinais aplicados ao sensor, fornecidos pela ponta de prova de referência, foram comparadas com as obtidas pelo novo processo de demodulação proposto. Observa-se que houve boa concordância entre os resultados, conforme apresentados nas Figuras 46 e 49, com erro absoluto menor que 50 V.

Experimentalmente mensurou-se a linearidade e a resposta em frequência do sistema, como registrado nas Figuras 47 e 48, respectivamente. O resultado para a linearidade do sistema apontou que o erro na faixa de 2,5 kV à 8,2 kV ficou abaixo de 0,2%. Em relação à resposta em frequência, levantou-se a resposta da ponta de prova de referência e do sistema de aquisição e processamento, revelando-se que o sistema sensor possui largura de banda de 5 kHz (-3 dB), o suficiente para o propósito da tese.

Em vista disso, realizou-se a mensuração das componentes harmônicas dos sinais aplicados ao sensor, como observa-se no resultado da Figura 50. Os valores das harmônicas obtidos pelo sensor foram comparados com as harmônicas medidas com a ponta de prova de referência, observando-se uma predominância de harmônicas ímpares e uma boa concordância entre os dois espectros até a 25^a harmônica, com diferença menor que -1 dB.

Testes realizados com o sinal da rede elétrica mostraram-se satisfatórios, constatado pelo cálculo do THD que apresentaram os seguintes valores: $THD_r = 2,66\%$ (medido com a ponta de prova) e $THD_d = 2,61\%$ (medido com o sensor), com erro relativo 0,005%.

Além disso, para verificar a eficácia do método de demodulação proposto em relação ao método clássico de demodulação *arctan*, valores de tensões e de formas de onda diversas foram obtidos e comparados entre si, sendo que os resultados mostraram-se satisfatórios, com erros absolutos menores que 20 V.

O método provou ser imune ao fenômeno de desvanecimento, consegue medir o tempo de atraso entre o estímulo e a resposta, tem ampla faixa dinâmica, reconstrói a forma de onda do sinal de modulação sem a necessidade de aplicação de filtros à saída interferométrica, possuindo, ainda, a capacidade de demodular sinais com formas de ondas não periódicas.

Portanto, a partir dos resultados experimentais envolvendo o novo sensor eletro-óptico de altas tensões, constatou-se a possibilidade de usá-lo na obtenção de parâmetros da qualidade da energia elétrica.

6.1 PROPOSTAS PARA TRABALHOS FUTUROS

Com o intuito de dar continuidade às atividades realizadas nesta pesquisa e objetivando aperfeiçoar os resultados alcançados até o momento, propõem-se sugestões para os próximos trabalhos que podem conduzir a melhorias:

- Medições simultâneas da tensão e da temperatura: Esta atividade tem como objetivo relacionar a variação do sinal de realimentação $V_m(t)$ com a temperatura ambiente, dado que a célula MOF possui birrefringência natural, tornando-a assim mais susceptível a esse efeito;
- Adequação do sensor à classe de exatidão IEC 60044-7: Testar o sensor de alta tensão realimentado a fim de avaliar a exatidão diante de grandes variações de temperatura (por exemplo, de -20°C a $+70^{\circ}\text{C}$);
- Projeto de um controlador otimizado: A aplicação de técnicas de otimização modernas, como H_2 e H_{∞} , no projeto do controlador, pode proporcionar melhor precisão nas medidas de altas tensões e melhorar tempos de resposta a surtos de tensão;
- Proposição de uma nova célula sensora: No presente momento, do modo em que a célula sensora está configurada, não se é capaz de operar com tensões superiores da rede de distribuição de energia elétrica, classe de 13,8 kV, devido a problemas de ruptura dielétrica. Assim, novas arquiteturas podem ser geradas a fim de atender os requisitos da classe como, por exemplo, aproveitar o cristal da célula SAT, porém, com campo elétrico externo aplicado na direção de maior dimensão (paralela ao eixo Z), e, com o feixe óptico propagando-se na direção X ou Y;
- Encapsular o sistema sensor: Inserir o sistema sensor em alojamento interno de eletrodo de alta tensão anti-corona, uso de bucha isoladora entre a fase e o neutro, utilização de fibras ópticas transmissora e receptora. Isto proporciona efeito de blindagem eletromagnética do sistema sensor, isolamento galvânica, segurança da operação/manutenção, robustez e portabilidade para instalação em campo.

REFERÊNCIAS

- 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*, Ottawa, v. 60, n. 6, p. 2118–2125, Jun. 2011.
- ALMEIDA, J. C. J. de; SANTOS, J. C. Coherent demodulation of the output signal of optical voltage transformer. *IEEE Latin America Transactions*, Buenos Aires, v. 3, n. 5, p. 47–52, Dez. 2005.
- 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.
- BARBOSA, F. de A. A.; NADER, G.; HIGUTI, R. T.; KITANO, C.; SILVA, E. C. N. A simple interferometric method to measure the calibration factor and displacement amplification in piezoelectric flextensional actuators. *Controle e Automação*, v. 21, n. 4, p. 577–587, 2010.
- BARROS, J.; DIEGO, R. I. A review of measurement and analysis of electric power quality on shipboard power system networks. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, New York, v. 62, p. 665 – 672, Set. 2016.
- BERTON, P. L. *Análise e implementação de técnicas de medição de microvibrações utilizando interferometria óptica e processadores digitais de sinais*. 2013. 108 f. Dissertação (Mestrado em Engenharia Elétrica)- Faculdade de Engenharia, Universidade Estadual Paulista, Ilha Solteira, 2013.
- BRASIL. Agência Nacional de Energia Elétrica - ANEEL. Aneel resolução normativa no 664, 2015. procedimentos de distribuição de energia elétrica no sistema elétrico nacional prodist: módulo 8: qualidade de energia elétrica. ANEEL Resolução Normativa nº 664/2015, Brasília, p. 76, 2016.
- CARLSON, A. B.; CRILLY, P. B.; RUTLEDGE, J. C. *Communication systems*. 4. ed. Boston: McGraw-Hill, 2002. 944 p.
- CARVALHO, A. A.; FERREIRA, W. B.; KITANO, C. Implementação de um sensor a fibra óptica polarimétrico para medidas de deformação de estruturas de concreto. In: CONGRESSO BRASILEIRO DE ENGENHARIA MECÂNICA, 15, 1999. Águas de Lindoia. *Anais...* Campinas: ABCM/UNICAMP, 1999. p. 1–10.
- CHANG, Y. H.; KIM, D. H.; HAN, J. H.; LEE, I. Online phase tracking of interferometric optical fiber sensors for vibration control. *Journal of intelligent material systems and structures*, Michigan, v. 18, n. 4, p. 311–321, 2007.

- CHAVEZ, P. P.; JAEGER, N. A. F.; RAHMATIAN, F.; YAKYMYSHYN, C. P. Integrated-optic voltage transducer for high-voltage applications. In: INTERNATIONAL CONFERENCE ON APPLICATION OF PHOTONIC TECHNOLOGY, 2000, Quebec. *Proceedings...* Quebec: [s.n.], 2000. v. 4087, p. 1229–1237.
- CHEMIN NETTO, U. *Aplicações de controle e supervisão distribuídas em subestações de energia elétrica através do uso de relés digitais de proteção*. 2008. 172 f. Dissertação (Mestrado)- Escola de Engenharia Elétrica de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2008.
- COMISSÃO ELETROTÉCNICA INTERNACIONAL - IEC. **IEC-61869-3**: instrument transformers - part 3: additional requirements for inductive voltage transformers. London:[s.n], 2011.
- DANTE, A.; BACURAU, R. M.; SPENGLER, A. W.; FERREIRA, E. C.; DIAS, J. A. S. A temperature-independent interrogation technique for FBG sensors using monolithic multilayer piezoelectric actuators. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, Ottawa, v. 65, n. 11, p. 2476–2484, Nov. 2016.
- DENG, W.; LI, H.; ZHANG, C.; WANG, P. Optimization of detection accuracy of closed-loop optical voltage sensors based on Pockels effect. *Sensors*, Basel, v. 17, n. 8, p. 1723, Jul. 2017.
- DOBOSZ, M.; USUDA, T.; KUROSAWA, T. Methods for the calibration of vibration pick-ups by laser interferometry: I. theoretical analysis. *Measurement Science and Technology*, Bristol, v. 9, n. 2, p. 232–239, 1998.
- DONALDSON, E.; CALTON, P.; GIBSON, J.; JONES, G.; PILLING, N.; TAYLOR, B. Autonomous current sensing for high voltage systems with auxiliary optical energisation. *Sensor Review*, Reino Unido, v. 21, n. 2, p. 126–132, 2001.
- FENG, X.; WANG, X.; LI, L.; ZHANG, C.; LI, C.; YU, J. Influences of imperfect polarization induced effectsto the quasi-reciprocal reflective optical voltage sensor. *Journal Lightwave Technology*, OSA, v. 31, n. 16, p. 2777–2784, Ago. 2013.
- GALETI, J. H. *Medição interferométrica de fase óptica através do método de segmentação do sinal amostrado*. 2012. 148 f. Dissertação (Mestrado em Engenharia Elétrica)- Faculdade de Engenharia, Universidade Estadual Paulista, Ilha Solteira, 2012.
- GALETI, J. H. *Métodos de demodulação de fae aplicados a interferômetros de dois feixes realimentados*. 2016. 194 f. Tese (Doutorado em Engenharia Elétrica)- Faculdade de Engenharia, Universidade Estadual Paulista, Ilha Solteira, 2016.
- GALETI, J. H.; BERTON, P. L.; KITANO, C.; HIGUTI, R. T.; CARBONARI, R. C.; SILVA, E. C. N. Wide dynamic range homodyne interferometry method and its application for piezoactuator displacement measurements. *Applied Optics*, New York, v. 52, n. 28, p. 6919–6930, 2013.
- 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, v. 23, n. 2, p. 1–7, Mar. 2017.

- GALETI, J. H.; KITANO, C.; CONNELLY, M. J. Improved synthetic-heterodyne michelson interferometer vibrometer using phase and gain control feedback. *Applied Optics*, OSA, v. 54, n. 35, p. 10418–10424, Dez. 2015.
- GARCIA, M. R. *Aplicação de sensor de deslocamento angular em fibra óptica para medição de concentração de líquidos via ondas acústicas guiadas*. 2016. 95 f. Dissertação (Mestrado em Engenharia Elétrica)- Faculdade de Engenharia, Universidade Estadual Paulista, Ilha Solteira, 2016.
- GIALLORENZI, T.; BUCARO, J.; DANDRIDGE, A.; SIGEL, G.; COLE, J.; RASHLEIGH, S.; PRIEST, R. Optical fiber sensor technology. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Pavia, v. 18, n. 4, p. 626–665, Abr. 1982.
- GOLLWITZER, A.; HAUGG, S.; FISCHERAUER, G. An auto-focusing approach for a dynamic quadrature interferometer. In: SENSOR TEST CONFERENCE, 1, 2009, Wunstorf. *Anais...* Wunstorf: AMA, 2009. p. 29–34.
- HEYDEMANN, P. L. M. Determination and correction of quadrature fringe measurement errors in interferometers. *Applied Optics*, New York, v. 20, n. 19, p. 3382–3384, 1981.
- INSTITUTO DE ENGENHEIROS ELETRICOS E ELETRÔNICOS - EEE. **IEEE STD 519-1992**: recommended practices and requirements for harmonic control in electrical power systems. New York, 1993.
- ISLAM, M. M.; HOSSAIN, M. R.; DOUGAL, R. A.; BRICE, C. W. Analysis of real-world power quality disturbances employing time-frequency distribution. In: POWER SYSTEMS CONFERENCE - PSC, 1., Clemson. *Proceedings...* Clemson: [s.n.], 2016. p. 1–5.
- KITANO, C. *Análise do interferômetro Mach-Zehnder com controle acústico-eleto-óptico*. 1993. 224 f. Tese (Mestrado em Ciências)- Instituto Tecnológico de Aeronáutica - ITA, São José dos Campos, 1993.
- KUMADA, A.; HIDAKA, K. Directly high-voltage measuring system based on Pockels effect. *IEEE Transactions on Power Delivery*, Edmonton, v. 28, n. 3, p. 1306–1313, Jul. 2013.
- KUROSAWA, K.; YOSHIDA, S.; MORI, E.; TAKAHASHI, G.; SAITO, S. Development of an optical instrument transformer for dc voltage measurement. *Power Delivery, IEEE Transactions on*, Edmonton, v. 8, n. 4, p. 1721–1726, 1993.
- KYUMA, K.; TAI, S.; NUNOSHITA, M.; MIKAMI, N.; IDA, Y. Fiber-optic current and voltage sensors using a Bi₁₂GeO₂₀ single crystal. *Journal of Lightwave Technology*, Piscataway, v. 1, n. 1, p. 93–97, 1983.
- LEMES, A. da S. *Novas configurações de interferômetros de quadratura e de técnicas de detecção de fase óptica baseadas em phase-unwrapping*. 2014. 143 f. Dissertação (Mestrado em Engenharia Elétrica)- Faculdade de Engenharia, Universidade Estadual Paulista, Ilha Solteira, 2014.
- LEÃO, J. V. F. *Interferometria óptica aplicada à medição de amplitudes de vibração manométricas em piezoatuadores flexensionais*. 2004. 157 f. Dissertação (Mestrado em Engenharia Elétrica)- Faculdade de Engenharia, Universidade Estadual Paulista, Ilha

Solteira, 2004.

LI, C.; CUI, X.; YOSHINO, T. Measurement of ac electric power based on dual transverse Pockels effect. *Instrumentation and Measurement, IEEE Transactions on*, Ottawa, v. 50, n. 5, p. 1375–1380, 2001.

LI, C.; CUI, X.; YOSHINO, T. Optical electric-power sensor by use of one bismuth germanate crystal. *Journal of Lightwave technology*, Piscataway, v. 21, n. 5, p. 1328–1333, 2003.

LI, C.; YOSHINO, T. Optical voltage sensor based on electrooptic crystal multiplier. *Journal of Lightwave Technology*, Piscataway, v. 20, n. 5, p. 843–849, 2002.

LI, C.; ZENG, R. Optical voltage sensor using single Fresnel rhomb $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ crystal. *IEEE Sensors Journal*, Manchester, v. 14, n. 1, p. 79–84, Jan. 2014.

LI, H.; CUI, L.; LIN, Z.; LI, L.; WANG, R.; ZHANG, C. Signal detection for optical AC and DC voltage sensors based on Pockels effect. *IEEE Sensors Journal*, Manchester, v. 13, n. 6, p. 2245–2252, Jun. 2013.

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 Lightwave Technol.*, OSA, v. 32, n. 5, p. 1006–1013, Mar. 2014.

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 Lightwave Technology*, OSA, v. 33, n. 14, p. 3108–3115, Jul. 2015.

LI, L.; ZHANG, W.; LI, H.; PAN, R. Linear birefringence-free optical voltage sensor based on dual-crystal structure. *Appl. Opt.*, OSA, v. 52, n. 36, p. 8706–8713, Dez. 2013.

LIMA, R. A. *Sensor eletro-óptico de tensões elevadas e sua viabilidade para implementação de TP óptico*. 2013. 111 f. Dissertação (Mestrado em Engenharia Elétrica)- Faculdade de Engenharia, Universidade Estadual Paulista, Ilha Solteira, 2013.

LIU, L.; LI, H.; FU, Z.; FENG, L. Analysis on the optimization of high-frequency performance for optical voltage sensors based on pockels effect. *IEEE Sensors Journal*, Manchester, v. 17, n. 15, p. 4826–4833, Ago. 2017.

MARÇAL, L. A. P. *Novas técnicas de detecção de fase óptica em interferômetros homódinos aplicadas à caracterização de atuadores piezoelétricos flexionais*. 2008. 263 f. Tese (Doutorado em Engenharia Elétrica)- Faculdade de Engenharia, Universidade Estadual Paulista, Ilha Solteira, 2008.

MARÇAL, L. A. P.; KITANO, C.; HIGUTI, R. T.; NADER, G.; SILVA, E. C. N. A high dynamic range method for direct readout of dynamic phase change in homodyne interferometers. *Measurement Science and Technology*, Bristol, v. 23, n. 12, p. 1–12, 2012.

MARTINS, W. W. M. *Sensores ópticos de tensão baseados no efeito eletro-óptico em cristais de niobato de lítio*. 2006. 163 f. Dissertação (Mestrado em Engenharia Elétrica)- Faculdade de Engenharia, Universidade Estadual Paulista, Ilha Solteira, 2006.

- 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. Dissertação (Mestrado em Engenharia Elétrica)- Faculdade de Engenharia, Universidade Estadual Paulista, Ilha Solteira, 2009.
- NYE, J. F. *Physical properties of crystals*. Oxford: Oxford Press, 1957. 352 p.
- OPPENHEIM, A. V.; SCHAFER, R. W.; BUCK, J. R. *Discrete-time signal processing*. 2. ed. New Jersey: Prentice Hall, 1999. 1120 p.
- PAN, F.; XIAO, X.; XU, Y.; REN, S. Optical AC voltage sensor based on two Bi₄Ge₃O₁₂ crystals. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, Ottawa, v. 61, n. 4, p. 1125–1129, Abr. 2012.
- PEREIRA, F. da 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, Universidade Estadual Paulista, Ilha Solteira, 2013.
- PETCH, H. S.; RUSHTON, J. *Power system protection: principles and components*. 2. ed. Reino Unido: Peter Peregrinus, 1981. 548 p.
- RAHMATIAN, F.; CHAVEZ, P. P.; JAEGER, N. A. F. 138 kv and 345 kv wide-band SF₆-free optical voltage transducers. In: IEEE POWER ENGINEERING SOCIETY WINTER MEETING CONFERENCE, 2., 2002, New York. *Proceedings...* New York: [s.n.], 2002. v. 2, p. 1472–1477.
- RAHMATIAN, F.; ROMALO, D.; LEE, S.; FEKETE, A.; LIU, S.; JAEGER, N. A. F.; CHAVEZ, P. Optical voltage transducers for high voltage applications. In: WORKSHOP ON EPRI OPTICAL SENSORS SYSTEMS, 2., 2000, New York. *Proceedings ...* New York: [s.n.], 2000. p. 26–28.
- RIBEIRO, B. A.; WERNECK, M. M. A mechanical method to tuning a FBG-PZT voltage sensor. In: INTERNATIONAL CONFERENCE ON OPTICAL FIBRE SENSERS - SPIE, 24., 2015, Curitiba. *Proceedings...* Curitiba: [s.n.], 2015. v. 9634, p. 4.
- RIBEIRO, B. A.; WERNECK, M. M.; SILVA-NETO, J. L. da. Novel optimization algorithm to demodulate a PZT-FBG sensor in AC high voltage measurements. *IEEE Sensors Journal*, Manchester, v. 13, n. 4, p. 1259–1264, Abr. 2013.
- RIPPER, G. P. *Padronização primária em metrologia de vibrações*. 2005. 219 f. Tese (Doutorado em Ciências em Engenharia Mecânica)- Escola Politécnica, Universidade Federal do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro, 2005.
- RUBINI, J. J. *Desenvolvimento de célula Pockels na topologia reflexiva aplicada a TP óptico de alta tensão*. 2016. 186 f. Tese (Doutorado em Ciências)- Escola Politécnica, Universidade de São Paulo, São Paulo, 2016.
- SAKAMOTO, J. M. S. *Sensor em fibra ópticos aplicado à caracterização de atuadores piezoelétricos flexionais*. 2006. 163 f. Dissertação (Mestrado em Engenharia Elétrica)- Faculdade de Engenharia, Universidade Estadual Paulista, Ilha Solteira, 2006.

SAKAMOTO, J. M. S.; KITANO, C.; PACHECO, G. M.; TITTMANN, B. R. High sensitivity fiber optic angular displacement sensor and its application for detection of ultrasound. *Applied Optics*, New York, v. 51, n. 20, p. 4841–4851, 2012.

SANTOS, J. C.; ALMEIDA, J. C.; SILVA, L. P. C. White light sensing systems for high voltage measuring using electro-optical modulators as sensor and recovery interferometers, fiber optic sensors. In: _____. *Fiber Optic Sensors*. [S.l.]: Intech, 2012. cap. 21, p. 491–518.

SANTOS, J. C.; TAPLAMACIOGLU, M. C.; HIDAKA, K. Optical high voltage measurement using Pockels microsingle crystal. *Review of scientific instruments*, New York, v. 70, n. 8, p. 3271–3276, 1999.

SANTOS, J. C.; TAPLAMACIOGLU, M. C.; HIDAKA, K. Pockels high-voltage measurement system. *Power Delivery, IEEE Transactions on*, Edmonton, v. 15, n. 1, p. 8–13, 2000.

SIMA, W.; LIU, T.; YANG, Q.; HAN, R.; SUN, S. Temperature characteristics of Pockels electro-optic voltage sensor with double crystal compensation. *AIP Advances*, New York, v. 6, n. 5, p. 055109, Mai. 2016.

SMITH, D.; RICCIUS, H.; EDWIN, R. Refractive indices of lithium niobate. *Optics Communications*, Elsevier, New York, v. 17, n. 3, p. 332–335, 1976.

TAKIY, A. E. *Análise teórica e experimental de uma nova técnica de processamento de sinais interferométricos baseada na modulação triangular da fase óptica*. 2010. 148 f. Dissertação (Mestrado em Engenharia Elétrica)- Faculdade de Engenharia, Universidade Estadual Paulista, Ilha Solteira, 2010.

UDD, E.; SPILLMAN, W. B. J. *Fiber optic sensors: an introduction for engineers and scientists*. 2. ed. New York: Wiley, 2011. 512 p.

VELDMAN, C. S. A novel implementation of an ISO standard method for primary vibration calibration by laser interferometry. *Metrologia*, Bristol, v. 40, n. 2, p. 1–8, 2003.

WIERZBA, P.; KOSMOWSKI, B. B. Accuracy improvement of bulk optical polarization interferometric sensors. *Optica Applicata*, Wroclaw, v. 35, n. 1, p. 171–185, 2005.

WU, C.; SU, C.; PENG, G.; HUANG, Y. Polarimetric, nonlinearity-free, homodyne interferometer for vibration measurement. *Metrologia*, Bristol, v. 33, n. 6, p. 533–537, 1996.

XIAO, X.; XU, Y.; DONG, Z. Thermodynamic modeling and analysis of an optical electric-field sensor. *Sensors*, Basel, v. 15, n. 4, p. 7125–7135, Mar. 2015.

YANG, Q.; SUN, S.; HAN, R.; SIMA, W.; LIU, T. Intense transient electric field sensor based on the electro-optic effect of LiNbO₃. *AIP Advances*, New York, v. 5, n. 10, p. 107130, 2015.

YARIV, A. *Optical electronics*. 3. ed. New York: Holt, Rinehart and Winston, 1985. 713 p.

YARIV, A.; YEH, P. *Optical waves in crystals*. New York: John Wiley & Sons, 1984. 604 p.

ZHAO, S.; JIA, X.; LI, B.; PANG, C. A new method of high order harmonic measurement and analysis. In: INTERNATIONAL CONFERENCE ON POWER SYSTEM TECHNOLOGY, 2002, Kunming, China. *Proceedings...* Kunming: IEEE, 2002. v. 4, p. 2501–2504.