

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

**Marlon Rodrigues Garcia**

**APLICAÇÃO DE SENSOR DE DESLOCAMENTO ANGULAR EM FIBRA  
ÓPTICA PARA MEDIÇÃO DE CONCENTRAÇÃO DE LÍQUIDOS VIA  
ONDAS ACÚSTICAS GUIADAS**

Prof. Dr. Cláudio Kitano  
Orientador

Ilha Solteira  
2016

Marlon Rodrigues Garcia

**APLICAÇÃO DE SENSOR DE DESLOCAMENTO ANGULAR EM FIBRA  
ÓPTICA PARA MEDIÇÃO DE CONCENTRAÇÃO DE LÍQUIDOS VIA  
ONDAS ACÚSTICAS GUIADAS**

Dissertação apresentada à Faculdade de  
Engenharia – UNESP – Campus de Ilha  
Solteira, para obtenção do título de Mestre  
em Engenharia Elétrica.

Área do Conhecimento: Automação.

Prof. Dr. Cláudio Kitano  
Orientador

Ilha Solteira

2016

FICHA CATALOGRÁFICA

Desenvolvido pelo Serviço Técnico de Biblioteca e Documentação

G216a Garcia, Marlon Rodrigues.  
Aplicação de sensor de deslocamento angular em fibra óptica para medição de concentração de líquidos via ondas acústicas guiadas / Marlon Rodrigues Garcia. -- Ilha Solteira: [s.n.], 2016  
95 f. : il.

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

Orientador: Cláudio Kitano  
Inclui bibliografia

1. Deslocamento angular. 2. Fibra óptica. 3. Concentração de líquidos.  
4. Ondas de Lamb. 5. Ondas de Scholte. 6. Deslocamento linear.

CERTIFICADO DE APROVAÇÃO

TÍTULO DA DISSERTAÇÃO: Aplicação de sensor de deslocamento angular em fibra óptica para medição de concentração de líquidos via ondas acústicas guiadas.

AUTOR: MARLON RODRIGUES GARCIA

ORIENTADOR: CLAUDIO KITANO

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



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



Prof. Dr. LUIS ELVIRA SEGURA  
Departamento de Acústica y Evaluación no destructiva / Instituto de Tecnologías Físicas y de la Información



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

Ilha Solteira, 23 de fevereiro de 2016

## RESUMO

Neste trabalho aborda-se a utilização de um sensor de deslocamento angular em fibra óptica para a caracterização de líquidos utilizando-se ondas de Lamb e o modo quase Scholte (QSCH) propagados em placa metálica. O sensor reflexivo compreende duas fibras ópticas, uma emissora e outra receptora, uma lente positiva, uma superfície reflexiva, um laser e um fotodetector. Primeiramente, realiza-se um breve estudo sobre a propagação de ondas mecânicas guiadas em placas metálicas imersas em fluidos. Nesse estudo, são obtidas as curvas de dispersão para a velocidade de fase e para a velocidade grupo em função do produto frequência-semiespessura da placa, tanto para as ondas de Lamb quanto para o modo QSCH, considerando diferentes fluidos. Posteriormente, aborda-se o modelamento matemático do sensor reflexivo, obtendo-se as curvas características estáticas para quatro diferentes configurações. Em seguida, descreve-se o processo de montagem do sensor reflexivo, com todos os seus detalhes construtivos. Já na parte experimental, aplicando-se um pulso senoidal de envoltória gaussiana em um transdutor, investiga-se primeiramente a excitação do modo fundamental simétrico da onda de Lamb,  $S_0$ . Captando-se simultaneamente os sinais da onda propagada na placa pelo sensor reflexivo e por uma piezocerâmica em modo de recepção, obtêm-se os valores experimentais da velocidade de grupo. Comparando-se os valores experimentais com os valores teóricos previstos pelas curvas de dispersão, percebe-se que o sensor reflexivo pode ser utilizado para se medir modos simétricos da onda de Lamb. Visando-se a caracterização de líquidos, imerge-se parcialmente uma placa de alumínio em um fluido sob teste, e excita-se o modo fundamental antissimétrico da onda de Lamb,  $A_0$ . O modo  $A_0$  converte-se em modo QSCH na interface ar-fluido, o qual sofre reflexão na borda da placa e se reconverte em modo  $A_0$  na interface fluido-ar. Utilizando-se o sensor reflexivo, pode-se medir a velocidade de propagação do modo QSCH. Sabendo-se que a velocidade do modo QSCH é diferente para diferentes fluido, verifica-se que o sensor pode ser utilizado para medir porcentagens de misturas de fluidos. Adicionalmente, medem-se também os deslocamentos lineares gerados pelo modo  $A_0$  na placa de alumínio na direção *out-of-plane*, comparando-se os resultados com as medições realizadas por um interferômetro de Michelson.

**Palavras-chave** – Sensor em fibra óptica. Ondas de Lamb. Modo quase Scholte. Caracterização de líquidos.

## ABSTRACT

In this work one approaches the use of an angular displacement optical fiber sensor for characterization of liquids using Lamb waves and quasi-Scholte waves (QSCH) propagated in a metal plate. The reflective sensor comprises two optical fibers, one emitting and another receiving, a reflective surface, a laser and a photodetector. Firstly, one develops a brief study about the propagation of mechanical waves in metal plates imbibed in fluids. In this study, one obtains the dispersion curves for the phase velocity and the group velocity as a function of the frequency-halfwidth product for both Lamb waves and QSCH mode, considering different fluids. Subsequently, one approaches the mathematical modeling of the reflective sensor, obtaining the static characteristic curves for four different configurations. Next, one describes the assembly process of the reflective sensor, with all the construction details. In the experimental part, one investigates the excitement of the symmetrical fundamental mode of the Lamb wave applying a sinusoidal pulse of gaussian envelope. Catching up simultaneously the wave propagated signals by the reflective sensor and by a piezoceramic, one obtains the experimental values of the group velocity. Comparing the experimental values with the values proposed by the dispersion curves, one notices that the reflective sensor can be used to measure the symmetric modes of the Lamb waves. Aimed at the characterization of liquids, one immerses partially an aluminum plate in a fluid under test, and one excites the fundamental antisymmetric mode of the Lamb wave, A<sub>0</sub>. The A<sub>0</sub> mode becomes QSCH in the air-fluid interface, which reflects in the edge of the plate and is reconverted into A<sub>0</sub> mode in the fluid-air interface. Using the reflective sensor, one can measure the QSCH mode propagation velocity. Knowing that the QSCH velocity is different for different fluids, one verifies that the sensor can be used to measure percentages of fluid mixtures. One measures also the linear displacements generated by the A<sub>0</sub> mode in the aluminum plate in the *out-of-plane* direction, comparing the results with the measurements made by a Michelson interferometer.

**Key-words** – Optical fiber sensor. Lamb waves. Quasi-Scholte mode. Liquids characterization.

## LISTA DE FIGURAS

Figura 1	- Geometria da placa de espessura $2h$ e dimensões infinitas em $x$ e $y$ .....	20
Figura 2	- Desenho esquemático para os deslocamentos da onda de Lamb nos modos (a) simétrico e (b) antissimétrico .....	26
Figura 3	- Curvas de dispersão de $c_p$ para as ondas de Lamb .....	29
Figura 4	- Curvas de dispersão de $c_g$ para as ondas de Lamb .....	30
Figura 5	- Curvas de dispersão de $c_p$ por $f \cdot 2h$ para as ondas de Scholte .....	31
Figura 6	- Curvas de dispersão de $c_g$ por $f \cdot 2h$ para as ondas de Scholte.....	32
Figura 7	- Excitação de ondas de Lamb utilizando prisma de acrílico.....	33
Figura 8	- Cabeça sensora .....	34
Figura 9	- Caminho óptico para diferentes (a) deslocamentos angulares e (b) deslocamentos lineares .....	35
Figura 10	- Detalhamento matemático da cabeça sensora .....	37
Figura 11	- Detalhamento matemático no plano $XY$ .....	38
Figura 12	- Detalhamento matemático da cabeça sensora no plano $Z = 0$ .....	40
Figura 13	- Curvas características normalizadas para as configurações 4/4 e 4/31,25 ....	43
Figura 14	- Curvas característica normalizadas para as configurações 31,25/4 e 31,25/31,25 .....	43
Figura 15	- (a) Alicata de decapagem para fibra óptica. (b) Utilização do alicate .....	45
Figura 16	- Clivagem da fibra óptica. (a) Golpe com o clivador. (b) Divisão por forças de tração .....	46
Figura 17	- Exemplo da clivagem produzida pelo método artesanal descrito nesta subseção.....	46
Figura 18	- Vista microscópica da cabeça sensora .....	47
Figura 19	- Laser de Hélio-Neônio e posicionador. (1) Lente objetiva. (2) <i>Holder</i> . (3) Ajuste de translação em $x$ e $y$ . (4) Ajuste <i>Tilt</i> .....	48
Figura 20	- Filtro de modos superiores. (a) Desenho esquemático. (b) Fotografia .....	48
Figura 21	- Padrão de intensidade óptica para o modo $LP_{01}$ .....	49
Figura 22	- Posicionamento da (a) lente e da (b) superfície reflexora .....	50
Figura 23	- Fotodetector na saída da fibra receptora .....	50
Figura 24	- Operações dinâmicas do sensor .....	51
Figura 25	- Esquema para medições de ondas propagadas na superfície reflexiva	52
Figura 26	- Desenho esquemático para a onda propagada na superfície reflexiva	53
Figura 27	- Excitação das ondas de Lamb por meio do prisma de acrílico .....	56

Figura 28	-	Excitação das ondas de Lamb por meio do prisma de acrílico .....	57
Figura 29	-	(a) Prisma de acrílico e (b) placa de alumínio .....	57
Figura 30	-	Medição das ondas de Lamb pelo sensor à fibra óptica .....	58
Figura 31	-	Posicionamento da cabeça sensora em frente à placa .....	59
Figura 32	-	Amplitude normalizada dos sinais captados pelo sensor à fibra para diversos valores de $d_X$ .....	60
Figura 33	-	Envoltória normalizada dos sinais captados pelo sensor à fibra para diversos valores de $d_X$ .....	60
Figura 34	-	Medição das ondas de Lamb pela piezocerâmica .....	61
Figura 35	-	Amplitude normalizada dos sinais captados pela piezocerâmica para diversos valores de $d_X$ .....	62
Figura 36	-	Envoltória normalizada dos sinais captados pela piezocerâmica para diversos valores de $d_X$ .....	63
Figura 37	-	Interferômetro de Michelson .....	64
Figura 38	-	Deslocamentos lineares medidos pelo sensor à fibra e pelo interferômetro de Michelson .....	66
Figura 39	-	<i>Setup</i> para caracterização de líquidos .....	67
Figura 40	-	Esquema para propagação dos modos A0 e QSCH (a) em direção à borda e (b) em direção à piezocerâmica .....	68
Figura 41	-	1º pulso e 2º pulso captados pelo sensor à fibra .....	69
Figura 42	-	Desenho esquemático para ilustração do aumento de $\Delta t_p$ pelo aumento de $d_L$ .....	69
Figura 43	-	Desenho esquemático para obtenção de $\Delta t_p$ .....	71
Figura 44	-	Amplitude das ondas captadas para vários valores de $d_L$ , considerando-se o ácido acético .....	72
Figura 45	-	Envoltória das ondas captadas para vários valores de $d_L$ , considerando-se o ácido acético .....	73
Figura 46	-	Gráfico de $\Delta t_p$ por $d_L$ para o ácido acético .....	74
Figura 47	-	Curva de dispersão de $c_g$ considerando-se ácido acético .....	74
Figura 48	-	Curva de dispersão para a $c_g$ considerando-se diferentes concentrações de água em etanol .....	76
Figura 49	-	Gráficos de $\Delta t_p$ por $d_L$ , considerando-se as concentrações de (a) 0%, (b) 20 %, (c) 40 % e (d) 100 % de água em etanol .....	77
Figura 50	-	$c_g$ prático pela porcentagem de água em etanol .....	78
Figura 51	-	Segundos pulsos para o experimento com ácido .....	79
Figura 52	-	Curvas de dispersão de $c_p$ experimental e teórica para o ácido acético .....	80

Figura 53	- Curvas de dispersão para $c_p$ considerando-se as frequências centrais (a), e erros percentuais entre as curvas (b) .....	81
Figura 54	- Curvas de dispersão experimental e teórica de $c_p$ para o álcool etílico absoluto .....	82
Figura 55	- Curvas de dispersão experimental e teórica de $c_p$ para a água deionizada ...	83
Figura 56	- $c_p$ prático pela porcentagem de água em etanol .....	84

## LISTA DE TABELAS

Tabela 1	- Densidades medidas para diferentes concentrações de água em etanol. ....	75
Tabela 2	- Velocidades de grupo experimentais e teóricas, e, diferenças relativas, considerando diferentes concentrações de água em etanol .....	77
Tabela 3	- Velocidades de fase experimentais e teóricas, diferenças relativas e densidades, considerando diferentes concentrações de água em etanol .....	84
Tabela 4	- Densidade teórica e experimental do fluido, e diferenças relativas para as diferentes concentrações de água em etanol abordadas .....	85
Tabela 5	- Velocidades longitudinais teórica e experimental para as diferentes concentrações de água em etanol abordadas .....	86

## LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

A0	Modo fundamental antissimétrico para a onda de Lamb;
EMAT	Transdutor eletromagnético-acústico ( <i>electromagnetic acoustic transducer</i> );
FEIS	Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira;
LOE	Laboratório de Optoeletrônica da FEIS;
OBD	Sensor de deflexão do feixe óptico ( <i>optical beam deflection</i> );
QSCH	Modo quase Scholte;
SNR	Relação sinal-ruído ( <i>signal-to-noise ratio</i> );
S0	Modo fundamental simétrico para a onda de Lamb.

## LISTA DE SÍMBOLOS

$x, y, z$	eixos de coordenadas;
$h$	semiespessura da placa, em metros;
$\phi_s$	potencial escalar para o sólido;
$\Psi_s$	potencial vetorial para o sólido;
$\mathbf{v}$	vetor velocidade de partícula;
$\rho_s$	densidade volumétrica do sólido;
$c_{11}$	constante elástica de rigidez do sólido;
$c_{44}$	constante elástica de rigidez do sólido;
$\lambda$	primeiro coeficiente de Lamé;
$\mu$	segundo coeficiente de Lamé;
$\omega$	frequência angular;
$f$	frequência;
$c_{ts}$	velocidade volumétrica transversal para o sólido;
$c_{ls}$	velocidade volumétrica longitudinal para o sólido;
$k_{ls}, k_{ts}$	variáveis auxiliares para o desenvolvimento das equações;
$j$	unidade imaginária, $\sqrt{-1}$ ;
$k$	número de onda complexo;
$t$	variável temporal;
$\hat{x}, \hat{y}, \hat{z}$	versores nas direções $x, y$ e $z$ .
$Q_s, S_s$	funções auxiliares para o desenvolvimento das equações;
$q, s$	variáveis auxiliares para o desenvolvimento das equações;
$v_x, v_z$	componentes de $\mathbf{v}$ nas direções $x$ e $y$ ;
$T_{xz}$	<i>stress</i> na direção $z$ agindo na superfície normal à $x$ para o sólido;
$T_{zz}$	<i>stress</i> na direção $z$ agindo na superfície normal à $z$ para o sólido;
$A, B, C$ e $D$	constantes auxiliares;
$v'$	velocidade de partícula para o fluido;
$c'_{11}$	constante elástica de rigidez do fluido;
$c'_{44}$	constante elástica de rigidez do fluido;
$\zeta$	coeficiente de viscosidade volumétrico ( <i>bulk</i> );
$\eta$	coeficiente de viscosidade de cisalhamento ( <i>shear</i> );
$\lambda'$	primeiro coeficiente de Lamé equivalente;

$\mu'$	segundo coeficiente de Lamé equivalente;
$\phi_f$	potencial escalar para o fluido;
$\Psi_f$	potencial vetorial para o fluido;
$k_f$	número de onda volumétrico para o fluido;
$k_{1f}, k_{2f}$	variáveis auxiliares para o desenvolvimento das equações;
$\rho_f$	densidade volumétrica do fluido;
$Q_f, S_f$	funções auxiliares para o desenvolvimento das equações;
$c_{1f}$	velocidade de fase da onda longitudinal no fluido;
$\gamma_1, \gamma_2$	variáveis auxiliares para o desenvolvimento das equações;
$v'_x, v'_z$	componentes de $v$ nas direções $x$ e $z$ para o fluido;
$E, F, G$ e $H$	constantes auxiliares;
$T'_{xz}$	<i>stress</i> na direção $z$ agindo na superfície normal à $x$ para o fluido;
$T'_{zz}$	<i>stress</i> na direção $z$ agindo na superfície normal à $z$ para o fluido;
$r$	variável auxiliar;
$k_r$	parte real do número de onda;
$k_{im}$	parte imaginária do número de onda;
$c_p$	velocidade de fase;
$c_g$	velocidade de grupo;
$\theta_i$	ângulo de incidência;
$\theta_r$	ângulo de refração;
$c_i$	velocidade de fase para a onda incidente;
$c_r$	velocidade de fase para a onda refratada;
$Z_1$	distância entre a lente positiva e a superfície refletora;
$Y_2$	posição central do <i>spot</i> na entrada da fibra receptora em relação à posição do <i>spot</i> na saída da fibra emissora;
$\theta$	deslocamento angular da superfície refletora;
$f_L$	distância focal da lente;
$\theta_1, \theta_2$ e $\theta_3$	deslocamentos angulares arbitrários;
$Y_2(\theta_1)$	posição do <i>spot</i> óptico para o ângulo $\theta_1$ ;
$Y_2(\theta_2)$	posição do <i>spot</i> óptico para o ângulo $\theta_2$ ;
$Y_2(\theta_3)$	posição do <i>spot</i> óptico para o ângulo $\theta_3$ ;
$Z_{11}, Z_{12}$ e $Z_{13}$	deslocamentos lineares arbitrários;
$Z_0$	distância da lente ao plano das fibras;
$a$	raio do núcleo para a fibra emissora;

$b$	raio do casca para a fibra emissora;
$a_R$	raio do núcleo para a fibra receptora;
$b_R$	raio do casca para a fibra receptora;
$\delta$	distância entre a fibra emissora e a fibra receptora;
$y_o$	distância entre o centro do <i>spot</i> óptico e o centro do núcleo da fibra receptora;
$m$	distância entre os centros dos núcleos da fibra emissora e da fibra receptora;
$P_o$	potência óptica acoplada à fibra receptora;
$P_i$	potência óptica incidente sobre a ponta da fibra receptora;
$Y_1$	posição do raio chefe na superfície reflexiva;
$Y_2$	posição do raio chefe no plano das fibras;
$n_0$	índice de refração do ar;
$\alpha_1$	ângulo do raio chefe na superfície reflexiva;
$\alpha_2$	ângulo do raio chefe no plano das fibras;
$K$	função auxiliar;
$\xi_o$	ângulo do raio óptico mais aberto do feixe emanado da fibra emissora;
$Y_1$	posição do raio chefe na superfície reflexia;
$Y_2$	posição do raio chefe no plano das fibras;
$NA$	abertura numérica da fibra óptica;
$n_1$	índice de refração do núcleo para o cálculo de $NA$ ;
$n_2$	índice de refração da casca para o cálculo de $NA$ ;
$w$	raio do <i>spot</i> óptico;
$I_i$	intensidade óptica no centro do <i>spot</i> ;
$z_R$	faixa de Rayleigh;
$w_o$	cintura do feixe óptico;
$\lambda_o$	comprimento de onda da fonte óptica;
$S_R$	área transversal do núcleo da fibra receptora;
$Q$	ponto ordinário na superfície transversal da fibra receptora;
$\phi$	ângulo de $Q$ com o eixo $y$ para o sistema $xyz$ ;
$\phi'$	ângulo de $Q$ com o eixo $y$ para o sistema $x'y'z'$ ;
$d\phi$	infinitesimal de $\phi$ ;
$dr$	infinitesimal de $r$ ;

$\eta$	coeficiente de transferência de potência;
$\Gamma$	perda de transmissão na interface entre o ar e a fibra receptora;
$\pi$	3,141592;
$d_1$	distância percorrida pela onda longitudinal no acrílico;
$d_2$	distância percorrida pela onda de Lamb na placa de alumínio;
M1	espelho do ramo de referência do interferômetro de Michelson;
M2	espelho do ramo sensor do interferômetro de Michelson;
$I$	intensidade óptica em um ponto do padrão de interferência;
$I_0$	intensidade óptica de entrada;
$V$	visibilidade;
$\Delta\Phi$	diferença de fase entre os ramos sensor e de referência;
$\Phi_1$	fase do ramo sensor no padrão de interferência;
$\Phi_2$	fase do ramo de referência no padrão de interferência;
$\Delta l$	diferença de caminho óptico;
$i$	número inteiro.

## SUMÁRIO

<b>1</b>	<b>INTRODUÇÃO</b>	16
1.1	REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	17
1.2	OBJETIVOS DO TRABALHO	19
1.3	APRESENTAÇÃO DO RELATÓRIO	19
<b>2</b>	<b>ONDAS GUIADAS EM PLACAS IMERSAS EM FLUIDOS</b>	20
2.1	ONDAS DE LAMB	20
2.2	MODOS SIMÉTRICOS E ANTISSIMÉTRICOS	26
2.3	CURVAS DE DISPERSÃO	27
2.4	MODO QUASE SCHOLTE	31
2.5	EXCITAÇÃO DE ONDAS DE LAMB UTILIZANDO-SE PRISMA	32
<b>3</b>	<b>SENSOR DE DESLOCAMENTO ANGULAR À FIBRA ÓPTICA</b>	34
3.1	PRINCÍPIO DE FUNCIONAMENTO	34
3.2	MODELO MATEMÁTICO	36
3.3	SIMULAÇÃO DA CURVA CARACTERÍSTICA ESTÁTICA	42
3.4	MONTAGEM DO SENSOR	44
3.4.1	Clivagem e posicionamento da fibra óptica	44
3.4.2	Acoplamento de luz à fibra emissora	47
3.4.3	Posicionamento da lente e do fotodetector	49
3.5	OPERAÇÕES DINÂMICAS	50
3.5.1	Medições de deslocamento angular absoluto	51
3.5.2	Medições de deslocamento linear absoluto	53
<b>4</b>	<b>RESULTADOS EXPERIMENTAIS</b>	55
4.1	VALIDAÇÃO DO SENSOR PARA MEDIÇÃO DE ONDAS DE LAMB	55
4.1.1	Excitação do modo S <sub>0</sub>	55
4.1.2	Medição pelo sensor angular à fibra óptica	57
4.1.3	Medição pelo transdutor piezocerâmico	61
4.2	DESLOCAMENTOS LINEARES	63
4.2.1	Interferômetro de Michelson	63

4.2.1	Medição dos deslocamentos lineares .....	65
4.3.	CARACTERIZAÇÃO DE LÍQUIDOS .....	67
4.3.1	Medições utilizando-se a velocidade de grupo .....	70
4.3.1.1	<i>Medições com ácido acético</i> .....	70
4.3.1.2	<i>Medições com álcool etílico hidratado</i> .....	75
4.3.2	Medições utilizando-se a velocidade de fase.....	78
4.3.2.1	<i>Medições com ácido acético</i> .....	79
4.3.2.2	<i>Medições com álcool etílico hidratado</i> .....	81
4.3.3	Medições de densidade e de velocidade da onda longitudinal .....	85
5	DISCUSSÃO FINAL E CONCLUSÃO .....	87
5.1	PERSPECTIVA PARA TRABALHOS FUTUROS.....	91
	REFERÊNCIAS .....	92

## 1 INTRODUÇÃO

Neste trabalho, abordou-se a utilização de um sensor de deslocamento angular em fibra óptica para a caracterização de líquidos, utilizando-se as ondas de Lamb e o modo quase Scholte (QSCH). O sensor abordado compreende: duas fibras ópticas monomodo, uma emissora e outra receptora, uma lente positiva, um laser, um fotodetector, e uma superfície reflexiva. Em um arranjo simples, as duas fibras são posicionadas paralelas entre si, com as faces de frente para uma lente positiva. O princípio de funcionamento desse sensor consiste na modulação da intensidade óptica acoplada à fibra receptora pelo deslocamento angular da superfície reflexiva.

Como o feixe óptico é colimado ao passar pela lente, a intensidade óptica acoplada à fibra receptora é muito pouco susceptível ao deslocamento linear da superfície reflexiva. Ou seja, as medições de deslocamento angular feitas são imunes aos deslocamentos lineares, e o sensor pode operar a maiores distâncias da superfície reflexiva, relativamente aos outros sensores à fibra óptica (SAKAMOTO et al., 2012).

O sensor à fibra óptica possui vantagens e desvantagens em relação ao transdutor piezoelétrico na detecção de vibrações mecânicas. A escolha de qual desses sensores se empregar depende do problema que se quer resolver. Com relação à detecção de ondas ultrassônicas, dentre as vantagens da utilização do sensor à fibra, em relação ao transdutor piezoelétrico, podem-se citar:

- desacoplamento mecânico com o objeto sob teste;
- suporta medição à altas temperaturas (acima da temperatura de Curie do material piezoelétrico, por exemplo);
- possibilita uma grande largura de banda;
- não carrega a estrutura mecanicamente;
- possibilita medições em superfícies com geometrias complexas;
- compatibilidade com transmissão de dados via fibra óptica.

Concomitantemente, dentre as desvantagens da utilização do sensor à fibra, em relação ao transdutor piezoelétrico, têm-se:

- susceptibilidade à vibrações ambientais;

- necessidade de uma superfície reflexiva no ponto de medição;
- necessidade de alinhamento preciso do sistema óptico;
- menor amplitude do sinal adquirido para ondas *in-plane*;
- maior complexidade do aparato experimental.

## 1.1 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Há algumas décadas, diversos tipos de sensores ópticos têm sido utilizados na medição de ondas acústicas. Dentre as primeiras abordagens, Korpel (1966) utilizou uma célula de Bragg para obter imagens das ondas acústicas provenientes da seção transversal de objetos. Dois anos depois, Massey (1968a) analisou teórica e experimentalmente a utilização de duas técnicas para detecção de ondas acústicas: interferometria óptica com detecção heterodina, e interferência entre os feixes incidente e refletido de uma superfície sob vibração. No mesmo ano, dois outros trabalhos foram feitos abordando a medição de ondas acústicas utilizando-se interferometria heterodina (WHITMAN; LAUB; BATES, 1968; MASSEY 1968b).

Na década de 1970, alguns trabalhos abordaram a utilização de técnicas de holografia para detecção de ondas acústicas (ALEKSOFF, 1971; WHITMAN; AHMED; KORPEL, 1972). Thomson, Wickramasinghe e Ash (1973) utilizaram um interferômetro de Fabry-Pérot para medição de vibrações em superfície, com aplicação em holografia. Três anos depois, Mezrich, Vilkomerson e Etzold (1976) utilizaram um interferômetro de Michelson para medir ondas ultrassônicas, também com aplicação em holografia. Nessa mesma década, Nokes, Hill e Barelli (1978) utilizaram um interferômetro heterodino para detecção de ondas acústicas, cuja ponta de prova era uma fibra óptica.

Monchalin (1986) publicou uma revisão sobre os principais detectores ópticos de ondas ultrassônicas, compreendendo técnicas interferométricas, (como interferômetros homodinos, heterodinos e interferometria diferencial) e técnicas não-interferométricas (como *knife-edge*, superfície de grades e reflectividade). Ao final desse trabalho, o autor concluiu que, para utilização em laboratório, a técnica *knife-edge* é mais interessante, devido à simplicidade e à banda larga. Para utilização em laboratório, considerando-se superfícies irregulares, o autor destaca os interferômetros heterodinos. Já para aplicações industriais, onde há turbulências de ar, e onde um preciso alinhamento não é desejável, o autor destaca a utilização do interferômetro de Fabry-Pérot.

Na década de 1990, diversos trabalhos foram publicados abordando diferentes técnicas interferométricas, como interferômetros baseados no efeito de fotorefração (BLOUIN et al., 1997; KLEIN et al., 1999; DEWHURST; SHAN, 1999), Fabry-Pérot (BEARD; MILLS, 1997; WILKENS; KOCH, 1999), Michelson (PIERCE et al., 1997), Mach-Zehnder (PIERCE; CULSHAW, 1998). Williams e Dewhurst (1995) utilizaram um sensor diferencial à fibra óptica para detecção de ondas ultrassônicas, geradas por um pulso de laser. Dewhurst e Williams (1997) detectaram ondas de Lamb *out-of-plane* utilizando um sensor de deflexão do feixe óptico (OBD), constituído por um diodo laser e um feixe de fibras ópticas multimodos.

Murfin et al. (2000) compararam a detecção de ondas ultrassônicas utilizando diferentes técnicas, como: OBD, interferômetro de Fabry-Pérot confocal, o transdutor eletromagnético-acústico (EMAT), e *photo-emf*. Nesse trabalho, o autor concluiu que os detectores *photo-emf* e interferômetro de Fabry-Pérot confocal apresentam SNR semelhantes, entre 36 e 38 dB, mas ambos têm um custo relativamente alto. Já o sensor OBD foi destacado pela simplicidade e baixo custo, apresentando um SNR de 66 dB, embora necessite de uma superfície polida na amostra sob teste. Ainda nesse trabalho, o autor conclui que o sensor EMAT possui melhor SNR comparado com as técnicas ópticas, entretanto necessita estar bem próximo a amostra sob teste (menos de 0,25 mm).

Nos anos subsequentes, diversos trabalhos foram publicados abordando diferentes técnicas para detecção de ondas ultrassônicas. Dentre as técnicas interferométricas, destacam-se as configurações: Michelson (HO et al., 2002; SORAZU et al., 2003), Mach-Zehnder (POUET; BREUGNOT; CLÉMENCEAU, 2006), Fabry-Pérot (MONCHALIN, 2004); os interferômetros fotorefrativos (MONCHALIN, 2004; POUET; LEFAUDEX; CLEMENCEAU, 2008), e os interferômetros superheteródinos (BRAMHAVAR; POUET; MURRAY, 2008, 2009). Dentre as técnicas não-interferométricas destacam-se: *knife-edge* (CLARK, 2011; MAYERICH; ABBOTT; MCCORMICK, 2008), rede de Bragg em fibra óptica (ROSENTHAL; RAZANSKY; NTZIACHRISTOS, 2011; SORAZU et al., 2003), e sensores à fibra óptica baseados em OBD (EDWARDS et al., 2001; MURFIN et al., 2000).

## 1.2 OBJETIVO DO TRABALHO

Esta dissertação de mestrado teve por objetivo principal a avaliação da aplicabilidade de um novo sensor de ondas ultrassônicas, proposto primeiramente por Sakamoto e Pacheco (2010), para caracterização de líquidos utilizando-se ondas de Lamb e o modo quase Scholte.

## 1.3 APRESENTAÇÃO DO RELATÓRIO

Além da Introdução, o relatório é constituído por mais quatro capítulos. No Capítulo 2 apresentam-se brevemente a teoria de propagação de ondas de Lamb em placas metálicas imersas em fluido, além das curvas de dispersão para as ondas de Lamb e para o modo quase Scholte. No Capítulo 3, descreve-se o princípio de funcionamento do sensor óptico, aborda-se seu modelamento matemático, e apresentam-se as curvas características estáticas para diferentes configurações do sensor. Ainda nesse capítulo, descrevem-se os processos de montagem do sensor em laboratório, e do estabelecimento do ponto de operação quiescente na curva objetivando operações dinâmicas.

O Capítulo 4 é reservado para a apresentação dos resultados experimentais obtidos com o sensor óptico na medição de ondas *in-plane* e *out-of-plane*, assim como na caracterização de líquidos utilizando-se ondas de Lamb e o modo quase Scholte. Também no Capítulo 4 se apresentam as medidas de deslocamento linear realizadas pelo sensor em fibra óptica, apresentadas juntamente com as medidas realizadas por um interferômetro de Michelson, para comparação. Finalizando, o Capítulo 5 apresenta a discussão final e a conclusão do trabalho.

## 2 ONDAS GUIADAS EM PLACAS IMERSAS EM FLUIDOS

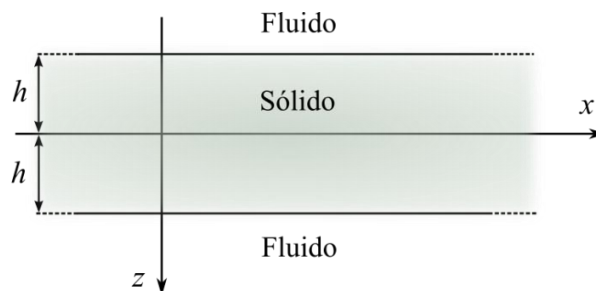
As ondas de Lamb são perturbações elásticas guiadas que se propagam em placas sólidas com fronteiras livres (ROSE, 2014). Descritas primeiramente por Lamb (1917), esse tipo de onda possui componentes de deslocamento tanto longitudinal quanto de cisalhamento (ou *shear*), sendo ambas necessárias para satisfazer as condições de contorno nas interfaces entre os meios materiais (KINO, 1987).

Neste capítulo, apresenta-se sucintamente a teoria para as ondas guiadas em placas submersas em fluidos, como feito por (TAKIY, 2015). Também são apresentadas as curvas de dispersão obtidas para os modos simétricos e antissimétricos da onda de Lamb, e para o modo quase Scholte, considerando-se dois fluidos diferentes: a água e o álcool etílico absoluto (ou etanol). Ao final do capítulo, também se apresenta sucintamente a excitação de ondas de Lamb utilizando-se prisma de acrílico para o acoplamento de somente um modo guiado.

### 2.1 ONDAS DE LAMB

Considere-se a propagação de uma onda elástica guiada em uma placa isotrópica imersa em um fluido, como ilustrado na Figura 1. Assume-se que a placa possui espessura  $2h$  na direção  $z$  e dimensões infinitas nas direções  $x$  e  $y$ , e que o sentido de propagação de onda se dá na direção positiva de  $x$ . Por simetria, considerar-se-ão somente os deslocamentos de partículas nas direções  $x$  e  $z$ . Neste capítulo, admite-se que a dependência temporal é harmônica, de acordo com  $\exp(-j\omega t)$ , sendo  $\omega$  a frequência angular.

**Figura 1** - Geometria da placa de espessura  $2h$  e dimensões infinitas em  $x$  e  $y$ .



Fonte: Do próprio autor.

O vetor velocidade de partícula,  $\mathbf{v}$ , pode ser expresso em termos dos potenciais escalar e vetorial,  $\phi_s$  e  $\Psi_s$ , respectivamente (AULD, 1973):

$$\mathbf{v} = \nabla \phi_s + \nabla \times \Psi_s. \quad (1)$$

A equação de Cauchy para meios isotrópicos e dependência temporal harmônica na frequência  $\omega$  pode ser expressa por (AULD, 1973):

$$\mathbf{v} = -\frac{1}{\rho_s \omega^2} \left[ (c_{11} - c_{44}) \nabla (\nabla \cdot \mathbf{v}) + c_{44} \nabla^2 \mathbf{v} \right], \quad (2)$$

na qual  $\rho_s$  é a densidade volumétrica do sólido,  $c_{11}$  e  $c_{44}$  são as constantes elásticas de rigidez do sólido e  $\omega$  é a frequência angular. Considerando-se que o meio seja isotrópico, as constantes  $c_{11}$  e  $c_{44}$  podem ser escritas em termos dos coeficientes de Lamé  $\lambda$  e  $\mu$  (KINO, 1987):  $c_{11} = \lambda + 2\mu$ ,  $c_{44} = 2\mu$  e  $c_{11} - 2c_{44} = \lambda = c_{13}$ .

Substituindo-se (1) em (2) é possível se obter:

$$\nabla^2 \phi_s + k_{ls}^2 \phi_s = 0, \quad (3)$$

$$\nabla^2 \Psi_s + k_{ts}^2 \Psi_s = 0, \quad (4)$$

as equações de onda longitudinal e transversal, respectivamente, sendo que:

$$k_{ls}^2 = \frac{\omega^2}{c_{ls}^2}, \quad (5)$$

$$k_{ts}^2 = \frac{\omega^2}{c_{ts}^2}, \quad (6)$$

nas quais  $c_{ts} = c_{44}/\rho_s$  e  $c_{ls} = c_{11}/\rho_s$  são as velocidades de fase das ondas volumétricas transversal e longitudinal no sólido, respectivamente.

Considerando-se a propagação no sentido positivo da direção  $x$ , podem-se escrever os potenciais de  $\mathbf{v}$  como:

$$\phi_s = Q_s(z) \exp[j(kx - \omega t)], \quad (7)$$

$$\Psi_s = S_s(z) \exp[j(kx - \omega t)] \hat{y}, \quad (8)$$

sendo  $k$  o número de onda complexo. Substituindo-se (7) e (8) em (3) e (4), pode-se obter:

$$\frac{\partial^2 Q_s}{\partial z^2} - q^2 Q_s = 0, \quad (9)$$

$$\frac{\partial^2 S_s}{\partial z^2} - s^2 S_s = 0, \quad (10)$$

sendo que:

$$q^2 = k^2 - k_{ls}^2, \quad (11)$$

$$s^2 = k^2 - k_{ts}^2. \quad (12)$$

Aplicando-se as equações (7) e (8) em (1), é possível se obter as componentes da velocidade de partículas:

$$v_x = jkQ_s - \frac{\partial S_s}{\partial z}, \quad (13)$$

$$v_z = \frac{\partial Q_s}{\partial z} + jkS_s. \quad (14)$$

Considerando-se as expressões das componentes de *stress* para sólidos isotrópicos (AULD, 1973), pode-se escrever para o caso em questão:

$$\frac{\partial T_{zz}}{\partial t} = c_{11} \frac{\partial v_z}{\partial z} + c_{13} \frac{\partial v_x}{\partial x}, \quad (15)$$

$$\frac{\partial T_{xz}}{\partial t} = c_{44} \left( \frac{\partial v_z}{\partial x} + \frac{\partial v_x}{\partial z} \right). \quad (16)$$

Utilizando-se (13) e (14) nas equações anteriores, pode-se obter:

$$T_{zz} = \frac{j\omega\rho_s}{k_{ts}^2} (k^2 + s^2) Q_s - \frac{2\omega\rho_s k}{k_{ts}^2} \frac{\partial S_s}{\partial z}, \quad (17)$$

$$T_{xz} = -\frac{2\omega\rho_s k}{k_{ts}^2} \frac{\partial Q_s}{\partial z} - \frac{j\omega\rho_s}{k_{ts}^2} (k^2 + s^2) S_s. \quad (18)$$

Percebe-se que deve ser estabelecido um perfil de onda estacionária, devido à ressonância transversal (na direção  $z$ ) na camada sólida de espessura  $2h$  na Figura 1. Então, considerando-se as soluções de (9) e (10) como:

$$Q_s = A \cosh(qz) + B \sinh(qz), \quad (19)$$

$$S_s = C \cosh(sz) + D \sinh(sz), \quad (20)$$

sendo A, B, C e D coeficientes, as equações (13) e (14) se tornam:

$$v_x = jk[A \cosh(qz) + B \sinh(qz)] - s[C \sinh(sz) + D \cosh(sz)], \quad (21)$$

$$v_z = q[A \sinh(qz) + B \cosh(qz)] + jk[C \cosh(sz) + D \sinh(sz)], \quad (22)$$

e as equações (17) e (18) conduzem à:

$$T_{zz} = \frac{j\omega\rho_s}{k_{ts}^2} (k^2 + s^2) [A \cosh(qz) + B \sinh(qz)] - \frac{2\omega\rho_s ks}{k_{ts}^2} [C \cosh(sz) + D \sinh(sz)], \quad (23)$$

$$T_{xz} = -\frac{2\omega\rho_s kq}{k_{ts}^2} [A \cosh(qz) + B \sinh(qz)] - \frac{j\omega\rho_s}{k_{ts}^2} (k^2 + s^2) [C \cosh(sz) + D \sinh(sz)]. \quad (24)$$

Para o modelamento do fluido viscoso, pode-se utilizar a equação de Navier-Stokes, conforme estabelecida por Landau e Lifshitz (1966). Nesse caso, para variações temporais harmônicas, a velocidade de partícula para o fluido,  $\mathbf{v}'$ , se reduz à:

$$\mathbf{v}' = -\frac{1}{\rho_f \omega^2} [(c'_{11} - c'_{44}) \nabla(\nabla \cdot \mathbf{v}') + c'_{44} \nabla^2 \mathbf{v}'], \quad (25)$$

na qual  $\rho_f$  é a densidade volumétrica, e  $c'_{11}$  e  $c'_{44}$  são as constantes elásticas de rigidez do fluido, expressas como:

$$c'_{11} = -j\omega \left( \zeta + \frac{j\omega\rho_f}{k_f^2} \right) - \frac{4}{3}j\omega\eta = \lambda' + 2\mu', \quad (26)$$

$$c'_{44} = -j\omega\eta = \mu', \quad (27)$$

sendo que  $\zeta$  e  $\eta$  correspondem aos coeficientes de viscosidade volumétrico (*bulk*) e de cisalhamento (*shear*), respectivamente. Ainda nas fórmulas (26) e (27),  $\lambda'$  e  $\mu'$  são coeficientes de Lamé de um “sólido equivalente” para o fluido,  $k_f = \omega/c_{lf}$  é o número de onda volumétrico e  $c_{lf}$  é a velocidade de fase da onda longitudinal no fluido.

Substituindo-se (1) (adaptado para  $\mathbf{v}'$ ) em (25) é possível se obter:

$$\nabla^2 \phi_f + k_{lf}^2 \phi_f = 0, \quad (28)$$

$$\nabla^2 \Psi_f + k_{lf}^2 \Psi_f = 0, \quad (29)$$

sendo que  $\phi_f$  e  $\Psi_f$  são os potenciais escalar e vetorial no fluido, e

$$k_{lf}^2 = \frac{1}{\frac{1}{k_f^2} + \frac{1}{j\omega\rho_f} \left( \zeta + \frac{4}{3}\eta \right)}, \quad (30)$$

$$k_{lf}^2 = \frac{j\omega\rho_f}{\eta}. \quad (31)$$

Admitindo-se que  $\phi_f$  e  $\Psi_f$  propagam-se com forma similar a (7) e (8), como feito na dedução de (9) e (10), pode-se obter (substituindo-se  $Q_s$  e  $S_s$  por  $Q_f$  e  $S_f$ ):

$$\frac{\partial^2 Q_f}{\partial z^2} - \gamma_1^2 Q_f = 0, \quad (32)$$

$$\frac{\partial^2 S_f}{\partial z^2} - \gamma_2^2 S_f = 0, \quad (33)$$

nas quais:

$$\gamma_1^2 = k^2 - k_f^2, \quad (34)$$

$$\gamma_2^2 = k^2 - k_f^2. \quad (35)$$

Neste caso, podem-se obter as componentes  $x$  e  $z$  para a velocidade de partícula, como feito para o caso do sólido:

$$v_x' = jkQ_f - \frac{\partial S_f}{\partial z}, \quad (36)$$

$$v_z' = \frac{\partial Q_f}{\partial z} + jkS_f. \quad (37)$$

Nas regiões de fluido, devem ser estabelecidos perfis de onda evanescente à medida que se afasta da interface com a camada sólida mostrada na Figura 1. Então, considerando-se as soluções das equações (32) e (33) como:

$$Q_f = E \exp(\gamma_1 z) + F \exp(-\gamma_1 z), \quad (38)$$

$$S_f = G \exp(\gamma_2 z) + H \exp(-\gamma_2 z), \quad (39)$$

sendo E, F, G e H constantes, podem-se obter as componentes  $x$  e  $z$  para a velocidade de partícula como:

$$v_x' = jk[E \exp(\gamma_1 z) + F \exp(-\gamma_1 z)] - \gamma_2[G \exp(\gamma_2 z) - H \exp(-\gamma_2 z)], \quad (40)$$

$$v_z' = \gamma_1[E \exp(\gamma_1 z) - F \exp(-\gamma_1 z)] + jk[G \exp(\gamma_2 z) + H \exp(-\gamma_2 z)]. \quad (41)$$

O tensor *stress* para um fluido viscoso e compressível pode ser dado por (LANDAU; LIFSHITZ, 1966; TAKIY, 2015):

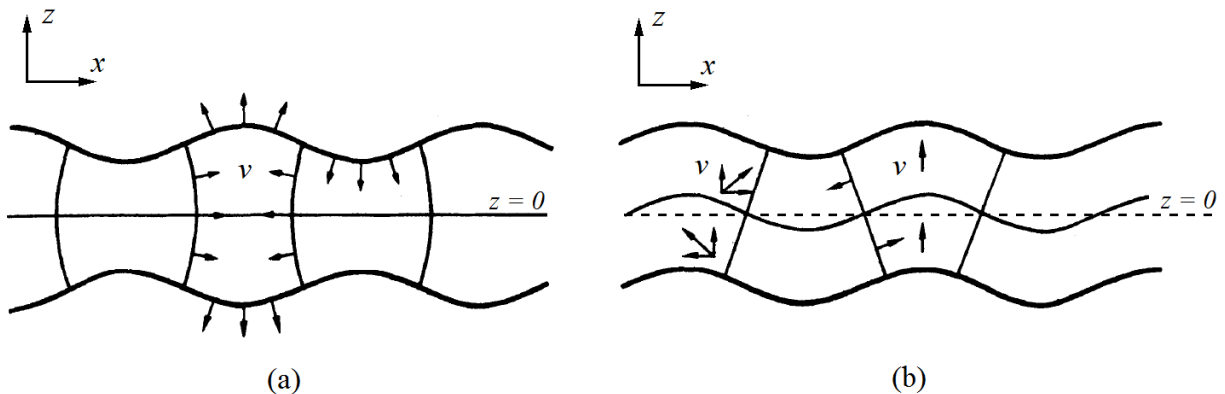
$$T'_{zz} = \frac{j\omega\rho_f}{k_{ts}^2} (k^2 + \gamma_2^2) Q_f - \frac{2\omega\rho_f k}{k_f^2} \frac{\partial S_f}{\partial z}, \quad (42)$$

$$T'_{xz} = -\frac{2\omega\rho_f k}{k_{ff}^2} \frac{\partial Q_f}{\partial z} - \frac{j\omega\rho_f}{k_{ff}^2} (k^2 + \gamma_2^2) S_f. \quad (43)$$

## 2.2 MODOS SIMÉTRICOS E ANTISSIMÉTRICOS

As ondas de Lamb podem ser divididas em dois conjuntos de modos: os simétricos e os antissimétricos. Considerando-se a componente  $v_x$  da velocidade de partícula em relação ao eixo  $z$ , a mesma será simétrica para os modos simétricos, e antissimétrica para os modos antissimétricos. Já no caso da componente  $v_x$  em relação ao eixo  $x$ , o contrário é verdadeiro. Na Figura 2 (a) e (b) apresentam-se os desenhos esquemáticos para os modos simétricos e antissimétricos, respectivamente.

**Figura 2** - Desenho esquemático para os deslocamentos da onda de lamb nos modos (a) simétrico e (b) antissimétrico.



Fonte: Adaptado de (ROYER; DIEULESAINT, 1996).

Considerando-se a condição de radiação de Sommerfeld na região  $z \leq -h$ , conclui-se que  $F = 0$  e  $H = 0$  nas equações (38) e (39), a fim de que a energia seja conservada. No caso dos modos simétricos, sendo  $v_x$  uma função par e  $v_z$  uma função ímpar de  $z$ :  $B = 0$  e  $C = 0$  nas equações (19) e (20). Aplicando-se as condições de continuidade para as velocidades ( $v_x, v'_x, v_z, v'_z$ ) e para as componentes do *stress* ( $T_{zz}, T'_{zz}, T_{xz}, T'_{xz}$ ) na interface  $z = -h$ , é possível se obter o seguinte sistema homogêneo para os modos simétricos (TAKIY, 2015):

$$\begin{bmatrix} (k^2 + s^2) \cosh(qh) & 2jks \cosh(sh) & -r(k^2 + \gamma_2^2) & -2jrk\gamma_2 \\ 2jkq \sinh(qh) & -(k^2 + s^2) \sinh(sh) & -2jrk\gamma_1 & r(k^2 + \gamma_2^2) \\ q \sinh(qh) & jk \sinh(sh) & -\gamma_1 & -jk \\ jk \cosh(qh) & -s \cosh(sh) & -jk & \gamma_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A \\ D \\ E \\ G \end{bmatrix} = 0, \quad (44)$$

no qual  $r = -j\eta k_{ts}^2 / \rho_s \omega$ , e  $h$  é a semiespessura da placa. Para que este sistema tenha soluções não triviais, é necessário que o determinante da matriz quadrada de ordem 4 seja nulo.

Para o caso dos modos antissimétricos,  $v_x$  é uma função ímpar, e  $v_z$  é uma função par de  $z$ , o que implica em:  $A = 0$  e  $D = 0$  nas equações (19) e (20). Nesse caso, aplicando-se as condições de continuidade para as velocidades ( $v_x, v'_x, v_z, v'_z$ ) e para as componentes do *stress* ( $T_{zz}, T'_{zz}, T_{xz}, T'_{xz}$ ) na interface  $z = -h$ , é possível se obter o seguinte sistema homogêneo para os modos antissimétricos (TAKIY, 2015):

$$\begin{bmatrix} (k^2 + s^2) \sinh(qh) & 2jks \sinh(sh) & -r(k^2 + \gamma_2^2) & -2jrk\gamma_2 \\ 2jkq \cosh(qh) & -(k^2 + s^2) \cosh(sh) & -2jrk\gamma_1 & r(k^2 + \gamma_2^2) \\ q \cosh(qh) & jk \cosh(sh) & -\gamma_1 & -jk \\ jk \sinh(qh) & -s \sinh(sh) & -jk & \gamma_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} B \\ C \\ E \\ G \end{bmatrix} = 0. \quad (45)$$

Nesta equação, da mesma maneira que em (44), o determinante da matriz quadrada de ordem 4 deve ser nulo para que o sistema tenha soluções não triviais.

### 2.3 CURVAS DE DISPERSÃO

As equações (44) e (45) relacionam o número de onda ( $k$ ) com o produto frequência-semiespessura ( $f.h$ ), e dão origem às chamadas relações de dispersão. Através dessas relações, é possível se obter as curvas de dispersão, que são gráficos das velocidades (de fase, ou de grupo) ou do número de onda, pelo produto frequência-semiespessura ( $f.h$ ). Para se resolver (44) e (45) devem-se utilizar métodos numéricos, já que as mesmas não possuem solução analítica.

É interessante observar que, no caso geral de fluidos viscosos,  $k$  pode assumir valores complexos. Assim, adotando-se  $k = k_r + jk_{im}$  o fator harmônico no tempo torna-se:

$$\exp[j(k_r x - \omega t)] \exp[-k_{im} x]. \quad (46)$$

Analisando-se (46) notam-se três interpretações físicas relacionadas ao sinal de  $k_{im}$  (ROSE, 2014):

- $k_{im} < 0$ , as ondas crescem exponencialmente com a distância propagada;
- $k_{im} = 0$ , as ondas se propagam sem decaimento de amplitude;
- $k_{im} > 0$ , as ondas decaem exponencialmente com a distância propagada.

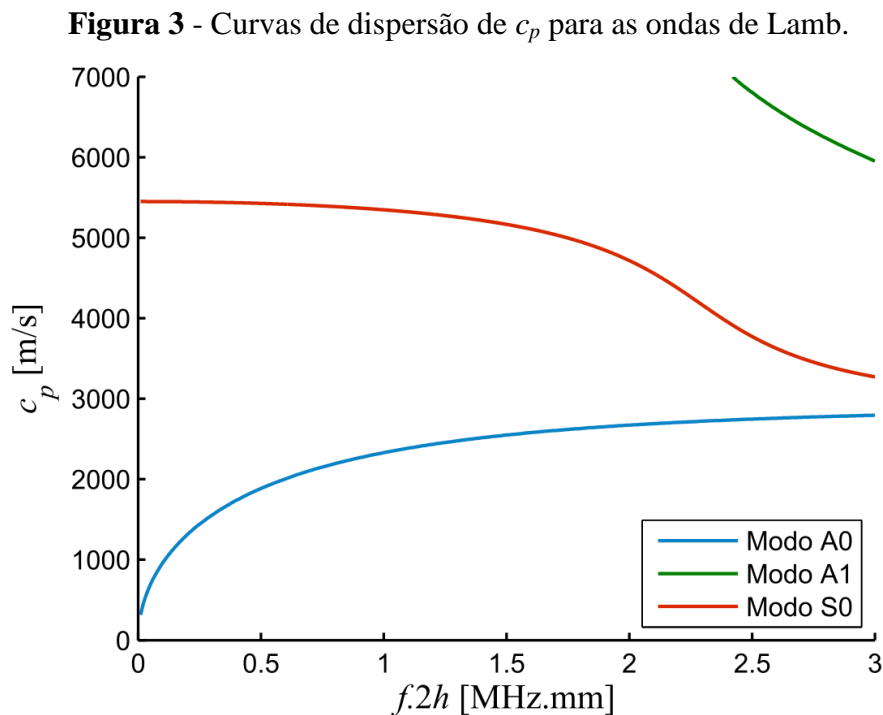
As ondas com crescimento exponencial ainda não foram observadas fisicamente em meios passivos. As ondas que decaem exponencialmente atenuam-se à medida que se afastam longitudinalmente do ponto em que são geradas. Portanto, como neste trabalho só são utilizados líquidos invíscidos, considera-se somente  $k_r$  (ou seja,  $k = k_r$ ), que corresponde aos modos que se propagam sem decaimento. Assim, a velocidade de fase do modo guiado é dada por  $c_p = \omega/k_r$ .

Para a solução numérica das equações (44) e (45) utilizou-se um algoritmo baseado nos seguintes passos:

- (1) Escolhe-se um valor para o produto frequência-semiespessura;
- (2) Estima-se um valor inicial e um valor final para  $k$ ;
- (3) Escolhem-se os parâmetros da rotina de busca, como: tolerâncias e números máximos de iterações;
- (4) Buscam-se os valores de  $k$  que fazem o determinante da matriz quadrada de ordem 4 zerar;
- (5) Escolhe-se outro valor para o produto frequência-semiespessura, e repetem-se os passos de (2) à (4).

Embora os cálculos sejam realizados em relação ao produto  $f.h$ , os gráficos a seguir serão desenhados em termos do produto  $f.2h$  para melhor visualização. Assim, utilizando-se os passos descritos anteriormente, foi possível se obter as curvas de dispersão para a velocidade

de fase  $c_p$  em função do produto  $f \cdot 2h$ , como mostrado na Figura 3. Para tanto, considerou-se uma placa de alumínio envolta por ar. As seguintes propriedades do alumínio foram consideradas: velocidade longitudinal,  $c_{ls} = 6400$  m/s, velocidade de cisalhamento,  $c_{ts} = 3100$  m/s, e densidade,  $\rho_s = 2700$  kg/m<sup>3</sup>. Já para o ar, foram consideradas as seguintes propriedades: velocidade longitudinal,  $c_f = 343$  m/s, densidade,  $\rho_f = 1,2$  kg/m<sup>3</sup>, coeficiente de viscosidade de cisalhamento,  $\eta = 18$   $\mu$ Pa.s, e coeficiente de viscosidade volumétrico,  $\zeta = 0,6\eta$   $\mu$ Pa.s.



Fonte: Do próprio autor.

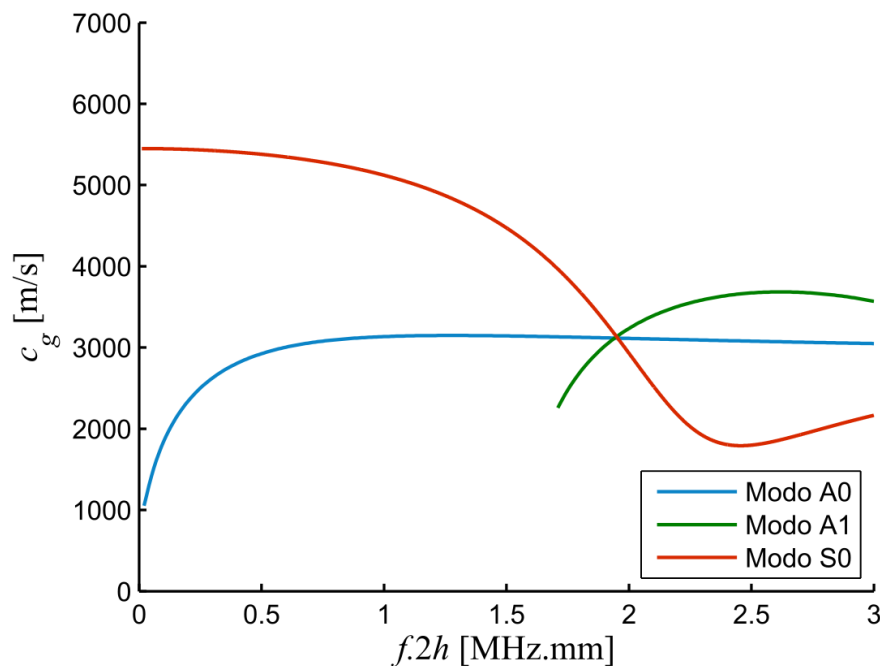
Os modos A0 e S0 são chamados modos fundamentais pois não possuem frequência de corte. O modo A1 é o primeiro de vários modos (não mostrados na Figura 3) que somente se propagam após suas respectivas frequências de corte, sendo chamados de modos superiores. Nesta dissertação, ênfase é dada aos modos fundamentais S0 e A0.

A velocidade de propagação associada a um grupo de ondas com frequências em banda estreita é chamada de velocidade de grupo (ROSE, 2014). Utilizando-se um algoritmo baseado nos passos descritos anteriormente, é possível se obter as curvas de dispersão da velocidade de grupo,  $c_g = d\omega/dk_r$  (ROSE, 2014). Escrevendo-se  $c_g$  em função de  $c_p$ , obtém-se:

$$c_g = \left[ \frac{d}{d\omega} \left( \frac{\omega}{c_p} \right) \right]^{-1} = \left[ \frac{c_p - \omega \frac{dc_p}{d\omega}}{c_p^2} \right]^{-1} = \frac{c_p}{1 - \frac{\omega}{c_p} \frac{dc_p}{d\omega}}. \quad (47)$$

A Figura 4 apresenta as curvas de dispersão para  $c_g$  considerando-se uma placa de alumínio envolta por ar, sendo as propriedades do alumínio e do ar as mesmas mencionadas anteriormente.

**Figura 4** - Curvas de dispersão de  $c_g$  para as ondas de Lamb.



Fonte: Do próprio autor.

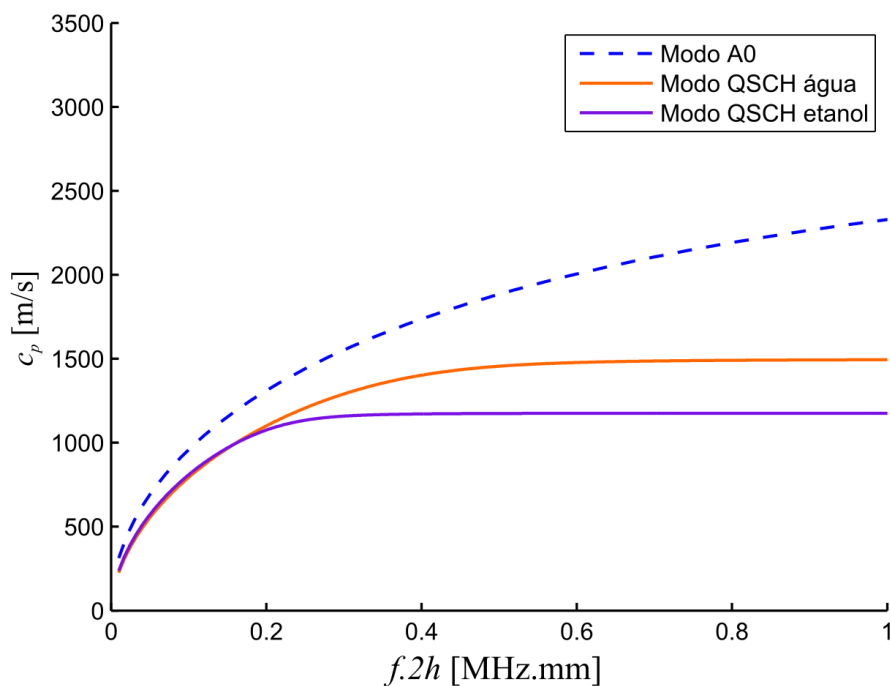
Analisando-se as Figuras 3 e 4, verifica-se que as velocidades dos modos fundamentais simétrico e antissimétrico (S0 e A0, respectivamente) são consideravelmente distintas para baixas frequências. Já para altas frequências, as velocidades dos modos S0 e A0 tendem a se igualar à velocidade de Rayleigh (ROSE, 2014). Também é interessante destacar que, como em baixas frequências, somente os modos S0 e A0 se propagam, se dera preferência por operar nesta região. Ainda observando a Figura 3, pode-se notar que, para baixas frequências, o modo A0 é altamente dispersivo (isto é,  $c_g$  varia sensivelmente com  $f$ ) e o modo S0 exibe pouca dispersão.

## 2.4 MODO QUASE SCHOLTE

As ondas de Scholte, primeiramente citadas por Scholte (1941), são ondas guiadas que se propagam na interface sólido-líquido entre dois semi-espacos semi-infinitos (ROSE, 2014). Para o caso de uma placa imersa em um fluido, um modo bem similar ao modo Scholte pode se propagar, denominado de modo quase Scholte (QSCH) (CEGLA; CAWLEY; LOWE, 2005). Para altas frequências, a velocidade do modo quase Scholte se aproxima assintoticamente da velocidade do modo Scholte.

As curvas de dispersão para o modo quase Scholte podem ser obtidas da mesma maneira que para os modos antissimétricos da onda de Lamb, utilizando-se as propriedades do líquido no lugar das propriedades do ar. Nas figuras 5 e 6 evidenciam-se as curvas de dispersão do modo quase Scholte para  $c_p$  e  $c_g$ , respectivamente, juntamente com o modo A0, pelo produto frequência-semiespessura. Abordaram-se, nessas curvas de dispersão, dois tipos de fluidos: a água e o álcool etílico (etanol). Para tanto, consideraram-se as velocidades longitudinais da água e do álcool, como:  $c_{fa} = 1500$  m/s e  $c_{fet} = 1176$  m/s, respectivamente. As densidades foram medidas em laboratório com um densímetro (modelo DMA 35, da Anton Paar), e valem  $\rho_{fa} = 997,4$  kg/m<sup>3</sup> e  $\rho_{fet} = 786,6$  kg/m<sup>3</sup> para a água e para o etanol, respectivamente.

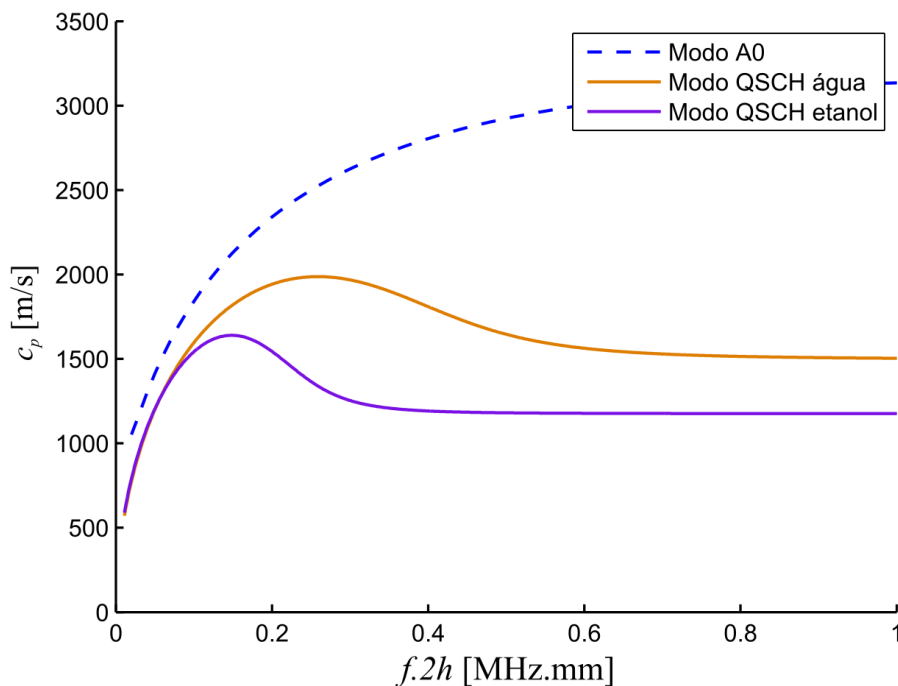
**Figura 5** - Curvas de dispersão de  $c_p$  por  $f \cdot 2h$  para as ondas de Scholte.



Fonte: Do próprio autor.

Observando-se as Figuras 5 e 6, pode-se concluir que, para baixas frequências, tanto o modo A0 quanto os modos quase Scholte para a água e para o etanol são altamente dispersivos. Nota-se, entretanto, que os modos QSCH exibem pouca dispersão para altas frequências, com velocidades de fase e de grupo tendendo a um valor constante à medida que o valor do produto frequência-semiespessura aumenta.

**Figura 6** - Curvas de dispersão de  $c_g$  por  $f \cdot 2h$  para as ondas de Scholte.

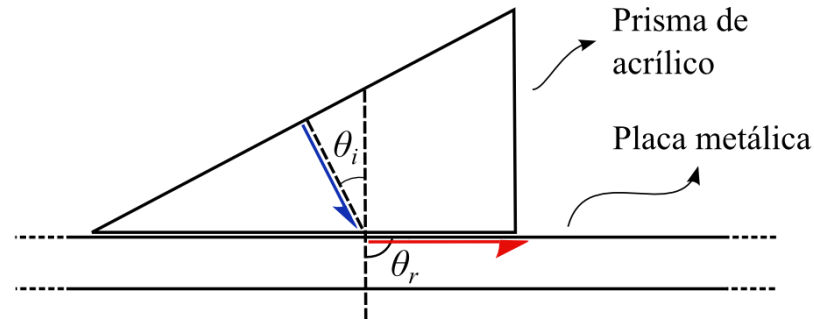


Fonte: Do próprio autor.

## 2.5 EXCITAÇÃO DE ONDAS DE LAMB UTILIZANDO PRISMA

As ondas mecânicas, assim como as ondas eletromagnéticas, podem sofrer reflexão e/ou refração ao atingir uma interface entre dois meios distintos. Nesse processo, dependendo do ângulo de incidência e da velocidade da onda incidente, ondas ultrassônicas guiadas podem ser acopladas ao guia através da incidência oblíqua de ondas mecânicas longitudinais (ROSE, 2014). Senso assim, com a utilização de um prisma de acrílico, por exemplo, podem-se excitar ondas de Lamb em uma placa metálica, como esquematizado na Figura 7. Na figura,  $\theta_i$  é o ângulo de incidência e  $\theta_r$  é o ângulo de refração, que vale  $90^\circ$ .

**Figura 7** - Excitação de ondas de Lamb utilizando prisma de acrílico.



Fonte: Do próprio autor.

Pela lei de Snell para ondas acústicas, considerando meios isotrópicos, tem-se a equação (AULD, 1973):

$$\frac{\omega}{c_i} \operatorname{sen} \theta_i = \frac{\omega}{c_r} \operatorname{sen} \theta_r, \quad (48)$$

sendo  $c_i$  a velocidade de fase para a onda incidente e  $c_r$  a velocidade de fase para a onda refratada.

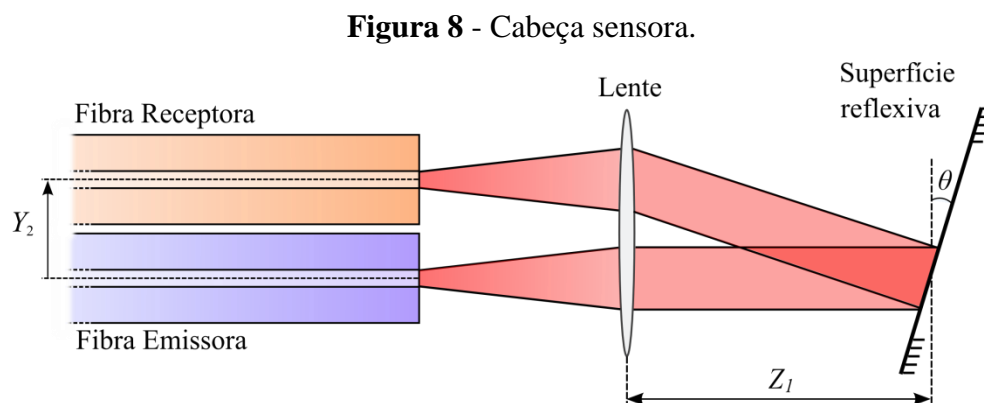
Utilizando-se o valor da velocidade de fase para a onda volumétrica longitudinal no acrílico  $c_i = 2700$  m/s em (48), e igualando-se  $\theta_r$  à  $90^\circ$ , pode-se perceber que  $c_r$  torna-se função apenas do ângulo de incidência  $\theta_i$ . Por outro lado, da análise das curvas de dispersão, para uma dada frequência-semiespessura, seja para as ondas de Lamb ou para o modo quase Scholte observa-se que cada um dos modos possui um valor específico para a velocidade de fase. Portanto, escolhendo-se adequadamente o valor de  $\theta_i$  é possível se excitar somente o modo de propagação desejado.

### 3 SENSOR DE DESLOCAMENTO ANGULAR À FIBRA ÓPTICA

O sensor em fibra óptica utilizado neste trabalho foi proposto primeiramente por Sakamoto e Pacheco (2010). Composto por duas fibras ópticas, uma lente positiva, uma superfície reflexiva, um laser e um fotodetector, o sensor tem seu sinal de saída modulado em intensidade óptica. Neste capítulo, é abordado o princípio de funcionamento do sensor, assim como o modelamento matemático proposto por Sakamoto (2012). Também são apresentadas as curvas características estáticas para o sensor, considerando-se quatro configurações distintas. Ademais, neste capítulo também se apresenta o processo de montagem do sensor em laboratório, com todas as suas etapas.

#### 3.1 PRINCÍPIO DE FUNCIONAMENTO

A cabeça sensora, esquematizada na Figura 8, é composta por um par de fibras ópticas, uma lente positiva e uma superfície reflexiva. O posicionamento das fibras é simples: paralelas entre si e com pontas clivadas e alinhadas. A grandeza  $Z_1$  corresponde à distância entre a lente positiva e a superfície reflexiva,  $Y_2$  à posição central do *spot* na entrada da fibra receptora em relação à posição do *spot* na saída da fibra emissora, e  $\theta$  ao deslocamento angular da superfície reflexiva. Uma fonte laser, não mostrada na figura, é usada para acoplar luz à fibra emissora.

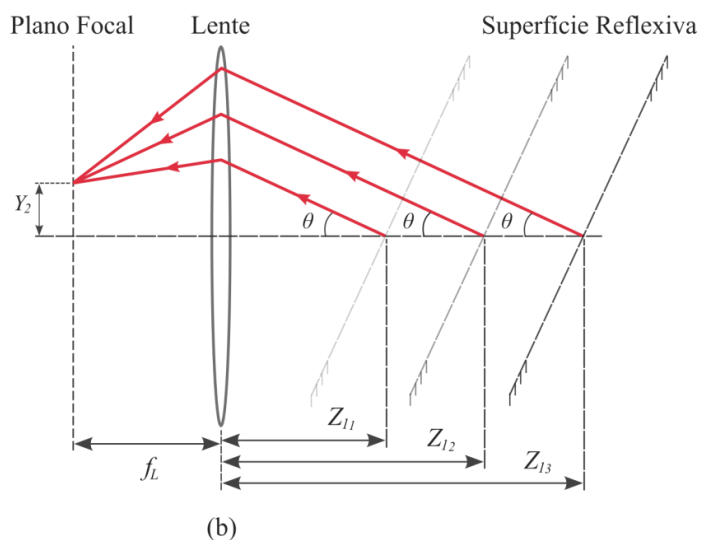
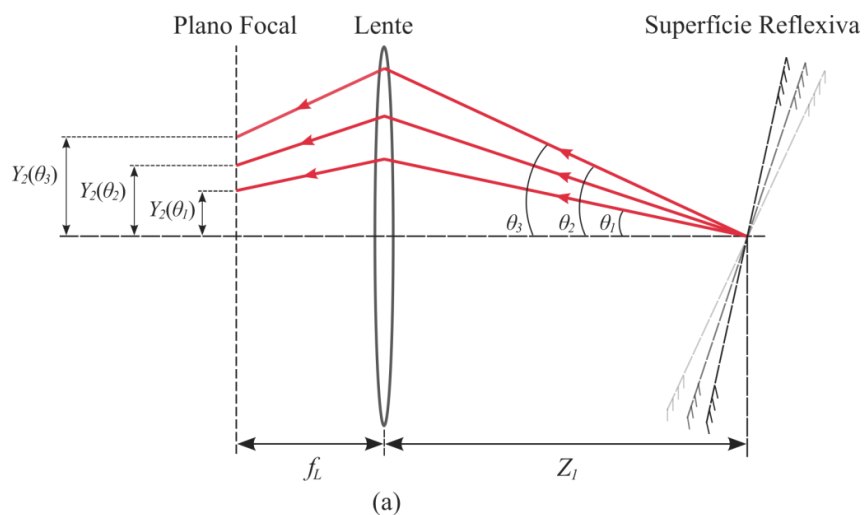


Fonte: Adaptado de (SAKAMOTO, 2012).

O feixe óptico proveniente do laser é emitido pela fibra emissora e colimado pela lente positiva em direção à superfície reflexiva. Ao ser refletido, o feixe passa novamente pela lente e é focalizado sobre o núcleo da fibra receptora. A colimação e a focalização do feixe óptico possibilitam que o sensor faça medições independentemente de variações distância  $Z_1$ , dispensam a necessidade de um fino alinhamento, além de aumentarem a potência captada pela fibra receptora (SAKAMOTO et al., 2012; WANG, 1997).

Não obstante, a lente positiva desempenha duas importantes funções: a de converter o deslocamento angular  $\theta$  em posição  $Y_2$  no plano focal, e a de desvincular o deslocamento linear  $Z_1$  do deslocamento angular  $\theta$  na medição. Essas funções são elucidadas na Figura 9, sendo  $f_L$  a distância focal da lente.

**Figura 9** - Caminho óptico para diferentes (a) deslocamentos angulares e (b) deslocamentos lineares.



Fonte: Adaptado de (SAKAMOTO, 2012).

Mantendo-se  $Z_1$  constante e variando-se o deslocamento angular  $\theta$ , os raios de luz que atravessam a lente positiva chegam ao plano focal em diferentes posições  $Y_2$ , como se observa na Figura 9(a). Os valores  $Y_2(\theta_1)$ ,  $Y_2(\theta_2)$  e  $Y_2(\theta_3)$  correspondem às posições do *spot* óptico para os ângulos  $\theta_1$ ,  $\theta_2$  e  $\theta_3$ . Como  $Y_2$  é a posição central do *spot* óptico, a variação de  $\theta$  altera a quantidade de luz que é acoplada ao núcleo da fibra óptica receptora. Desse modo, a intensidade óptica acoplada à fibra receptora pode ser modulada pelo deslocamento angular  $\theta$ .

Doutra maneira, variando-se o deslocamento linear  $Z_1$ , mantendo-se  $\theta$  constante, os raios de luz que atravessam a lente chegam ao plano focal em uma mesma posição  $Y_2$ . Os valores  $Z_{11}$ ,  $Z_{12}$  e  $Z_{13}$  correspondem aos diferentes deslocamentos lineares ilustrados. Por essa análise, a intensidade óptica acoplada à fibra receptora não é função do deslocamento linear  $Z_1$ . Ou seja, é possível modular a intensidade óptica na fibra receptora pelo deslocamento angular  $\theta$ , estando a mesma desvinculada do deslocamento linear  $Z_1$ .

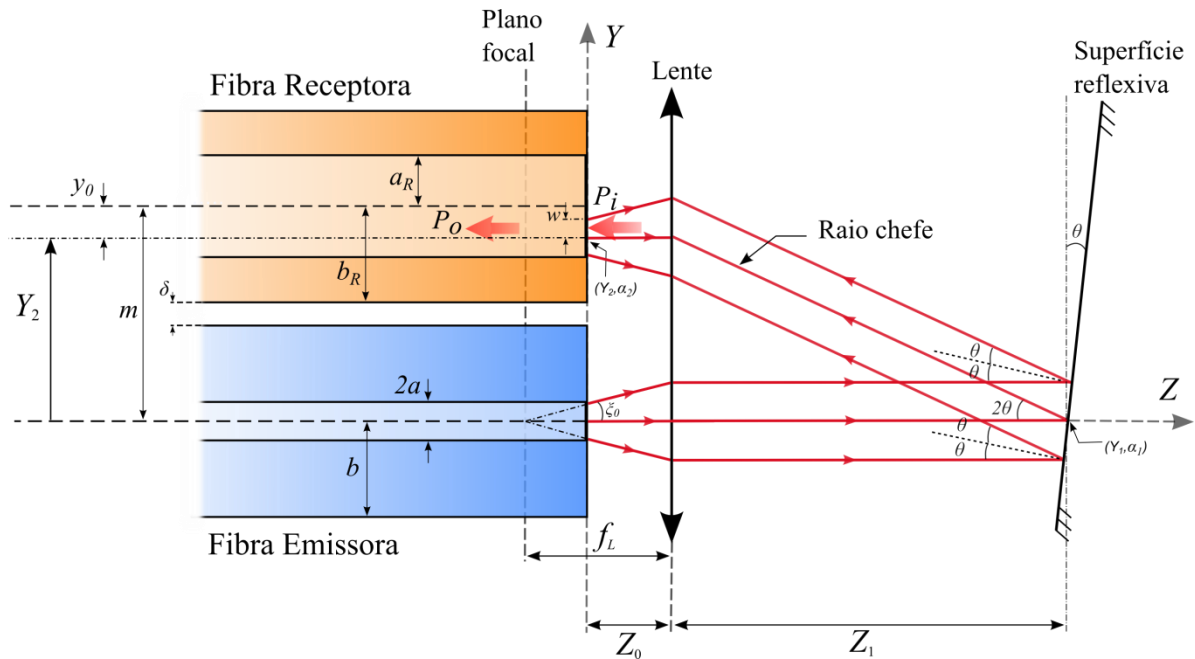
### 3.2 MODELO MATEMÁTICO

No esquema mostrado na Figura 10 apresenta-se a cabeça sensora objetivando um maior detalhamento matemático, na qual  $a$  e  $b$  representam os raios do núcleo e da casca para a fibra óptica emissora, e  $a_R$  e  $b_R$ , os raios do núcleo e da casca para a fibra receptora. Adotou-se o sistema de coordenadas  $XYZ$  com origem fixa no centro da saída da fibra óptica emissora, eixo  $Z$  alinhado ao eixo dessa fibra, e eixo  $Y$  no plano que contém a saída da fibra emissora e a entrada da receptora. A grandeza  $Z_0$  é a distância da lente ao plano das fibras, ou seja, o plano  $Z = 0$ . Ainda na Figura 10,  $P_i$  corresponde à potência óptica total que chega ao plano das fibras, e  $P_o$  é a parcela de  $P_i$  que se acopla à fibra receptora.

Utilizando-se a teoria de matrizes ABCD (SIEGMAN, 1986), é possível se determinar a posição  $Y_2$  e o ângulo  $\alpha_2$  do raio chefe no plano das fibras, partindo-se da posição  $Y_1$  e do ângulo  $\alpha_1$  para o raio chefe na superfície reflexiva. A representação desse problema por matrizes ABCD conduz à:

$$\begin{bmatrix} Y_2 \\ \alpha_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & Z_0/n_0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -1/f_L & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & Z_1/n_0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} Y_1 \\ \alpha_1 \end{bmatrix}, \quad (49)$$

**Figura 10** - Detalhamento matemático da cabeça sensora.



Fonte: Adaptado de (SAKAMOTO, 2012).

sendo  $n_0$  o índice de refração do meio (no ar,  $n_0 = 1$ ) no qual o raio óptico chefe se propaga. Nessa equação, as matrizes no lado direito do sinal de igualdade, da direita para a esquerda, representam o ponto de partida, o caminho do ponto de partida até a lente positiva, o efeito da lente, e o caminho da lente até ao plano  $Z = 0$ . A matriz (2x1) no lado esquerdo da igualdade representa o ponto de chegada, no qual o raio chefe atinge o plano  $Z = 0$ .

Utilizando-se a equação (49) e considerando-se  $Y_1 = 0$ ,  $\alpha_1 = 2\theta$  e  $n_0 = 1$ , pode-se obter:

$$Y_2(\theta) = K\theta, \quad (50)$$

onde

$$K = 2(Z_0 + Z_1 - Z_0 Z_1 / f_L). \quad (51)$$

Da tangente do ângulo  $\xi_o$ , é possível se obter:

$$Z_o = f_L - a / \tan \xi_o, \quad (52)$$

sendo

$$\xi_0 = \sin^{-1} \frac{NA}{n_0}, \quad (53)$$

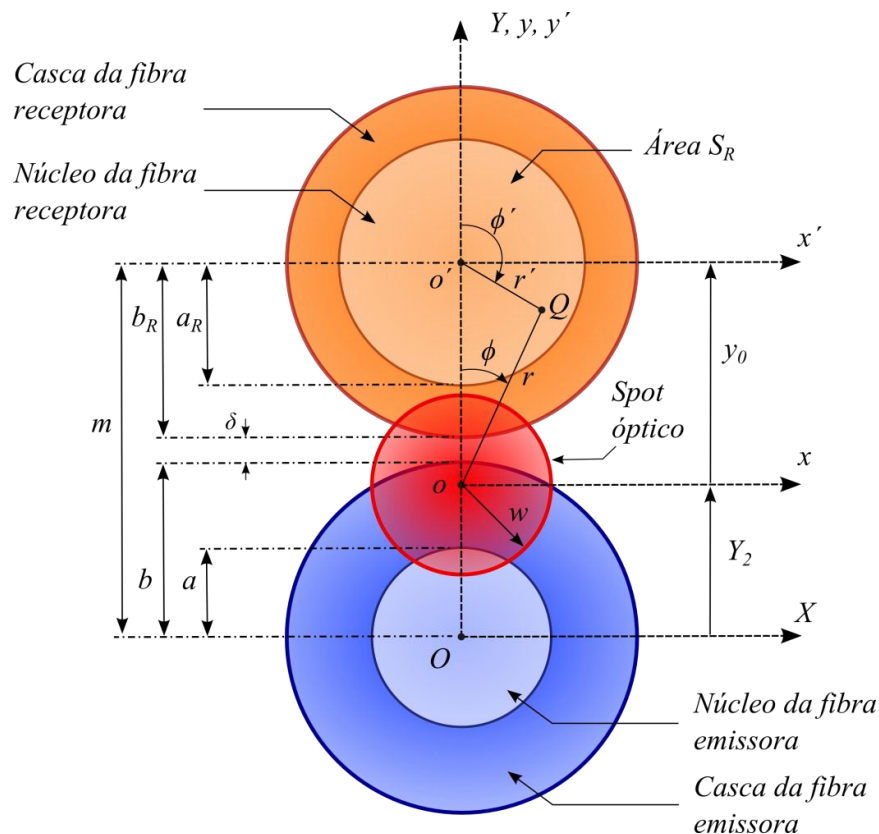
onde  $NA$  é a abertura numérica da fibra óptica:

$$NA = \frac{\sqrt{n_1^2 - n_2^2}}{n_0}, \quad (54)$$

e  $n_1$  e  $n_2$  são os índices de refração do núcleo e da casca da fibra emissora, respectivamente.

Para auxiliar a solução do problema, dois novos sistemas de coordenadas serão introduzidos no plano  $Z = 0$ , como mostrado na Figura 11. O primeiro é o sistema  $xyz$ , que é adotado no centro do spot óptico, ou seja, é um eixo dinâmico que varia juntamente com o *spot*. O segundo é o sistema  $x'y'z'$ , que é fixo no centro da fibra receptora. Ainda na Figura 11,  $r\phi$  são as coordenadas cilíndricas do ponto genérico  $Q$  relativas ao sistema  $xyz$ , e  $r'\phi'$  são as coordenadas cilíndricas do ponto genérico  $Q$  relativas ao sistema  $x'y'z'$ , sendo que

**Figura 11** - Detalhamento matemático no plano  $XY$ .



Fonte: Adaptado de (SAKAMOTO, 2012).

os ângulos  $\phi$  e  $\phi'$  são adotados positivos no sentido horário e com origem no eixo  $y$ . Neste caso, as coordenadas  $z$  e  $z'$  foram omitidas para simplificação dos cálculos.

Considerando-se o perfil de intensidade do *spot* óptico como gaussiano (SAKAMOTO, 2006), é possível representá-lo em coordenadas cilíndricas como (SIEGMAN, 1986):

$$I(r) = \frac{2P_i}{\pi w^2} \exp\left(\frac{-2r^2}{w^2}\right), \quad (55)$$

no qual  $w$  é definido como o raio do *spot* óptico para o qual  $I(w) = I_i e^{-2}$  (SIEGMAN, 1986), sendo  $I_i$  a intensidade óptica no centro do *spot*. Dessa maneira,  $w$  é o raio que delimita a área em cuja intensidade óptica vale aproximadamente 86,5% da total. Vale notar que, considerando-se  $P_i$  em mW e  $w$  em  $m^2$ , a unidade da intensidade óptica seria  $mW/m^2$ .

A divergência do feixe óptico pode ser desconsiderada, desde que  $Z_I \leq z_R/2$ , onde  $z_R$  corresponde a faixa de Rayleigh (SIEGMAN, 1986):

$$z_R = \frac{\pi w_o^2}{\lambda_o}, \quad (56)$$

sendo que  $w_o$  corresponde à cintura do feixe óptico, e  $\lambda_o$  ao comprimento de onda da fonte óptica.

Assim, o *spot* óptico refletido ao plano das fibras ópticas pode ser considerado como a imagem do *spot* óptico na saída da fibra emissora. Dessa maneira, considera-se que  $w$  seja circular em  $Z = 0$  e igual ao raio da fibra emissora ( $w \approx a$ ), e desconsidera-se o ângulo  $\alpha_2$ .

Integrando-se a intensidade do *spot* óptico na área correspondente ao núcleo da fibra receptora,  $S_R$ , é possível se obter a potência  $P_o$ :

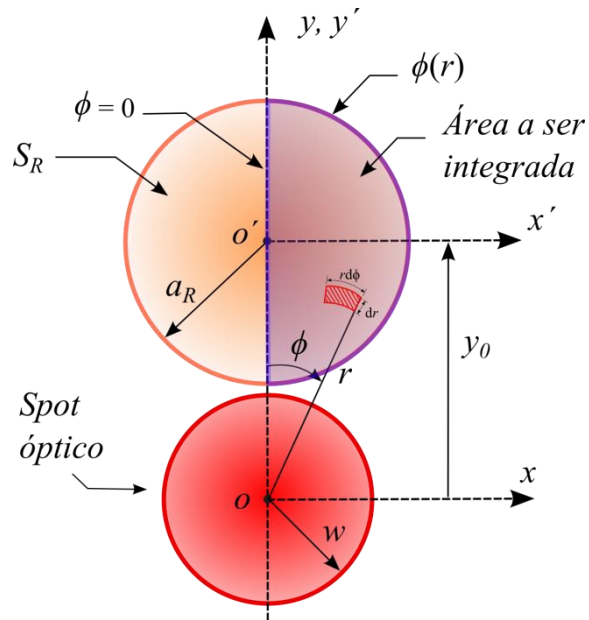
$$P_o = \Gamma \iint_{S_R} I(r) dS_R, \quad (57)$$

onde  $\Gamma$ , que está contido no intervalo  $[0,1]$ , corresponde à perda de transmissão na interface entre o ar e a fibra óptica receptora. Substituindo-se (55) em (57) é possível se obter:

$$P_o = \Gamma \frac{2P_i}{\pi w^2} \iint_{S_R} \exp\left(\frac{-2r^2}{w^2}\right) dS_R. \quad (58)$$

Dentre outras maneiras, uma forma simples de se resolver a equação (58) é integrando-se em  $S_R$  para a região em que  $x \geq 0$ , multiplicando-se o resultado por dois, considerando-se de  $\phi = 0$  à  $\phi = \phi(r)$  como intervalo de integração da variável  $\phi$ , e de  $r = 0$  à  $r = y_o + a_R$  como intervalo de integração da variável  $r$ . A Figura 12 auxilia a visualização da área integrada, assim como dos limites de integração.

**Figura 12** - Detalhamento matemático da cabeça sensora no plano  $Z = 0$ .



Fonte: Adaptado de (SAKAMOTO, 2012).

Utilizando-se as considerações anteriores, pode-se escrever  $P_o$  como:

$$P_o = \Gamma \frac{4P_i}{\pi w^2} \int_0^{y_o+a_R} \int_0^{\phi(r)} \exp\left(\frac{-2r^2}{w^2}\right) rd\phi dr, \quad (59)$$

Analisando-se a Figura 10, verifica-se que  $y_o$  é relacionado à posição do centro do *spot* por:

$$y_o = m - Y_2, \quad (60)$$

sendo  $m$  a distância entre os centros das fibras, dada por  $m = b + b_R + \delta$ , onde  $\delta$  é o *gap* de separação entre as fibras.

Utilizando-se (50) em (60), é possível se obter:

$$y_o(\theta) = m - K\theta, \quad (61)$$

na qual se evidencia que  $y_o$  é função de  $\theta$ .

Analisando-se a Figura 11, é possível determinar a equação da semicircunferência  $\phi(r)$  considerando os pontos genéricos  $Q$  que estão sobre ela. Nesse caso, aplicando-se a lei dos cossenos no triângulo  $oo'Q$ , pode-se obter:

$$r'^2 = r^2 + y_o^2 - 2ry_o \cos \phi. \quad (62)$$

Como, para este caso,  $r' = a_R$ , (62) fica:

$$\phi(r) = \cos^{-1} \left( \frac{r^2 + y_o^2 - a_R^2}{2ry_o} \right). \quad (63)$$

Integrando-se (59) em  $\phi$ , e utilizando-se (63), obtém-se:

$$P_o = \Gamma \frac{4P_i}{\pi w^2} \int_0^{y_o(\theta)+a_R} r \exp\left(\frac{-2r^2}{w^2}\right) \cos^{-1} \left( \frac{r^2 + y_o^2 - a_R^2}{2ry_o} \right) dr. \quad (64)$$

O coeficiente de transferência de potência  $\eta(\theta)$ , é definido como sendo a razão entre  $P_o$  e  $P_i$ , a qual pode ser calculada dividindo-se (64) por  $P_i$  da seguinte maneira:

$$\eta(\theta) = \frac{P_o}{P_i} = \Gamma \frac{4}{\pi w^2} \int_0^{y_o(\theta)+a_R} r \exp\left(\frac{-2r^2}{w^2}\right) \cos^{-1} \left( \frac{r^2 + y_o^2 - a_R^2}{2ry_o} \right) dr. \quad (65)$$

Para o caso particular no qual o *spot* óptico está localizado no centro do núcleo da fibra receptora ( $y_o = 0$ ), a equação (63) não está definida. Nessa circunstância, os sistemas de

coordenadas  $xyz$  e  $x'y'z'$  são iguais, e os limites de integração para as variáveis  $r$  e  $\phi$  passam a ser de 0 a  $a_R$ , e de 0 a  $\pi$ , respectivamente. Dessa maneira, pode-se calcular  $\eta(\theta)$  por:

$$\eta(\theta) = \Gamma \frac{4}{\pi w^2} \int_0^{a_R} \int_0^\pi r \exp\left(\frac{-2r^2}{w^2}\right) d\phi dr = \Gamma \left[ 1 - \exp\left(\frac{-2a_R^2}{w^2}\right) \right]. \quad (66)$$

### 3.3 SIMULAÇÃO DA CURVA CARACTERÍSTICA ESTÁTICA

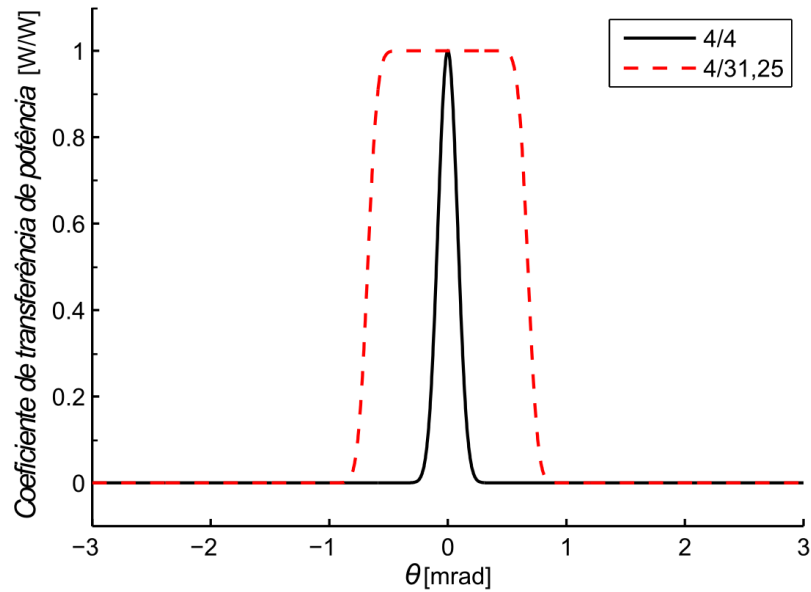
Utilizando-se a equação (65) [ou (66)] do tópico anterior, é possível obter a curva estática característica do sensor, que corresponde ao gráfico do coeficiente de transferência de potência,  $\eta(\theta)$ , pelo ângulo  $\theta$ . Para tanto, foram considerados dois tipos de fibra óptica: a monomodo (4  $\mu\text{m}$  e 62,5  $\mu\text{m}$  para os raios do núcleo e da casca, respectivamente) e a multimodos (31,25  $\mu\text{m}$  e 62,5  $\mu\text{m}$  para os raios do núcleo e da casca, respectivamente). Ambas estas fibras são disponíveis no Laboratório de Optoeletrônica da FEIS (LOE). Combinando esses dois tipos de fibra, quatro configurações são possíveis para o sensor.

O nome adotado para cada uma das configurações foi  $a/a_R$  conforme sugestão de (SAKAMOTO, 2012), sendo  $a$  o raio do núcleo da fibra emissora e  $a_R$  o raio do núcleo da fibra receptora, ambos dados em  $\mu\text{m}$ . Assim, os nomes para as configurações obtidas com os dois tipos de fibra óptica listados anteriormente são: 4/4, 4/31,25, 31,25/4, e 31,25/31,25. Utilizando-se o software Matlab, simulou-se a curva característica estática para cada uma das quatro configurações.

Para as simulações realizadas, considerou-se idealmente que a distância entre as fibras seja nula ( $\delta = 0$ ) e que a perda por transmissão na interface seja nula ( $\Gamma = 1$ ). O índice de refração no ar foi considerado  $n_0 = 1$  e a distância focal da lente utilizada foi  $f_L = 23$  mm. A abertura numérica da fibra  $NA$  foi considerada 0,1209 e a distância  $Z_l$  como 37 mm.

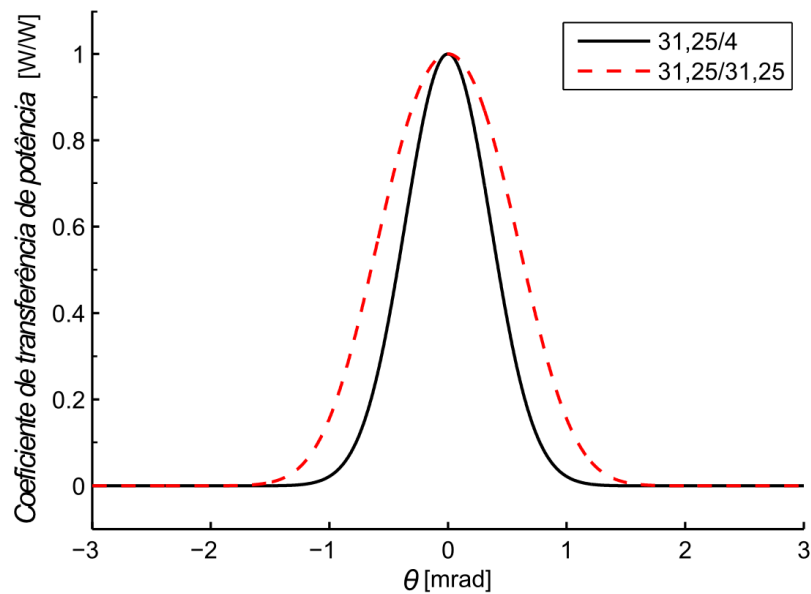
Na Figura 13 se apresentam as curvas estáticas características para as configurações 4/4 e 4/31,25, representadas pela linha sólida preta e pela linha tracejada vermelha, respectivamente, ambas normalizadas. Já na Figura 14 são mostradas as curvas estáticas características para as configurações 31,25/4 e 31,25/31,25, também normalizadas, representadas pela linha sólida preta e pela linha tracejada vermelha, respectivamente.

**Figura 13** - Curvas características normalizadas para as configurações 4/4 e 4/31,25.



Fonte: Do próprio autor.

**Figura 14** - Curvas característica normalizadas para as configurações 31,25/4 e 31,25/31,25.



Fonte: Do próprio autor.

Da análise das Figuras 13 e 14, pode-se perceber que as curvas características para as configurações 4/4 e 4/31,25 possuem maiores derivadas com relação às outras configurações, ou seja, são mais sensíveis às variações do ângulo  $\theta$ . Assim, para aplicações em que se precisam medir deslocamentos angulares pequenos, é interessante se utilizar as configurações

4/4 ou 4/31,25. Como as derivadas das curvas da Figura 14 são relativamente menores, as configurações 31,25/4 e 31,25/31,25 são mais interessantes para aplicações em que se precisam medir deslocamentos angulares maiores. Também se pode notar que as linearidades das curvas da Figura 13 são maiores quando comparadas com as das curvas da Figura 14.

Neste trabalho, devido às pequenas amplitudes dos deslocamentos angulares provocados pela propagação das ondas de Lamb, é interessante se utilizar a configuração 4/4, ou a configuração 4/31,25. Como o perfil óptico emanado da fibra multimodos cintila aleatoriamente com as vibrações ambientais, é interessante se utilizar a fibra monomodo como fibra receptora. Portanto, a configuração abordada neste trabalho será a 4/4.

### 3.4 MONTAGEM DO SENSOR

A montagem do sensor angular em fibra óptica compreende diversas etapas, como: a clivagem das fibras, o posicionamento paralelo e alinhado das mesmas, o acoplamento de luz à fibra emissora, a filtragem dos modos superiores, além do posicionamento da cabeça sensora em frente à superfície reflexiva. Esta seção é dedicada à abordagem de cada uma das etapas de montagem do sensor.

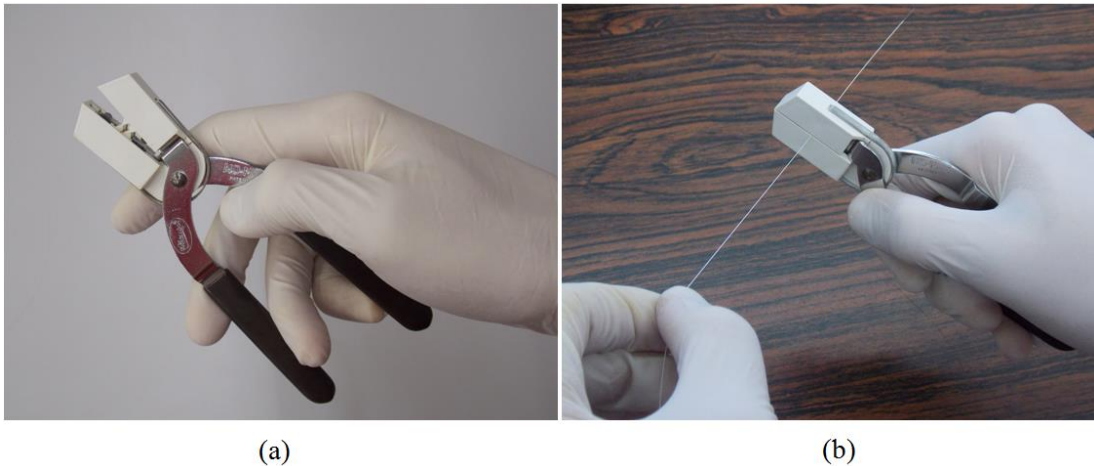
#### 3.4.1 Clivagem e posicionamento da fibra óptica

A clivagem consiste no processo de corte da fibra óptica, de modo a produzir, no ponto de seccionamento, duas faces planas e ortogonais ao eixo longitudinal da fibra (eixo óptico). Esse processo é fundamental para um bom acoplamento de luz ao núcleo, sendo essencial também para uma distribuição simétrica da luz emitida pela saída da fibra. Sendo assim, ambas as extremidades dos dois trechos de fibra utilizados no sensor reflexivo devem ser clivadas. Nesta subseção é apresentado um método artesanal de clivagem, o qual tem produzido bons resultados no LOE.

Inicialmente, deve-se retirar um trecho de aproximadamente 15 cm do revestimento da fibra óptica, composto de polimetil metacrilato. Para tanto, banha-se a fibra em solução de acetona, ou de diclorometano, visando amolecer seu revestimento. Posteriormente, com a

ajuda de um alicate de decapagem para fibra óptica, retira-se o revestimento. A Figura 15 mostra o alicate de decapagem e sua utilização.

**Figura 15** - (a) Alicates de decapagem para fibra óptica. (b) Utilização do alicate.



Fonte: Do próprio autor.

Posteriormente, inspeciona-se a remoção do revestimento por meio de um microscópio óptico. Caso todo o revestimento tenha sido retirado, parte-se para a próxima etapa, que é a da clivagem propriamente dita. Antes, entretanto, é necessário esclarecer que romper a fibra por meio de forças transversais, ou cisalhantes, normalmente não produz clivagem adequada. Sendo assim, é preciso então romper a fibra por meio de forças de tração.

Visando seccionar a fibra por forças de tração, faz-se necessária a produção de uma microfratura no local a ser rompido, o que pode ser feito utilizando-se um clivador (*cleaver*). Para tanto, fixa-se a fibra sobre uma base de acrílico por meio de fita adesiva, com exceção de alguns centímetros no centro do trecho a ser clivado. O trecho sem fita adesiva deve conter a fibra óptica nua, ou seja, sem o revestimento, como se pode observar na Figura 16(a). Assim, aplicando-se um ténue golpe com o clivador nesse trecho, produz-se uma microfratura. Curvando-se cuidadosamente então a base de acrílico, rompe-se a fibra no ponto microfraturado. A Figura 16(b) ilustra esse procedimento.

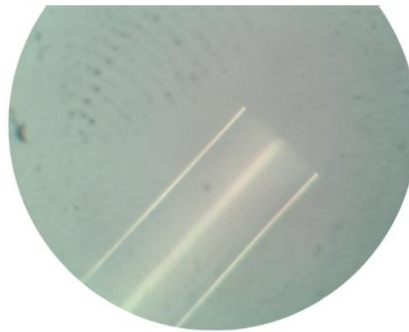
Dessa maneira, converte-se a força aplicada para curvar levemente a plataforma de acrílico em força longitudinal à fibra, a qual é necessária para se obter uma superfície plana no ponto de divisão. Por fim, leva-se a fibra ao microscópio óptico para inspeção da clivagem. A Figura 17 apresenta um exemplo das clivagens obtidas por esse método, as quais se mostraram extremamente satisfatórias para a confecção do sensor.

**Figura 16** - Clivagem da fibra óptica. (a) Golpe com o clivador. (b) Divisão por forças de tração.



Fonte: Do próprio autor.

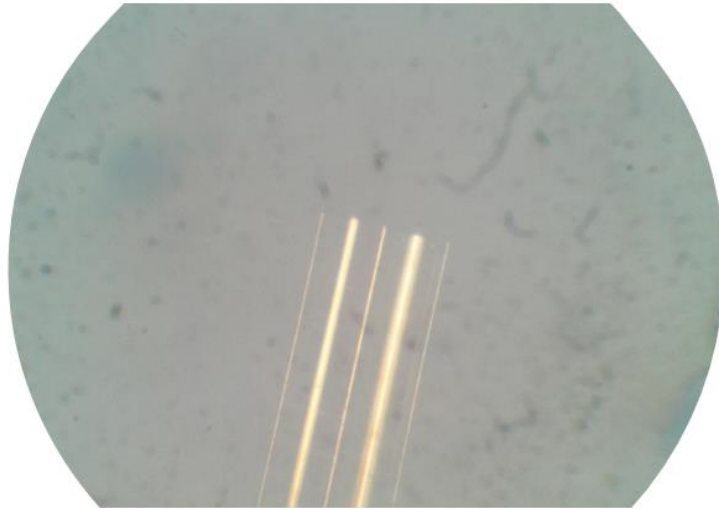
**Figura 17** - Exemplo da clivagem produzida pelo método artesanal descrito nesta subseção.



Fonte: Do próprio autor.

Para constituir as fibras transmissora e receptora do sensor, cliva-se dois trechos de fibra óptica monomodo em ambas as extremidades. Então, com ajuda de um microscópio óptico, posiciona-se uma ponta de cada trecho de fibra adjacente, de maneira que suas extremidades estejam coplanares. Por fim, aplicando-se cola de secagem rápida da marca Loctite, garante-se boa aderência entre as fibras do sensor. Na Figura 18 se apresentam as fibras ópticas já alinhadas.

**Figura 18** - Vista microscópica da cabeça sensora.



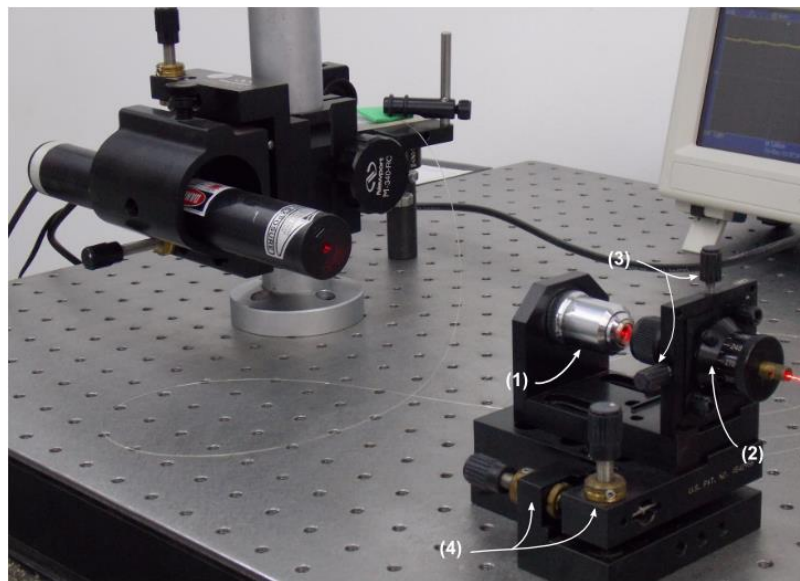
Fonte: Do próprio autor.

### 3.4.2 Acoplamento de luz à fibra emissora

As fibras ópticas utilizadas nesta dissertação são monomodo com índice degrau, e possuem núcleo e casca com diâmetros iguais a 8  $\mu\text{m}$  e 125  $\mu\text{m}$ , respectivamente. Os índices de refração são  $n_1 = 1,465$  e  $n_2 = 1,460$  para o núcleo e para a casca, respectivamente, e o comprimento de onda de operação da fibra (ABC Xtal) é igual a 1330 nm. Como fonte óptica, utilizou-se um laser de Hélio-Neônio (Newport, com potência de 15 mW), operando com comprimento de onda igual a 633 nm. Conseqüentemente, como o comprimento de onda do laser é menor que 1330 nm, o comprimento de onda nominal da fibra, esta deixa de ser monomodo. É possível mostrar que a fibra passa a ser tetramodal (SAKAMOTO, 2006).

O feixe de luz produzido pelo laser tem aproximadamente 1 mm de diâmetro, o que é cerca de 125 vezes maior que o diâmetro do núcleo da fibra monomodo. Dessa maneira, faz-se necessária uma lente objetiva de (20x) a (40x) para que uma quantidade significativa de luz seja acoplada ao interior da fibra. Para tanto, utilizou-se um posicionador da Newport, o qual já possui uma lente objetiva de (20x) acoplada à sua estrutura. Esse equipamento também possui um *holder* para segurar adequadamente a fibra, além de ajustes micrométricos de translação e *tilt* (ajuste angular do eixo óptico da fibra em relação ao *breadboard*), para posicionar corretamente a fibra em relação ao feixe de luz. Na Figura 19 apresentam-se o posicionador e o laser de Hélio-Neônio utilizados.

**Figura 19** - Laser de Hélio-Neônio e posicionador. (1) Lente objetiva. (2) *Holder*. (3) Ajuste de translação em x e y. (4) Ajuste *Tilt*.

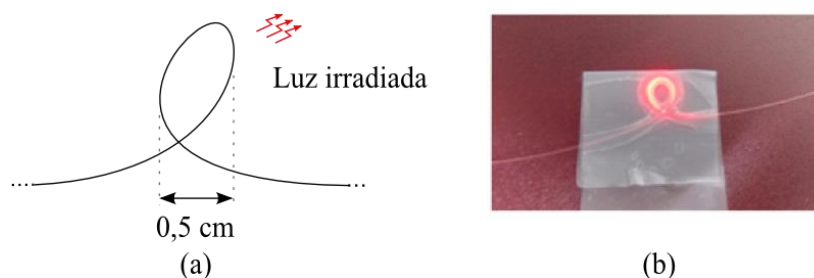


Fonte: Do próprio autor.

Acoplando-se luz à fibra óptica no comprimento de onda de 633 nm, quatro modos serão excitados no seu interior, mesmo a fibra sendo projetada para a propagação de um só modo (no infra-vermelho). Conforme discutido anteriormente, isso ocorre porque a fonte óptica opera com um comprimento de onda menor do que aquele para o qual a fibra óptica foi projetada.

Entretanto, sabe-se da teoria do eletromagnetismo que pequenas curvaturas na fibra fazem com que os modos sejam irradiados para fora do guia, sendo os modos de ordem superior irradiados mais facilmente do que os de ordem inferior. Sendo assim, utilizando-se pequenos laços na fibra é possível filtrar os modos de ordem superior. Neste trabalho, foram utilizados laços com cerca de 0,5 cm de diâmetro, como esquematizado na Figura 20, sendo esse diâmetro obtido empiricamente.

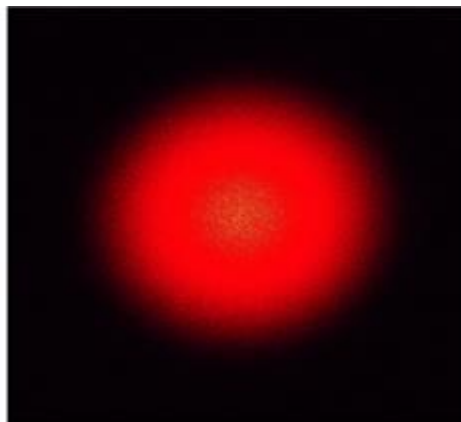
**Figura 20** - Filtro de modos superiores. (a) Desenho esquemático. (b) Fotografia.



Fonte: Do próprio autor.

Para as condições citadas nos parágrafos acima, os modos acoplados à fibra óptica são:  $LP_{01}$ ,  $LP_{11}$ ,  $LP_{21}$  e  $LP_{02}$ . Contudo, utilizando-se dois laços, como aqueles mostrados na Figura 20, é possível irradiar os modos superiores e trabalhar somente com o  $LP_{01}$ , que é o modo fundamental. Esse modo possui intensidade óptica com distribuição próxima a uma gaussiana no plano transversal à direção de propagação, como mostrado na Figura 21. Assim, como a distribuição gaussiana possui simetria radial, o modo fundamental é interessante para ser utilizado como sonda óptica para o sensor angular.

**Figura 21** - Padrão de intensidade óptica para o modo  $LP_{01}$ .



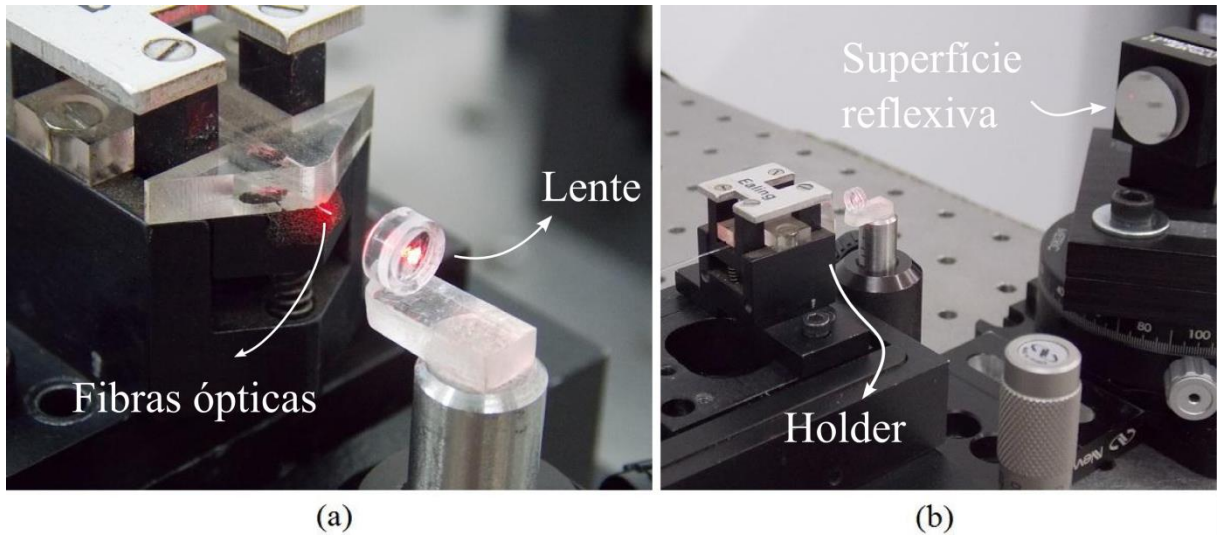
Fonte: Do próprio autor.

### 3.4.3 Posicionamento da lente e do fotodetector

Estando as extremidades das fibras ópticas paralelas e alinhadas, como mostrado na Figura 18, e acoplada a luz na fibra emissora, parte-se para o posicionamento da lente positiva e da superfície reflexiva. Para tanto, segurou-se as pontas das fibras com um *holder*, e posicionou-se a lente em frente a elas por meio de uma haste metálica, como mostrado na Figura 22(a). Posteriormente, colocou-se a superfície reflexiva em frente à lente positiva, como mostrado na Figura 22(b).

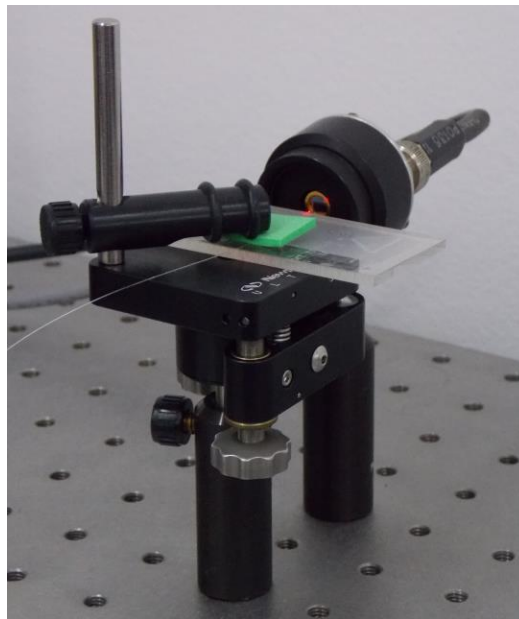
Para se medir a intensidade óptica acoplada à fibra receptora, utiliza-se um fotodetector (PDA55 da Thorlabs) na saída da mesma, como mostrado na Figura 23. O sinal de tensão produzido na saída do fotodetector foi visualizado e adquirido por um osciloscópio digital (TDS 2022 da Tektronix).

**Figura 22** - Posicionamento da (a) lente e da (b) superfície reflexiva.



Fonte: Do próprio autor.

**Figura 23** - Fotodetector na saída da fibra receptora.



Fonte: Do próprio autor.

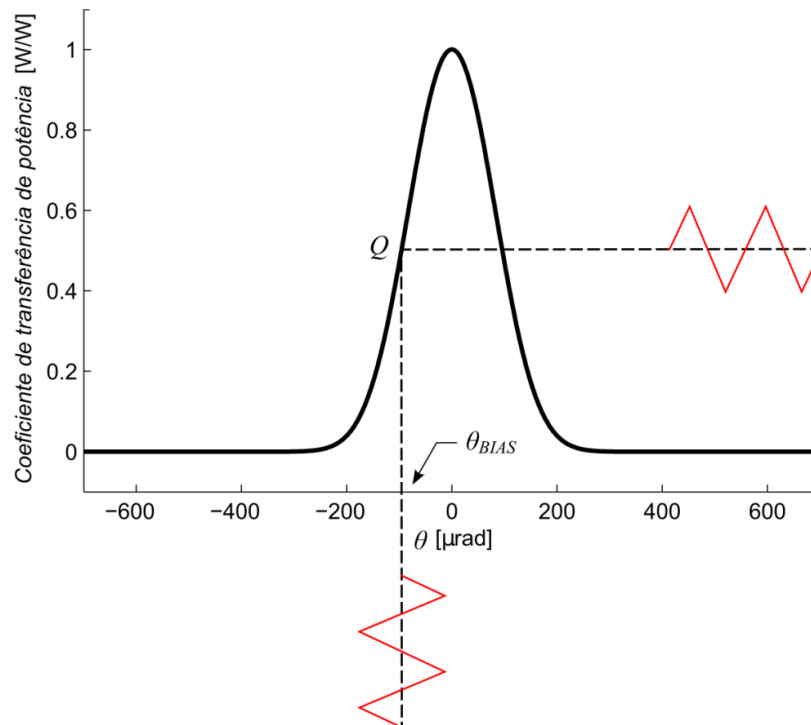
### 3.5 OPERAÇÕES DINÂMICAS

Para operações dinâmicas, nas quais o ângulo  $\theta$  varia temporalmente, é necessário se escolher um ponto quiescente ( $Q$ ) na curva, sobre o qual o sensor irá operar. Analisando-se a curva característica apresentada na Figura 14 podem-se observar duas regiões lineares: uma

com derivada positiva e outra com derivada negativa, sendo que as duas podem ser utilizadas para medições dinâmicas.

Visando possibilitar a maior variação pico-a-pico possível de  $\theta$ , escolhe-se o ponto quiescente no centro de uma dessas regiões lineares. Para se obter uma resposta em  $\eta$  diretamente proporcional à variação em  $\theta$ , escolhe-se a região linear com derivada positiva. Na Figura 24 mostra-se esquematicamente uma variação de  $\theta$  em torno do ponto de operação  $\theta_{BIAS}$  escolhido e sua respectiva resposta, que é uma variação diretamente proporcional em  $\eta$ . Vale notar que  $\theta_{BIAS} \approx 100 \mu\text{rad}$  para a configuração 4/4.

**Figura 24** - Operações dinâmicas do sensor.



Fonte: Do próprio autor.

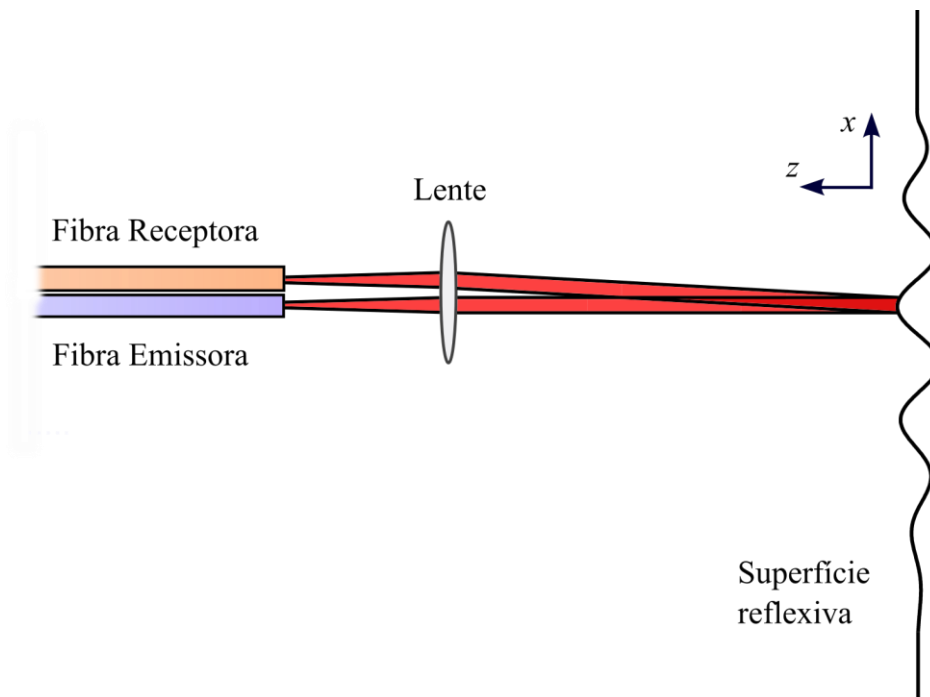
### 3.5.1 Medições de deslocamento angular absoluto

Para se fazer medições de deslocamento angular absoluto é necessário, primeiramente, calibrar o sensor. No processo de calibração, visa-se obter a curva estática característica do sensor em unidades de tensão elétrica (volts) por deslocamento angular ( $\mu\text{rad}$ ). Neste sentido, varia-se o ângulo  $\theta$  utilizando os ajustes micrométricos, analisando-se a tensão de saída do fotodetector. Ao se obter o valor máximo de tensão,  $V_{max}$ , tem-se o ponto máximo da curva

característica em tensão elétrica por deslocamento angular. O restante da curva é facilmente obtido multiplicando-se a curva normalizada por  $V_{max}$ .

Obtida a curva estática característica do sensor em volts por  $\mu\text{rad}$ , é possível se medir um deslocamento angular arbitrário produzido na superfície reflexiva, em valores absolutos. Para tanto, basta se posicionar o ângulo  $\theta$  no ponto quiescente e utilizar a curva característica para converter os valores de tensão elétrica (volts) obtidos pelo sensor em valores de ângulo ( $\mu\text{rad}$ ). O deslocamento na direção  $z$  pode ser proveniente, por exemplo, de uma onda mecânica propagada na superfície reflexiva. Na Figura 25 se apresenta esquematicamente a propagação de uma onda mecânica na direção  $x$ , ao longo da superfície reflexiva.

**Figura 25** - Esquema para medições de ondas propagadas na superfície reflexiva.



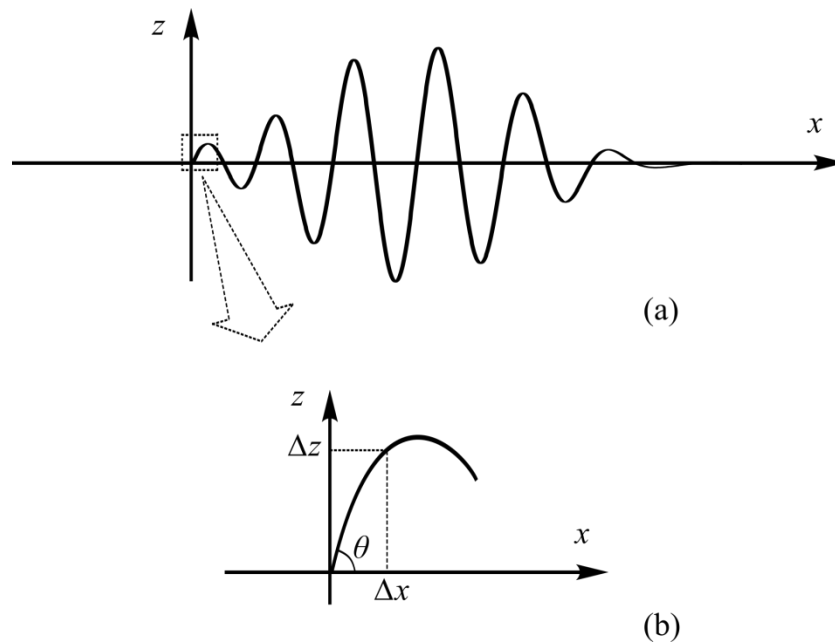
Fonte: Do próprio autor.

Se a superfície reflexiva for uma placa metálica, pode-se utilizar o sensor para medir o deslocamento angular produzido por uma onda mecânica propagada na placa, como por exemplo, as ondas de Lamb estudadas no Capítulo 2. Neste caso, a placa deve ser polida no ponto de medição, para que o *spot* óptico possa ser refletido em direção à fibra receptora.

### 3.5.2 Medições de deslocamento linear absoluto

O sensor também pode ser utilizado para se medir deslocamentos lineares provenientes de perturbações ondulatórias. Considere uma perturbação ondulatória propagada na superfície reflexiva, como esquematizado na Figura 26, com direção de propagação em  $x$ .

**Figura 26** - Desenho esquemático para a onda propagada na superfície reflexiva.



Fonte: Do próprio autor.

A tangente do ângulo  $\theta$ , provocado pela perturbação ondulatória, pode ser escrita por:

$$\operatorname{tg}(\theta) = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{\Delta z}{\Delta x} = \frac{\partial z}{\partial x}. \quad (67)$$

Integrando-se (67), obtém-se:

$$\int \partial z = \int \operatorname{tg}(\theta) \partial x, \quad (68)$$

da qual pode-se obter o deslocamento linear em  $z$ :

$$z = \int \operatorname{tg}(\theta) dx. \quad (69)$$

Escrevendo-se a velocidade de propagação da onda como:

$$c_x = \frac{\partial x}{\partial t}, \quad (70)$$

obtem-se:

$$z(t) = \int c_x \operatorname{tg}[\theta(t)] dt. \quad (71)$$

Dessa maneira, provendo-se da velocidade de propagação da onda,  $c_x$ , e de seu respectivo deslocamento angular  $\theta(t)$ , é possível se obter o deslocamento linear na direção  $z$  utilizando-se a equação (71).

É importante observar que esta metodologia se aplica eficazmente quando o diâmetro do laser na posição da superfície reflexiva for pequeno relativamente ao comprimento de onda do sinal que por ela se propaga. Em outras palavras, o espaçamento  $\Delta x$  mostrado na Figura 26(b) deve ser grande em relação ao diâmetro de um feixe de laser (entre 0,8 mm a 1 mm, no caso do laser de He-Ne típico).

## 4 RESULTADOS EXPERIMENTAIS

Montado o sensor em fibra óptica abordado no Capítulo 3, na configuração 4/4, partiu-se para a utilização do mesmo em operações dinâmicas. Nesse ponto, a parte experimental foi dividida em três etapas. A primeira se consistiu na validação das medidas realizadas pelo sensor em fibra, utilizando-se o sensor em fibra para se medir a velocidade e o perfil do modo fundamental simétrico da onda de Lamb,  $S_0$ , excitado em uma placa de alumínio por meio de um prisma.

A segunda etapa se constituiu na utilização do sensor em fibra para medição dos deslocamentos lineares provocados pela propagação da onda de Lamb na placa de alumínio, e de sua comparação com a medição realizada por um interferômetro de Michelson. A terceira etapa se constituiu na utilização do modo fundamental antissimétrico,  $A_0$ , e do modo quase Scholte para a caracterização de líquidos. Nesta etapa, a caracterização foi realizada por duas técnicas distintas: uma utilizando-se a velocidade de grupo do modo QSCH, e outra utilizando-se a velocidade de fase do mesmo.

### 4.1 VALIDAÇÃO DO SENSOR PARA MEDIÇÃO DE ONDAS DE LAMB

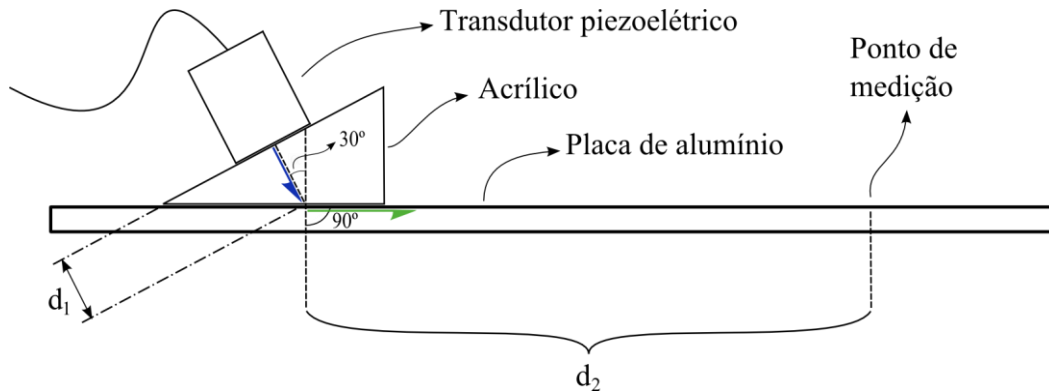
Visando-se validar a utilização do sensor à fibra para medição de ondas de Lamb, o mesmo foi utilizado para medir o modo fundamental simétrico da onda de Lamb,  $S_0$ , propagado em uma placa de alumínio. Posteriormente, utilizando-se uma piezocerâmica no modo recepção para realizar a medição do modo  $S_0$  na mesma placa, compararam-se ambos os resultados: os obtidos com o sensor óptico e os obtidos com a piezocerâmica.

#### 4.1.1 Excitação do modo $S_0$

Para se excitar somente o modo  $S_0$ , utilizou-se um prisma de acrílico. Acoplado-se um transdutor piezoelétrico ao prisma, foi possível se excitar ondas mecânicas longitudinais neste, como mostrado no diagrama esquemático da Figura 27. Mantendo-se o prisma em contato com a placa de alumínio, permitiu-se a incidência de ondas mecânicas na interface

acrílico-alumínio com um ângulo de incidência  $\theta_i = 30^\circ$ . A distância percorrida pela onda longitudinal noacrílico é  $d_1$ , e a distância percorrida pela onda de Lamb na placa até o ponto em que ela será detectada é  $d_2$ .

**Figura 27** - Excitação das ondas de Lamb por meio do prisma deacrílico.

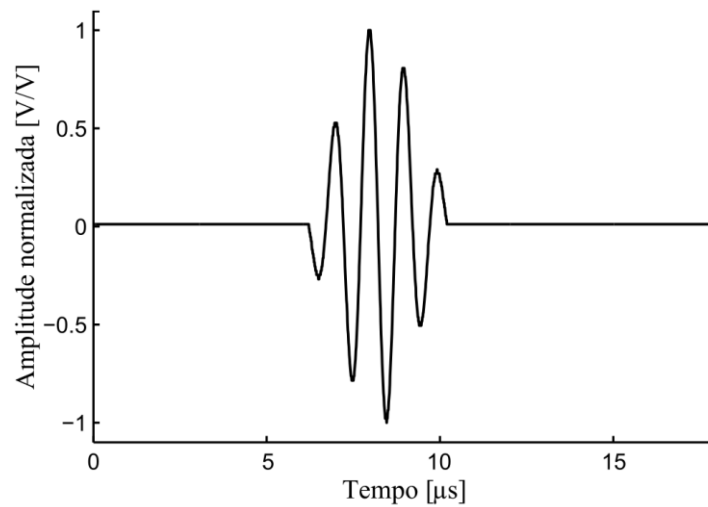


Fonte: Do próprio autor.

Aplicando-se a equação (48) para o caso da Figura 27, considerando-se a velocidade de fase da onda longitudinal noacrílico  $c_i = 2700$  m/s, obtém-se  $c_r = 5400$  m/s, que é aproximadamente igual ao valor da velocidade de fase do modo S0 (5347 m/s), considerando-se um produto frequência-semiespessura igual a 0,5 MHz-mm (vide Figura 3). Assim, para se excitar o modo S0, considerando-se uma semiespessura  $h = 0,5$  mm, a frequência da onda excitada noacrílico deve ser 1 MHz. Portanto, excitou-se o transdutor com um pulso de tensão com quatro ciclos senoidais, à frequência de 960 kHz (uma frequência próxima a 1 MHz), e envoltória gaussiana, como mostrado na Figura 28.

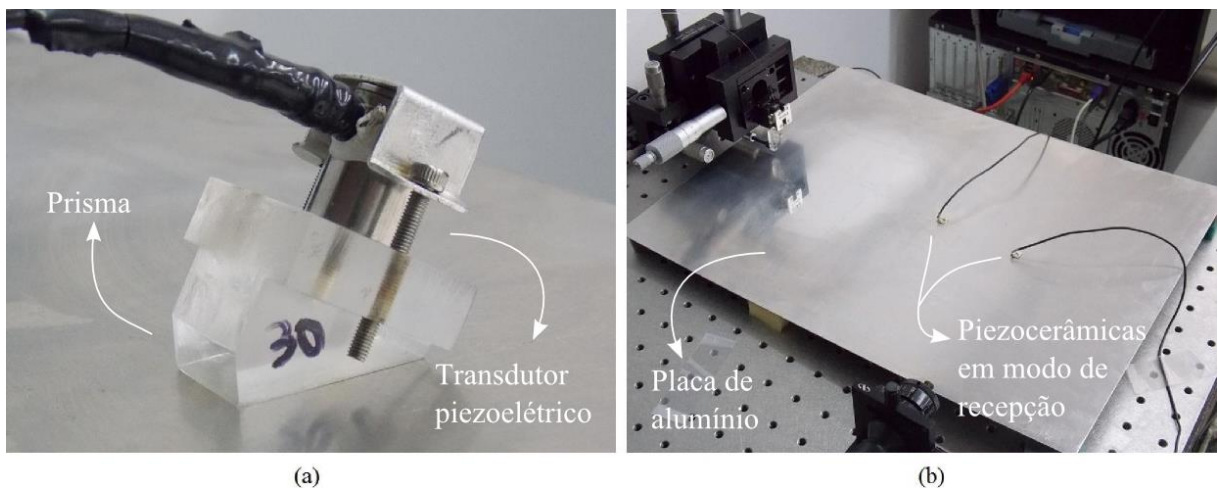
O pulso foi aplicado ao transdutor utilizando-se um gerador de funções (AFG 3021B, da Tektronix) e um amplificador de potência linear (modelo 240L, da Electronics & Innovation). A placa dealumínio utilizada possui 1 mm de espessura ( $h = 0,5$  mm), 30 cm de largura e 45 cm de comprimento. Na Figura 29 se apresenta o prisma e a placa dealumínio.

**Figura 28** - Pulso senoidal com envoltória gaussiana.



Fonte: Do próprio autor.

**Figura 29** - (a) Prisma de acrílico e (b) placa de alumínio

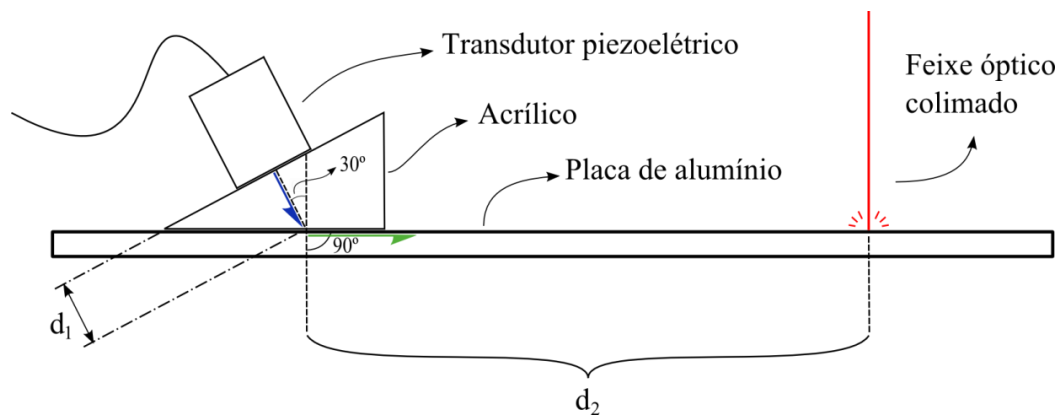


Fonte: Do próprio autor.

#### 4.1.2 Medição pelo sensor angular à fibra óptica

Substituindo-se, no esquema da Figura 8, a superfície reflexiva pela placa de alumínio, é possível se medir os deslocamentos angulares provocados pela propagação da onda de Lamb na placa de alumínio utilizando-se o sensor óptico descrito no Capítulo 3. Esse processo é esquematizado na Figura 30. Nesse caso, o ponto de medição na Figura 27 corresponde ao ponto no qual o feixe óptico colimado, proveniente da cabeça sensora, atinge a placa de alumínio.

**Figura 30** - Medição das ondas de Lamb pelo sensor à fibra óptica.



Fonte: Do próprio autor.

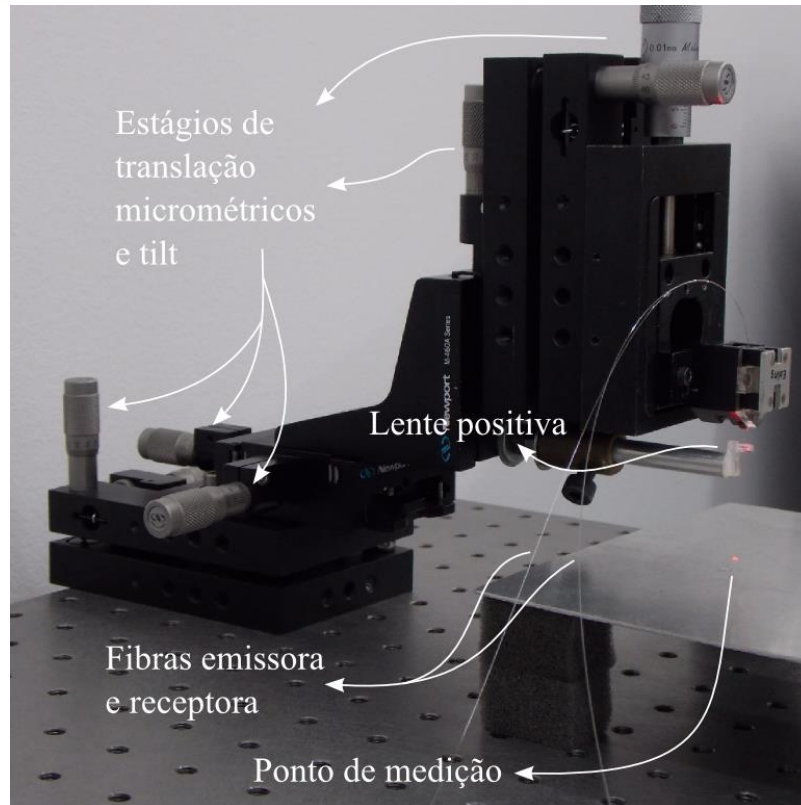
Para tanto, foi necessário polir o alumínio no ponto de medição, sem deixar que o polimento retirasse considerável material de superfície, o que poderia reduzir a espessura da placa no ponto polido. Para o polimento, utilizaram-se as lixas de água com maior granulação (as mais finas): 1600 e 2500, além de um polidor da marca Brasso. Polido o local do ponto de medição, partiu-se para o posicionamento da cabeça sensora em frente ao mesmo.

Para maior estabilidade mecânica, colocou-se a placa de alumínio horizontalmente na mesa óptica, calçada por espumas amortecedoras nos quatro vértices, como mostrado na Figura 31. Posicionou-se então o sensor à fibra em frente ao ponto de medição, transversalmente ao plano da mesa, por meio de bases com estágios micrométricos de translação e *tilt*, como também é mostrado na Figura 31.

Posteriormente, buscou-se alinhar o feixe óptico do sensor em relação à lente e em relação ao ponto de medição, para que ele seja colimado e focalizado corretamente, como na Figura 8. Nesse momento, buscou-se estabelecer o coeficiente de transferência de potência ( $\eta$ ) no ponto quiescente da curva característica do sensor, como na Figura 24. Para tanto, utilizaram-se os posicionadores mecânicos de ajustes angulares e de translação das bases nas quais a cabeça sensora foi posicionada, maximizando a amplitude do sinal de tensão na saída do fotodetector, e monitorando a forma de onda adquirida.

Como a tensão do fotodetector é proporcional à intensidade óptica acoplada à fibra receptora, pode-se notar que, variando-se o ângulo  $\theta$ , a tensão medida acompanha a curva da Figura 24. Portanto, para se posicionar  $\eta$  no ponto quiescente, basta obter o maior valor de tensão na saída do fotodetector, e posteriormente, diminuí-lo à sua metade, utilizando-se os ajustes micrométricos dos estágios de translação/rotação. Estabelecido  $\eta$  no ponto quiescente, o sensor está apto para ser usado em operações dinâmicas.

**Figura 31** - Posicionamento da cabeça sensora em frente à placa.



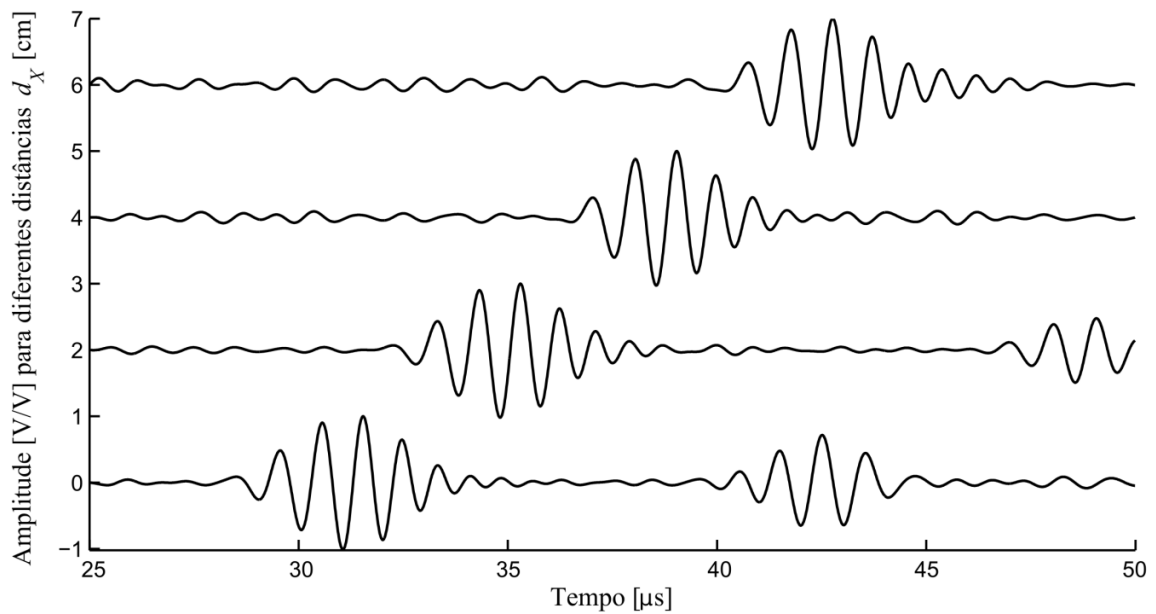
Fonte: Do próprio autor.

Partindo-se para o processo de excitação, aplicou-se o pulso de tensão elétrica mostrado na Figura 28 ao atuador piezocerâmico. Mediu-se então as respectivas perturbações angulares  $\theta$  geradas na placa de alumínio pela propagação da onda de Lamb, considerando-se quatro distâncias distintas para  $d_2$ :  $d_{2-1}$ ,  $d_{2-2}$ ,  $d_{2-3}$ , e  $d_{2-4}$ . O passo de  $d_2$  considerado foi de 2 cm, e denotou-se por  $d_x$  a diferença entre a distância  $d_2$  e uma referência adotada em  $d_{2-1}$ .

Na Figura 32 se apresentam as perturbações angulares medidas. Vale se resaltar que, para este caso,  $d_1 = 21,59$  mm, e a amplitude máxima dos sinais detectados na saída do fotodetector é de 6,0 mV pico-a-pico. Os pulsos menores, que se apresentam após os sinais principais, provavelmente estão relacionados com reflexões das ondas principais, que são os pulsos predominantes.

É interessante, para validação da detecção dinâmica do sensor angular, calcular a velocidade da onda de Lamb propagada na placa, e compará-la com o valor apresentado na literatura. Nesse sentido, calcularam-se as envoltórias dos sinais apresentados na Figura 32 por meio de suas transformadas de Hilbert, as quais estão apresentadas na Figura 33. Utilizando-se então o intervalo de tempo entre os picos das envoltórias, as distâncias  $d_x$ , a

**Figura 32** - Amplitude normalizada dos sinais captados pelo sensor à fibra para diversos valores de  $d_x$ .

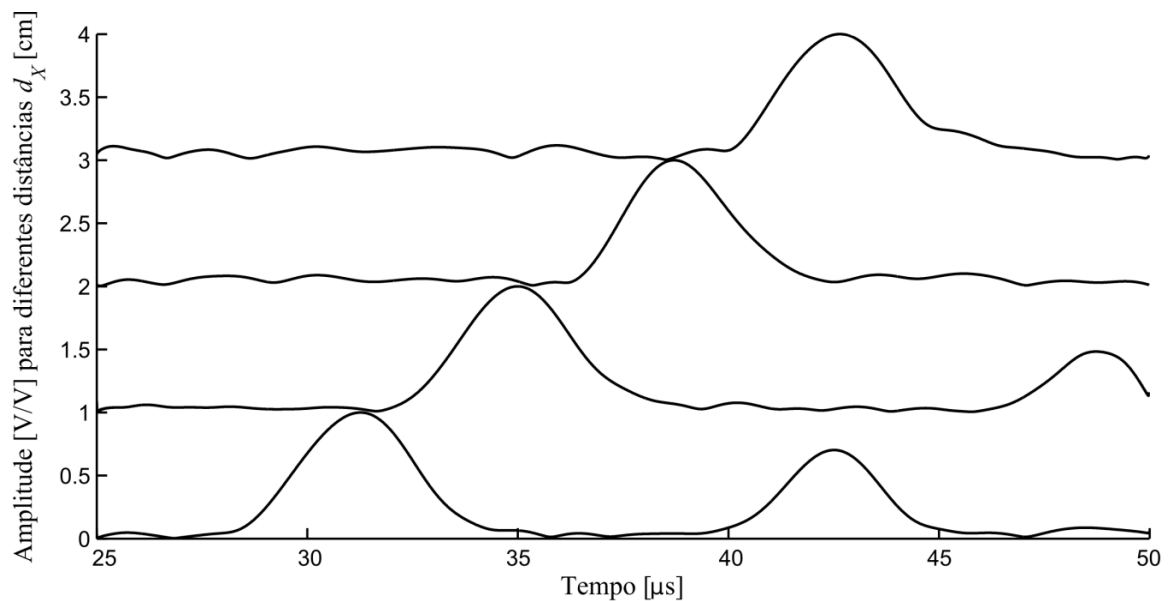


Fonte: Do próprio autor.

distância  $d_l$ , e a velocidade de propagação da onda no acrílico, calculou-se o valor experimental para a velocidade de propagação da onda de Lamb:

$$c_{s_{0o}} = 5267,8 \text{ [m/s]}. \quad (72)$$

**Figura 33** - Envoltória normalizada dos sinais captados pelo sensor à fibra para diversos valores de  $d_x$ .

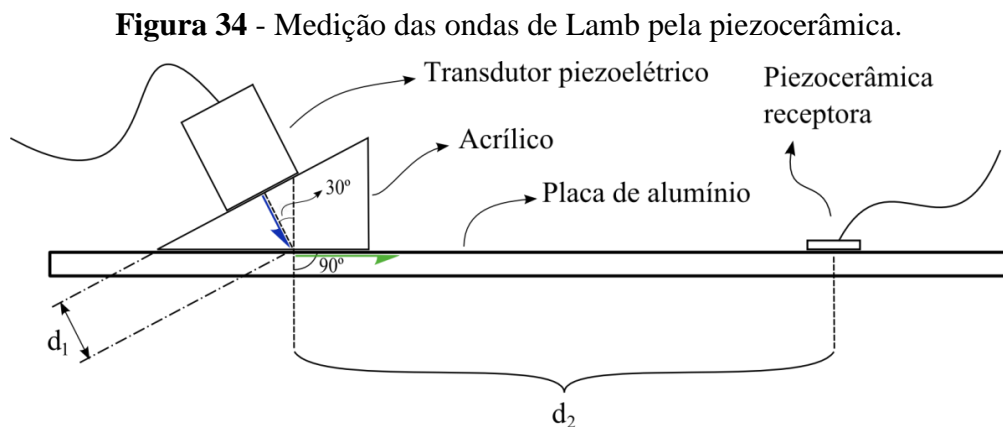


Fonte: Do próprio autor.

Nesse caso, a velocidade obtida é a velocidade de grupo, já que o pulso excitado não possui somente uma frequência, mas uma banda de frequências. Comparando-se então o valor experimental (72) com o valor teórico para a velocidade de grupo do modo S0 (5152,0 m/s), obtido das curvas de dispersão (Figura 4), considerando a frequência e a espessura utilizadas, obteve-se uma diferença percentual de 2,25 %.

#### 4.1.3 Medição pelo transdutor piezocerâmico

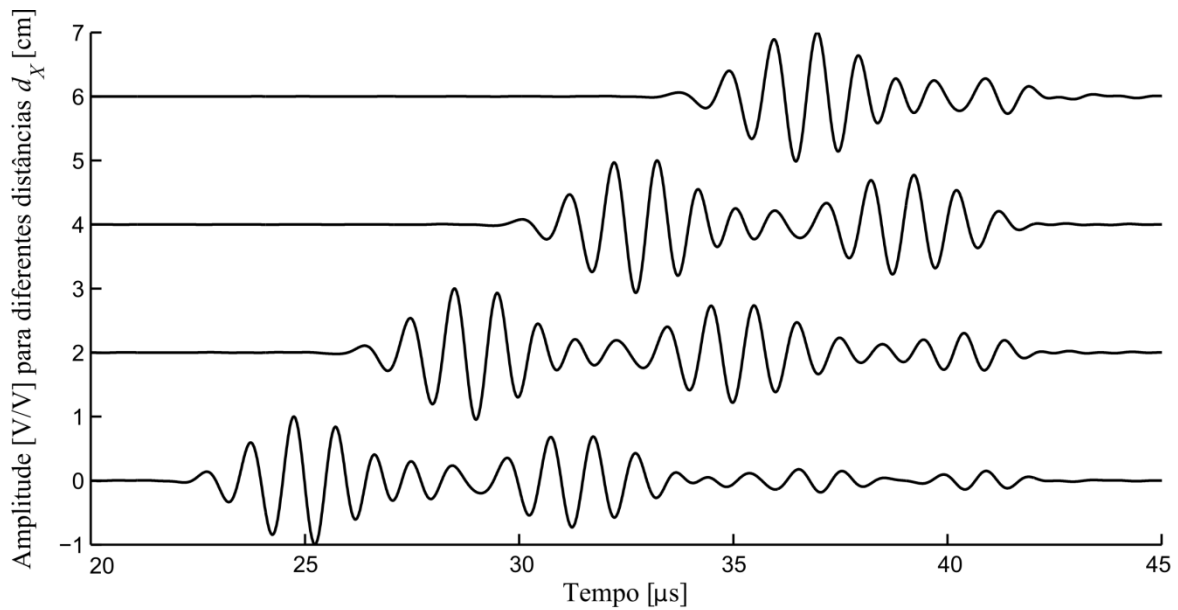
Para fim de comparação, utilizou-se também uma cerâmica piezoelétrica, em modo de recepção, acoplada à placa de alumínio para medição da onda de Lamb propagada. Na Figura 34 se apresenta o esquema utilizado, com a cerâmica piezoelétrica no ponto de medição.



Fonte: Do próprio autor.

Aplicando-se então um pulso de envoltória gaussiana ao atuador acoplado ao prisma, como descrito na secção anterior, obteve-se o sinal elétrico gerado pela piezocerâmica receptora. Na Figura 35 se apresenta os sinais captados pela piezocerâmica para as diferentes distâncias  $d_2$  abordadas. Como anteriormente, o passo entre as distâncias  $d_2$  é de 2 cm,  $d_1 = 21,59$  mm, e  $d_x = d_2 - d_{2-1}$ . A amplitude máxima dos sinais detectados na saída do fotodetector é de 525,1 mV pico-a-pico. Os pulsos menores, que se apresentam após os sinais principais, provavelmente estão relacionados com reflexões das ondas principais, que são os pulsos predominantes.

**Figura 35** - Amplitude normalizada dos sinais captados pela piezocerâmica para diversos valores de  $d_X$ .



Fonte: Do próprio autor.

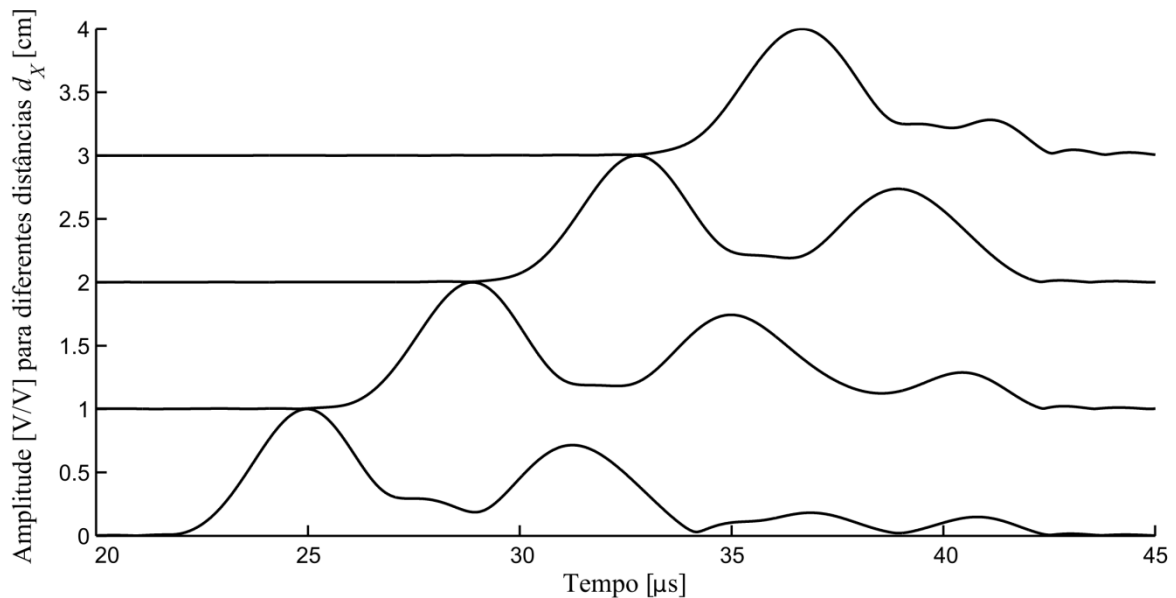
Buscando-se medir a velocidade da onda de Lamb propagada na placa, calcularam-se as envoltórias para os sinais da Figura 35 utilizando-se a transformada de Hilbert, as quais são apresentadas na Figura 36. Utilizando-se então o intervalo de tempo entre os picos das envoltórias, as distâncias  $d_X$ , a distância  $d_I$ , e a velocidade de propagação da onda no acrílico, calculou-se a velocidade de propagação da onda de Lamb:

$$c_{s0p} = 5137,0 \text{ [m/s]}. \quad (73)$$

A diferença relativa percentual entre o valor obtido experimentalmente e o valor teórico para a velocidade de grupo do modo  $S_0$ , obtido pelas curvas de dispersão, é de 0,29 %. Comparando-se esta diferença percentual com aquela obtida pelo sensor em fibra óptica, valida-se a utilização do sensor em fibra óptica para a medição de ondas *in-plane* propagadas em placas de alumínio.

Os pulsos captados pelo sensor reflexivo são mais largo que aqueles captados pela piezocerâmica, o que pode ser causado pela dispersão do pulso propagado. Esta diferença nas medições provavelmente se dá pelo desacoplamento mecânico que há na medida realizada pelo sensor óptico, o que não ocorre no caso da medida realizada pela piezocerâmica.

**Figura 36** - Envoltória normalizada dos sinais captados pela piezocerâmica para diversos valores de  $d_x$ .



Fonte: Do próprio autor.

## 4.2 DESLOCAMENTOS LINEARES

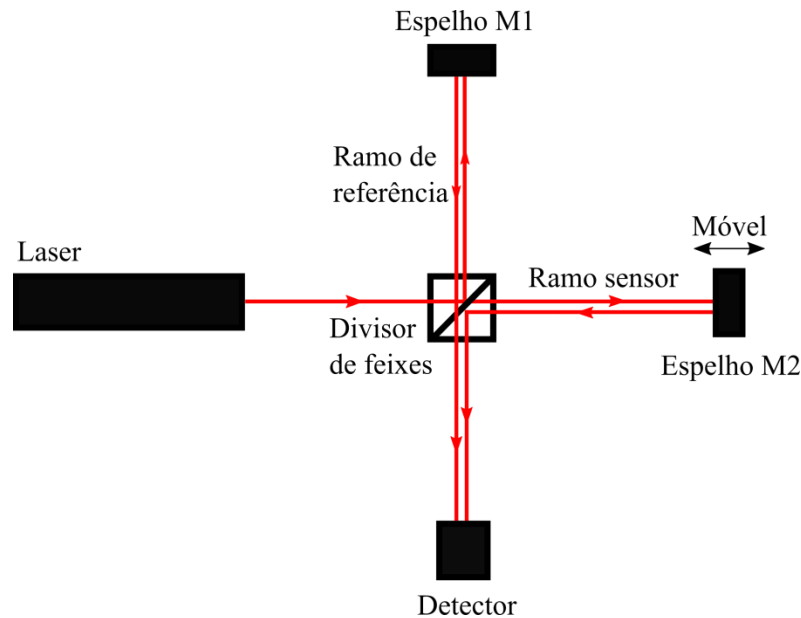
Como é bem conhecido, o modo fundamental antissimétrico (A0) operando em baixas frequências exibe grande similaridade com uma onda transversal propagando-se na placa (ROSE, 2014). Sob o ponto de vista de uma sonda óptica, como a mostrada na Figura 30, observa-se eminentemente uma onda *out-of-plane* propagando-se na superfície da placa. Esta seção é dedicada à investigação do desempenho do sensor óptico na detecção dos deslocamentos lineares provocados pelo modo A0, e sua comparação com a detecção realizada por um interferômetro de Michelson. Antes, entretanto, faz-se uma breve introdução sobre o interferômetro de Michelson.

### 4.2.1 Interferômetro de Michelson

O interferômetro de Michelson é uma das configurações mais comuns dos interferômetros de dois feixes. Constituído de dois espelhos, um *beam splitter*, uma fonte óptica e um detector, este interferômetro é capaz de medir deslocamentos nanométricos

utilizando a interferência entre dois feixes ópticos. Na Figura 37 se apresenta um desenho esquemático para o interferômetro de Michelson.

**Figura 37** - Interferômetro de Michelson.



Fonte: Do próprio autor.

O feixe emanado do laser é dividido em dois pelo divisor de feixes, os quais prosseguem em direção aos espelhos M1 e M2. O feixe que prossegue em direção ao espelho M1 forma o ramo de referência, e o feixe que prossegue em direção ao espelho M2 forma o ramo sensor. Após serem refletidos pelos espelhos M1 e M2, os feixes passam novamente pelo divisor de feixes e produzem as franjas de interferência na superfície do detector.

A intensidade óptica em um ponto arbitrário do padrão de interferência pode ser escrita como (HARIHARAN, 2007):

$$I = \frac{I_o}{2} [1 + V \cos(\Delta\Phi + \Phi_o)], \quad (74)$$

na qual  $I_o$  é intensidade óptica de entrada,  $V$  é a visibilidade,  $\Delta\Phi = \Phi_1 - \Phi_2$  é a diferença de fase entre os feixes sensor e de referência e  $\Phi_o$  é a diferença de fase fixa, proveniente das não idealidades no alinhamento do interferômetro.

Uma diferença de caminho óptico,  $\Delta l$ , provocada pela movimentação do espelho M2, promove uma diferença de fase (HARIHARAN, 2007):

$$\Delta\Phi = (2\pi/\lambda)\Delta l, \quad (75)$$

sendo  $\lambda$  a frequência de operação da fonte laser.

Analisando-se (74) e (75), pode-se notar que mantendo o espelho M1 estático e movendo-se o espelho M2, a intensidade óptica irá variar cossenoidalmente. Utilizando-se um fotodetector no lugar do detector da Figura 37, é possível se medir esta variação da intensidade óptica. Medindo-se a variação da intensidade óptica, é possível se obter a diferença de caminho óptico,  $\Delta l$ , utilizando-se (74) e (75). Entre outras palavras, pode-se utilizar o interferômetro de Michelson para se medir os deslocamentos do espelho M2.

Analisando-se o caso em que  $\Delta\Phi \ll 1$ , pode-se considerar o termo cossenoidal de (74) como sendo uma função linear de  $\Delta\Phi$  nas regiões em que  $\Phi_o = 3\pi/2 + 2i\pi$ , sendo  $i$  um número inteiro. Na prática, para se obter  $\Phi_o = 3\pi/2 + 2i\pi$ , basta variar o comprimento entre os braços do interferômetro. Neste caso, chamado de modulação de baixo índice, o termo cossenoidal de (74) é diretamente proporcional à variação de  $\Delta l$ . Entre outras palavras: pode-se medir os deslocamentos do espelho M2 diretamente do sinal adquirido pelo fotodetector, sem a necessidade da aplicação de técnicas complexas de demodulação.

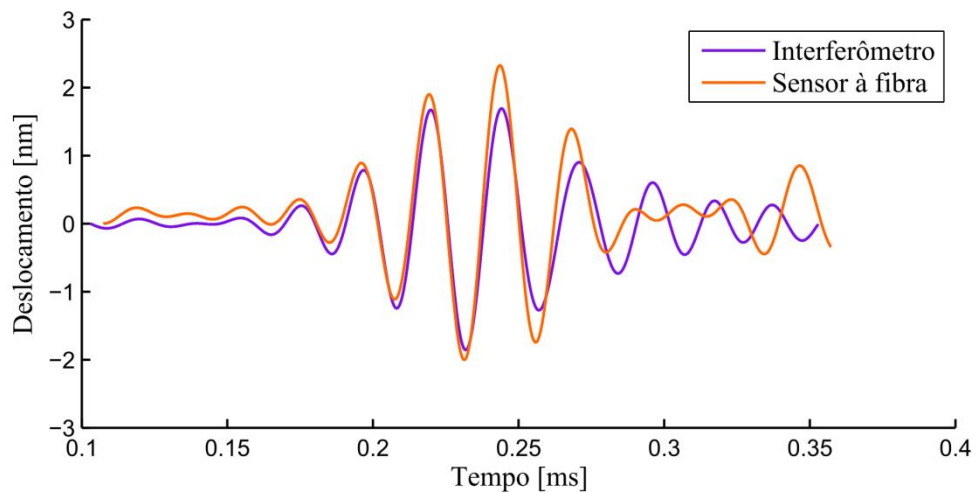
Dessa maneira, substituindo-se o espelho M2 pela placa de alumínio, é possível se utilizar as equações (74) e (75) para se medir os deslocamentos lineares da placa produzidos pela propagação do modo A0. O tópico subsequente apresenta as medições realizadas pelo interferômetro de Michelson, em comparação com as medições realizadas pelo sensor em fibra óptica.

#### 4.2.2 Medição dos deslocamentos lineares

Excitando-se a piezocerâmica em modo de emissão com um pulso semelhante ao da Figura 28, agora à frequência de 40 kHz, captou-se o deslocamento angular  $\theta(t)$  para a onda de Lamb propagada. Analisando-se o pulso captado pelo sensor óptico referente ao modo A0, antes da reflexão do mesmo nas bordas da placa, foi possível obter seu deslocamento linear na direção  $z$ , em unidades absolutas (nanômetros), utilizando-se a equação (71). Nesta equação considerou-se por  $c_x$  a velocidade de fase do modo A0, prevista teoricamente pelas curvas de dispersão (Figura 3).

Procedendo-se cuidadosamente à calibração do sensor óptico (medição de  $V_{max}$  e ajuste do ponto quiescente), foi possível se determinar as amplitudes de deslocamento linear em nanômetros. Para fins comparativos, utilizou-se, também, um interferômetro de Michelson para realizar a medida dos deslocamentos lineares provocados pela onda de Lamb nas mesmas condições descritas no parágrafo acima, e no mesmo ponto de medição. Na Figura 55 se apresentam as medidas de deslocamento linear realizadas pelo sensor à fibra óptica e pelo interferômetro de Michelson.

**Figura 38** - Deslocamentos lineares medidos pelo sensor à fibra e pelo interferômetro de Michelson.



Fonte: Do próprio autor.

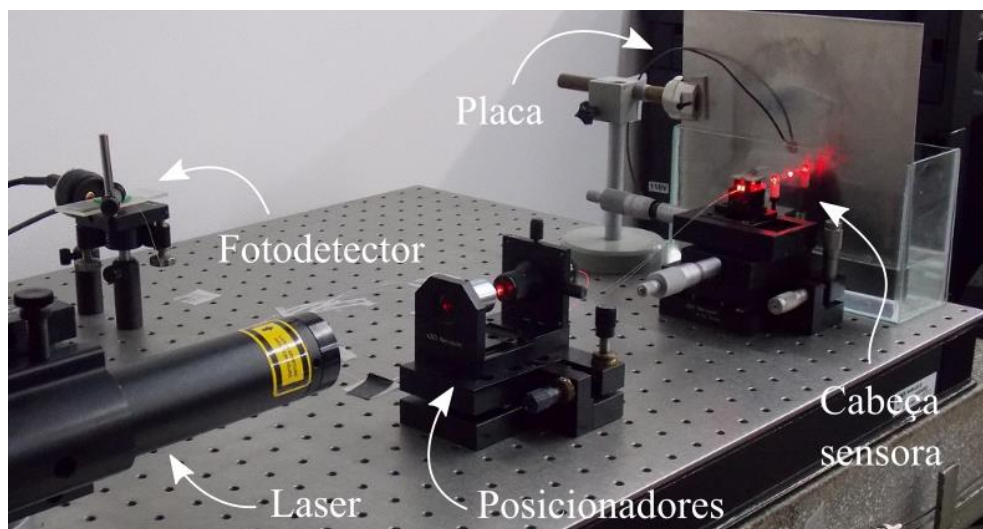
Como se pode observar da Figura 55, há boa concordância entre as formas de onda dos sinais adquiridos pelos dois sensores, principalmente com relação aos quatro ciclos senoidais provenientes da característica do sinal de excitação. Há certa discrepância, entretanto, nos picos dos sinais captados, para o tempo de 0,24 ms em diante. A maior diferença relativa percentual entre os dois sinais captados ocorre entre 0,24 e 0,25 ms, que é de 37 %.

Um interferômetro de Michelson detecta essencialmente a componente *out-of-plane* de uma vibração mecânica (MONCHALIN, 1986). Por sua vez, o sensor em fibra óptica consegue captar não só a componente predominante *out-of-plane* do modo A0, mas também, a componente *in-plane* minoritária. Isto pode justificar a discrepância entre os resultados obtidos. Ressalta-se, no entanto, que isto não traz prejuízo ao formato da envoltória do sinal detectado.

### 4.3 CARACTERIZAÇÃO DE LÍQUIDOS

Para a caracterização de líquidos, posicionou-se a cabeça sensora horizontalmente em relação à mesa, e em frente a uma placa de alumínio com 1 mm de espessura, 20 cm de largura, e 30 cm de comprimento, como representado na Figura 39. Como se pode observar pela figura, a placa de alumínio foi posicionada parcialmente imersa no líquido a ser caracterizado, por meio de uma cubeta de vidro.

**Figura 39** - Setup para caracterização de líquidos.



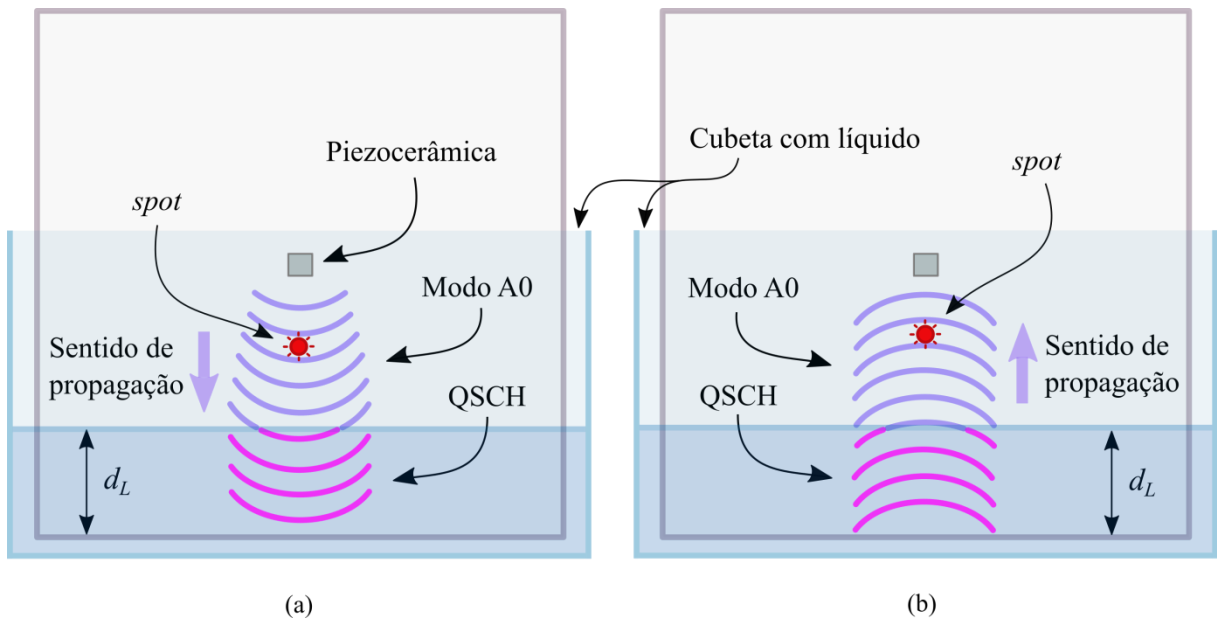
Fonte: Do próprio autor.

Posicionado o sensor, utilizou-se uma piezocerâmica no modo emissão para a excitação de ondas de Lamb na placa de alumínio. Sabe-se que, ao se deparar com a interface ar-líquido, parte da energia do modo fundamental antissimétrico da onda de Lamb,  $A_0$ , pode ser convertida no modo quase Scholte, devido à semelhança entre os dois modos (CEGLA; CAWLEY; LOWE, 2005).

A baixas frequências (abaixo de 500 kHz), o modo quase Scholte (QSCH) possui número de onda semelhante ao modo  $A_0$ . A altas frequências, entretanto, o modo QSCH possui número de onda mais semelhante com o modo *leaky*  $A_0$ , que é evanescente, do que com o modo  $A_0$  propriamente dito. Portanto, a conversão do modo  $A_0$  em modo quase Scholte é eficiente a baixas frequências, mas não o é a altas frequências (CEGLA; CAWLEY; LOWE, 2005). Por esse motivo, para a caracterização de líquidos, não foram utilizadas frequências de excitação acima de 500 kHz na piezocerâmica.

Aplicando-se um pulso de tensão à piezocerâmica em modo de emissão, como aquele apresentado na Figura 28, o modo A0 propaga-se na placa em direção à borda imersa no líquido. Ao se deparar com a interface ar-fluido, o modo A0 se converte em modo QSCH, como se observa no esquema da Figura 40(a). Refletindo-se na borda da placa metálica, o modo QSCH inverte o sentido de propagação e prossegue em direção à piezocerâmica, como se mostra na Figura 40(b). Ao atingir a interface fluido-ar, o modo QSCH se reconverte em modo A0, como também se observa na Figura 40(b). Nesta figura, o nível de imersão no líquido foi denotado por  $d_L$ .

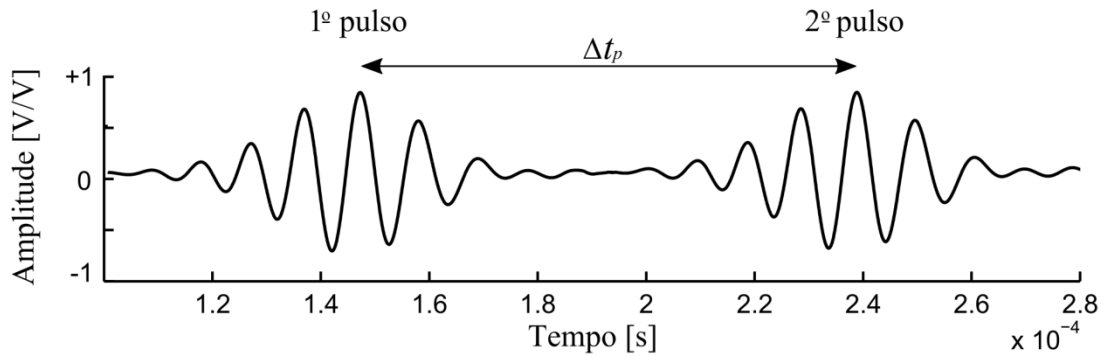
**Figura 40** - Esquema para propagação dos modos A0 e QSCH (a) em direção à borda e (b) em direção à piezocerâmica.



Fonte: Do próprio autor.

Nesse processo, o sensor à fibra capta o modo A0 duas vezes: antes de se converter em modo QSCH, que é o caso mostrado na Figura 40(a), e após se converter em modo QSCH, se propagar no líquido, e se reconverter em modo A0, que é o caso mostrado na Figura 40(b). Na Figura 41 se apresentam os dois pulsos captados pelo sensor, além do intervalo de tempo entre a captação do 1º pulso e do 2º pulso, denotado por  $\Delta t_p$ . O intervalo  $\Delta t_p$  depende das velocidades dos modos A0 e QSCH, e das distâncias propagadas pelo modo A0 no sistema placa-ar e pelo modo QSCH no sistema placa-fluido.

**Figura 41** - 1º pulso e 2º pulso captados pelo sensor à fibra.

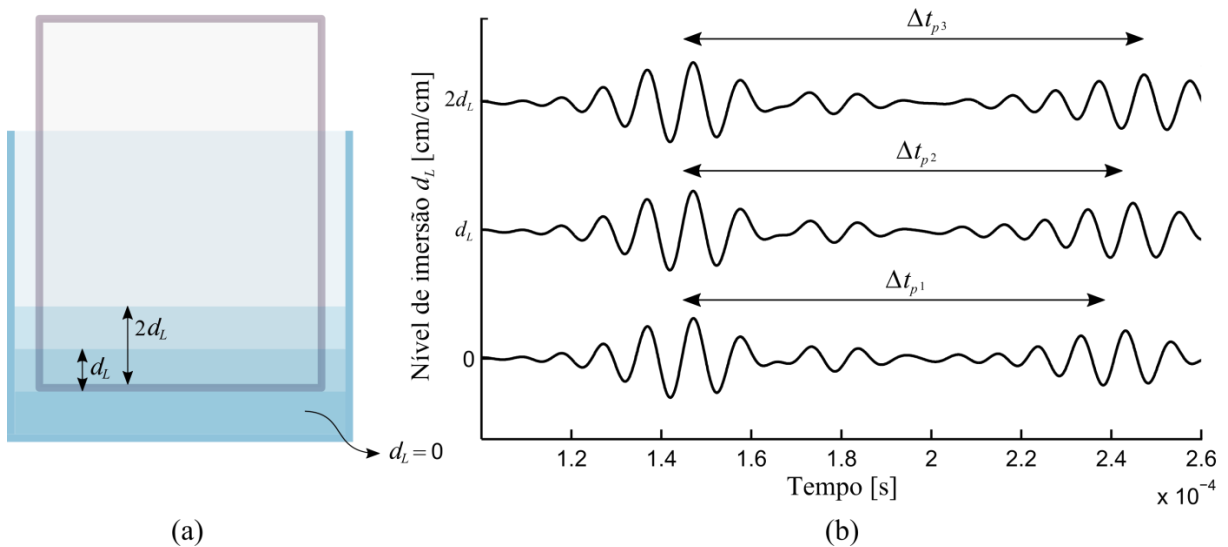


Fonte: Do próprio autor.

Como a velocidade do modo A0 é diferente da velocidade do modo QSCH, diferentes níveis de imersão,  $d_L$ , irão provocar diferentes intervalos de tempo entre os pulsos captados pelo sensor óptico. Ou seja, considerando o caso em que a velocidade do modo QSCH é menor que a velocidade do modo A0, quanto maior for  $d_L$ , maior será a distância percorrida pelo modo QSCH, e maior será  $\Delta t_p$ . Em contrapartida, quanto menor for  $d_L$ , menor será a distância percorrida pelo modo QSCH, e menor será  $\Delta t_p$ .

Na Figura 42 se ilustra esse processo de aumento de  $\Delta t_p$  por  $d_L$ . Na Figura 42(a), se apresentam diferentes níveis de imersão: 0,  $d_L$  e  $2d_L$ , os quais provocam diferentes intervalos de tempo entre os pulsos:  $\Delta t_{p1}$ ,  $\Delta t_{p2}$  e  $\Delta t_{p3}$ , apresentados na Figura 42(b).

**Figura 42** - Desenho esquemático para ilustração do aumento de  $\Delta t_p$  pelo aumento de  $d_L$ .



Fonte: Do próprio autor.

Se obtivermos um gráfico da variação de  $\Delta t_p$  por  $d_L$ , a derivada da curva obtida depende da diferença entre as velocidades de propagação do modo QSCH e do modo A0. Tendo em vista que a velocidade de propagação do modo A0 é fixa, considerada uma dada frequência,  $f$ , a variação de  $\Delta t_p$  por  $d_L$  depende unicamente da velocidade do modo QSCH. Em outras palavras, a derivada da curva  $\Delta t_p$  por  $d_L$ , está relacionada à velocidade de propagação do modo QSCH.

Desse modo, pode-se medir a velocidade de propagação do modo QSCH utilizando-se a derivada da curva  $\Delta t_p$  por  $d_L$ . Tendo em vista que diferentes líquidos possuem diferentes velocidades de propagação do modo QSCH, é possível se identificar qual o líquido sob teste. Para o caso da mistura de dois líquidos com diferentes velocidades do modo QSCH, é possível, ainda, se obter a porcentagem de cada um dos líquidos na mistura em questão.

Neste trabalho, utilizou-se a derivada da curva  $\Delta t_p$  por  $d_L$  para se medir diferentes concentrações de água em etanol, além da velocidade de propagação do modo QSCH no ácido acético. Nesse processo, duas técnicas distintas foram adotadas: uma utilizando a velocidade de grupo do modo QSCH, e outra utilizando a velocidade de fase. Os resultados estão apresentados nos próximos tópicos.

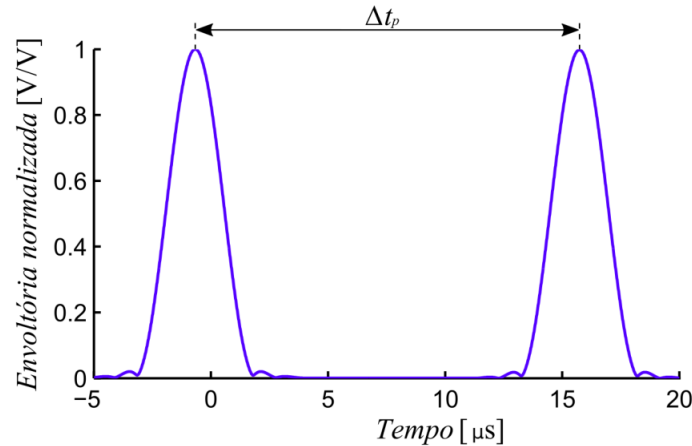
#### **4.3.1 Medições utilizando-se a velocidade de grupo**

Para a obtenção da curva  $\Delta t_p$  por  $d_L$ , varia-se o nível de imersão da placa de alumínio no líquido sob teste, e captam-se os sinais obtidos pelo sensor à fibra para diferentes valores de  $d_L$ . Captados os sinais, utiliza-se a transformada de Hilbert para obtenção das envoltórias dos mesmos. Obtidas as envoltórias,  $\Delta t_p$  é dado pelo intervalo de tempo entre os picos dos sinais adquiridos, como se pode observar pelo desenho esquemático da Figura 43. Nos tópicos seguintes serão apresentados os resultados obtidos.

##### **4.3.1.1 Medições com ácido acético**

Utilizando-se o ácido acético como o fluido a ser analisado, excitou-se a cerâmica piezoelétrica em modo emissão com um pulso de tensão, como aquele mostrado na Figura 28,

**Figura 43** - Desenho esquemático para obtenção de  $\Delta t_p$ .



Fonte: Do próprio autor.

mas agora com frequência de portadora igual a 92 kHz. Na Figura 44 se apresenta os sinais captados pelo sensor óptico, para  $d_L$  variando de 0 a 5 cm, com incrementos de 0,5 cm.

Aplicando-se a transformada de Hilbert nos sinais apresentados na Figura 44 é possível se obter a envoltória dos mesmos, como mostrado na Figura 45. Da análise das Figuras 44 e 45, pode-se perceber o aumento do intervalo de tempo  $\Delta t_p$  entre os pulsos captados pelo sensor, à medida que  $d_L$  aumenta.

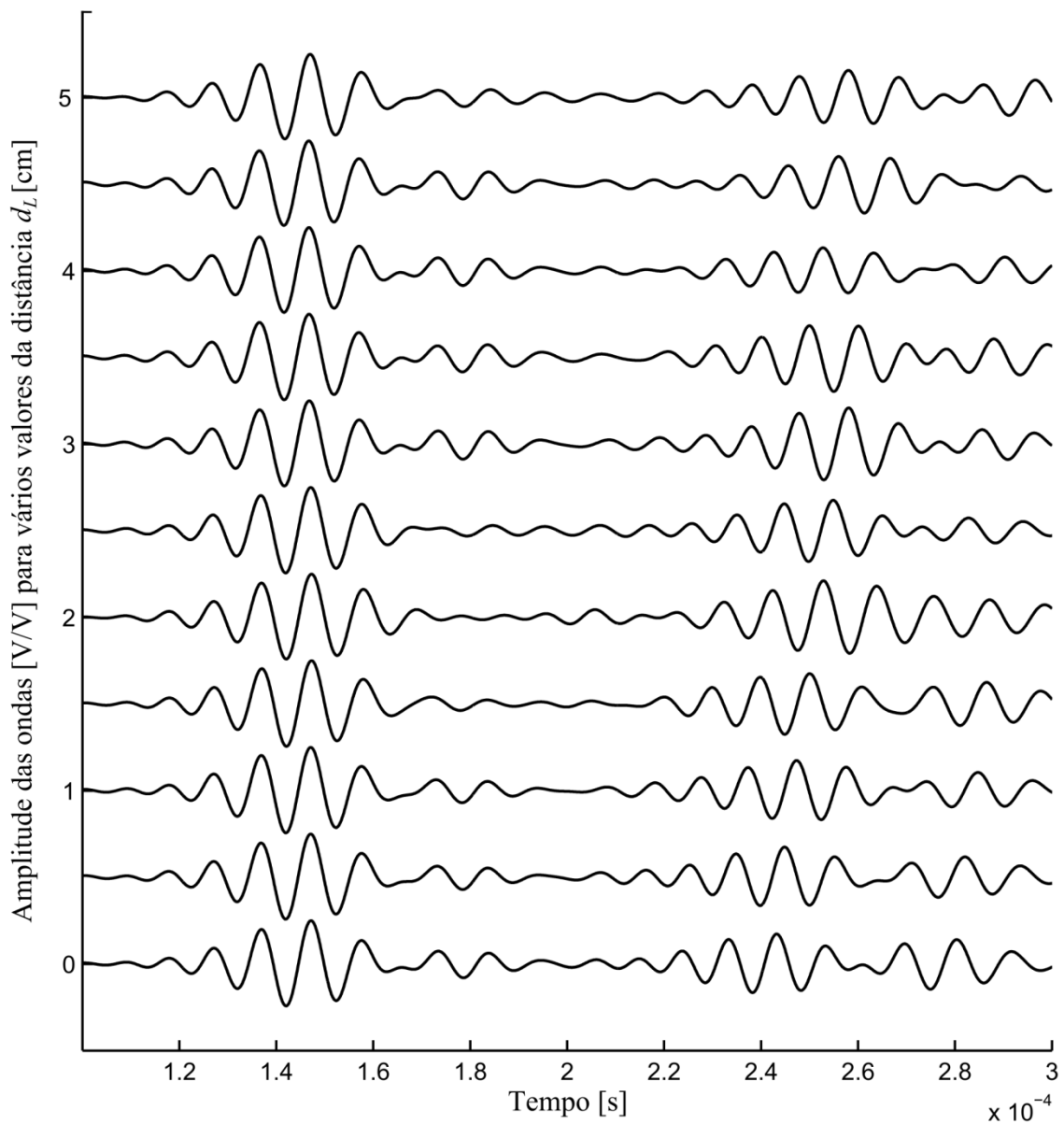
Na Figura 46 se apresenta o gráfico com os valores de  $\Delta t_p$  por  $d_L$  para as curvas mostradas na Figura 45. Ainda na Figura 46, também se apresenta a reta que mais se aproxima dos pontos obtidos, calculada pelo método dos mínimos quadrados, cuja equação é:  $\Delta t_p = 9,873 \times 10^{-5} + 3,194 \times 10^{-4} \times d_L$ , com desvio padrão de  $1,1534 \times 10^{-6}$  s e com coeficiente de correlação de 93,22 % em relação aos dados medidos.

Utilizando-se a inclinação da reta estimada, disposta na Figura 46, é possível se obter o valor experimental para a velocidade de grupo do modo quase Scholte propagado na placa imersa em ácido acético:

$$c_{gQSCHac} = 1358,57 \text{ [m/s]}. \quad (76)$$

Utilizando-se o método descrito no Capítulo 2, é possível se obter a curva de dispersão para a velocidade de grupo do modo QSCH propagado em ácido acético, como se pode ver na Figura 47. Para tanto, considerou-se a velocidade longitudinal para o ácido acético como  $c_{fac} = 1140$  m/s, e mediu-se sua densidade com um densímetro (modelo DMA 35, da Anton

**Figura 44** - Amplitude das ondas captadas para vários valores de  $d_L$ , considerando-se o ácido acético.

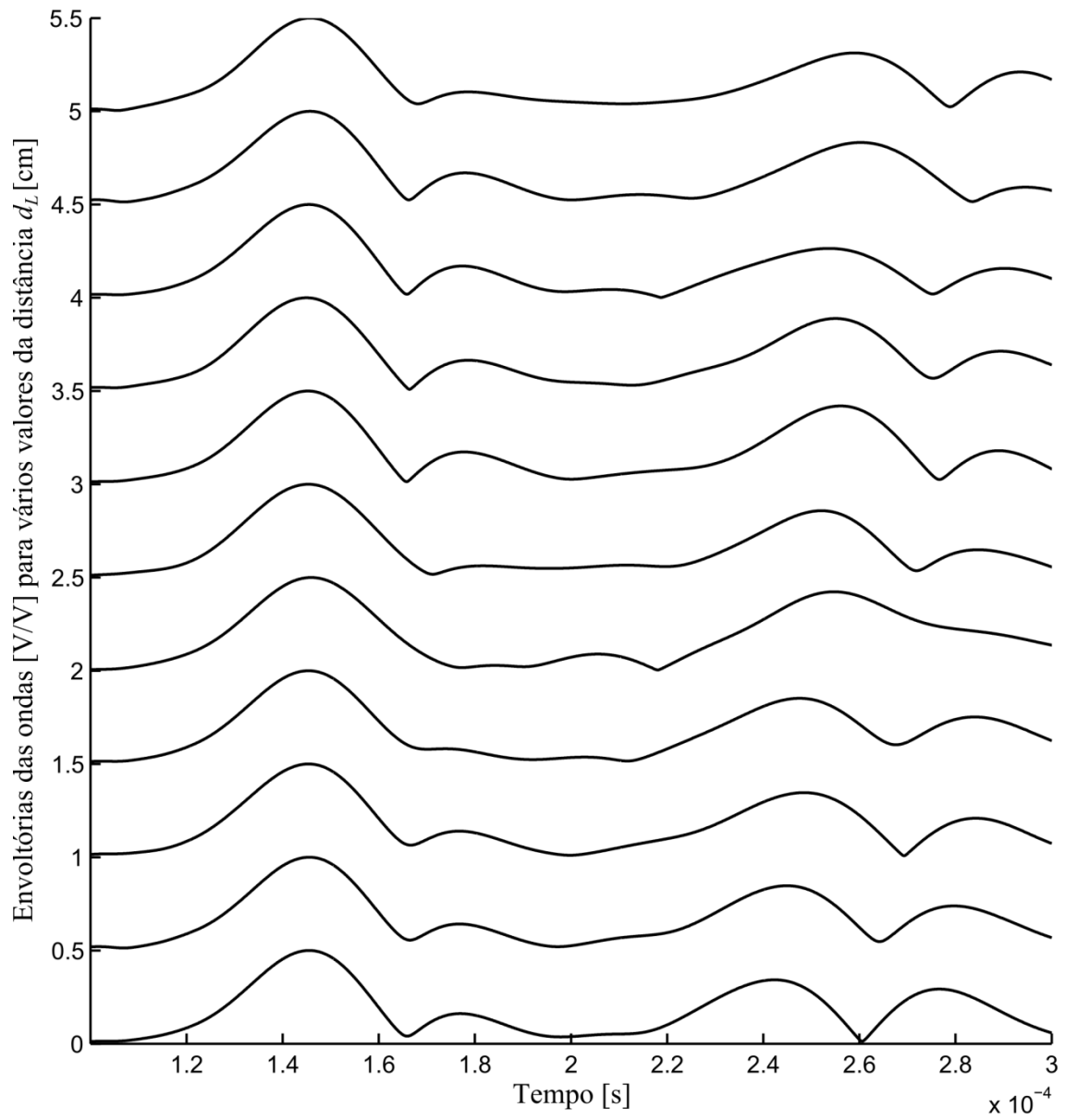


Fonte: Do próprio autor.

Par), obtendo-se:  $\rho_{fac} = 1052 \text{ kg/m}^3$ . As propriedades da água são as mesmas registradas na seção 2.4.

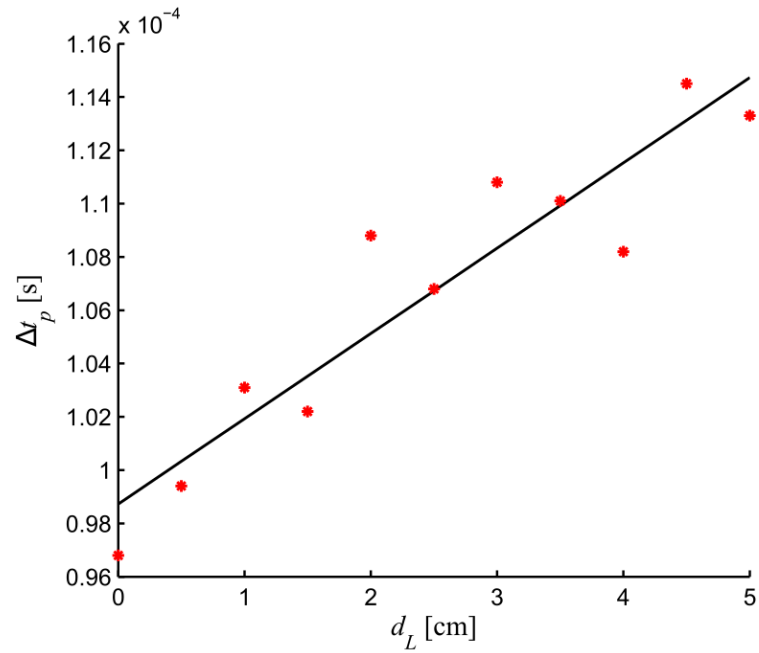
Obtida a curva da Figura 47, pode-se comparar (76) com o valor previsto teoricamente obtido da mesma (1447 m/s), obtendo-se uma diferença relativa percentual de 6,11 %. Dado o baixo valor para a diferença relativa, pode-se dizer que o sensor em fibra óptica foi capaz de medir a velocidade de grupo para o modo QSCH propagado no ácido acético.

**Figura 45** - Envoltória das ondas captadas para vários valores de  $d_L$ , considerando-se o ácido acético.



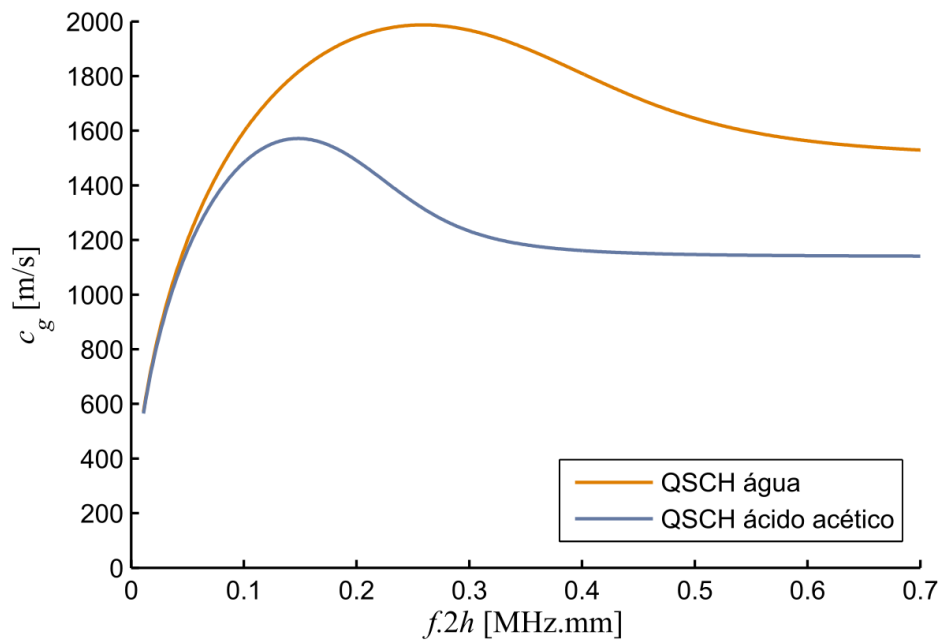
Fonte: Do próprio autor.

**Figura 46** - Gráfico de  $\Delta t_p$  por  $d_L$  para o ácido acético.



Fonte: Do próprio autor.

**Figura 47** - Curva de dispersão para  $c_g$  considerando-se ácido acético.



Fonte: Do próprio autor.

#### 4.3.1.2 *Medições com álcool etílico hidratado*

Utilizando-se o mesmo procedimento do tópico anterior, procedeu-se a caracterização de álcool etílico hidratado, ou etanol. Antes, entretanto, para fins comparativos, obtiveram-se as curvas de dispersão para as soluções investigadas. Utilizando-se então o método descrito no Capítulo 2, obtiveram-se as curvas de dispersão para a velocidade de grupo, considerando-se concentrações de 0 %, 20 %, 40 % e 100 %, em massa, de água em etanol, como mostrado na Figura 45, considerando-se as propriedades apresentadas na seção 2.4. Para a obtenção das curvas, mediu-se a densidade de cada uma das soluções utilizando-se um densímetro (modelo DMA 35, da Anton Paar), obtendo-se os valores apresentados na Tabela 1.

**Tabela 1** - Densidades medidas para diferentes concentrações de água em etanol.

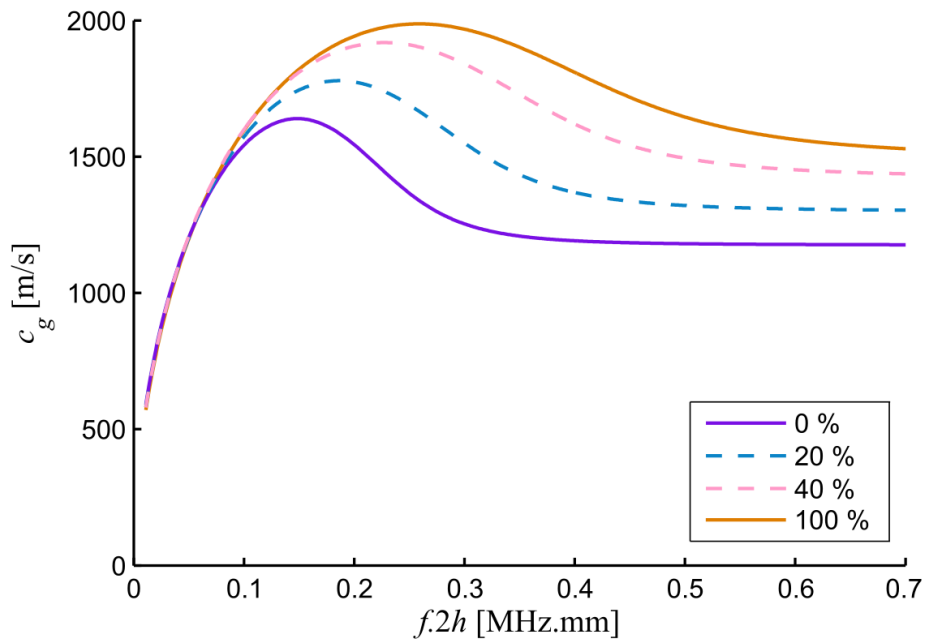
Densidade [kg/m <sup>3</sup> ]	
0 %	786,8
20 %	835,2
40%	869,6
100 %	997,4

Fonte: Do próprio autor.

Visando a caracterização do etanol, aplicaram-se pulsos de tensão à piezocerâmica emissora (como aquele o pulso da Figura 28), à frequência portadora de 200 kHz, variando-se o nível de imersão da placa no líquido,  $d_L$ , para as três concentrações abordadas na Figura 48. Nas Figuras 49 (a), (b), (c) e (d) se apresentam os gráficos de  $\Delta t_p$  por  $d_L$ , considerando-se as soluções 0 %, 20 %, 40 % e 100 % de água em etanol, respectivamente. Nesta figura também se apresentam as retas que mais se aproximam dos pontos obtidos, calculadas pelo método dos mínimos quadrados.

Utilizando-se a inclinação das curvas da Figura 49, calculam-se os valores práticos para a velocidade de grupo do modo QSCH referentes às quatro concentrações abordadas, como se mostra na Tabela 2. Também estão dispostos nesta tabela os valores teóricos das velocidades, obtidos das curvas de dispersão (Figura 48), com as respectivas diferenças relativas percentuais entre o valor experimental e o valor teórico.

**Figura 48** - Curvas de dispersão para  $c_g$  considerando-se diferentes concentrações de água em etanol.



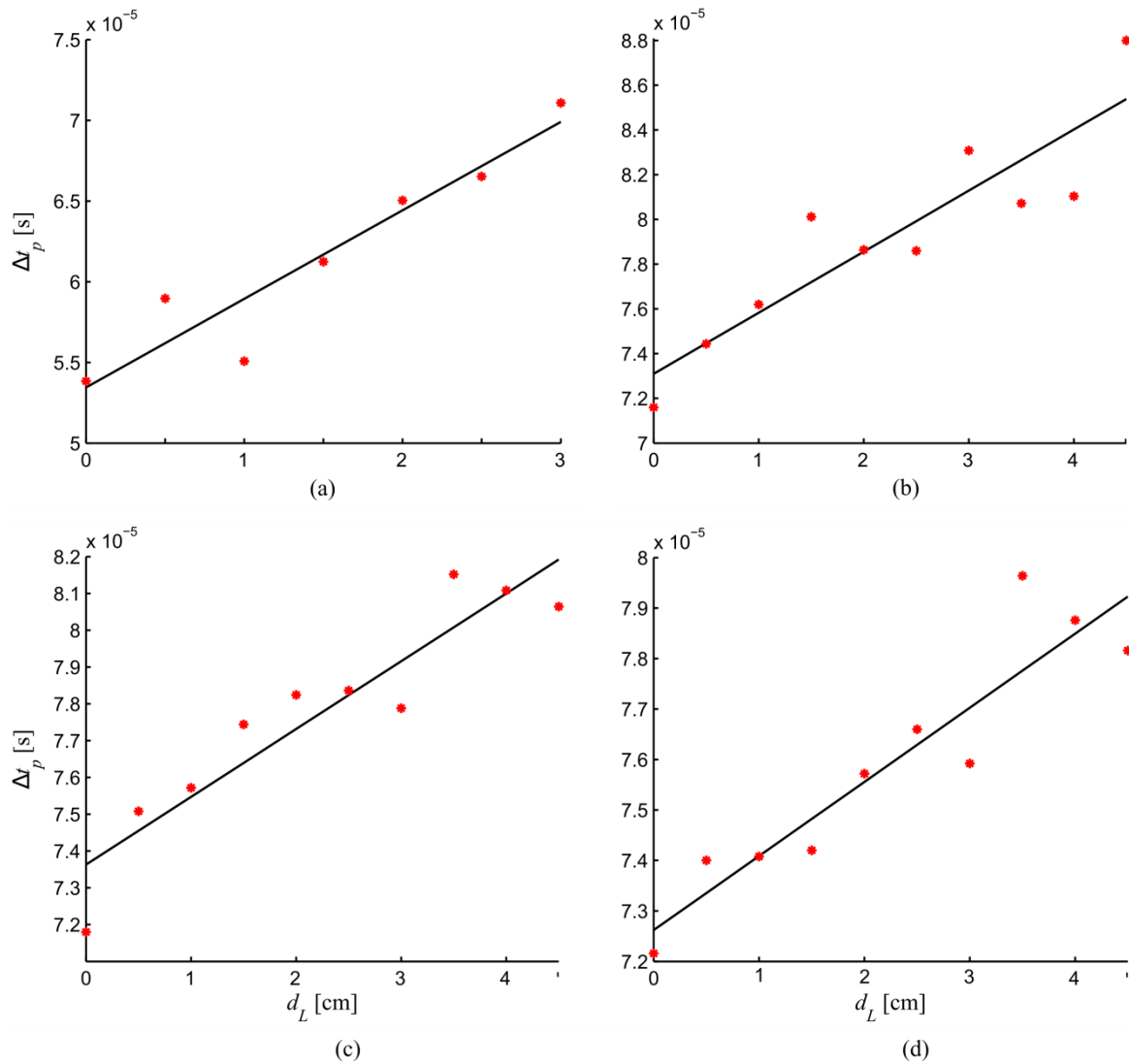
Fonte: Do próprio autor.

Utilizando-se os dados da Tabela 2, é possível se obter o gráfico de  $c_g$  prático pela porcentagem de água em etanol, como mostrado na Figura 50. Nessa figura, também se apresenta o polinômio de grau 3 que mais se aproxima dos valores  $c_g$  medidos, considerando-se as quatro concentrações abordadas. Comparando-se os valores obtidos na prática com os valores teóricos para  $c_g$ , obteve-se um desvio padrão de 52,10 m/s.

Como se pode observar da Figura 50, o polinômio estimado apresenta-se como uma função de duplo valor para maiores porcentagens de água em etanol. Doutra maneira, para baixas porcentagens de água em etanol, o polinômio apresenta-se bem linear e com alta sensibilidade a  $c_g$ . Portanto, pode-se dizer que o sensor à fibra óptica pode ser utilizado eficazmente para se medir baixas porcentagens de água em etanol, mas a medição a porcentagens acima de 45 % de água em etanol não pode ser feita de forma direta e unívoca.

Entretanto, como as dispersões para o modo QSCH e para o modo A0 são altas na faixa de frequência abordada, há imprecisão na obtenção das velocidades de grupo utilizando-se a envoltória dos sinais. Uma solução seria utilizar frequências maiores, mas a conversão de modo A0 em modo QSCH é ineficiente acima de 500 kHz. Outra solução, mais plausível, é utilizar a velocidade de fase em vez da velocidade de grupo, o que será abordado nos tópicos seguintes.

**Figura 49** - Gráficos de  $\Delta t_p$  por  $d_L$ , considerando-se as concentrações de (a) 0%, (b) 20 %, (c) 40 % e (d) 100 % de água em etanol.



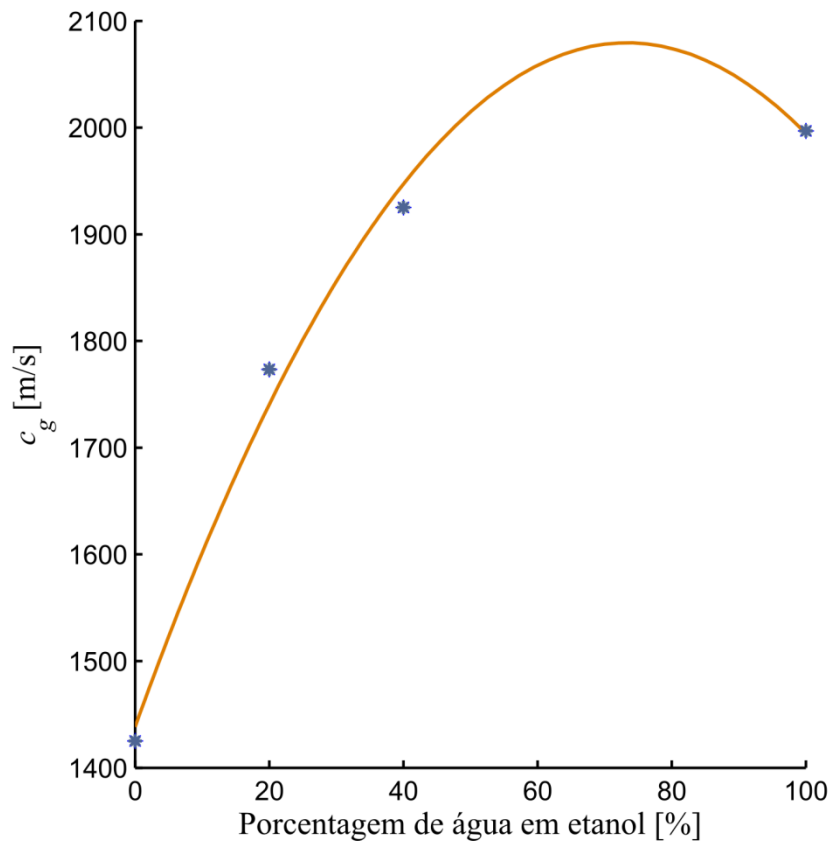
Fonte: Do próprio autor.

**Tabela 2** - Velocidades de grupo experimentais e teóricas, e diferenças relativas, considerando-se diferentes concentrações de água em etanol.

	Temperatura [°C]	$c_g$ prático [m/s]	$c_g$ teórico [m/s]	Diferença relativa [%]
0 %	27	1425,14	1544	7,698
20 %	27	1773,34	1774	0,037
40%	27	1925,07	1906	1,000
100 %	27	1996,82	1942	2,823

Fonte: Do próprio autor.

**Figura 50** -  $c_g$  prático pela porcentagem de água em etanol.



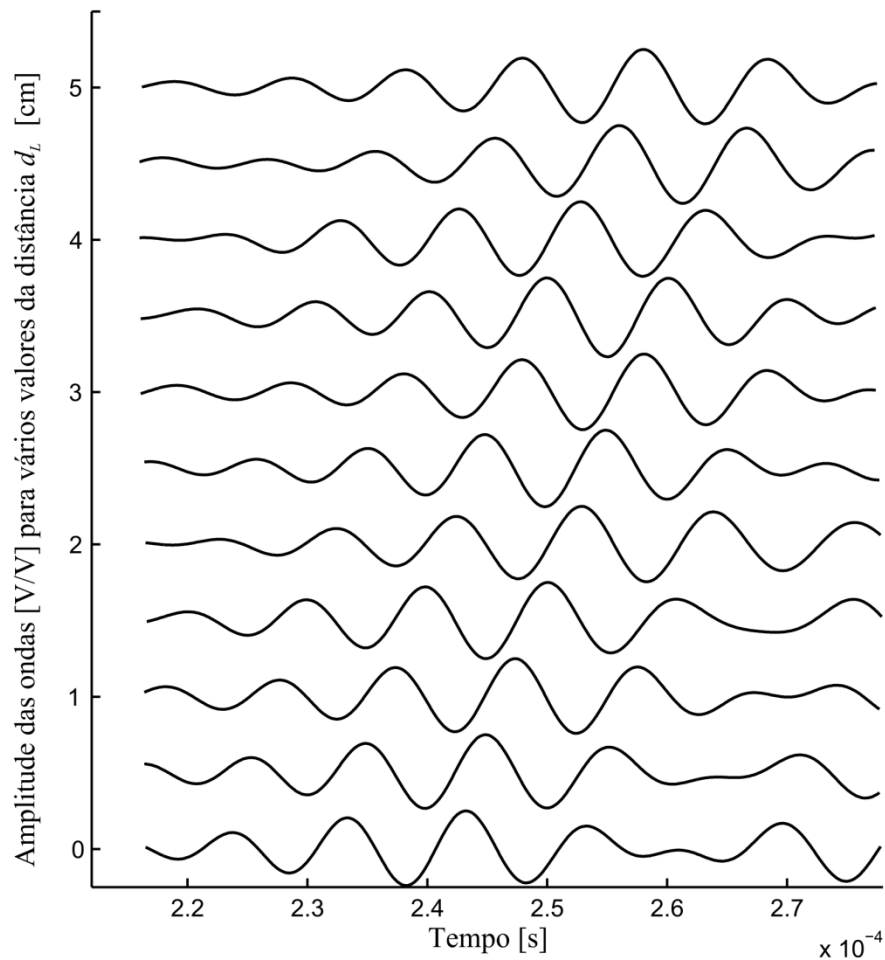
Fonte: Do próprio autor.

#### 4.3.2 Medições utilizando-se a velocidade de fase

Uma das maneiras de se obter a velocidade de fase do modo QSCH é utilizando-se a fase dos sinais adquiridos. Para tanto, é necessário se analisar o 2º pulso captado pelo sensor, associado ao caso da Figura 40(b), para diferentes valores de  $d_L$ . Considere-se, por exemplo, os sinais apresentados na Figura 51, que são os segundos pulsos referentes aos sinais obtidos para o experimento com ácido acético (e mostrados na Figura 44).

Pela equação (46), pode-se observar que, adotando-se um valor fixo para  $x$ , a fase da onda de Lamb varia temporalmente pelo fator  $\omega t$ . Desse modo, para uma dada frequência  $\omega$ , é possível se obter a diferença temporal entre os pulsos da Figura 51 calculando a diferença de fase entre os respectivos pulsos. Ao se obter as diferenças temporais entre os pulsos da Figura 51, pode-se calcular a velocidade de fase do modo QSCH para a dada frequência  $\omega$ .

**Figura 51** - Segundos pulsos para o experimento com ácido acético.



Fonte: Do próprio autor.

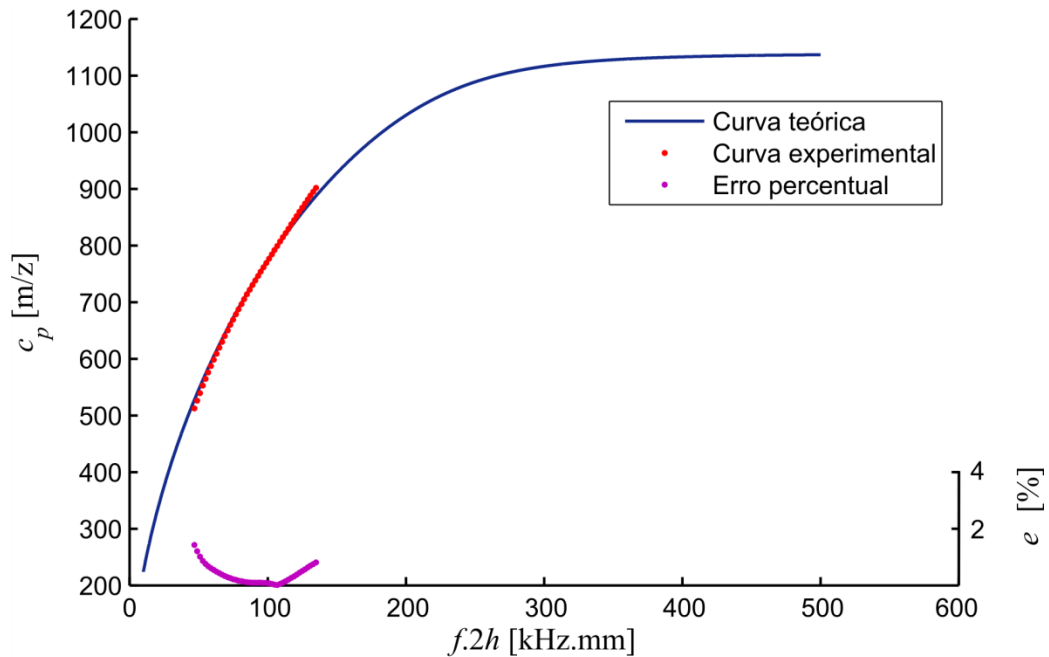
Num caso mais geral, variando-se a frequência  $\omega$ , e calculando-se as respectivas diferenças temporais entre os pulsos da Figura 51, é possível determinar como a velocidade de fase varia com  $\omega$ , e, conseqüentemente, se obter a curva de dispersão da velocidade de fase do modo QSCH para o ácido acético. Da mesma maneira, variando-se o nível de imersão da placa em um fluido qualquer, pode-se obter a curva de dispersão da velocidade de fase do modo QSCH no dado fluido utilizando-se a fase dos sinais adquiridos pelo sensor à fibra óptica.

#### 4.3.2.1 *Medições com ácido acético*

Procedendo-se como descrito anteriormente, calculou-se a curva de dispersão experimental da velocidade de fase do modo QSCH para o ácido acético, utilizando-se a

transformada de Fourier dos sinais apresentados na Figura 51. Na Figura 52 se apresenta a curva experimental calculada, juntamente com a curva de dispersão teórica, sendo a última obtida pelo método descrito no Capítulo 2. Nesta mesma figura, também se apresenta a curva do erro percentual entre os valores experimentais e os valores teóricos.

**Figura 52** - Curvas de dispersão para  $c_p$  experimental e teórica para o ácido acético.

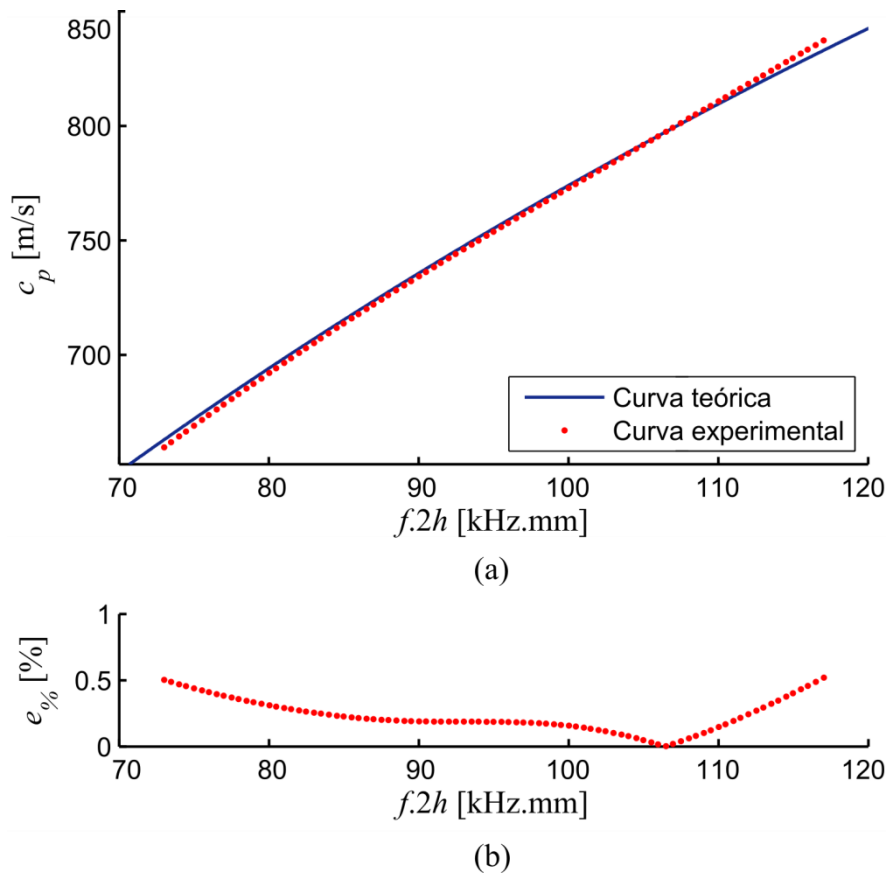


Fonte: Do próprio autor.

As frequências abordadas na Figura 52 estão entre 47 kHz e 136 kHz, formando uma banda de 89 kHz nos quais os resultados são calculados. Analisando-se a Figura 52, pode-se perceber que o erro percentual é menor nas frequências centrais, ou seja, nas frequências próximas à frequência de excitação: 92 kHz. O maior erro percentual obtido nesses cálculos é de 2,85 %, relativo à frequência de 47 kHz.

Analisando-se uma banda de frequências mais estreita, é possível se obter as curvas de dispersão mostradas na Figura 53(a). Nesta figura, estão apresentadas as curvas de dispersão experimental e teórica, considerando-se as frequências entre 73 kHz e 117 kHz. Na Figura 53(b) se apresenta o erro percentual entre a curva experimental e a teórica. Como as frequências adotadas agora são mais próximas à frequência de excitação, os erros percentuais obtidos são menores. Neste caso, o maior erro percentual obtido é de 0,52 %, relativo à frequência de 117 kHz.

**Figura 53** - Curvas de dispersão para  $c_p$  considerando-se as frequências centrais (a), e erros percentuais entre as curvas (b).



Fonte: Do próprio autor.

Tendo em vista os baixos valores de erro percentual obtidos utilizando-se a técnica da velocidade de fase, quando comparados com os erros obtidos anteriormente para a velocidade de grupo, pode-se concluir que a técnica da velocidade de fase é mais precisa que a técnica da velocidade de grupo. Vale resaltar, que os pulsos utilizados para se calcular a velocidade de fase aqui, são os mesmos pulsos utilizados anteriormente para se calcular a velocidade de grupo, o que reafirma ainda mais esta conclusão.

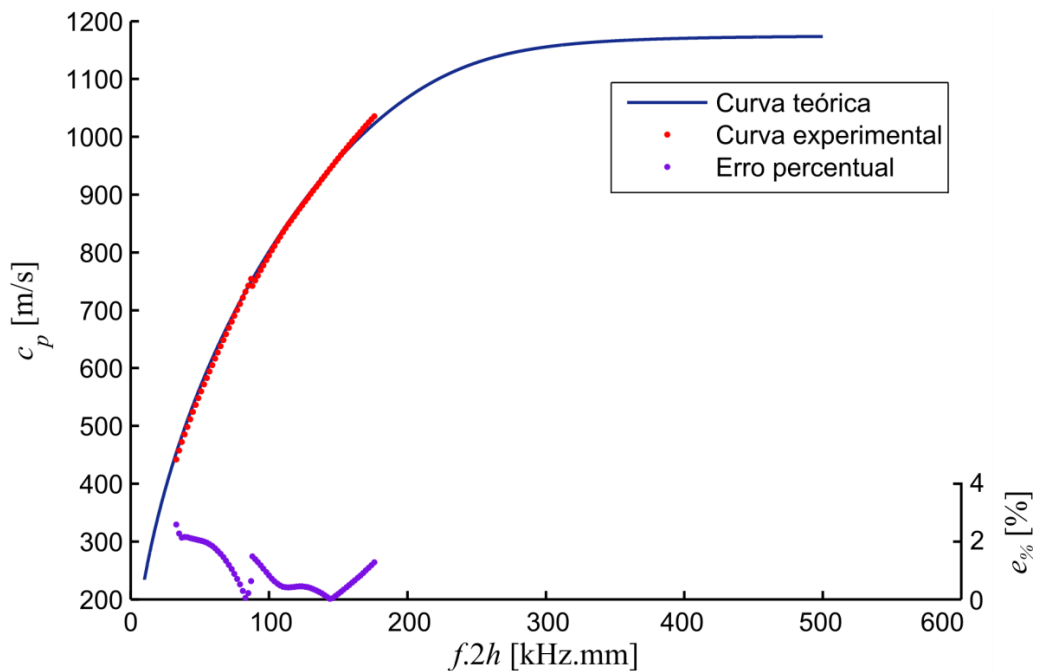
#### 4.3.2.2 *Medições com álcool etílico hidratado*

Procedendo da mesma maneira que no tópico anterior, foi possível obter as curvas de dispersão experimentais para a velocidade de fase do modo QSCH, primeiramente, propagado no álcool etílico absoluto. Para tanto, foram feitas duas medidas: uma com um sinal de excitação a 64 kHz, a qual proporcionou uma curva de dispersão com frequências de 33 kHz a

87 kHz, e outra, com um sinal de excitação a 136 kHz, a qual proporcionou uma curva de dispersão com frequências de 88 kHz a 177 kHz. Juntas, as duas medidas proporcionaram uma banda total de 144 kHz.

Na Figura 54 se apresentam as curvas de dispersão experimental e teórica obtidas, além do erro percentual entre as mesmas. Para este caso, o maior erro percentual obtido é de 2,59 %, relativo à frequência de 33 kHz. Vale notar que a curva de dispersão teórica foi obtida pelo método descrito no Capítulo 2, utilizando-se a densidade do etanol medida por um densímetro (modelo DMA 35, da Anton Paar).

**Figura 54** - Curvas de dispersão experimental e teórica de  $c_p$  para o álcool etílico absoluto.



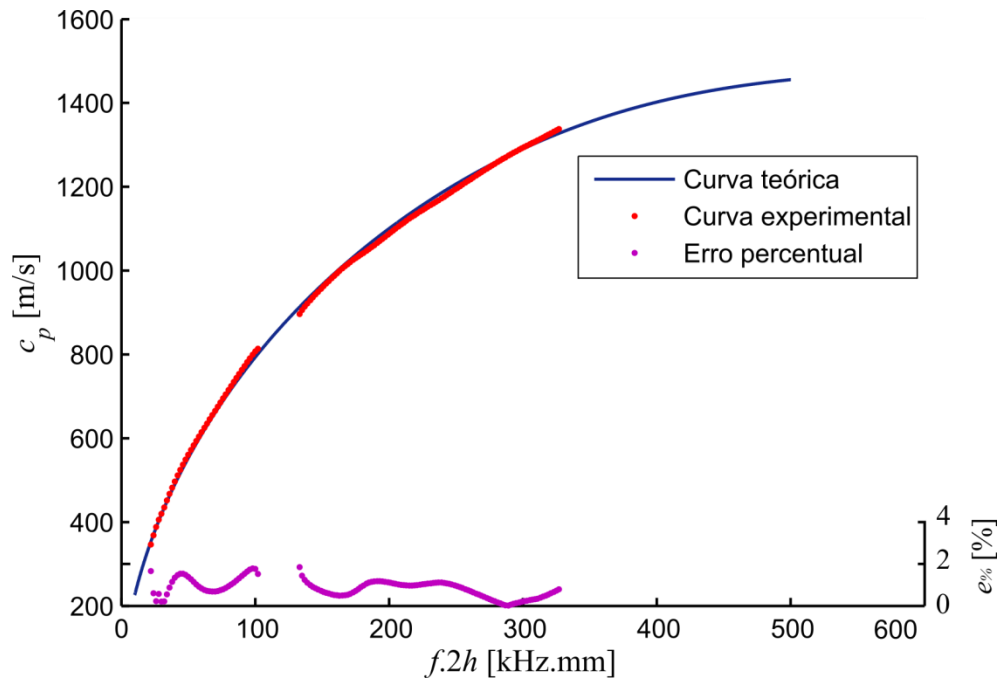
Fonte: Do próprio autor.

Utilizando-se o mesmo procedimento para a água deionizada, obtiveram-se as respectivas curvas de dispersão experimental e teórica para a velocidade de fase do modo QSCH. Neste ponto, foram feitas duas medidas distintas: uma cujo sinal de excitação a 64 kHz, que proporcionou uma curva de dispersão com frequências de 22 kHz a 103 kHz, e outra, com um sinal de excitação a 280 kHz, a qual proporcionou uma curva de dispersão com frequências de 133 kHz a 327 kHz.

As curvas de dispersão experimental e teórica obtidas se apresentam na Figura 55, juntamente com o erro percentual entre as mesmas. É interessante resaltar que a curva de

dispersão teórica foi obtida pelo método descrito no Capítulo 2, utilizando-se a densidade da água medida por um densímetro (modelo DMA 35, da Anton Paar).

**Figura 55** - Curvas de dispersão experimental e teórica de  $c_p$  para a água deionizada.



Fonte: Do próprio autor.

Utilizando-se a técnica abordada nos últimos tópicos, é possível se obter a velocidade de fase do modo QSCH propagado em diferentes concentrações de água em etanol. Procedendo-se dessa maneira, obtiveram-se os dados apresentados na Tabela 3. Nesta tabela, abordaram-se as concentrações de 0 %, 20 %, 40 % e 100 %, e suas respectivas velocidades de fase prática e teórica. Também se abordaram, na Tabela 3, as diferenças relativas entre as velocidades prática e teórica, as densidades de cada mistura, e a temperatura ambiente no momento da medição.

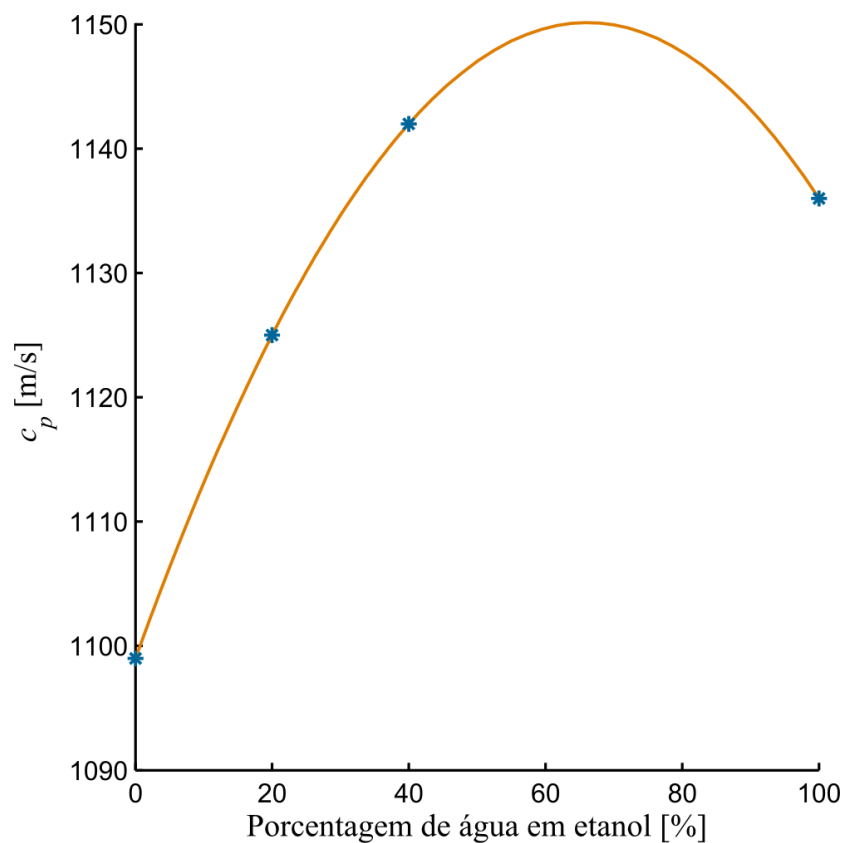
Utilizando-se os dados da Tabela 3, é possível se obter o gráfico de  $c_p$  prático pela porcentagem de água em etanol, como mostrado na Figura 56. Nesta figura também se apresenta o polinômio de grau 3 que mais se aproxima dos valores de  $c_p$  medidos, considerando-se as quatro concentrações abordadas. Comparando-se os valores obtidos na prática com os valores teóricos, obteve-se um desvio padrão de 3,78 m/s.

**Tabela 3** - Velocidades de fase experimentais e teóricas, diferenças relativas e densidades, para diferentes concentrações de água em etanol.

	Densidade [kg/m <sup>3</sup> ]	Temperatura [°C]	$c_p$ prático [m/s]	$c_p$ teórico [m/s]	Diferença relativa [%]
0 %	786,6	27	1099	1097	0,18
20 %	831,3	27	1125	1133	0,70
40%	858,9	27	1142	1152	0,87
100 %	997,4	27	1136	1146	0,87

Fonte: Do próprio autor.

**Figura 56** -  $c_p$  prático pela porcentagem de água em etanol.



Fonte: Do próprio autor.

Analisando-se a Figura 56, pode-se observar que, assim como para a Figura 50, o polinômio estimado apresenta-se como uma função de duplo valor para altas porcentagens de água em etano. Para baixas porcentagens, entretanto, o polinômio apresenta-se bem linear e com alta sensibilidade a  $c_p$ . Portanto, a utilização da velocidade de fase para medição da

porcentagem de água em etanol é eficaz para baixas concentrações, mas não o é para altas concentrações, da mesma maneira que a velocidade de grupo.

Comparando-se os erros percentuais, os desvios padrões e os coeficientes de correlação obtidos pela técnica da velocidade de fase com aqueles obtidos pela técnica da velocidade de grupo, pode-se dizer que a velocidade de fase proporciona valores mais precisos para a medição de concentração de líquidos.

### 4.3.3 Medições de densidade e de velocidade da onda longitudinal

Foi possível, ainda, utilizar-se o sensor em fibra óptica para obter experimentalmente os valores de densidade volumétrica do fluido,  $\rho_f$ , e de velocidade de fase da onda longitudinal no fluido,  $c_{lf}$ . Para tanto, utilizou-se os dados experimentais das velocidades de fase para o modo QSCH obtidos pelo sensor em fibra, descritos no subtópico 4.3.2, e uma solução numérica similar àquela descrita no tópico 2.3. A única modificação à solução numérica descrita no tópico 2.3 é que, agora, utiliza-se a velocidade de fase obtida experimentalmente como entrada, e estima-se o valor de  $\rho_f$ , ou de  $c_{lf}$ .

Procedendo-se dessa maneira, obtiveram-se os valores de  $\rho_f$  para as concentrações de 0 %, 20 %, 40 %, e 100 % de água em etanol, as quais são apresentadas na Tabela 4. Para tanto, utilizou-se as velocidades de fase obtidas experimentalmente, apresentadas no subtópico 4.3.2, e os valores teóricos para  $c_{lf}$ , apresentados na terceira coluna da Tabela 4. Também se apresentam nesta tabela, na quarta coluna, os valores de  $\rho_f$  medidos com um densímetro (modelo DMA 35, da Anton Paar). Adotando-se os valores medidos pelo densímetro como referência, obteve-se diferença relativa entre os mesmos e os valores obtidos experimentalmente, como também se apresenta na Tabela 4.

**Tabela 4** - Densidade teórica e experimental do fluido, e diferenças relativas para as diferentes concentrações de água em etanol abordadas.

	Temperatura [°C]	$c_{lf}$ teórico [m/s]	$\delta_f$ referencial [kg/m <sup>3</sup> ]	$\delta_f$ experimental [kg/m <sup>3</sup> ]	Diferença relativa [%]
0 %	27	1176	786,6	844,0	7,20
20 %	27	1300	831,3	966,4	16,25
40%	27	1425	858,9	995,8	15,93

100 %	27	1500	997,4	989,7	0,78
-------	----	------	-------	-------	------

Fonte: Do próprio autor.

Seguindo o mesmo procedimento descrito anteriormente, obtiveram-se os valores de  $c_{lf}$  experimentais para as concentrações de 0 %, 20 %, 40 %, e 100 % de água em etanol, os quais são apresentados na Tabela 5. Para tanto, utilizou-se as velocidades de fase obtidas experimentalmente, apresentadas no subtópico 4.3.2, e os valores de  $\rho_f$  medidos pelo densímetro. Também se apresentam nesta tabela os valores teóricos de  $c_{lf}$  e a diferença relativa entre os mesmos e os valores experimentais obtidos.

**Tabela 5** - Velocidades longitudinais teórica e experimental para as diferentes concentrações de água em etanol abordadas.

	Temperatura [°C]	$\delta_f$ teórico [kg/m <sup>3</sup> ]	$c_{lf}$ teórico [m/s]	$c_{lf}$ experimental [m/s]	Diferença relativa [%]
0 %	27	786,6	1176	1037,8	11,75
20 %	27	831,3	1300	1194,2	8,13
40%	27	858,9	1425	1276,9	10,40
100 %	27	997,4	1500	1430,9	4,61

Fonte: Do próprio autor.

Apesar das consideráveis diferenças relativas apresentadas na Tabela 4 e na Tabela 5, pode se observar a tendência crescente dos valores experimentais com o aumento das concentrações de água em etanol, semelhante à tendência crescente dos valores teóricos. Os valores maiores das diferenças relativas são referentes às concentrações centrais de 20 % e de 40 %, os quais podem ser explicados pela menor banda de frequências medidas nestas concentrações.

## 5 DISCUSSÃO FINAL E CONCLUSÃO

Neste trabalho, abordou-se a utilização do sensor de deslocamento angular em fibra óptica para a caracterização de líquidos, utilizando-se ondas de Lamb e o modo quase Scholte. Para tanto, primeiramente fez-se necessário um breve estudo sobre a propagação de ondas guiadas em placas submersas em fluidos, apresentado no Capítulo 2. Nesse estudo, também se obtiveram as curvas de dispersão para as ondas de Lamb e para o modo quase Scholte, considerando-se diferentes líquidos. Estas curvas foram importantes para a obtenção dos valores teóricos da velocidade de fase, os quais foram comparados com os valores experimentais obtidos no Capítulo 4.

Posteriormente, abordou-se o princípio de funcionamento do sensor óptico, analisando-se seu modelamento matemático proposto por Sakamoto (2012), como apresentado no Capítulo 3. Ainda nesse capítulo, também foram obtidas as curvas estáticas características para o sensor, considerando-se diferentes configurações do mesmo. As curvas estáticas foram importantes para a obtenção dos valores absolutos de deslocamento angular e linear, e para se compreender qual a configuração mais adequada para se utilizar em cada caso. Para os casos de menores deslocamentos, por exemplo, é mais interessante se utilizar as curvas da Figura 13. Já para o caso de deslocamentos maiores, é mais adequado se utilizar as curvas da Figura 14. Entretanto, a utilização da fibra óptica monomodo tem a vantagem de um perfil óptico sem cintilações aleatórias, o que ocorre na fibra óptica multimodos devido às vibrações ambientais. Por este motivo, decidiu-se utilizar a fibra monomodo.

No Capítulo 3 também se descreveu todo o processo de montagem do sensor, compreendendo o posicionamento das fibras ópticas na cabeça sensora, o acoplamento de luz à fibra emissora, e o posicionamento da lente e da superfície reflexiva. Nesse processo, como a clivagem da fibra óptica se deu artesanalmente, exigiu-se certa prática, dadas as dimensões micrométricas da seção transversal da fibra. Também se descreveu, neste capítulo, um processo prático para se calibrar o sensor reflexivo, o qual foi adotado no Capítulo 4 para se obter a curva estática característica do sensor em tensão elétrica (volts) por deslocamento angular ( $\mu\text{rad}$ ).

Montado o sensor, procedeu-se a utilização do mesmo em operações dinâmicas, visando-se medir ondas ultrassônicas guiadas em uma placa metálica de alumínio. Para tanto, posicionou-se a cabeça sensora em frente à placa metálica, polindo-se o local em que o *spot*

óptico incide na placa. Neste ponto, pôde-se notar que, quanto melhor o polimento da placa, melhor a qualidade do *spot* nela refletido. Para lentes com distâncias focais menores, por exemplo, as quais produzem *spots* menores, é necessário um melhor polimento da placa. Isso ocorre, pois o diâmetro do *spot* passa a ficar cada vez mais semelhante à ordem de grandeza das imperfeições na superfície da placa polida.

Visando-se validar a utilização do sensor reflexivo, excitou-se o modo A0 em uma placa de alumínio com 1 mm de espessura, medindo-se o pulso propagado na placa pelo sensor reflexivo e pela piezocerâmica. Calculando-se as velocidades de grupo medidas pelo sensor óptico e pela piezocerâmica, e comparando-se os valores experimentais com os valores previstos teoricamente pelas curvas de dispersão (Figura 4), obtêm-se diferenças relativas de 2,72 % e de 2,20 % para o sensor óptico e para a piezocerâmica, respectivamente. Tendo em vista a proximidade das diferenças relativas obtidas, validou-se a utilização do sensor em fibra óptica para medição de ondas de Lamb *in-plane* em placas metálicas de alumínio.

Comparando-se a medida realizada pelo sensor em fibra com a realizada pela piezocerâmica, é interessante resaltar que a medida realizada pelo sensor óptico possui um perfil de onda mais semelhante ao sinal de excitação. Ademais, também se pode observar que a largura do pulso medido pelo sensor em fibra óptica é maior, o que provavelmente é causado pela capacidade do sensor óptico em medir a dispersão da onda de Lamb. Esta diferença pode ser causada pelo desacoplamento mecânico que há na medida realizada pelo sensor óptico, o que não ocorre no caso da medida realizada pela piezocerâmica.

Visando-se a caracterização de líquidos utilizando-se ondas de Lamb e o modo QSCH, imergiu-se parcialmente a placa de alumínio no fluido a ser caracterizado. Variando-se o nível de imersão,  $d_L$ , utilizaram-se duas técnicas distintas para a medição da concentração de água em etanol: a da velocidade de grupo, e a da velocidade de fase. Utilizando-se primeiramente a técnica da velocidade de grupo, obteve-se a velocidade de grupo do modo QSCH para o ácido acético, e as velocidades de grupo para as diferentes concentrações de água em etanol. Comparando-se os valores medidos com os valores teóricos previstos pelas curvas de dispersão foi possível se obter a diferença relativa de 6,11 % para o ácido acético, e de 7,698 %, 0,037 %, 1,000 % e 2,823 % para as concentrações de 0 %, 20 %, 40 % e 100 % de água em etanol. Considerando-se essas diferenças relativas, pode-se afirmar que o sensor em fibra óptica é capaz de medir a velocidade de grupo,  $c_g$ , do modo QSCH propagado em placas metálicas.

Com os valores das velocidades de grupo obtidas, foi possível se obter o gráfico de  $c_g$  medido, pela porcentagem de água em etanol, como apresentado na Figura 50. Para fins comparativos, também se apresentou nesta figura uma curva polinomial aproximada dos valores experimentais de  $c_g$  nas concentrações abordadas. Para este caso, o desvio padrão obtido entre as velocidades obtidas na prática e os valores teóricos, previstos pela curva de dispersão, é de 52 m/s.

Analisando-se a Figura 50, pode-se dizer que o sensor em fibra óptica é capaz de medir a porcentagem de água em etanol. Para baixas porcentagens de água em etanol, o gráfico da Figura 50 apresenta-se bem linear, e com alta sensibilidade a variação da porcentagem. Para altas porcentagens de água em etanol (acima de 45 %), entretanto, a medição não é tão eficaz, pois o polinômio apresenta-se como uma função de duplo valor. Sendo assim, a medição da porcentagem de água em etanol não pode ser feita de forma direta e unívoca para valores acima de 45 %.

Utilizando-se, agora, a técnica da velocidade de fase, abordada no tópico 4.3.2, obteve-se a curva de dispersão para a velocidade de fase do modo QSCH propagado no ácido acético, no álcool etílico absoluto, e na água deionizada, como se pode observar nas Figuras 52, 53, 54 e 55. Utilizando-se esta mesma técnica, obteve-se a velocidade de fase para diferentes concentrações de água em etanol, como se pode ver na Tabela 3. Os erros relativos entre as velocidades de fase obtidas na prática e os valores teóricos, previstos pela curva de dispersão, foram de 0,18 %, 0,70 %, 0,87 % e 0,87 %, para as concentrações de 0 %, 20 %, 40 % e 100 % de água em etanol. Neste caso, o desvio padrão entre as velocidades práticas e teóricas foi de 3,78 m/s.

Utilizando-se os dados da Tabela 3, obteve-se o gráfico de  $c_p$  pela concentração de água em etanol, mostrado na Figura 56. Analisando-se a Figura 56, pode-se observar que, da mesma maneira que na Figura 50, o polinômio é bem linear para baixas concentrações de água em etanol, mas constitui-se uma função de duplo valor para valores de porcentagem acima de 45 %. Dessa maneira, como anteriormente, a medição da porcentagem de água em etanol não pode ser feita de forma direta e unívoca para valores acima de 45 %.

Comparando-se os erros percentuais, os desvios padrões e os coeficientes de correlação obtidos pelas duas técnicas, é possível se concluir que a técnica da velocidade de fase proporciona valores mais precisos para a velocidade a concentração. O desvio padrão obtido para a técnica da velocidade de fase, por exemplo, é quase quatorze vezes menor quando comparado com o desvio padrão obtido na técnica da velocidade de grupo. Outra vantagem

relacionada à técnica da velocidade de fase é a grande largura de banda medida a cada experimento realizado, o que não se é possível na técnica da velocidade de grupo, na qual se mede a velocidade apenas para uma única frequência. Para o caso da água deionizada, por exemplo, pode-se medir a velocidade de fase para uma largura de banda de quase 200 kHz.

Também foi possível, utilizando-se os valores experimentais das velocidades de fase do modo QSCH obtidos pela técnica da velocidade de fase, obter os valores experimentais para a densidade do fluido e para a velocidade de fase longitudinal no fluido, considerando as concentrações de 0 %, 20 %, 40 %, e 100 % de água em etanol. Apesar das consideráveis diferenças relativas entre os valores experimentais e os valores teóricos obtidos, nota-se, assim como nos valores teóricos, a crescente tendência dos valores experimentais com o aumento das concentrações. Estes resultados mostram que o sensor em fibra óptica é capaz de medir diferentes características de um dado fluido sob teste, utilizando-se apenas um ciclo de medidas com vários níveis de imersão.

Outra importante conclusão deste trabalho refere-se à capacidade do sensor de medir ondas elásticas *in-plane* e *out-of-plane*, já que foi medido tanto o modo simétrico fundamental quanto o modo antissimétrico fundamental da onda de Lamb. Um interferômetro óptico demonstra certa dificuldade em se detectar ondas *in-plane*, o que não ocorreu no caso do sensor angular à fibra óptica.

Utilizando-se o sensor em fibra, destaca-se que foi possível obter o deslocamento linear absoluto na direção  $z$ , provocado pela propagação do modo A0 em uma placa metálica de alumínio. Para fins comparativos, também utilizou-se o interferômetro de Michelson para medir os deslocamentos em  $z$  provocados pela onda propagada. Na Figura 38 se apresentam os deslocamentos obtidos pelos dois sensores.

Como se pode observar da Figura 38, há boa concordância entre as formas de onda dos sinais adquiridos pelos dois sensores, principalmente com relação aos quatro ciclos senoidais provenientes da característica do sinal de excitação. Há certa discrepância, entretanto, nos picos dos sinais captados, para o tempo de 0,24 ms em diante. A maior diferença relativa percentual entre os dois sinais captados é de 37 %, que ocorre entre 0,24 e 0,25 ms. Esta discrepância pode ser causada pela dificuldade que o interferômetro de Michelson tem para se detectar ondas *in-plane* (MONCHALIN, 1986), o que não ocorre para o caso do sensor em fibra óptica. Dessa forma, como o sensor à fibra óptica consegue captar tanto a componente predominante *out-of-plane* quanto a componente minoritária *in-plane* do Modo A0, a

amplitude do sinal captado por ele é maior que a amplitude do sinal captado pelo interferômetro.

## 5.1 PERSPECTIVA PARA TRABALHOS FUTUROS

Como perspectiva para trabalhos futuros, pretende-se, além de detectar ondas ultrassônicas por sensor óptico, também gerá-las por um pulso de laser. Pretende-se, também, utilizar o *setup* desenvolvido para se caracterizar outros fluidos. Ademais, também se pretende utilizar o sensor para medir os deslocamentos lineares para outros tipos de ondas mecânicas.

## REFERÊNCIAS

- ALEKSOFF, C.C. Temporally modulated holography. *Applied optics*, Washington, v. 10, n. 6, p.1329-1341. 1971.
- AULD, B. A. *Acoustic fields and waves in solids*. Malabar: Krieger, 1973. v. 1-2.
- BEARD, P.; MILLS, T. Miniature optical fibre ultrasonic hydrophone using a Fabry-Perot polymer film interferometer. *Electronics Letters*, Stevenage, v. 33, n. 9, p. 801-903. 1997.
- BLOUIN, A.; DELAYE, P.; DROLET, D.; MONCHALIN, J. P. Optical detection of ultrasound by two-wave mixing in photorefractive semiconductor crystals under applied field. *Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation*, New York, v. 16, p. 571-577. 1997.
- BRAMHAVAR, S.; POUET, B.; MURRAY, T. W. Superheterodyne detection of high frequency acoustic waves. In: INTERNATIONAL SYMPOSIUM ON LASER ULTRASONICS: SCIENCE, TECHNOLOGY AND APPLICATIONS, 1., 2008, Montreal. *Anais...* [S.l.: s.n.], 2008. p. 1-6.
- BRAMHAVAR, S.; POUET, B.; MURRAY, T. W. Superheterodyne detection of laser generated acoustic waves. *Applied Physics Letters*, Montreal, v. 94, n. 11, p. 3-6. 2009.
- CEGLA, F. B.; CAWLEY, P.; LOWE, M. J. S. Material property measurement using the quasi-Scholte mode - A waveguide sensor. *Journal of the Acoustical Society of America*, Melville, v.117, n. 3, p. 1098-1107, 2005.
- CLARK, M. Optical detection of ultrasound on rough surfaces using speckle correlated spatial filtering. In: INTERNATIONAL SYMPOSIUM ON LASER-ULTRASONICS - SCIENCE, TECHNOLOGY AND APPLICATIONS, 2., 2010, Talence. *Anais...* Talence, France: [s.n.], 2011. p. 1-4.(Conference Series).
- DEWHURST, R. J.; SHAN, Q. Optical remote measurement of ultrasound. *Measurement Science and Technology*, Bristol, v. 10, n. 11, p. 139-168. 1999.
- DEWHURST, R. J.; WILLIAMS, B. A. Fibre optic system for the monitoring of asymmetric Lamb wave modulation in thin films. *Electronics Letters*, Stevenage, v. 33, n. 21, p. 1813-1815. 1997.
- EDWARDS, C.; STRATOUDAKI, T.; DIXON, S.; PALMER, S. Laser generated ultrasound: efficiency and damage thresholds in carbon fibre reinforced composites. *IEE Proceedings-Science, Measurement and Technology*, Stevenage, v. 148, n. 4, p.139-142. 2001.
- HARIHARAN, P. *Basics of interferometry*. 2 ed. Boston: Elsevier, 2007. 249 p.

HO, H. P.; LO, K. C.; CHAN, Y.; LI, R. K. Y.; WU, C. M. L. Application of passive quadrature phase demodulation for the detection of laser ultrasound. *Optics and Lasers in Engineering*, London, v. 38, n. 6, p. 549-556. 2002.

KINO, G. S. *Acoustic waves: devices, imaging, and analog signal processing*. Englewood Cliffs: Prentice-Hall, 1987. 601 p.

KLEIN, M. B.; BACHER, G. D.; GRUNNET-JEPSEN, A.; WRIGHT, D.; MOERNER, W. E. Homodyne detection of ultrasonic surface displacements using two-wave mixing in photorefractive polymers. *Optics Communications*, Amsterdam, v. 162, n. 1, p.79-84. 1999.

KORPEL, A. Visualization of the cross section of a sound beam by bragg diffraction of light. *Applied Physics Letters*, Melville, v. 9, n. 12, p.425-427. 1966.

LAMB, H. On waves in an elastic plate. *Proceedings of the Royal Society of London*. London, v. 93, n. 648, p. 114-128, 1917. (Series A).

LANDAU, L. D.; LIFSHITZ, E. M. *Fluid mechanics*. Amsterdam: Pergamon, 1966. 536 p.

MASSEY, G. A. An optical heterodyne ultrasonic image converter. *Proceedings of the IEEE*, Piscataway, v. 56, n. 12, p.2157-2162. 1968a.

MASSEY, G. A. *Study of vibration measurement by laser methods*. Washington: National Aeronautics and Space Administration, 1968b. 67 p.

MAYERICH, D.; ABBOTT, L. C.; MCCORMICK, B. H. Knife edge scanning microscopy for imaging and reconstruction of three-dimensional anatomical structures of the mouse brain. *Journal of Microscopy*, Chichester, v. 231, p.134-143. 2008.

MEZRICH, R.; VILKOMERSON, D.; ETZOLD, K. Ultrasonic-Waves - Their Interferometric measurement and display. *Applied Optics*, Washington, v. 15, n. 6, p.1499-1505. 1976.

MONCHALIN, J. P. Optical detection of ultrasound. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, Piscataway, v. 33, n. 5, p.485-499. 1986.

MONCHALIN, J. P. Laser-ultrasonics: from the laboratory to industry. In: Quantitative Nondestructive Evaluation. *AIP Conference Proceedings*, Melville, v. 700, p. 3-31. 2004.

MURFIN, A. S.; SODEN, R. A. J.; HATRICK, D.; DEWHURST, R. J. Laser-ultrasound detection systems: a comparative study with Rayleigh waves. *Measurement Science and Technology*, Bristol, v. 11, n. 8, p.1208-1219. 2000.

NOKES, M. A.; HILL, B. C.; BARELLI, A. E. Fiber optic heterodyne interferometer for vibration measurements in biological systems. *Review of Scientific Instruments*, Melville, v. 49, n. 6, p.722-728. 1978.

PIERCE, S. G.; CULSHAW, B.; PHILP, W. R.; LECUYER, F.; FARLOW, R. Broadband Lamb wave measurements in aluminium and carbon/glass fibre reinforced composite

materials using non-contacting laser generation and detection. *Ultrasonics*, Amsterdam, v. 35, n. 2, p.105-114. 1997.

PIERCE, S. G.; CULSHAW, B. Laser generation of ultrasonic Lamb waves using low power optical sources. *IEE Proceedings - Science, Measurement and Technology*, Stevenage, v. 145, n. 5, p.244-249. 1998.

POUET, B.; BREUGNOT, S.; CLÉMENCEAU, P. Robust laser-ultrasonic interferometer based on random quadrature demodulation. *AIP Conference Proceedings*, Melville, v. 820, p.233-239. 2006.

POUET, B.; LEFAUDEUX, N.; CLEMENCEAU, P. Laser Ultrasonic Inspection Based on In-Plane Detection and Shear Wave Generation. In: INTERNATIONAL SYMPOSIUM ON LASER ULTRASONICS: SCIENCE, TECHNOLOGY AND APPLICATIONS, 1., 2008. Montreal. *Anais...* Montreal: [s.n.]: 2008. p. 3-8.

ROSE, J. L. *Ultrasonic guided waves in solid media*. New York: Cambridge University Press, 2014. 669 p.

ROSENTHAL, A.; RAZANSKY, D.; NTZIACHRISTOS, V. High-sensitivity compact ultrasonic detector based on a pi-phase-shifted fiber Bragg grating. *Optics letters*, Washington, v. 36, n. 10, p.1833-1835. 2011.

ROYER, D.; DIEULESAINT, E. *Elastic waves in solids I: free and guided propagation*. Heidelberg: Springer, 1996. 390 p.

SAKAMOTO, J. M. S. *Sensor em fibra óptica aplicado à caracterização de atuadores piezoelétricos flexionais*. 2006. 173 f. Dissertação (Mestrado) – Faculdade de Engenharia, Universidade Estadual Paulista - UNESP, Ilha Solteira, 2006.

SAKAMOTO, J. M. S.; PACHECO, G. M. Theory and experiment for single lens fiber optical microphone. *Physics Procedia*, Amsterdam, v. 3, n. 1, p. 651-658, 2010.

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*, Washington, v. 51, n. 20, p. 4841-4851, 2012.

SAKAMOTO, J. M. S. *Laser ultrasonics system with a fiber optic angular displacement sensor*. 2012. 177 f. Tese (Doutorado) – Instituto Tecnológico de Aeronáutica, São José dos Campos, 2012.

SCHOLTE, J. G. On the stoneley wave equation. *Geophysics*, North Holland, v. 45, p. 20-25. 1941.

SIEGMAN, A.E. *Lasers*. Sausalito: University Science Books, 1986. 1304 p.

SORAZU, B. et al. Optical generation and detection of ultrasound. *Strain*, Houston, v. 39, n. 3, p.111-114. 2003.

TAKIY, A. E. Uso de ondas de Lamb e de Scholte para caracterização de líquidos. 2015. 125 f. Tese (Doutorado) – Faculdade de Engenharia, Universidade Estadual Paulista, Ilha Solteira, 2015.

THOMSON, J. K.; WICKRAMASINGHE, H. K.; ASH, E. A. A Fabry-Perot acoustic surface vibration detector - application to acoustic holography. *Journal of Physics D: Applied Physics*, Bristol, v. 6, n. 6, p.677-687. 1973.

WANG, H. Collimated beam fiber optic position sensor: effects of sample rotations on modulation functions. *Optical Engineering*, Bellingham, v. 36, n. 1, p. 8-14, 1997.

WHITMAN, R.; AHMED, M.; KORPEL, A. A progress report on the laser scanned acoustic camera. *Acoustical holography*, New York, v. 4, p.11. 1972.

WHITMAN, R.; LAUB, L. J; BATES, W. J. Acoustic surface displacement measurements on a wedge-shaped transducer using an optical probe technique. *IEEE Transactions on Sonics and Ultrasonics*, Piscataway, v. 15, n. 3, p.186-189. 1968.

WILKENS, V.; KOCH, C. Fiber-optic multilayer hydrophone for ultrasonic measurement. *Ultrasonics*, Amsterdam, v. 37, n. 1, p.45-49. 1999.

WILLIAMS, B. A.; DEWHURST, R. J. Differential fibre-optic sensing of laser-generated ultrasound. *Electronics Letters*, Stevenage, v. 31, n. 5, p.391-392. 1995.