UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO INSTITUTO DE FÍSICA E QUÍMICA DE SÃO CARLOS

"Construção do dispositivo de onda acústica superficial (SAW) e sua caracterização através da técnica do "Laser Probe"

PETER WILLIAN OLIVEIRA

Orientador: Prof. Dr. José Pedro Andreeta

1.1

SERVIÇO DE BIBLIOTECA E INFORMAÇÃO - IFQSC FÍSICA

.

Dissertação apresentada ao Instituto de Física e Química de São Carlos, para obtenção do Título de Mestre em Física Aplicada.



Departamento de Física e Ciência de materiais SÃO CARLOS -1990-

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

INSTITUTO DE FÍSICA E QUÍMICA DE SÃO CARLOS

MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA DISSERTASÃO DE MESTRAIO DE PETER WILLIAM OLIVEIRA APRESENTADA AS INSTITUTO DE FÍSICA E QUIMICA DE SÃO CARLOS, DA UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO, EN 23/10/90

COMISSAE UNLEADING;

attant to contract and

197

José Pedro Andreeta

Prof. Dr. Maximo Siu Li

I dim t OK

Prof. Dr. José Edimar Barbosa de Oliveira

Cx. Postal, 369 - FONE (0162) 71-1016 - CEP 13.560 - São Carlos - SP - Telex 162374 - FQSC - BR - BRASIL

SERVIÇO DE BIBLIOTECA E INFORMAÇÃO = IFOSE /29

Dedico esta dissertação

k

Aos meus pais Edelberto e Rosa pelo exemplo e à minha irmã Tide pelo constante incentivo. Ao Prof. Dr. José Pedro Andreeta pela orientação, amizade, apoio e dedicação ao longo deste trabalho.

Ao Prof. Dr. José Edimar Barbosa Oliveira pelo incentivo, auxilio e discussões durante a realização deste trabalho.

Ao Prof. Dr. José Cleber da Cunha Pinto pela disponilidade do Laboratório de Microeletrônica (L M E).

Ao Prof. Mauricio Pereira da Cunha pelas sugestões e atenções dispensadas.

Ao Dr. Mohamed A. Sharif pelas discussões e metalizações nos substratos.

Ao Prof. Dr. Máximo Siu Li pelos comentários e considerações em relação a este trabalho.

Ao Antônio Carlos Hernandes pela amizade, discussões e sugestões que muito contribuiram para este trabalho.

Ao Valdenir Aparecido Botura pela amizade e colaborações prestadas.

Ao Cláudio José de Lima pela amizade e atenções dispensadas.

Ao Paulo Roberto Bueno pelo polimento dos substratos, amizade e a toda dedicação dispensada a este trabalho.

Ao Cássio Dominucci pela amizade e ajuda na montagem do sistema de medida.

Ao técnico João Frigo pelo crescimento dos cristais.

Ao Prof. Dr. Ireno Denicolo pela orientação dos monocristais de LiNbO₃.

Aos técnicos da oficina de óptica, em especial ao Jonas pelos comentários e trabalhos realizados.

Ao engenheiro Edson Géa Vildoto pelas discussões e colaboração prestados para a realização deste trabalho.

Ao Prof. Renê Aires e ao Prof. Hiroshi Tejima pelos comentários e discussões.

Ao Dr. José Heraldo Gallo Luiz F. de Matteo Ferraz e Isabel pela atenção dispensada.

Ao Gilberto, Gandhi, Rosangela, Henrique, Zezinho, Delboni, A. C. Castro e Margarida pela amizade.

À Prof^a. Lucy e à Maria José pelo constante incentivo e amizade.

Aos meus pais e irmãos pelo amparo e incentivo.

À Célia pelo carinho e apoio.

Ao CNPq pelo apoio financeiro

Finalmente agradeço a todas as pessoas que direta ou indiretamente contribuiram para a realização deste trabalho e que involutariamente tiveram os seus nomes omotidos.

ÍNDICE

LISTA DE ILUSTRAÇÕES E TABELAS	1 -J
RESUMO	12-I
ABSTRACT	13-1
INTRODUÇÃO	14-I
CAPÍTULO I	
Onda Acústica de Superfície	
1.1Conceitos Básicos	1
1.20nda acústica de superfície	2
1.3 Formulação usando espectro angular de Onda Plana	6
1.4 Fontes de perdas por propagação em linha de atraso	7
1.4.1 Perdas devido à pressãode gases	8
1.4.2 Perdas por propagação em função da frequência	9
1.5 Efeitos secundários que contribuiem para a perda total	
do dispositivo	12
1.5.1 Difração e desvio de feixe	12
1.5.2 Trânsito triplo	20
1.5.3 Interação de modos volumétricos	21
1.5.5 Reflexão nas bordas do substrato	22
CAPÍTULO II	

.

Interação da Luz com a Onda Acústica Superficial	24
2.1 Conceitos básicos	24
2.2 Interação da luz com a onda acústica superficial	27

•

2.2.1	Derivação do	teorema	de H	elmholtz-Kirchoff	da	equação	de	onda	32
2.2.2	Difração das	luz pela	onda	Rayleigh					35

CAPÍTULO III

Preparação do Substrato de LiNbO ₃ para Dispositivoas OAS.	42
3.1. Crescimento do monocristal de LiNbO ₃	43
3.2 Planos Usados para a construção dos substratos	44
3.3 Orientação cristalográfica	47
3.4 Corte	49
3.5 Observação dos monodomínios ferroelétricos no LiNbO $_3$	50
3.6 Lapidação e polimento	52
3.7 Limpeza dos substratos	57
3.8 Tratamento termico	60

CAPÍTULO IV

Caracterização Elétrica do Disposirivo OAS	65
4.1 Metalização e máscaras litográficas	65
4.2 Construção dos transdutores interdigitais	66
4.3 Caracterização elétrica das linhas de atraso	69
4.3.1 Medida da impedância das partes de entrada e saída	69
4.3.2 Medida de transmissão	75
CAPÍTULO V	
Construção do sistema "Laser Probe" e caracterização	
do dispositivo OAS	85
5.1 O "Laser Probe" como um instrumento de medida	85
5.2 Procedimento experimental	88
5.2.1 Medida da variação do laser	92
5.2.2 Medida do diâmetro do feixe de laser	93
5.3 Medida da velocidade acústica no substrato de LiNbO ₃	95

5.3.1 Alinhamento do sistema para medir a velocidade	97
5.3.2 Atenuação dos ruídos na saída da fotomultiplicadora	100
5.3.2 Aumento da distância entre a fotomultiplicadora	
e o substrato	101
5.3.4 Polarização da luz incidente	104
5.3.5 Anexação de uma iris e uma janela difusa	
à frente da fotomultiplicadora	106
5.3.6 Amortecedores mecânicos	106
5.3.7 Calibração do sistema óptico	107
5.3.8 Medida Velocidade	107
5.4 Medida do campo acústico no substrato de LiNbO ₃	112
5.4.1 Variação da razão I_1/I_0 com a polarização	112
5.4.2 Variação da razão I_1/I_O com a freguência de	
excitação do transdutor	115
5.4.3 Campo da onda acústica superficial no substrato de LiNbO $_3$	122
5.4.4 Medida da perda intrínseca de uma linha de atraso	134
CONCLUSÃO	C1

•

LISTA DE FIGURAS E TABELAS

Fig. 1.1 Esquema de um dispositivo OAS [2]. 4 Fig. 1.2 Esquema de um transdutor interdigital periódico e uniforme com eletrodos simples [2]. 4

Fig. 1.3 Análise de difração usando a curva slowness [3] 7

Fig. 1.4 Atenuação devido ao carregamento de gases monoatômicos em função do peso molecular dos gases, à temperatura ambiente e pressão de 1 atm [8]. 9

Fig 1.5 Atenuação da onda superficial em função da frequência no LiNbO₃, Bi₁₂GeO₂₀ e quartzo [2] 10

Fig. 1.6 Atenuação de onda superficial devido ao carregamento do ar, em função de frequência para o LiNbO₃ e quartzo [2]. 11

Fig. 1.7 Atenuação versus distâcia entre áreas com sujeiras [2]. 11

Fig. 1.8 Atenuação versus distância entre áreas com trincas, riscos e buracos [2]. 12

Fig. 1.9 A amplitude das ondas de superfície com frequência de 170 MHz propagandose em um substrato de LiNbO₃ ao longo do eixo Z no corte YZ. A escala é expandida na direção Z. O comprimento da onda é de 20 m μ e a abertura W = 59 λ [9]. 13

Fig. 1.10 Representação esquemática do desvio do feixe [3]. 14

Fig. 1.11 Vista tridimensional da difração dos transdutores interdigitais [9]. 14

Fig. 1.12 Perda por difração e desvio do feixe em função da declividade e ângulo de fluxo de potência para materiais representados por aproximação como função de

 $(\hat{Z}/\hat{W})(1+\gamma)$ [10].Fig. 1.13 (a) Difração por transdutores não apodizados com abertura $W = 40 \lambda$ em 100MHz, (b) perfil teórico da amplitude para material isotrópico [12].

15

Fig. 1.13 (a) Difração por transdutores não apodizados com abertura $W = 40 \lambda$ em 100MHz, (b) perfil teórico da amplitude para material isotrópico [12]. 17

Fig. 1.14 Curva universal de perda por difração para todos os materiais representados, por aproximação, como função de (\hat{Z} / \hat{L}^2) (1+ γ), onde Z é a distância em comprimento de onda do entre os transdutores e L é a abertura acústica em comprimento de onda. O desvio do feixe não está incluido [2] 18

Fig. 1.15 Representação do desvio de feixe causado pelo erro na orientação sendo ℓ , μ , ν os ângulos e δ_i o desvio [3]. 19

Fig 1.16 Efeito do fenômeno de trânsito triplo na resposte em frequêncie do dispositivo [10]. 20

Fig 1.17 Representação do fenômeno trânsito triplo em uma linha de atraso [13]. 21

Fig 1.18 Representação da geração das ondas volumétricas pelo transdutor interdigital [14]. 22

Fig 1.19 a) Reflexões nas bordas do substrato b) Efeito apresentado quando as laterais são cortadas de forma obliqua c) Fixação do absorvedor acústico.[10] 23

Fig 2.1 Reflexão de dois planos equivalentes (separados por um comprimento de onda acústico Λ_{ac}) o qual adiciona uma fase ao longo da direção θ se a diferença AO + OB for igual a um um número inteiro de comprimentos de onda.[15] 25

Fig.2.2 A condição de consevação do momento é usada para derivar a condição de Bragg (2.5) para o raio óptico difratado pela aproximação da onda sonora. Sendo θ o Fig. 2.3. Propagação da onda acústica na superfície de um substrato [16]. 29 Fig 2.4 Interação da luz com a onda de Rayleigh [16]. 31 Fig 2.5 Condições de contorno para a derivação do Teorema de Helmholtz-Kirchoff [31]. 33 Fig. 3.1 Cela unitária do LiNbO₃ com algumas orentações cristalográficas.[1] 45 Fig.3.2 Definição da nomeclatura para indicar planos de corte dos cristais corte Y-Ζ. 46 Fig. 3.3 Desenho representativo do plano 128° Y-X em um monocristal de LiNbO₂. 48 Fig 3.4 Representação das paredes de domínios ferroelétricos no monocristal de LiNbO₃ 51 Fig 3.5 Região negativa do cristal com monodomínio ferroelétrico 51 Fig 3.6 Região positiva de um cristal de LiNbO₃ com monodomínio ferroelétrico. 52 Fig 3.7 Superficie de uma lâmina de LiNbO₃ lapidada 53 Fig. 3.8 Superficie danificada pelo desprendimento de grãos da lateral da lâmina de 54 LiNbO₃ Fig 3.9 Demosntração dos desbastes laterais e arredondamento das quinas nas lâminas 54 de LiNbO₃.

ângulo entre o raio incidente ou o raio difratado com a frente de onda acústica [15].

Fig 3.10 Desenho esquemático da disposição das laminas de LiNbO₃ em um suporte de vidro plano. 55

Fig 3.11 Superficie de LiNbO₃ polida durante uma hora com o abrasivo de alumina 0.3 μm.

Fig 3.12 Superficie da lâmina de LiNbO₃ com um tempo de polimento de 20 minutos com o abrasivo coloidal de 0.05 μ m. 57

Fig 3.13 Superfície da lâmina de LiNbO₃ em condições de uso como substrato de dispositivos de OAS em 70 mHz. 57

Fig 3.14 Superficie com residuos de polimento. 59

Fig 3.15 Tricas produzidas por tensões de corte e polimento (plano 120°Y-X). 61

Fig 3.16 Tendéncia de formação das trincas, corte 128° Y-X antes do tratamento térmico. 61

Fig 3.17 Trincas na superfície do LiNbO₃ corte 128° Y-X após tratamento térmico e novo polimento . 62

Fig. 3.18 Trincas na superficie do LiNbO₃ corte 128° Y-X após tratamento térmico e novo polimento. 63

Fig. 3.19 Programa de temperatura para o tratamento térmico ("anneling") no processo de preparação do substrato. 64

Fig.4.1 Transdutor interdigital normal utilizado em linhas de atraso depositado no substrato de LiNbO₃ [13]. 66

Fig.4.2 Transdutor interdigital de fase reversa utilizado em linhas de atraso tendo como substrato o LiNbO₃ [13]. 66

Fig. 4.3 Detalhe dos "dedos" dos trasdutores interdigitais. 69

Fig. 4.4 Linha de atraso encapsulada e com o circuito de casamento de impedância elétrico. 70

Fig. 4.5 Sistema de medida utilizado para a caracterização da impedância na porta de saída dos dispositivos OAS. 71

Fig. 4.6 Medida da impedância das portas de entrada e saída, sem casamento, do dispositivo OAS construído sobre o substrato de LiNbO₃ corte YZ, com apenas uma superfície polida. 72

Fig.4.7 Medida da impedância das portas de entrada e saida, sem casamento, do dispositivo OAS construído sobre o substrato de LiNbO₃ corte YZ, com ambas superfícies polidas. 73

Fig.4.8 Medida da impedância das portas de entrada e saída, sem casamento, do dispositivo OAS construído sobre o substrato de LiNbO₃ corte 128° Y-X, com apenas uma das superfícies polidas. 74

Fig.4.9 Montagem experimental utilizada para a medida de transmissão dos dispositivos OAS. 76

Fig 4.10 Medida de transmissão realizada na linha de atraso, sem o sistema de casamento de impedância, sobre o substrato de LiNbO₃ corte YZ com apenas uma superfície polida. 77

Fig 4.11 Medida de transmissão realizada na linha de atraso, sem o sistema de casamento de impedância, sobre o substrato de LiNbO₃ corte YZ, com as duas superfícies polidas. 78

Fig 4.12 Medida de transmissão realizada na linha de atraso, sem o sistema de casamento de impedância, sobre o substrato de LiNbO₃ corte 128[°] Y-X com apenas uma superfície polida. 79

Fig 4.13 Medida de transmissão realizada na linha de atraso, com o sistema de

casamento de impedância, sobre o substrato de LiNbO₃ corte 128^oY-X com apenas uma superfície polida. 80

Fig 4.14 Medida de transmissão realizada na linha de atraso, com o sistema de casamento de impedância, sobre o substrato de LiNbO₃ corte YZ com apenas uma superfície polida. 81

Fig 4.15 Medida de transmissão realizada na linha de atraso, com o sistema de casamento de impedância, sobre o substrato de LiNbO₃ corte YZ com ambas superfícies polidas. 82

Fig 4.16 Localização espectral das ondas de corpo em relação à resposta das ondas acústicas superfíciais, para linha de atraso com transdutores normais [13] 83

Fig. 5.1 Diagrama esquemático de uma linha de atraso e o uso do Laser Probe na investigação das ondas acústicas superficiais. 87

Fig. 5.2 Confirmação da equação 5.1 obtida com luz defletida pelas ondas acústicas de superfície à frequências de 635 a 1950 MHz. Dados experimentais obtidos por Slobodnick [60] 87

Fig. 5.3 Representação esquemática da produção e propagação da onda acústica de superfície. Os ângulos ϕ e θ definem a direção de propagação em relação ao eixo cristalino de referênia e o desvio do fluxo de potência da direção da velocidade de fase. 88

Fig.5.4 Foto da caixa limpa anexada ao sistema do "Laser Probe" para evitar poeira sobre o dispositivo OAS. 90

Fig. 5.5 Esquema utilizado para a análise da janela de vidro BK7 da caixa limpa. 91

Fig.5.6 Variação da intensidade do feixe do laser transmitido em vidro comum e na janela construida.Fig. 5.8 Deflexão do feixe refletido pelas ondas acústicas de superfície. 91

Fig. 5.7 Variação da intensidade do laser com o tempo, após três horas de funcionamento. O laser estava com uma proteção para minizar a troca de calor do tubo com o meio ambiente. 92

Fig. 5.8 Deflexão do feixe refletido pelas ondas acústicas de superfície. 93

Fig. 5.9 Representação do diâmetro do laser sobre a o substrato de LiNbO₃. 94

Fig. 5.10 Vista lateral do dispositivo usado no esquema da figura 5.8. 94

Fig. 5.11 Representação do visor do osciloscópio com um pulso originado de um feixe de raio gaussiano igual a W_p. 95

Fig. 5.12 Representação do feixe do laser interceptado pelo substrato em presença das ondas acústicas superficiais. 96

Fig 5.13 Representação do sistema utilizado para medir a velocidade acústica no dispositivo OAS.Fig 5.14 Esquema do alinhamento do goniômetro. 97

Fig 5.14 Esquema do alinhamento do goniômetro. 98

Fig 5.15 Esquema do alinhamento da superfície do substrato com o eixo central perpendicular ao goniômetro. 99

Fig.5.16 Desenho do sistema usado para transladar o substrato do dispositivo OAS com relação ao feixe incidente. 101

Fig 5.17 Espalhamento do laser nas superficies do substrato de LiNbO₃.. 102

Fig.5.18 a)Representação esquemática da diminuição do ruido provocado pelo espalhamento do feixe no substrato de LiNbO₃ com o aumento do caminho óptico.

103

Fig.5.19 Representação esquemática da atenuação do feixe espalhado pela parte rugosa do, substrato de LiNbO₃ 105

Fig. 5.20 Medida exemplo entre o sinal de ruído de fundo e o sinal difratado de primeira ordem no tempo com e sem polarizador à frente da fotomultiplicadora. Linha contínua sem polarizador e linha pontilhada medida com polarizador. 105

Fig. 5.21 Base utilizada para proporcionar maior estabilidade mecânica no sistema óptico com massa igual 14 Kg. 106

Fig. 5.22 Espectro de transmissão do filtro utilizado para a intensidade do feixe de ordem zero 107

Fig. 5.23 Espectro de transmissão do filtro utilizado para a intensidade do feixe de ordem zero 109

Fig 5.24 Anexação dos espelhos 1 e 2 na montagem do "laser Probe" 109

Fig 5.23 Verificação da equação 5.4 para o corte YZ do LiNbO₃ 109

Fig.5.25 Verificação da equação 5.4 para o corte 128° Y-X do LiNbO₃. 110

Fig.5.26 Gráfico demonstrando a precisão da medida de um ângulo de 47^o usando o nosso sistema óptico (figura 5.12.) 111

Fig.5.27 Medida exemplo do feixe Io no ponto ponto de polarização -20 graus.113

Fig. 5.28 Medida exemplo do feixe I₁ no ponto de polarização -20 graus. 114

Fig 5.29 Resultados experimentais de I₁/I₀ em função do ângulo de polarização da luz incidente. 114

Fig 5.30 Representação do ponto onde o laser inside sobre o substrato de $LiNbO_3$ para medir I₁ e I₀ em função da frequência de excitação do transdutor. 115

Fig 5.31 Gráfico relacionando as amplitudes relativas da forma $A_n \setminus A_o$ em função da variação da frequência. a) 60 MHz 116

Fig 5.31 Gráfico relacionando as amplitudes relativas da forma An\Ao em função da

variação da frequência. b) 65 MHz c)70 MHz d)75MHz e) 80 MHz 117

Fig 5.31 Gráfico relacionando as amplitudes relativas da forma A_n\A_o em função da variação da frequência. 80 MHz 118

Fig 5.32 Banda passante medida pelo método óptico e elétrico em uma linha de atraso construída sobre um substrato de LiNbO₃ corte YZ. 119

Fig 5.33 Banda passante medida pelo método óptico e elétrico em uma linha de atraso construída sobre um substrato de LiNbO₂ corte 128^o Y-X. 120

Fig 5.34 Gráfico relacionando a banda passante medida pelo método óptico e elétrico em uma linha de atraso construída sobre um substrato de LiNbO₃ corte YZ com os duas superfícies polidas. 121

Fig 5.35 Posições onde determinamos pelo Laser Probe a amplitude acústica na superficie do sustrato de LiNbO₂. 123

Fig. 5.36 a) e b). Discrepância na medida da frente de onda provocada por imperfeições na superfície. 123

Fig. 5.37 a) e b) Frentes de onda acústica superficial relacionadas à figura 5.33 com correções.

Fig 5.38 Visualização das frentes da onda acústica de frequência 70MHz propagando na superfície do substrato de LiNbO₃ corte YZ com uma superfície polida. Posições do transdutor de excitação : (a) 1 mm, (b) 3 mm, c) 5 mm 125

Fig 5.38 Visualização das frentes da onda acústica de frequência 70MHz propagando na superfície do substrato de LiNbO₃ corte YZ com uma superfície polida. Posições do transdutor de excitação : d) 7 mm, e) 9 mm e d) 11 mm 126

Fig 5.39 Visualização das frentes da onda acústica de frequência 70MHz propagando na superfície do substrato de LiNbO₃ corte YZ com as duas superfícies polidas. Posições do transdutor de excitação : (a) 1 mm, (b) 3 mm, c) 5 mm 127 Fig 5.39 Visualização das frentes da onda acústica de frequência 70MHz propagando na superfície do substrato de LiNbO₃ corte YZ com as duas superfícies polidas. Posições do transdutor de excitação : d) 7 mm, e) 9 mm e d) 11 mm . 128

Fig 5.40 Visualização das frentes da onda acústica de frequência 70MHz propagando na superfície do substrato de LiNbO₃ corte 128[°] Y-Z com apenas uma superfície polida. Posições do transdutor de excitação : (a) 1 mm, (b) 3 mm, c) 5 mm 129

Fig 5.40 Visualização das frentes da onde acústica de frequência 70MHz propagando na superfície do substrato de LiNbO₃ corte 128° Y-Z com apenas uma superfície polida. Posições do transdutor de excitação : d) 7mm, e) 9 mm e d) 11 mm 130

Fig 5.41 Visualização de duas frentes da onda acústica de frequência 70MHz propagando na superfície do substrato de LiNbO₃ corte YZ com uma superfície polida. Em posições do transdutor de excitação a) 1mm b) 11mm. 131

Fig5.42Visualização de duas frentes de onda acústica de frequência 70MHzpropagando na superfície do substrato de LiNbO2 corte YZ com as duas superfíciespolidas. Em posições do transdutor de excitação a) 1mm b) 11mm.132

Fig 5.43 Visualização de duas frentes de onda acústica de frequência 70MHz propagando na superfície do substrato de LiNbO₃ corte 128^o Y-X. Em posições a)1mm b)11mm

Fig. 5.44 Campo acústico para o substrato corte Y-Zcom um lado polido. a) Vista a125° do eixo de propagação b) 225° do eixo de propagação134

Fig.5.45 Esquema elétrico para a verificação da perda inerente de um dispositivo OAS 135

Fig 5.46 Representação das posições de medida para a verificação da perda intráficeca

Fig 5.47. Frentes da onda acústica superficial medida no transdutor de excitação. O quadrado representa medida no ponto 1 e o astrístico no ponto 2 da figura 5.43.

Fig. 5.48 Frentes de onda em um após ao transdutor de recepção com e sem carga de 50 Ω . O quadrado representa afrente de onda com o transdutor em aberto e o asterístico representa a frente de onda quando inserida a carga de 50 Ω . 137

Tab 5.1 Relação entre as velocidades medidas pelo "Laser Probe" e fornecido pela bibliografia [34] 111

Tab 5.2 Amplitude máxima para cada substrato usado, com 1P e 2P siginificando umae duas superfícies polidas131

Tab 5.3 Ângulo de desvio do fluxo de enegia com a normal aos transdutores 133

RESUMO

Neste trabalho apresentaremos os procedimentos para a confecção de substratos de LiNbO₃ para dispositivos OAS (Ondas Acústicas Superficiais), assim como a construção de linhas de atraso, caracterização elétrica e pelo método do "Laser Probe".

No procedimento experimental, inicialmente descreveremos os métodos e cuidados para a preparação dos substratos do monocristal de LiNbO₃, produzido nos laboratórios do **Grupo de Crescimento de Cristais do DFCM - IFQSC - USP**, para serem utilizados em linhas de atraso com frequência central de operação de 70 MHz.

Na segunda etapa, descreveremos a construção dos transdutores, o encapsulamento e a caracterização elétrica das linhas de atraso. A caracterização elétrica consta das medidas de impedância das portas de entrada e saída , e da medida de transmissão em um espectro de frequência do dispositivo OAS.

Finalmente, para a caracterização dos substratos confeccionados e utilizados nas linhas de atraso. construímos um sistema óptico, "Laser Probe", que nos permite medir a velocidade e determinar o campo da onda acústica superficial sobre esses substratos. Apresentamos através do conhecimento do campo acústico, o espalhamento, o desvio de feixe acústico com relação ao alinhamento dos transdutores e as frentes de ondas superficiais em regiões do substrato.

Resultados das medidas de perda intrínseca (6 dB) por linha de atraso e o espectro de transmisão dos dispositivos OAS foram apresentados. Sendo a última medida apresentada em comparação com a medida de transmissão da caracterização elétrica.

12-J

ABSTRACT

In this work a procedure is presented for fabricating $LiNbO_3$ substrates for Surface Acoustic Wave (SAW) devices. Also described is the construction of SAW delay lines which are characterized using electrical and acoustic-optical methods.

Firstly, the experimental methods for producing $LiNbO_3$ single crystal substrates for operation at 70 MHz are described in detail. The single crystals were grown in the crystal growth laboratory of DFCM-IFQSC.

Secondly, the techiniques for building the transducers are discussed including the encapsulation. The delay lines are then characterized eletrically by measuring the impedance of transducers and also the transmission frequency spectra of the SAW devices.

Finally, for the characterization of substrates used in delay lines, a laser probe technique was developed, which allows the propagation velocities to be measured. Surface acoustic wave filds in these substrates are then determined making it possible to obtain the scattering, beam steering acoustic and the surface wave fronts in the substrates regions.

As an aplication, results of intrinsic loss (6dB) and pass band measurements in the delay line are presented. These results are found to be in good agreement with previosly published data.

13-J

INTRODUÇÃO

As ondas acústicas de superfície foram descobertas por Lord Rayleigh em 1889, porém tiveram aplicações em dispositivos somente em meados da década de 1960. O primeiro trabalho nesse sentido foi realizado por White e Voltmer, que demostraram ser possível transmitir um sinal elétrico através da superfície plana de um material piezoelétrico por meio de um par de transdutores interdigitais.

As propriedades como baixa perda por propagação, alto coeficiente de acoplamento piezoelétrico, reduzido espalhamento por difração e baixa produção das ondas de corpo em determinadas direções são algumas das vantagens do monocristal de LiNbO₃ na aplicação em dispositivos de ondas acústicas de superfície (OAS). Em vista dessas propriedades tem se concentrado esforços para a caracterização desse monocristal.

Atualmente, em muitos casos, os dispositivos OAS, vem substituindo os dispositivos convencionais em sistemas de telecomunicações e controle por possuirem:

a) pequenas dimensões e peso reduzido.

b) produção em larga escala e custo relativamente baixo.

c) alta confiabilidade.

d) flexibilidade na criação de dispositivos, pela facilidade ao acesso de sinal transportado pelas ondas acústicas no percurso de propagação.

Nesse trabalho realizamos um estudo sobre as ondas de Rayleigh e as perdas nos dispositivos OAS, com ênfase na perda por propagação. Isso nos fornecerá dados sobre a ordem de grandeza das perdas com relação a faixa de frequencia usada. Para a montagem do sistema óptico e a avaliação dos resultados, analisamos também a interação da luz com as ondas de Rayleigh.

Nosso objetivo é preparar o substrato com monocristais de LiNbO₃ crescido no laboratório do Grupo de Crescimento de Cristais do DFCM, construir um dispositivo OAS, caracteriza-lo eletricamente e montar um sitema óptico, "Laser Probe", para o mapeamento das ondas acústicas superficiais nestes substrato.

A preparação do substrato consta de orientação do LiNbO₃, corte das lâminas, polimento e limpeza. Foi realizado após cada efeito de choque mecânico (corte e polimento) e choque térmico (após crescimento e limpeza), um "anneling" sobre as amostras tensionadas.

Construimos sobre os substratos de LiNbO₃, pelo método litográfico (CPqD-Telebrás e Poli-USP), transdutores interdigitais para a geração de onda acústica superficial. A caracterização elétrica se faz necessária para podermos casar eletricamente as portas de entrada e saída do dispositivo e para determinarmos a banda passante.

Para a avaliação sitemática do dispositivo OAS se faz necessário uma caracterização da propagação da onda acústica no substrato.desse modo desenvolvemos em conjunto com o ITA uma técnica até então inexistente no Brasil, o "Laser Probe". Esta técnica nos permite mapear as amplitudes máximas das ondas superficiais sobre o substrato de propagação e com isso determinar a perda por propagação, o desvio do feixe, a difração, a variação da amplitude de frequência, o fluxo de energia, a variação com a temperatura e presença de gases, etc.

A ênfase concentra-se no método de preparação dos substratos para dispositivos OAS e na construção do "Laser Probe" como ferramenta de caracterização de qualquer dispositivo OAS e caracterização de novos materiais.

CAPÍTULO I

ONDA ACÚSTICA SUPERFICIAL

1.1 Conceitos Básicos.

Dependendo de sua estrutura os cristais são comumente classificados em sete sistemas: triclínicos, monoclínicos, ortorrômbico, tetragonal, trigonal, hexagonal e cúbico. Esses sistemas podem novamente ser subdivididos em grupos pontuais (classes de cristais) de acordo com a sua simetria com respeito a um ponto. Existem 32 classes de cristais e 21 delas não possuem centro de simetria. Das 21 classes não centrosimétricas, 20 apresentam polarização elétrica quando submetito a uma tensão mecânica ou à aplicação de um campo elétrico. O efeito é linear, ou seja, a inversão do estímulo sobre essas classes de cristais resulta numa inversão da resposta, e este efeito é denominado piezoelétrico. Das 20 classes de cristais piezoelétricos, 10 são caracterizados pelo fato de possuirem um único eixo polar. Os cristais pertencentes a esta classe são chamados de polares por apresentarem uma polarização expontânea. Esta classe é conhecida como a classe dos piezoelétricos.

Um cristal é denominado ferroelétrico quando ele tem dois ou mais estados de orientação na ausência de um campo elétrico e podem ser trocados de um para outro desses estados por um campo elétrico. Cristais ferroelétricos são considerados subgrupos da classe dos piroelétricos. O comportamento de vários ferroelétricos são de grande importância tecnológica por apresentarem uma alta constante dielétrica, em combinação com uma polarização expontânea [1].

Em uma relação unidimensional relacionamos a polarização elétrica P ao campo elétrico e à tensão X através da equação:

$P = -bX + \chi E$

د. این او در محمد مید دادن از مانو و مراهده م 1.1

onde b e χ são o coeficiente de deslocamento piezoelétrico e susceptibilidade, respectivamente. O deslocamento elástico ϵ está relacionado com b, X e E pela equação:

$$\epsilon = -sX + bE$$

onde s é a compliância elástica a um campo elétrico constante.

Um outro importante coeficiente para a aplicação em dispositivos eletroacústicos é o coeficiente de acoplamento piezoelétrico k^2 . Rigorosamente, ele representa a relação entre a energia acústica e a energia total armazenada no transdutor. Uma maneira de se determinar este parâmetro é através das variações percentuais na velocidade $\Delta V/V_o$ que pode ser escrita como [2]:

1.2

 $k^2 = 2,2 \frac{V_0 - V_m}{V_0} = 2,2 \frac{\Delta V}{V_0}$ 1.3

onde V_o é a velocidade na superfície livre e V_m é a velocidade com a superfície metalizada.

1.2 Ondas Acusticas de Superficie

Dispositivos OAS (Ondas acústicas de superfície) tem recebido considerável atenção nos últimos anos devido a sua incorporação em dispositivos eletrônicos como filtros, linha de atraso, compressor de pulso, sensores, etc. Por outro lado, a base teórica das ondas acústicas superficiais foi estudada no final do século XIX quando Lord Rayleigh tentava estabelecer as propriedades das ondas sísmicas de superfície.

Ondas acústicas em sólidos é uma forma de distúrbio envolvendo deformação do material. Essa deformação ocorre quando a distância entre os átomos é alterada e, com isso, aparece uma força restauradora que tende sempre fazer com que o material retorne ao seu estado de equilíbrio. A deformação varia com o tempo e o movimento dos átomos é determinado pela força restauradora e pelos efeitos inerciais. Quando a onda se propaga cada átomo oscila em torno do seu ponto de equilíbrio transmitindo assim a informação de átomo para átomo. O material com estas características é chamado de elástico e as ondas mecânicas que se propagam neste meio são denominadas ondas elaísticas (ou acústicas).

Um tipo simples de onda a considerar é a onda plana propagando em um meio infinito e homogêneo. Essa onda é provocada por uma deformação harmônica no espaço e no tempo com todos os átomos mantendo-se no plano normal à direção de propagação tendo o mesmo movimento. Existem dois tipos de ondas planas: as longitudinais, aquelas que os átomos vibram na direção de propagação e as ondas

transversais, onde os átomos vibram no plano normal à direção de propagação. Estas ondas tem velocidade usuais entre 1000 e 10000 m/s [3].

Se o meio de propagação for "limitado", as condições de contorno podem afetar substancialmente as características das ondas. No caso particular da onda acústica de superfície, que é guiada ao longo da superfície plana, a sua amplitude decai exponencialmente com a profundidade. O meio de propagação que é chamado de substrato possue, normalmente, uma espessura de 1 mm e as outras dimensões (comprimento e largura) dependem da aplicação. No meio limitado existem também outros tipos de ondas, por exemplo, uma placa com dois planos paralelos de contorno fazem com que vários modos dispersivos se propagem pela placa com diferentes velocidades. Um meio pode ser considerado infinito quando suas dimensões são bem maiores que o comprimento da onda propagante.

Uma das mais importantes propriedades das ondas acústicas é a baixa velocidade de propagação comparada com a velocidade das ondas eletromagnéticas. Essa diferença é da ordem de 10⁵vezes menor. A baixa velocidade das ondas acústicas causam pequenos comprimentos de onda comparada com as das ondas eletromagnéticas à mesma frequência (por volta de 10⁵ vezes menor), com isso os dispositivos acústicos possuem tamanho e peso reduzidos comparado com os dispositivos eletromagnéticos.

Quando se escolhe um meio piezoelétrico para a propagação, a onda acústica é acompanhada por um campo elétrico na superfície. Visto que a deformação está associada ao campo elétrico localizado, então, através deste efeito podemos gerar onda acústica pela aplicação de uma tensão variada em eletrodos fixados na superfície, como veremos mais adiante. Os eletrodos são conhecidos como transdutores interdigitais os quais estão esquematicamente mostrados na figura (1.1).

White e Voltmer em 1965 foram os primeiros a usarem transdutores interdigitais para a produção e recepção de ondas acústicas superficiais pela exploração do efeito piezoelétrico. Os eletrodos eram idênticos e estavam conectados alternadamente em duas barras como mostrado na figura 1.2



Fig 1.1 Esquema de um dispositivo OAS [2].

	AL WALK	10.00	A STATES	al distant
	Same and the	intell Britters	- Shiki take	
and all in	a share	- Y-LANG	Sec. Sec.	an the second
	r and a state	ALC: NO.	Same Section	
	2		3. 3.	
				ř.

Figura 1.2 Esquema de um transdutor interdigital periódico e uniforme com eletrodos simples [2].

O acoplamento eficiente das ondas de superfície ocorrem se o transdutor tem periodicidade igual ou próximo do comprimento de onda superficial no material, isto requer uma frequência apropriada para a aplicação do campo. Por exemplo, para um transdutor de $LiNbO_3$ no plano YZ operar em 100 MHz o comprimento de onda acústica é próximo de 32 μ m. Como a largura dos eletrodos é de um quarto de onda, cada eletrodo terá cerca de 8 μ m de largura, figura 1.2. A simetria do transdutor produz ondas em direções opostas, por isso é preciso acoplar um absorvedor na superfície onde não se quer onda acústica.

Um tipo simples de dispositivo é uma linha de atraso composta por dois transdutores, um para gerar as ondas acústicas e outro para detectá-las, figura 1.2. Quando um sinal elétrico é aplicado em um dos transdutores, o mesmo é convertido em onda acústica superficial. A onda acústica gerada transportará a informação até o outro transdutor, que irá convertê—la em sinal elétrico novamente. O atraso é determinado pela separação entre os transdutores e a velocidade de propagação da onda.

Supondo que os transdutores tenham eficiência máxima, que convertam toda a potência elétrica para a onda acústica de superfície, mesmo assim, a metade da potência é irradiada em ambos os sentidos da direção perpendicular ao transdutor de excitação, dando uma perda de 3 dB por transdutor. Portanto o dispositivo possui uma perda intrinseca total (perda de inserção) igual a 6 dB. Assim, perdas no transdutor devido a outras causas são pequenas quando o mesmo está bem dimensionado. A atenuação e o espalhamento por difração da onda acústica de superficie podem ser minimizados pelo uso de uma suficiente abertura (W), figura 1.2, e pela aproximação dos transdutores (gerador e receptor). Para evitar que o transdutor de emissão emita potência refletida ao sistema de excitação, o casamento de impedância se faz necessário. A impedância dos transdutores tem componente resistiva e capacitiva. Para corrigir a parte imaginária da impedância devemos conectar indutores em série com os transdutores, figura 1.2. A abertura W não influencia somente a impedância do trandutor, mas também a difração. Pode-se escolher transdutores de modo a minimizar a difração e obter uma impedância conveniente. Aberturas de 20 a 100 comprimentos de ondas, alguns poucos milimetros, é conveniente para a construção do dispositivo.

Com um projeto apropriado, determinadas linhas de atraso apresentam perdas de inserção com menos de 10 dB. Contudo, muitas vezes esta baixa perda em alguns dispositivos favorece o aparecimento do fenômeno de reflexão. Para eliminar este efeito indesejável, certos dispositivos são projetados de forma a obter uma perda de inserção maior. O efeito de reflexão é devido a natureza bidirecional dos transdutores e do casamento elétrico perfeito entre os transdutores e os circuitos

externos. Tanto o transdutor de emissão como o de recepção refletem fortemente a onda acustica. Este efeito distorce o sinal de saída e é conhecido como "trânsito triplo", porque a onda percorre o substrato três vezes. O trânsito triplo é frequentemente eliminado quando não se faz um casamento elétrico perfeito do transdutor de recepção e do transdutor de excitação e com seus respectivos circuitos externos. Como consequência disso a perda total se aproxima de 15 dB.

1.3 Formulação Usando o Espectro Angular de Onda Plana

Considerando-se a superfície do material situado no plano X-Y, a amplitude da onda é proporcional à exp (-j ($xK_x + yK_y$)) onde o fator exp(j ω t) é omitido por ω ser constante. Assume-se que não há perda de propagação neste tratamento. A figura 1.4 mostra K_x e K_y representados nos eixos X e Y respectivamente. O vetor $K(\phi)$ faz um ângulo ϕ com o eixo X [3].

Então $K_x = K(\phi) \cos\phi e K_y = K(\phi) \sin\phi$, onde $K(\phi) = \omega/v(\phi) e v(\phi)$ é a velocidade de fase das ondas que se propagam na direção definida por ϕ . A curva $K(\phi)$ em função de ϕ é chamada de "slowness". A figura 1.3 mostra esquematicamente esta curva relacionando-a com o vetor de onda. A curva pode depender do material do substrato e de sua orientação cristalina. Para um material isotrópico, $K(\phi) e v(\phi)$ são independentes de ϕ , e a curva é um círculo. O eixo X é normal aos eletrodos do transdutor os quais geram ondas de superfície. O ângulo θ na figura 1.3 relaciona a direção X com o eixo cristalino de maior velocidade. Para θ constante a velocidade da onda superfícial v é uma função de ϕ . Pode-se expressar esta velocidade em função de θ tendo $\phi = 0$. Tomaremos θ sempre constante.

O sistema é linear [4], a solução geral pode ser obtida pela soma das funções na forma de exp[-j ($xK_x + yK_y$)].

Assumindo que K_X é determinado por K_y , o distúrbio total pode ser representado por um campo escalar $\psi(x,y)$ dado por :

$$\psi(\mathbf{x},\mathbf{y}) = \int_{-\infty}^{\infty} \psi(\mathbf{K}_{\mathbf{y}}) \exp\left[-j\left\{\mathbf{x}\mathbf{K}_{\mathbf{x}}(\mathbf{K}_{\mathbf{y}}) + \mathbf{y}\mathbf{K}_{\mathbf{y}}\right\}\right] d\mathbf{K}_{\mathbf{y}} \quad \text{para } \mathbf{x} \ge 0 \qquad 1.4$$

onde $\psi(x,y)$ é a função resultante das ondas propagantes. Fazendo x=0 nesta equação mostra-se que $\psi(o,y)$ é a transformada de Fourier de $\psi(K_y)$.



Fig. 1.3 Análise de difração usando a curva slowness [3]

$$\psi(K_y) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \psi(o,y') \exp((jy'K_y)) dy'$$
1.5

Então o distúrbio em qualquer ponto (x,y) pode ser obtido de $\psi(0,y)$ em x=0 pela transformação de $\psi(K_y)$ e pela equação (3.1). A função $K_x(K_y)$ é dada por:

$$[K_{X}(K_{V})]^{2} = [K(\phi)]^{2} - K_{V}^{2}$$
1.6

Com isso, para $x \ge 0$, apenas soluções positivas de K_x são obtidas para determinar posteriormente o valor em função de K_x e em função de K_y . Discutido por Milsom [5].

1.4 Fontes de Perdas por propagação em Linha de Atraso.

A baixa perda por propagação ou atenuação é essencial para linhas de atraso e para outros dispositivos processadores de sinal que requerem longo tempo de atraso. É baseado nesse fato que abordamos aqui as fontes principais de perdas relativas ao substrato [6].

A perda de inserção total devido aos dois transdutores de uma linha de atraso é dada por :

$$I = E_1 E_2 \exp(-\alpha_t \hat{Z})$$
 1.7

Onde E é a eficiência do transdutor, α_t é o coeficiente de atenuação da superfície à uma dada temperatura e \hat{Z} a distância entre os transdutores. A medida de atenuação com a temperatura tem sido feita em dispositivos usando somente um par de eletrodos, mas outros efeitos independentes da temperatura podem estar atuando de uma forma não prevista e provocando assim falsos resultados. Usa-se a técnica de "Laser Probe" para determinar as perdas por propagação e, consequentemente, a perda de inserção devido aos transdutores.

A perda por propagação das ondas acústicas superficiais contribui fortemente para que o dispositivvo possua uma maior perda de inserção total. Este tipo de perda só é significativa para frequências superiores a 1 GHz em substratos devidamente polidos. A dependência das perdas em função da frequência é mostrada na figura 1.5. A perda por propagação ou atenuação é devida a três fatores [7]:

a)interação com ondas elásticas excitadas termicamente

b)espalhamento por defeitos cristalinos, impurezas, perfurações e arranhões no polimento óptico.

c)perda de energia para a atmosfera adjacente à superficie.

1.4.1 Perdas devido à pressão de gases.

As ondas acústicas de superfície propagando-se ao longo da interface entre o substrato e o ar ou outros gases resulta em uma atenuação da velocidade desta onda. Nas frequências de microondas isso pode significar um aumento significativo na perda de inserção do dispositivo, figura 1.6. As causas mais prováveis dessa atenuação são a emissão de ondas compressionais e as perdas por atrito, sendo a primeira o mecanismo dominante. A figura 1.4 esquematiza o efeito dessa atenuação para vários gases e um fato prático e importante : Baixas perdas de inserção podem ser obtidas encapsulando o dispositivo OSA com um gás leve, quando não for possível o encapsulamento a vácuo.



Fig. 1.4 Atenuação devido ao carregamento de gases monoatômicos em função do peso molecular dos gases, à temperatura ambiente e pressão de 1 atm [8].

1.4.2 Perdas por Propagação em Função da Frequência

A dependencia das perdas em função da frequência é mostrada nas figuras 1.5 e 1.6.

Quantitativamente as perdas obedecem às seguintes leis empiricas onde F e dado em GHz [4]

LiNbO ₃ YZ	$Perda(dB/\mu s) = 0,88 F^{1,9} +$	0,19 F
Bi ₁₂ GeO ₂₀ (001,110)	Perda(dB/ μ s) = 1,45 F ^{1,9}	+ 0,19 F
Quartzo YZ	Perda(dB/Ms) = 2,15 F ^{2,0}	+ 0,45 F

Os termos F^{1,9} e F^{2,0} referem-se à propagação da onda através do vácuo, enquanto o segundo termo é devido a interface como meio ambiente. Pelas equações acima pode-se notar que abaixo de 200 MHz estas perdas são despreziveis.



Fig. 1.5 Atenuação da onda superficial em função da frequência no LiNbO₃, Bi₁₂GeO₂₀ e quartzo [2].

Consideramos até o momento os cristais com polimento óptico perfeito. Nessas condições as perdas seriam devido apenas às propriedades intrínsecas do material, contudo, quando se projeta um dispositivo OAS deve-se levar em conta o efeito da superfície na perda por propagação da onda no substrato. Como o nosso trabalho inclue também métodos para a preparação dos substratos usados por nós, é conveniente apresentarmos aqui resultados e correlações entre defeitos na superfície e a atenuação da onda superficial.

Se a rugosidade da superficie onde propaga a onda acústica for da ordem de 0,25 do comprimento de onda, esta causa um acréscimo de 50% na atenuação da onda [2]. A dopagem do LiNbO₃ com 0,01% em mol de MgO não altera as propriedades da superfície e ajuda a diminuir as perdas independentes da temperatura.

O efeito das impurezas na superfície de propagação provoca perdas nas ondas acústicas superficiais, como ilustra a figura 1.7. As trincas, ranhuras profundas e buracos também causam alta atenuação, figura 1.8. As ranhuras da ordem de $0,1\mu$ m ou menos causam degradação substancial para moderadas linhas de atraso abaixo de 1 GHz.



Fig. 1.6 Atenuação de onda superficial devido ao carregamento do ar, em função da frequência para o LiNbO₃ e quartzo [2].



Fig. 1.7 Atenuação versus distâcia entre áreas com sujeiras com dimensões de 5 μ m a uma frequência de 1897 MHz [2].



Fig. 1.8 Atenuação da onda acústica superficial com frequência de 1897 MHz versus distância entre áreas com trincas, riscos e buracos com dimensões de aproximadamente $1\mu m$ [2].

1.5 Efeitos Secundários que Contribuem para a Perda Total do Dispositivo.

1.5.1 Difração e Desvio do Feixe .

As ondas acústicas superficiais geradas por um transdutor não apodizados são difratados de maneira similar à onda eletromagnética quando passa por uma fenda simples . Em particular, próximo ao transdutor de excitação, o feixe conserva a abertura do transdutor. O tratamento neste caso é feito pela teoria de Fresnel. Quando estamos tratando em regiões distantes do transdutor de excitação, ou região de Franhofer, os raios divergem com um ângulo determinado pela abertura do transdutor. Próximo ao transdutor de excitação os efeitos de difração são relativamente pequenos, na prática são quase desprezíveis.

A distinção entre a difração óptica convencional e da ondas acústicas superficiais está baseada no meio de propagação, para as ondas acústicas o meio pode ser anisotrópico. Isto implica que a velocidade de fase depende da direção de propagação, com isso, o campo de difração depende do material do substrato e da orientação com relação aos eixos cristalográficos. Os cristais também podem exibir anisotropia óptica.

Os transdutores são considerados finitos por isso as ondas acústicas geradas

pelo transdutor interdigital (IDT), não formará um feixe ideal devido `a difração, figura 1.9 Nos substratos piezoelétricos o processo é ainda mais complexo devido a anisotropia, além da difração pode ocorrer também o desvio do feixe.

O fenômeno de desvio do feixe ocorre quando as direções de propagação de fase e de energia não coincidem, figura 1.10. Isso pode acarretar em um grande desvio do feixe acústico, e consequentemente a sua detecção pelo transdutor de saida, figura 1.9.

A difração é um fenômeno fixo para um dado substrato, figura 1.11. Por outro lado, desvio pode ser controlado pelo alinhamento preciso da fotomáscara através do método de raio X. Ambos os fenômenos causam alguns efeitos comuns no comportamento do dispositivo, pois contribuem para a perda de inserção, de maneira tal que a perda total de inserção não será a soma da contribuições separadas, figura 1.12 A difração também causa deterioração na resposta do filtro, tais como o aumento nos níveis dos lóbulos laterais, aumento nos valores mínimos e distorção na faixa de passagem.



Fig. 1.9 A amplitude das ondas de superfície com frequência de 170 MHz propagando-se em um substrato de LiNbO₃ ao longo do eixo Z no corte YZ. A escala é expandida na direção Z. O comprimento da onda é de 20 μ m e a abertura W = $59\Lambda_{ac}$ [9].


Fig. 1.10 Representação esquemática do desvio do feixe [3].



Fig.1.11 Vista tridimensional da difração dos transdutores interdigitais [9].

CERVIÇO DE DIST

11-1-1



Fig.1.12 Perda por difração e desvio do feixe em função da declividade e ângulo de fluxo de potência para materiais representados por aproximação como função de $(\hat{Z}/\hat{W})(1+\alpha)$ [10].

Uma medida quantitativa da influência da difração e do desvio do feixe poderá ser dada pela inclinação do ângulo do fluxo de potência. A amplitude e o sentido deste parâmetro determinam o grau de difração acústica. Um valor nulo deste parâmetro implica em difração isotrópica e nenhum desvio do feixe é observado. O valor de α = -1 implica numa menor difração e num maior desvio de feixe [11].

Para cortes que proporcionam a difração mínima (CDM), a perda por difração pode ser desprezada. Para termos sucesso em encontrar uma orientação CDM, algumas condições devem ser satisfeitas :

a) a superficie de velocidade deve ser parabólica

b)
$$\alpha = \frac{d\gamma}{2\theta} = -1$$

c) devem existir na vizinhança superficies parabólicas.

d) deve-se ter um grande espectro de cortes possíveis, todos com $\gamma=0$, para selecionar os casos que $\frac{\partial \gamma}{\partial \theta}$ - -1

A estimativa será feita em relação à isotropia próxima ao eixo do modo puro. Se a velocidade de fase corresponde aos ângulos vizinhos a θ temos:

$$V(\theta) = V_0(1 - \beta \theta^2)$$
 1.8

15

$$V(\theta) = V_0(1 + \frac{1}{2}\alpha\theta^2)$$
 1.9

onde β é a relação entre o fluxo de potência ou ângulo de desvio de feixe ϕ dada por :

$$\alpha = \frac{\partial \gamma}{\partial \theta} \Big|_{\theta=0}$$
 1.10

e Vo é a velocidade da fase na direção desse modo.

Se o transdutor estiver desalinhado por um ângulo $\Delta\theta$ em relação ao eixo do modo puro, então o ângulo de fluxo de potência será $2\beta\Delta\theta$. Como exemplo, tem-se para o Niobato de Lítio $\beta = 0,54$ para o corte Y-Z.

O modelamento completo desses efeitos pode se tornar complicado. Na maioria dos métodos de análise dos dispositivos OAS ignora-se a natureza das ondas superficiais. Geralmente usam-se métodos desenvolvidos para o estudo da difração de luz, como a teoria escalar de difração, sendo a análise por difração de Fresnel a mais popular. Um feixe colimado é altamente desejável tendo em vista que o mesmo apresenta amplitude e fase constantes, a figura 1.12 mostra as condições para termos um feixe colimado. A figura 1.13 mostra o fenômeno de difração em um substrato de LiNbO₃ por um transdutor com abertura de 40 comprimentos de onda a 100MHz.

Uma curva universal fornecendo a perda por difração para dois transdutores de mesma abertura está apresentada na figura 1.14. Esta curva pode ser usada para todos os substratos anisotrópicos. A dependência da velocidade de fase na direção de propagação pode ser aproximada por um parábola.

Próximo à origem o feixe possue apenas um pequeno espalhamento por difração. Isto ocorre tanto em materias isotrópicos como anisotrópicos. No entanto, materiais anisotrópicos podem exibir espalhamento de feixe fazendo o feixe se propagar em direções não normais à frente de onda. Quando o transdutor de excitação está próximo ao de recepção o efeito de espalhamento é desprezível com relação ao ganho total do dispositivo.

Para esta análise, suponha que $\psi(0,y)$ represente uma fonte linear que origina em x=0 e se extenda alguns comprimentos de onda na direção Y com fase independente de y. Neste caso a transformação $\psi(K_y)$ poderia ser significativa somente para K_y perto de zero, então somente uma parte da curva da figura 1.3 é relevante. A fase XK_x na equação 1.8 pode ser aproximada pela expansão de Taylor para X pequeno. Definindo $K_o = K_x(0)$, igual para o valor de $K(\phi)$ para $\phi=0$ temos $K_y << K_x$.



Fig. 1.13 (a) Difração por transdutores não apodizados com abertura $W = 40 \lambda$ em 100MHz, (b) perfil teórico da amplitude para material isotrópico [12].

$$K_x(K_y) \approx K_o - K_y (tag\gamma)$$
 1.12

Os termos quadráticos e ordem maiores são ignorados e γ é definido por:

$$\operatorname{tag} \gamma = -\left(\frac{\partial K_{\mathbf{X}}}{\partial K_{\mathbf{y}}}\right) \phi = 0$$
 1.13

Substituindo a equação (1.12) em (1.4) temos:

$$\psi(x,y) \approx \exp(-jxK_0) \psi(0, y) - xtag\gamma$$
 1.14

Então, no campo próximo ao transdutor de excitação não há distúrbio de propagação, mas a direção de propagação do feixe acústico faz um ângulo γ com o eixo x, isto é, com a direção normal à frente de onda . Este efeito é conhecido como espalhamento e pode ocorrer somente em meios anisotrópicos. A direção do feixe é normal à curva slowness como na figura 1.3. O ângulo γ é chamado de ângulo de espalhamento e geralmente depende do valor do ângulo θ . Da equação (1.13) temos :

$$\operatorname{tag} \gamma = \left(\frac{1}{\nabla} \quad \frac{\partial \nabla}{\partial \phi} \right) \phi = 0 \qquad = \frac{1}{\nabla} \frac{d \nabla}{d \theta}$$

geralmente γ é pequeno então tag $\gamma \approx \gamma$.



Fig. 1.14 Curva universal de perda por difração para todos os materiais representados, por aproximação, como função de (\hat{Z} / \hat{L}^2) (1+ α), onde Z é a distância em comprimentos de onda entre o trandutor de exitação e oponto de observação e L é a abertura acústica em comprimento de onda. O desvio do feixe não está incluido [2]

A figura 1.15 ilustra o desvio do feixe

As frentes de onda espalhadas são paralelas aos dedos dos transdutores proporcionando a captação de uma parte do feixe espalhado pelo transdutor de recepção, logicamente a potência de saida será reduzida. Este efeito é confirmado pela técnica de "Laser Probe".

1.15

1.5.3 Trânsito Triplo

Um importante efeito que tem influência significativa na resposta do sinal do filtro do dispositivo OAS é a reflexão do sinal acústico pelos transdutores. Como no nosso caso usamos um dispositivo com dois transdutores. Então o transdutor de recepção do sinal acústico reflete a onda superficial, que será refletida novamente pelo transdutor de excitação. Esse sinal percorre o substrato três vezes e a influência desse efeito sobre a resposta do filtro é conhecida como transito-triplo [2,3].

Na figura 1.16 mostra o efeito de trânsito-triplo. Se o atraso do sinal principal for de τ_A , o atraso do sinal do trânsito-triplo é de $3\tau_A$ e a frequência das ondulações na resposta do filtro é igual a metade do tempo de atraso do sinal principal. A causa maior destas reflexões é de natureza elétrica e é devida a estrutura do transdutor interdigital.

Conectando-se uma carga casada ao transdutor de recepção das ondas acústicas a metade da potência é absorvida na parte resistiva da carga, (figura 1.17). Da metade restante, um quarto é refletida para o transdutor de origem. Esse sinal com no mínimo 6dB abaixo do sinal inicial emitido ao chegar ao transdutor de origem sofre o mesmo processo de reflexão e, portanto um quarto desse sinal retorna ao transdutor de saída. Após todo o percurso o sinal já possui 12 dB de atenuação com relação ao sinal principal.



Fig 1.16 Efeito do fenômeno de trânsito triplo na resposta em frequência do dispositivo [10].



Fig 1.17 Representação do fenômeno trânsito triplo em uma linha de atraso [13].

1.5.4 Interação dos Modos Volumétricos.

A geração de ondas acústica superficiais por transdutores interdigitais possibilita uma geração simultânea de ondas de corpo, figura 1.18. Tais ondas interferem no sinal de saída dos transdutores de três maneiras distintas :

-Parte da energia usada para gerar as ondas superficiais é dispendida para gerar ondas volumétricas.

-As ondas superficiais e as ondas volumétricas se acoplam e a radiação dos transdutores é aumentada.

-As ondas volumétricas podem ser captadas pelo transdutor de recepção e alterar o sinal de resposta.

Para determinadas frequências de operação dos transdutores, a superficie e a parte inferior do substrato podem ser uma cavidade resonante, com isso os sinais

espúrios do filtro é agravado pela diversidade de caminho, na qual as ondas volumétricas podem percorrer entre os transdutores. No capítulo 4 este efeito está apresentado experimentalmente. Existem cortes do LiNbO₃ que apresentam uma baixa geração de ondas acústicas volumétricas, como por exemplo o 128⁰ Y-X.



Fig 1.18 Representação da geração das ondas volumétricas pelo transdutor interdigital [14].

1.5.5 Reflexão nas Bordas do Substrato.

Este tipo de sinal espúrio pode ser eliminado na etapa de preparação do substrato para a montagem da linha de atraso, (figura 1.19). Esses sinais espúrios são produzidos pelas múltiplas reflexões das ondas acústicas superficiais e volumétricas nas laterais do substrato e uma posterior interação nos transdutores interdigitais. Existem três métodos para a eliminação deste efeito:

-Após o polimento, lapidar as laterais com abrasivo de granulosidade bem maior que aquele usado no polimento.

-cortar as laterais dos substrato obliguamente com relação às frentes de onda.

-fixar absorvedor acústico na região de incidência das frentes de onda acústica.









Fig 1.19 a) Reflexões nas bordas do substrato b) Efeito apresentado quando as laterais são cortadas de forma obliqua c) Fixação do absorvedor acústico.[10]

CAPÍTULO II

INTERAÇÃO DA LUZ COM ONDAS ACÚSTICAS SUPERFICIAIS

2.1 Conceitos Básicos

Algumas das características de difração de Bragg da luz produzidas pelas ondas acústicas podem ser demonstrada se tomarmos a natureza dual, onda partícula para a onda acústica e a luz. De acordo com esta teoria um raio de luz com um vetor de propagação \vec{K}_i e frequência W_i pode ser considerada como um fluxo de partículas (fótons) com um momento $\hbar \vec{K}_i$ e energia $\hbar W_i$. A onda acústica também pode ser tratada como um fluxo de partículas (fônons) com momento $\hbar \vec{K}_{ac}$ e energia $\hbar W_{ac}$. A difração da luz pelo som, ilustrada na figura (2.1), pode ser descrita como uma série de colisões, onde cada colisão envolve a aniquilação de um fóton incidente com W_i e a criação simultânea de um outro fóton $W_d = W_{ac} + W_i$ que irá se propagar na direção do raio espalhado.[15]

Pela conservação do momento temos que $\hbar(\bar{K}_{ac} + \bar{K}_{d})$, da colisão das partículas. é igual ao momento $\hbar \bar{K}_{d}$ do fóton espalhado, então :

$$\vec{K}_{d} = \vec{K}_{ac} + \vec{K}_{i}$$
2.1

Pela conservação da energia temos :

$$W_{d} = W_{i} + W_{ac}$$
 2.2

Da equação (2.2) vemos que o raio difratado é modificado na frequeñcia por uma quantidade igual à frequência da onda acústica, então a interação envolve uma aniquilação de um fônon. Pela conservação da energia o fóton resultante fica com energia maior pela adição de energia do fônon aniquilado. O espalhamento produzirá um novo fóton com frequência dada por :

$$W_{d} = W_{i} - W_{ac}$$
 2.3

A relação entre o sinal da frequêcia é melhor visto usando os argumentos de Doppler-Shift como será mostrado mais adiante.



Fig 2.1 Reflexão de dois planos equivalentes (separados por um comprimento de onda acústico Λ_{ac}) o qual adiciona uma fase ao longo da direção θ se a diferença AO + OB for igual a um um número inteiro de comprimentos de onda.[16]

A condição de conservação do momento é equivalente à condição de Bragg. Para mostrarmos tal fato consideremos a figura 2.2.

Como a frequência do som de interesse é abaixo de 10¹⁰ HZ e o raio óptico é usualmente acima de 10¹³ HZ, temos que:

$$W_{d} = W_{i} + W_{ac} \simeq W_{i}$$
 2.4

Então $\vec{K}_{d} \simeq \vec{K}_{i}$ e a magnitude dos vetores ópticos são dados por K. A magnitude dos vetor de onda sonora é então $K_{ac} = 2K \text{ sen}\theta$. Usando $K_{ac} = \frac{2\pi}{\Lambda_{ac}}$ resulta:

$$2\Lambda_{ac}$$
 sen $\theta = \frac{\Lambda_0}{n}$; onde n é o indice de refração

que é a condição de Bragg para a difração.



Fig.2.2 A condição de consevação do momento é usada para derivar a condição de Bragg (2.5) para o raio óptico difratado pela aproximação da onda sonora. Sendo θ o ângulo entre o raio incidente ou o raio difratado com a frente de onda acústica [15].

A condição da alteração da frequência pode ser derivada pela consideração do efeito Doppler exercida por um raio óptico incidente em um espelho movendo-se à velocidade da onda acústica V_{ac} e num ângulo que satisfaz a condição de Bragg. A fórmula para a mudança da frequência Doppler para um objeto em um refletor em movimento é dada por [16] :

$$\Delta W = \frac{2W V}{c/n}$$
2.6

onde W é a frequência óptica, V é a componente da velocidade do objeto, que é paralela à direção de propagação da onda . Temos que V = V_{ac} sen θ e então:

2.5

$$\Delta W = 2W \frac{V_{ac} \, \text{sen}\theta}{C/n}$$
 2.7

Da equação (2.7) obtemos :

$$\Delta W \simeq \frac{2\pi V_{ac}}{\Lambda_{ac}} = W_{ac} \qquad 2.8$$

onde $W_d = W + W_{ac}$

Se o sentido de propagação for reverso ao da figura 2.1, a onda acústica tem velocidade contrária ao raio óptico e o efeito Doppler muda o sinal de W_s provocando uma alteração na frequência do raio difratado dado por $W_d = W - W_{ac}$.

2.2 Interação da Luz com a Onda Acústica Superficial

A interação da luz com ondas acústicas foi estudada primeiramente por Brilloin em 1922 e depois por Roman e Nath (1935) [16]. A invenção do laser, que é uma fonte de luz coerente, e o advento das técnicas de geração de ondas elasticas de alta frequência, possibilitaram um melhor estudo de interação de luz coerente com as ondas acústicas. É impossível, experimentalmente, obtermos franjas de interferência com duas fontes separadas não coerentes, como por exemplo, duas lâmpadas de filamentos. Esta situação é devida ao fato da luz de uma fonte não coerente não poder ser representada por um trem de ondas infinitas, isto é, não tem fase constante. Qualquer fonte que tenha uma relação ponto-a-ponto na sua fase é chamada de fonte coerente [17].

O interesse no estudo da interação da luz com as ondas acústicas superficiais teve início após o desenvolvimento da tecnologia de ondas acústicas superficiais no início de 1960 [18]. Ondas de Rayleigh [19] é um tipo de onda acústica propagante em uma superfície semi-infinita de um substrato com distendimento das partículas decaindo exponencialmente com relação à superfície.

Para aplicação destes dispositivos é necessário ter um conhecimento detalhado das características de propagação das ondas acústicas em qualquer substrato isotrópico ou anisotrópico. Normalmente tem-se usado a difração da luz incidente para o estudo das ondas acústicas superficiais. A difração da luz pela onda Rayleigh ocorre tanto pela luz refletida devido a ondulação da superfície em substratos opacos [20] como pela luz transmitida devido as ondulações das superfícies e o efeito fotoelástico na camada superficial de um substrato transparente. Isto tem sido usado amplamente como estudo das ondas acústicas para determinar características de propagação das ondas acústicas de superfície como por exemplo a medida de velocidade [21], a difração, o espalhamento do feixe acústico [22] e a atenuação e a reflexão devido a perturbação na superfície.

Tal caracterização óptica tem sido usada para os efeitos não lineares das ondas acústicas superficiais. O crescimento espacial de OAS harmônica gerada devido a não linearidade elástica no substrato, pode ser observado pela caracterização óptica.

Neste capitulo será descrito o principio básico da difração. As técnicas para a verificação óptica da onda acústica superficial serão discutidas junto com as vantagens e limitações.

A principal diferença da difração da luz pelas ondas volumétricas e ondas acústicas vem da propriedade única da onda acústica superficial. Em geral, a onda acústica superficial inclui ondas de Rayleigh, ondas dispersivas de Rayleigh [23] e ondas de Love [24]. A existência dessas ondas resulta em condições de contorno devido a uma superficie em um substrato semi-infinito ou a um filme fino no substrato (ondas dispersivas de Rayleigh e ondas de Love) [25]. Considerando a onda de Rayleigh propagando ao longo do eixo x_3 que é normal ao eixo x_2 , o somatório dos distendimentos de todas as partículas pode ser descrito como [26]:

$$U_{i} = \sum_{n=1}^{3} a_{in} \exp \left\{ \alpha_{n} kx_{2} + j(W_{s}t - kx_{3}) \right\} \quad .i = 1,2,3$$
 2.9

onde U_i é o somatório dos distendimentos das partículas, K é o número da onda acústica, a_{in} amplitude constante e αm é a constante de decaimento normalizado. As constantes a_{in} e α_n podem ser obtidas pela solução da equação de onda para o distendimento de uma partícula em um meio livre de tensões na superfície, como condição de contorno [27]. Como já descrito, em substatos isotrópicos, a solução do distendimento da partícula para as ondas de Rayleigh consiste em duas componentes apenas.

Os distendimentos da figura 2.3 estão 90° fora de fase, então os movimentos das partículas são elípicos. A amplitude da partícula decai exponencialmente da superfície do substrato em direção ao eixo x_2 na ordem de grandeza do comprimento

28

SERVIÇO DE BIBLIOTECA E INFORMAÇÃO - IFOSC FÍSICA da onda acústica. Estas ondas produzem rugosidade na superfície como também a variação periódica do índice de refração no meio.

A ondulação da superfície δ é dada pela componente normal do distendimento da partícula na superfície (x₂=0). Da equação 2.9 a ondulação da superfície pode ser descrita como:

$$\delta = \delta_1 \cos \left(\text{Wst - Kx}_3 \right)$$
 2.10

 $\delta 1 = \sum_{n=1}^{3} a_{2n}$



Fig. 2.3. Propagação da onda acústica na superfície de um substrato [16].

A variação periódica do índice de refração na camada da superfície onde propaga a onda acústica é causada pelo efeito foto elástico [28]. A onda acústica em um cristal altera as propriedades ópticas produzindo no cristal o efeito foto-elástico. A "indicatrix" é uma elipsóide de ondas normais cujos coeficientes são os componentes do tensor de permeabilidade dielétrica relativa B_{ij} para frequências ópticas. Se as coordenadas são referidas ao eixo-dielétrico principal do cristal a indicatrix é:

$$B_{11} X_1^2 + B_{22} X_2^2 + B_{33} X_3^2 = 1$$
2.12

$$B_{ii} = \left(\frac{1}{n_{ii}}\right)^2 = \frac{1}{\epsilon_{ii}} \quad (i = 1, 2, 3)$$
 2.13

 $n_{ii} e \epsilon_{ii}$ são os indices ópticos de refração e constantes dielétricas ao longo do eixo principal. Sob um distendimento elástico, a mudança de ΔB_{ij} na impermeabilidade é relacionada ao tensor $S_{\mu\mu}$ pela equação:

$$\Delta B_{ij} = P_{ijkl} S_{hi}$$
 2.14

onde Pukt é o tensor foto elástico é:

$$S_{\mu} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_{\mu}}{\partial X_{\mu}} + \frac{\partial U_{\mu}}{\partial X_{\mu}} \right)$$
 2.15

Com U₁ sendo a componente do distendimento da partícula.

A mudança do indice de refração Δn_{ij} e a constante dielétrica $\Delta \varepsilon_{ii}$ pode ser obtida de 2.13, 2.14 e 2.15, [28].

$$\Delta n_{ij} = -\frac{1}{4} n_{ij}^{3} P_{ijkl} \left(\frac{\partial U_k}{\partial X_l} + \frac{\partial U_l}{\partial X_k} \right)$$
 2.16

$$\Delta \epsilon_{ij} = -\frac{1}{2} \epsilon_{ij}^2 P_{ijkl} \left(\frac{\partial U_k}{\partial X_l} + \frac{\partial U_l}{\partial X_l} \right)$$
 2.17

A substituição do distendimento da partícula de 2.14 em 2.16 ou 2.17 dá a mudança do índice de refração Δn_{ij} ou uma constante dielétrica $\Delta \epsilon_{ij}$. Pela dependência transversal do movimento da partícula em uma onda acústica superficial, as grandezas Δn_{ij} e $\Delta \epsilon_{ij}$ dão termos "complicados". Devemos salientar que os subscritos i e j em Δn_{ij} indicam a polarização da luz difratada e incidente respectivamente. A difração da luz que envolve Δn_{ij} com i = j preserva a polarização da luz incidente.

As ondas de Rayleigh propagam-se na superfície do substrato e produzem

ondulações como bem uma variação periódica no indice de refração na região de propagação. Dependendo da largura do feixe incidente comparado com as ondas acústicas, a interação da luz com ondas de Raleigh pode ser considerada como uma grade de difração tipo fase ou uma deflexão periódica do feixe incidente. Se o feixe da luz tem alguns comprimentos de onda acústica de diâmetro, as ondulações da superfície e/ou a variação periódica do índice de refração, produzem uma grade tipo fase para a luz incidente. Se o feixe do laser é incidido na superfície com diâmetro menor que o comprimento da onda acústica, as ondulações afetan o ángulo de reflexão do feixe incidente.



Fig 2.4 Interação da luz com a onda de Rayleigh [16].

O espalhamento das ondas eletromagnéticas por uma superfície senoidal foi investigado por Rayleigh [29], Beckmann e Spizzichiro [30]. As ondas acústicas produzem uma variação senoidal na superfície do cristal.

O espalhamento da luz pela ondulação da superfície produzida pela onda de Rayleigh no sólido, pode ser tratado similarmente ao problema da luz espalhada por uma superfície periódica discutida por Beckmann (1963) [29].

A integral de Helmholtz pode ser usada para calcular o espalhamento do campo $E_2(p)$ em um ponto p.

$$\Sigma_{z} (p) = \frac{1}{4\pi} \int s \left(E \frac{\partial G}{\partial n} - G \frac{\partial E}{\partial n} \right) ds \qquad 2.18$$

Para térmos a validade da equação 2.18 usaremos o formalismo apresentado na seção 2.2.1

2.2.1) Derivação do Teorema Helmholtz-Kirchoff da equação de onda

Pelo teorema de Green podemos escrever [30] :

$$\iint \int_{V} \int_{V} \left[\psi \cdot \nabla^2 \phi - \phi \nabla^2 \psi \right] d^3 \upsilon = \iint_{\sum_{t}} \left[\psi \frac{\partial \phi}{\partial n} - \phi \frac{\partial \psi}{\partial n} \right] ds \qquad 2.19$$

Aqui a integral de volume estende até a superficie $\Sigma_{..}$ As derivadas $\frac{\partial \phi}{\partial n}$ e $\frac{\partial \psi}{\partial n}$ são tomadas normal ao exterior da superfície $\Sigma_{..}$ Então ψ e ϕ podem ser funções arbitrárias da posição que são suficientemente bem comportadas.

Pela aplicação do teorema de Gauss podemos provar o teorema de Green :

$$\iiint_{V} \nabla \cdot A \, d^{3}\upsilon = \iiint_{\sum_{t}} A.ds$$
 2.20

 $\mathbf{A} = \boldsymbol{\psi} \nabla \boldsymbol{\phi} \quad \mathbf{e} \qquad \mathbf{A}' = \boldsymbol{\phi} \boldsymbol{\Delta} \boldsymbol{\psi}$

Nós escolhemos ϕ (r') = \tilde{E} (r)

pela equação de Helmholtz:

$$\nabla^2 \phi = -K^2 \phi \qquad 2.21$$

$$\psi(\mathbf{r}') = \frac{e^{-ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}$$
 2.22

 $\nabla^2 \psi = k^2 \psi$ exceto quando r' = r é necessário excluir este ponto do volume V. Nós então circundaremos o ponto P(r) por uma pequena esfera de raio s. A superfi;cie Σ_t é dada pela soma $\Sigma + \Sigma_s$ onde Σ_s já foi definido e Σ_s é a superfície da pequena esfera como na figura 2.5:



Fig 2.5 Condições de contorno [31].

A escolha de V e Σ garante que ambas ϕ e ψ satisfazem a equação de Helmholtz em qualquer lugar em v.

$$\psi \nabla^2 \phi - \phi \nabla^2 \psi = K^2 \psi \phi - K^2 \phi \psi = 0 \qquad 2.23$$

o teorema de Green fica:

$$0 = \iint_{\sum_{t}} \left(\psi \frac{\partial \phi}{\partial n} - \phi \frac{\partial \psi}{\partial n} \right) ds' = \iint_{\sum} \left(\psi \frac{\partial \phi}{\partial n} - \phi \frac{\partial \psi}{\partial n} \right) ds$$

33

+
$$\iint_{\sum s} \left[\psi \frac{\partial \phi}{\partial n} - \frac{\partial}{\partial n} \right] ds'$$
 2.24

A avaliação será feita sobre uma esfera – Σ 's :

$$\iint_{\sum s} \left\{ \psi \; \frac{\partial \phi}{\partial n} - \phi \; \frac{\partial \psi}{\partial n} \right\} \; ds' = \iint_{\sum s} \left\{ \frac{e^{-ik\varsigma}}{\varsigma} \; \frac{\partial \tilde{E}}{\partial n} + \tilde{E} \left\{ -ik - \frac{1}{\varsigma} \right\} \; \frac{e^{-ik\varsigma}}{\varsigma} \right\} ds \qquad 2.25$$
$$= \iint_{\sum s} \frac{e^{-ik\varsigma}}{\varsigma} \; \frac{\partial \tilde{E}}{\partial n} \; ds' + \iint_{\sum s} \left(-ik \right) \tilde{E} \; \frac{e^{-ik\varsigma}}{\varsigma} \; ds'$$
$$+ \iint_{\sum s} \left\{ -\frac{1}{\varsigma^2} \right\} \; \tilde{E} \; e^{-ik\varsigma} \; ds' \qquad 2.26$$

o valor de $\frac{\partial E}{\partial n}$ serie contornado na vizinhança de \vec{r} , então o valor absoluto do primeiro termo é menor que:

$$\|\frac{\partial \tilde{E}}{\partial n}\|_{max} \iint \sum_{\sum s} \frac{ds}{s} = \|\frac{\partial 4}{\partial 4}\|_{max} 4\pi s \qquad 2.27$$

Se $_{5} \rightarrow 0$ o segundo termo é menor em valor absoluto que:

K || \tilde{E} || \max_{max} 4 π_s o qual tende para zero.

Para o terceiro termo então \tilde{E} (r') é regular a r'= r quando não existe fonte em r', nós podemos tratar $\tilde{E}(r)$ como uma constante para s muito pequeno. O último termo nos dá então :

$$-\frac{\tilde{E}(\mathbf{r})}{s^2} \iint_{\sum \mathbf{s}} d\mathbf{s}' = -4\pi \tilde{E}(\mathbf{r}) \qquad 2.28$$

 $com_s \rightarrow 0$

$$\phi$$
 (r') = \tilde{E} (r') e ψ (r') = $\left(e^{-ik/ir-r'}\right)/ir-r'$ 2.29

provamos então:

$$\iint_{\sum} \left[\psi \left(\frac{\partial \phi}{\partial n} \right) - \phi \left(\frac{\partial \psi}{\partial n} \right) \right] d\sigma' = 4 \tau \hat{E}(r)$$
 2.30

onde E e $\frac{\partial E}{\partial n}$ é o campo elétrico e derivada do campo normal a superficie s.

2.2.2 Difração da Luz pela Onda de Rayleigh

A figura 2.5 abaixo mostra as coordenadas e a configuração para os problemas que consideraremos. A superfície s é a superfície do cristal com ondulações senoidais, G é a função de Green a qual satisfaz a equação de onda exceto no ponto de observação p. G pode ser escrita como :

$$G = \frac{\exp\left(-j K_c + \vec{r} + \vec{r} + \right)}{|\vec{R} - \vec{r}|}$$
2.31

onde

$$K_d = \frac{W}{\sqrt{\epsilon_o \mu_o}}$$
 (n°. de onda da luz difratada)

 \vec{R} é o vetor de origem para o ponto de observação como mostrado na figura 2.5, \vec{r} é o vetor da origem a um ponto no plano $x_2 x_3$

$$\vec{r} = \vec{x}_2 x_2 + \vec{x}_2 x_3$$
 2.32.a

Em particular para os pontos na superfície S, \vec{r} se reduz a

$$\vec{r} = \delta (x_3) \vec{X}_2 + x_3 \vec{X}_3$$
 2.32.b

onde δ (x₃) é dado por:

$$\delta = \delta_1 \cos (\text{Wst} - \text{Kx}_3)$$

 \vec{x}_2 e \vec{x}_3 são vetores unitários ao longo dos eixos coordenados. Em uma região longe do campo, G pode ser aproximado por:

$$G = \frac{\exp\left\{-j\left(\vec{K_{d}} \cdot \vec{R} \cdot \vec{o} - \vec{K_{d}} \cdot \vec{r}\right)\right\}}{\vec{R}_{o}}$$
2.33

ond R_{\circ} é a distância da origem ao ponto de absorção [32,33].

 \vec{K}_{d} é dado por

$$K_{d} = K_{d} \cos \Theta_{d} \vec{x}_{2} + K_{d} \sin \Theta_{d} \vec{x}_{2}$$
 2.34

e $\Theta_{\rm d}$ é o ângulo da direção de abservação.

O vetor normal à superficie \vec{n} é dado por:

$$\vec{n} = \cos \beta \vec{X}_2 - \sin \beta \vec{X}_2$$
 2.35

onde β é o ângulo tangencial devido à ondulação de superfície dada por:

$$tag\beta = \delta' (x_3) = \delta_1 K sen (W_s t - Kx_3)$$
 2.36

A derivada de G com respeito a normal à superfície é dado por:

$$\frac{\partial G}{\partial n} = j G \frac{\partial \vec{K_d} \cdot \vec{r}}{\partial n}$$
$$= j G [K_d \cos_d \theta_d \frac{\partial x_2}{\partial n} + K_d \sin \theta_d \frac{\partial x_3}{\partial n}]$$

$$= j G [[K_d \cos \theta_d \cos \beta - K_d \sin \theta_d \sin \beta]$$
 2.37

Em nosso caso na difração de luz pela ondulação da superficie produzida pela onda de Rayleigh, a amplitude da ondulação δ_1 é usualmente muito menor do que o comprimento da onda acústica Λ_{ac} . Sob as condições normais $\delta_1 < 10^3 \Lambda_{ac}$. A ondulação provoca uma pequena perturbação na superfície à $x_2 = 0$ O campo na superfície s pode ser aproximado como a soma do campo incidente e o campo refletido da superfície sem a ondulação:

Tomemos o campo incidente como:

$$E_{in} = E_0 \exp \left\{ j \left(Wt + K_i \cos \theta_i x_2 - K_i \sin \theta_i x_3 \right) \right\}$$
 2.38

E_i - amplitude ; K_i - número de onda; θ_i - ângulo de incidência.

Em casos onde a ondulação da superfície é um pequena perturbração, podemos assumir que o campo da superfície s é a soma do campo refletido e o campo incidente, onde o campo refletido e da superfície do substrato soma a ondulação.

$$El_{s} = (1 + R) E_{ir} l_{s}$$

= (1 + R) E_o exp { j (Wt - \vec{K}_{i},\vec{r})} 2.39

Onde R é o coeficiente de reflexão no substrato sem a ondulação. Sendo R dependente da polarização da luz incidente. Tomemos R⁺ e R⁻ sendo os coeficientes de reflexão para a polarização vertical da luz incidente (o campo elétrico está no plano de incidência) e horizontalmente polarizada a luz (o campo elétrico é normal ao plano de incidência) respectivamente.

$$R^{*} = \frac{(\epsilon_{2}/\epsilon_{1}) \cos \theta_{i} - \sqrt{\epsilon_{2}/\epsilon_{1} - \operatorname{sen}^{2} \theta_{i}}}{(\epsilon_{2}/\epsilon_{1}) \cos \theta_{i} + \sqrt{\epsilon_{2}/\epsilon_{1} - \operatorname{sen}^{2} \theta_{i}}}$$
2.40

$$R^{-} = \frac{\cos \theta_{i} - \sqrt{\epsilon_{2}/\epsilon_{1} - \sin^{2} \theta_{i}}}{\cos \theta_{i} + \sqrt{\epsilon_{2}/\epsilon_{1} - \sin^{2} \theta_{i}}}$$
2.41

Onde ϵ_2 e ϵ_1 são respectivamente as constantes dielétricas do substrato e do meio no qual o feixe se propaga.

A derivada normal de E em s pode ser dada como :

$$\frac{\partial E}{\partial n} |_{\Sigma} = \frac{\partial E_{in}}{\partial n} |_{\Sigma} + \frac{\partial Er}{\partial n} |_{S}$$

= $j [(1 - R) K_i \cos \theta \cos \beta + (1+R) K_i i \sin \theta_i \sin \beta] E_{in} l_s$ 2.42

substituindo 2.33 , 2.35 , 2.37 e 2.39 em 2.18 resulta em :

$$E_{2}(p) = \frac{jE_{c}R \exp \left\{ j \left(wt - K_{d} R_{o} \right) \right\}}{4 \pi R_{o}} \int \frac{D/\cos\theta i}{\left[[1 + Q \sin \left(Wst - Hx_{3} \right)] \right]}$$

$$x -D/\cos\theta i$$

x exp.
$$\{\gamma [\alpha_1.\cos(wst - Hx_3) + \gamma yx_3]\} dx_3$$
 2.43

sendo

$$B = (1 + R) K_d \cos \theta_d - (1 - R) K_d \cos \theta_i \qquad 2.44$$

$$Q = (-\delta_{d} K) \frac{(1+R) (K_{d} \operatorname{sen} \theta_{i} + K_{i} \operatorname{sen} \theta_{i})}{(1+R) K_{d} \cos \theta_{d} - (1-R) K_{i} \cos \theta_{i}}$$
2.45

$$\alpha_1 = (K_d \cos \theta_d + K_i \cos \theta_i) \delta_1$$
 2.46

$$\gamma = K_d \, \operatorname{sen} \, \theta_i - K_i \, \operatorname{sen} \, \theta_i \qquad 2.47$$

onde 2D é a largura do raio incidente

na equação 2.43 usou-se a relação ds = $\frac{dx_3}{\cos \theta i}$

Quando a ondulação reduz a zero i.e. $\delta_1 = 0$ e $\theta_i = \theta_d$ a 2.43 fica :

$$E_{20} = \frac{j E_0 R D K_i \exp \left\{ j(Wt - K_c Ro) \right\}}{\pi R_o}$$

o campo refletido na direção da reflexão especular por uma superfície polida com coeficiente de reflexão R.

Pela introdução da identidade :

$$\exp \{ j\alpha_1 \cos (W_{e}t - Kx_3) \} = \sum_{m} j^{m} J_{m} (\alpha 1) \exp \{ jm(Wst - Kx_3) \}$$
$$m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \qquad 2.48$$

onde J_m (α_1) é a ordem mth da função de Bessel [16]

Nós podemos agora resolver a integral em 2.31 termo por termo e obter :

$$E_{2} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} A_{m} \exp \left\{ j \left[(W + mW_{s}) t - (K_{d} R_{o}) \right] \right\}$$
2.49

$$A_{m} = \frac{j^{m+1} E_{0} B D}{2\pi R_{o} \cos \theta i} \left(1 - m \frac{Q}{\alpha_{1}}\right) F J_{m}(\alpha_{1}) \qquad 2.49a$$

$$F = \frac{\operatorname{sen} \{ (\gamma - mK) D / \cos \Theta_i \}}{(\gamma - mK) D / \cos \Theta_i}$$
2.49b

De 2.49 temos que o campo difratado consiste de algumas ordens do refletido. Em cada inteiro m corresponde um máximo ao longo da direção θ_{dm} dado por :

$$\gamma - mK = 0 \qquad 2.50a$$

$$\operatorname{sen}\theta_{\operatorname{dm}} = \frac{K_i}{K_{\operatorname{d}}} \operatorname{sen} \theta_i + m \frac{K}{K_{\operatorname{d}}}$$
 2.50b

é evidente também que a frequência é deslocada de uma quantidade mWs em mth A intensidade difratada média no tempo mth é dada por :

$$I_{2m} = \langle E_2 E_2^* \rangle m$$

$$= \left(\frac{E_0 D}{2\pi R_0}\right)^2 \frac{B^2}{\cos^2 \theta_i} \left(1 - m \cdot \frac{Q}{\alpha_1}\right)^2 F^2 J^2 m(\alpha 1) \qquad 2.51$$

Em experimentos normalmente $\alpha_1 << 1$ e a função de Bessel Jm (α_1) pode ser expandida como :

$$J(\alpha_1) \approx \frac{1}{m!} \left(\frac{\alpha_1}{\alpha} \right)^m \qquad 2.52$$

com isso a equação 2.52 pode ser simplificada

substituindo 2.44 , 2.45 , 2.46 e 2.49b em 2.51 resultando em :

$$I_{2m} = I_0 F^2 H^2 \frac{1}{(m!)^2} (K_d \cos \theta_d + K_i \cos \theta_i)^{2m} \delta_1^{2m}$$
 2.53

onde :

$$I_{o} = \left(\frac{E_{o}DK_{i}}{\pi_{R_{o}}}\right)^{2}$$

$$H = \frac{(1+R) K_{d} \cos \theta_{d} - (1-R) K_{i} \cos \theta_{i}}{2 K_{i} \cos \theta_{i}}$$

+
$$\frac{m K(1+R) (K_d \operatorname{sen} \theta_i + K_i \operatorname{sen} \theta_i)}{2 K_i \cos \theta_i (K_d \cos \theta_d + K_i \cos \theta_i)}$$
 2.55

O coeficiente de reflexão em 2.55 é dado por 2.40 ou 2.41 dependendo da polarização incidente

A intensidade do primeiro feixe difratado I_{21} pode ser aproximado por :

$$I_{21} = I_0 R^2 J_1^2 (2 K_i \cos \theta_i \alpha_1)$$
 2.58

$$I_{1} = I_{0} R^{2} \left(\frac{2\pi \delta_{0} \lambda_{0}}{\Lambda_{RC} \cos \theta_{i}} \right)$$
 2.59

A equação 2.58 e 2.59 podem ser usadas para relacionar a intensidade do ângulo difratado como em função do ângulo incidente, como será visto no Capítulo 5. Para o caso em que o ângulo θ_i é perto do ângulo de Brewster para a luz incidente verticalmente polarizada R é muito pequeno comparado como segundo termo de 2.58 invalidando assim o seu uso, para o caso da refleção interna.

CAPÍTULO III

PREPARAÇÃO DO SUBSTRATO DE LINBO₃ PARA DISPOSITIVO OAS

Neste capítulo iremos descrever o processamento do monocristal, para a obtenção do sustrato de Niobato de Lítio, desde a observação dos domínios ferroelétricos até a limpeza final. Cada etapa foi minuciosamente elaborada e executada devido a importância individual destes ítens no desempenho final do dispositivo. No decorrer da descrição será ressaltada a importância e o grau de erro permitido para cada passo do processamento do substrato. A sequência apresentada será colocada em ordem cronológica.

No primeiro item iremos tratar sobre as condições de crescimento e identificação dos monocristais usados e suas características para posteriores comentários.

No estudo dos domínios ferroelétricos trataremos sobre métodos para visualisação destes domínios e a viabilização do uso destes cristais para os dispositivos SAW. A presença dos domínios ferroelétricos significa a presença do fenômeno de piezoeletricidade no cristal e que o processo para orientá-los foi eficiente.

A orientação cristalográfica é um dos ítens críticos, pois é através deste processo que iremos definir a direção de propagação da onda acústica em um substrato. Como visto no capítulo teórico existe uma forte dependência entre a direção do fluxo de energia da onda acústica e a orientação cristalográfica. Como conclusão desta etapa colocaremos a execução do corte e seus cuidados para manter a precisão em pelo menos 0.3 graus.

Para garantir a menor perda por propagação, o polimento deve ter determinadas características para cada frequência de onda acústica propagante na superfície do substrato em questão. O polimento é específico para cada frequência e a qualidade da superfície sempre será considerada ótima para a máxima frequência utilizada.

É difícil separar o processo de polimento do processo de limpeza. Não existiria uma superfície perfeitamente polida (para um determinado comprimento da onda acústica) sem a devida limpeza. A incrustação de grãos aglomerados dos abrasivos dificilmente seriam removidos com uma simples limpeza. Por isso logo após o último polimento a devida limpeza descrita deve ser feita.

42

Durante todos esses processos o monocristal está sujeito a tensões mecânicas e térmicas, por isso devemos procurar sempre evitá-las. Quando isso não for possível, como na maioria dos casos, então estas tensões devem ser amenizadas com o tratamento térmico, como será discutido neste capítulo.

Após todos estes passos as lâminas de LiNbO₃ estarão prontas para serem usadas como substrato para uma linha de atraso.

3.1 Crescimento do Monocristal de LiNbO₂.

Os substratos de LiNbO₃ utilizados na confecção dos dispositivos OAS deste trabalho foram obtidos dos monocristais crescidos em nossos laboratórios. O conhecimento de alguns parametros experimentais de crescimento do cristal como a orientação cristalográfica da semente, a origem da materia-prima, a razão Li/Nb e a orientação de dominios ferroelétricos, são importantes para o desempenho final do dispositivo.

Os monocristais de LiNbO₃ foram crescidos pelo método de Czochralski utilizando-se de um sistema automático de crescimento, Autox Cristal Growth System-Cambridge Instruments. Um cadinho de platina aquecido indutivamente por um sistema gerador de RF (Politron) com frequência de trabalho de 100 KHz foi usado no crescimento dos monocristais.

No cadinho foi colocado uma composição congruente de Li_2CO_3 e Nb_2O_5 com razão Li/Nb na fase líquida de 0.9455, obtida do diagrama de fase desses componentes.[34,35]

A semente utilizada foi orientada de maneira que o crescimento ocorresse ao longo de direção [001]. O cristal foi puxado a uma taxa de 7mm/h e uma taxa de rotação de 25rpm. Após a retirada do cistal do "melt", a temperatura foi abaixada automaticamente a uma proporção de 10[°]/ h. A atmosfera de crescimento utilizada foi o ambiente. Utilizamos para este experimento basicamente dois tarugos de LiNbO₃, que para futuras comparações serão identificados aqui através do código de crescimento.

Salientamos a seguir mais alguns aspectos de crescimento:

Cristal nº 38

a) O grau de pureza dos óxidos Nb₂O₅ e Li₂Co₃ eram opticamente puros.

43

Durante todos esses processos o monocristal está sujeito a tensões mecânicas e térmicas, por isso devemos procurar sempre evitá-las. Quando isso não for possível, como na maioria dos casos, então estas tensões devem ser amenizadas com o tratamento térmico, como será discutido neste capítulo.

Após todos estes passos as lâminas de $LiNbO_3$ estarão prontas para serem usadas como substrato para uma linha de atraso.

3.1 Crescimento do Monocristal de LiNbO₃.

Os substratos de LiNbO₃ utilizados na confecção dos dispositivos OAS deste trabalho foram obtidos dos monocristais crescidos em nossos laboratórios. O conhecimento de alguns parametros experimentais de crescimento do cristal como a orientação cristalográfica da semente, a origem da materia-prima, a razão Li/Nb e a orientação de dominios ferroelétricos, são importantes para o desempenho final do dispositivo.

Os monocristais de LiNbO₃ foram crescidos pelo método de Czochralski utilizando-se de um sistema automático de crescimento, Autox Cristal Growth System-Cambridge Instruments. Um cadinho de platina aquecido indutivamente por um sistema gerador de RF (Politron) com frequência de trabalho de 100 KHz foi usado no crescimento dos monocristais.

No cadinho foi colocado uma composição congruente de Li_2CO_3 e Nb_2O_5 com razão Li/Nb na fase líquida de 0.9455, obtida do diagrama de fase desses componentes.[34,35]

A semente utilizada foi orientada de maneira que o crescimento ocorresse ao longo de direção [001]. O cristal foi puxado a uma taxa de 7mm/h e uma taxa de rotação de 25rpm. Após a retirada do cistal do "melt", a temperatura foi abaixada automaticamente a uma proporção de 10°/ h. A atmosfera de crescimento utilizada foi o ambiente. Utilizamos para este experimento basicamente dois tarugos de LiNbO₃, que para futuras comparações serão identificados aqui através do código de crescimento.

Salientamos a seguir mais alguns aspectos de crescimento:

Cristal nº 38

a) O grau de pureza dos óxidos Nb₂O₅ e Li₂Co₃ eram opticamente puros.



Fig. 3.1 Cela unitária do LiNbO₃ com algumas oreintações cristalográficas.[34]

Na literatura encontramos vários planos cristalinos do LiNbO₃ como 36^o Y-X, 131^o Y-X, 126^o Y-X, Z-Y, Y-Z, 128^o Y-X com aplicações em dispositivos OAS [3]. Devemos ressaltar que esta nomeclatura nos indica o corte e a direção de propagação. Como mostrado na figura 3.1, o eixo que dá origem a espessura do substrato é indicado na primeira parte da nomeclatura e a direção de propagação a segunda. Em todos estes planos citados existem particularidades que nos permitem construir uma série de dispositivos com inúmeras características a serem associadas. No nosso caso escolhemos dois planos cristalinos que tem maior uso em aplicação tecnológicas : 128⁰ Y-X e Y-Z .



Fig.3.2 Definição da nomeclatura para indicar planos de corte dos cristais corte Y-Z.

Para os dispositivos OAS podemos fixar como propriedades importantes os seguintes itens :

- a) Melhor Coeficiente de acoplamento eletromecânico (K²)
- b) Baixa atenuação por propagação
- c) Pequeno espalhamento por difração
- d) Menor Geração de ondas de corpo
- e) Estabilidade com relação à mudança de temperatura

Entre estas propriedades podemos destacar as mais importantes, isto é aquelas que afetaria proeminentemente a resposta do dispositivo OAS : o coeficiente de acoplamento eletromecânico, o coeficiente da mudança de temperatura e a perda por propagação. Grande valor de K² geralmente resulta em baixa perda de inserção para os dispositivos. Com isso a interação entre os eletrodos é grande, o que não é desejável. A direção mais usada do $LiNbO_3$ é a orientação Y-Z que propicia um forte acoplamento eletromecânico, baixa atenuação e também uma difração mínima. Contudo, o coeficiente de temperatura é grande e os transdutores neste plano podem acoplar fortemente as ondas de corpo. As ondas de corpo podem ser eliminadas na preparação do substrato, na construção dos transdutores ou na escolha de outro plano como é o caso da orientação $128^{\circ}Y-X$. [3].

No presente momento não temos um material que possua todas as características requeridas acima. Por exemplo, o quartzo tem excelente estabilidade com relação à mudança de temperatura, mas o valor de K^2 é pequeno. Por outro lado, o corte 128° Y-X do LiNbO₃ tem muitas propriedades importantes, como por exemplo: este corte fornece uma resposta de sinal isento de espúrios e o coeficiente eletromecânico é elevado (0.0055), mas apresenta uma grande instabilidade com a temperatura.

Como é mais fácil trabalhar com o problema de instabilidade com a temperatura do que com um baixo coeficiente de acoplamento, substrato com corte 128°Y-X é o mais indicado para o uso geral. Dependendo da aplicação em que a instabilidade com a temperatura é crítica, então o quartzo é o mais indicado. Uma sugestão para diminuir ou tornar zero o coeficiente de desvio com a temperatura seria depositar um filme que tivesse uma coeficiente negativo sobre a superfície de modo a ter uma contribuição destrutiva entre coeficientes. [2]

3.3 Orientação Cristalográfica

A orientação é um dos itens mais importantes na propagação do sinal em um material anisotrópico, como visto no Capítulo 1. A forte dependência entre a orientação cristalográfica e os eixos de propagação da onda acústica superficial nos leva a buscar um método para a orientação com um menor erro possível. Entre os métodos existentes no IFQSC escolhemos o Método de Bond [36]

Para esse método precisamos fixar o cristal em um goniômetro, cujo corpo é cilíndrico, para permitir a rotação do mesmo em uma base. Este goniômetro tem a finalidade de fazer o ajuste fino no processo de orientação e suportar o cristal no processo de corte.

Para diminuir o erro entre a orientação e o corte existe no dispositivo de corte um suporte idêntico, para o goniômetro, àquele do dispositivo de Raio-x usado na orientação.

SERVIÇO DE BIBLIOTECA E INFORMAÇÃO - IFQSC FÍSICA

Para podermos identificar a posição dos transdutores em um plano cristalino devemos além de conhecer esse plano devemos conhecer também o eixo de propagação da onda acústica superficial. Por isso é indispensável identificar primeiro o eixo de propagação, para posterior determinação do plano de corte. No nosso caso necessitamos determinar o eixo X para o corte 128⁰ Y-X e o eixo Z para o corte Y-Z.



Fig. 3.3 Desenho representativo do plano 128⁰ Y-X em um monocristal de LiNbO₃.

Após o crescimento já podemos ter uma idéia sobre os eixos cristalográficos como mostra a figura 3.3, por conhecermos o plano de crescimento da semente

utilizada.

Como o erro entre o eixo de crescimento e o eixo cristalográfico Z é de aproximadamente 4⁰, então o realinhamento é necessário sempre quando for utilizar este eixo como referencia para futuros alinhamentos.

É importante sempre lembrar que no momento de fixação do cristal ao goniômetro usar uma cola a frio e que tenha solvente. O cuidado em não introduzir tensões pelo choque térmico ou mecânico é necessário para a integridade do cristal. [37]. Cimento óptico (cêra de abelha e breu), muito usado em oficinas de polimento de vidros, é desaconselhavel por exigir um aquecimento de aproximadamente 100 ^OC no local da colagem.

3.4 Corte

Como descrito na seção anterior, a fixação do goniômetro em um suporte idêntico ao da orientação no dispositivo de corte permite a reprodução do plano orientado no plano da serra, com um erro de 30' de arco aproximadamente. O dispositivo de corte possui uma lâmina diamantada com refrigeração a óleo e um avanço de corte lento de 1 mm/ min, não permitindo o aquecimento excessivo do cristal.

Para o estudo dos domínios ferroelétricos foi retirada uma lâmina cujo plano é perpendicular ao eixo Z, como veremos na próxima secção. Esta lâmina com o diâmetro do cristal e espessura de 3mm foi útil também para a verificação da precisão de corte. Para verificar essa precisão foi necessário colar novamente a lâmina em outro goniômetro e repetir o processo de orientação já citado. Como o erro do ângulo encontrado na segunda orientação estava dentro do erro antes prefixado pelo equipamento consideramos que a precisão do corte foi satisfatório não nessitando de qualquer desbaste para correções, o qual nos demandaria tempo para executá-lo e sem boa perspectiva para a repetitividade do processo. Esta verificação foi realizada para os dois cristais e a precisão se repetiu.

Cada lâmina do primeiro corte, com aproximadamente 1.5 mm de espessura, já marcado em sua superfície o eixo de propagação acústica, foi colada em uma placa de vidro para efetuarmos os cortes definitivos. Cada lâmina final possuia as seguintes dimensões 25 x 13 x 1.5 mm³ com o eixo maior na direção da propagação acústica. Estas lâminas finais neste estado de preparação estão áptas para o processo de lapidação.

49

3.5 Observação dos Monodominios Ferroelétricos no LiNbO₃

Como o fenômeno da piezoeletricidade está relacionado com a orientação dos domínios ferroelétricos e este fenômeno é o responsável pela transdução eletroacústica então, há necessidade de constatarmos experimentalmente a presença da orientação dos domínios ferroelétricos no monocristal de LiNbO₃, antes de qualquer etapa após o corte.

Na fase paraelétrica, os dominios de dipolos ferroelétricos são orientados ao acaso . No nosso caso necessitamos trabalhar com cristais monodominios (com os dominios de dipolo ferroelétricos orientados em um único sentido), sendo então essa orientação um passo importante na preparação dos cristais.

O cristal pode também ser polarizado após seu crescimento aplicando uma corrente de aproximadamente 2mA/cm² na direção do crescimento, a uma temperatura maior que a temperatura de transição da fase estrutural do LiNbO₃.

Podemos diferenciar regiões de dominios positivos e negativos através da observação de picos (Hillocks) e depressões (pits) sobre as superficies do plano de crescimento (plano Z). Os picos na região de dominios negativos aparentam com pirâmides triangulares e na região de dominios positivos as depressões têm forma hexagonal. [38,39].

O tempo de ataque químico preferencial segundo Ohnishi e Rizuka [40,41] para uma solução de HF : $HNO_3 = 1 : 2$ é de 30 segundos a 5 minutos para a face negativa e 10 a 30 minutos para a face positiva à temperatura de ebulição da solução, 110 ^oC [37]

Para constatar que o cristal tem monodominio ferroelétrico devemos fazer o ataque químico e visualizar um número grande de Hillocks, figura 3.5 na parte negativa de uma amostra de corte C e poucos Pits. Com um novo ataque químico devemos constatar na parte positiva, desse mesmo corte, poucos HillocKs, e muitos Pits, figura 3.6.

Quando um mocristal de LiNbO₃ não tem domínios ferroelétricos orientados podemos constatar com o mesmo ataque químico descrito acima as paredes de domínios ferroelétricos como representado na figura 3.4.


Fig 3.4 Representação das paredes de dominios ferroelétricos no monocristal de LiNbO₃.



Fig 3.5 Região negativa do cristal com monodominio ferroelétrico



Fig 3.6 Região positiva de um cristal de LiNbO₃ com monodominio ferroelétrico.

3.6 Lapidação e Polimento.

Com o aumento da demanda dos dispositivos ópticos e acústicos, o efeito da superfície e a utilização dos cristais para estes fins vêm sendo cada vez mais estudada. [42, 43] Como visto no Capítulo 1 a potência da onda acústica superficial em pontos distintos em um mesmo substrato está relacinada com o grau de polimento da superficie onde propaga a onda. O grau do polimento pode muitas vezes ser melhorado, para um dado método de polimento, por isso, esta parte do trabalho, ao contrário da orientação é menos delicada. A facilidade em monitorar a qualidade de superfície durante o processo de polimento nos permite melhorar o polimento passo a passo. [44,45].

O polimento foi feito a partir da superfície já lapidada. Após o corte, a lâmina de LiNbO₃ foi desbastada com um abrasivo de alumina de granulosidade 0.5 figura 3.7. A lapidação tem o objetivo de preparar a superfície para o polimento. Para o LiNbO₃ o segredo do polimento está na mudança gradual do abrasivo até a solução coloidal com granulosidade de 0.05µm.

Como as lâminas ja possuem as dimensões desejadas exceto a espessura, então

a lapidação foi o próximo passo. Durante o polimento ou até mesmo na lapidação podem aparecer riscos produzidos pelos pequenos pedaços liberados da lateral que se misturam com o abrasivo danificando assim o polimento, figura 3.8. Para podermos sanar este problema foi necessário antes da lapidação " chanfrar" as laterais e arredondar as quinas, figura 3.9. Este método apresentou melhor desempenho com um leve polimento das bordas e quinas desbastadas e lapidadas.



 $20 \mu m$

Fig 3.7 Superficie de uma lâmina de LiNbO₃ lapidada



Fig. 3.8 Superfície danificada pelo desprendimento de grãos da lateral da lâmina de LiNbO₃



Fig 3.9 Demosntração dos desbastes laterais e arredondamento das quinas nas lâminas de LiNbO₃.

A figura 3.9 representa o desbaste lateral de melhor resultado o qual posssui as seguintes características : sendo β a espessura final do substrato então δ é a posição final do desbaste na lateral do substrato com uma relação de $\delta \simeq \beta$ - 0.7mm.

Para podermos levar estas lâminas para a politriz e iniciar o polimento elas foram coladas " a frio" (temperatura ambiente) em um suporte de vidro, para fácil remoção e observação ao microscópio, como visto na figura 3.10. O número mínimo de lâminas, para o polimento a serem fixadas, não deve ser menor que 3, para que a planicidade não seja alterada, e com isso a mudança do plano desejado para a propagação da onda acústica.



Fig 3.10 Desenho esquemático da disposição das laminas de LiNbO₃ em um suporte de vidro plano.

A cada espaço de tempo do polimento uma observação era feita ao microscópio óptico Olimpus BH System Microscope .



0.5µm

Fig 3.11 Superfície de LiNbO₃ polida durante uma hora com o abrasivo de alumina 0.3 μ m.



 $0.5 \mu m$

Fig 3.12 Superfície da lâmina de $LiNbO_3$ com um tempo de polimento de 20 minutos com o abrasivo coloidal de 0.05 μ m.



Fig 3.13 Superficie da lâmina de LiNbO₃ em condições de uso como substrato de dispositivos de OAS em 70 MHz.

A matriz para o polimento é construïda em cêra de abelha sob um suporte de ferro para a adaptação na politriz. Para cada abrasivo é necessário desbastar a matriz, ou trocá-la para evitar que grãos do abrasivo usado anteriormente risquem a superfíe em polimento.

A limpeza das lâminas entre cada troca de abrasivo também será indispensável para a remoção de todos os grãos do abrasivo. Com isso, evitaremos o aglomeramento dos mesmos na superfície polida e posterior contaminação da nova matriz. Os processos de limpeza e desbaste químico fazem parte do processo de polimento.

3.7 Limpeza dos substratos.

O processo de limpeza na preparação da amostra, neste trabalho, é colocada como uma parte integrante do processo de polimento. A cada etapa executada do processo de polimento, mais precisamente quando trocamos de abrasivo, foi feita uma limpeza, como apresentada na secção de Lapidação e Polimento, para impedir a mistura de grãos de abrasivos diferentes. Este cuidado está fundamentado na hipótese de que a largura dos riscos permitidos para um abrasivo com grãos

homogêneos estarem na ordem de grandeza da granulosidade. Por isso ao trocar o abrasivo fica evidente que a contaminação pelo abrasivo precedente é prejudicial. Outro fato importante seria a limpeza da amostra ou o mergulho da mesma no líquido usado no polimento, para evitar que os grãos do abrasivo aglomerem-se na superfície polida da lâmina. Quando ocorre a aglomeração, a sua remoção só é possível por uma ação mecânica ou ataque químico demorado ($\simeq 10$ min), o que não é aconselhável. A importância da limpeza nunca deve ser esquecida para obtermos um processo de polimento completo.

Um ataque químico, se faz necessário para uma limpeza preliminar, antes da limpeza convencional. Este ataque químico tem um curto período de tempo, de modo a não revelar defeitos com dimensões prejudiciais à propagação da onda acústica. O tempo de ataque é de aproximadamente 20 segundos em uma solução de HF(40%): $HNO_3 : H_2O = 1 : 2 : 2 . O$ ataque químico citado provova o desprendimento dos grãos usado no polimento que ainda não se aglomeraram mas que estejam fixados na superfície.

Além dos fatores mencionados acima, a limpeza é necessária para garantir boa aderência do filme a ser depositado e para evitar imperfeições quanto as definições das bordas dos transdutores.

Processo de limpeza após o ataque quimico preliminar [10]

1) imergir em Cloroetileno P.A. (Para Análise) por aproximadamente 10 min a uma temperatura de 40 °C.

2) imergir em Acetona P.A. por aproximadamente 10 min a uma temperatura de 40 $^{\rm O}{\rm C}$.

3) enxaguar em metanol P.A. e posteriormente em âgua deionizada ($2 M\Omega$ cm de resistividade) a temperatura ambiente.

4) imergir por 10 min a uma temperatura de 75 $^{\circ}$ C em uma mistura de :

* 3 partes de H_2O (18 $M\Omega$ cm de resistividade)

* 1 parte de NH₄OH P.A. Concentrado

* 1 parte de H_2O_2 P.A. (30%)

5) imergir em detergente não iônico (EXTRAN) a 65 °C por 30 a 60 min

6) secar em jato de Nitrogênio seco

7) observar em microscópio

O processo descrito acima deve ser realizado em uma sala ou câmara limpa e para manter a superfície sempre livre de partículas. As lâminas só devem ser manuseadas nessa sala ou câmara. Outro fato importante é o cuidado em não provocar tensões nas lâminas por choques térmicos durante este processo. Para evitar os choques térmicos devemos sempre a cada banho imergir as lâminas em água destilada deionizada (18 MΩ de resistividade) com uma temperatura inferior ao banho de aproximadamente - 15 °C. Este sistema deve resfriar até a temperatura ambiente apenas pela troca de calor entre a sala e o sistema. Quando a temperatura do banho for de aproximadamente 40° C apenas a remoção lenta das lâminas da superfície do líquido até a borda do recipiente já é suficiente para não haver um choque térmico prejudicial. Por isso é aconselhável o uso de recipientes longos.

Após passar por todos esses processos, as amostras foram lacradas e sempre manuseadas em ambientes limpos. Como na figura 3.12 podemos garantir que para o comprimento de onda usado o processo de limpeza e polimento foram suficientes.



 $1 \mu m$

Fig 3.14 Superficie com residuos de polimento.

59

SERVIÇO DE BIBLIOTECA E INFORMAÇÃO - IFQSC FÍSICÁ

3. 8 Tratamento Térmico.

Durante o polimento tivemos a oportunidade de observar pequenas fraturas como mostra a figura 3.15 principalmente no corte 128 ^O Y-X. Estas fraturas são produzidas principalmente por tensões no cristal originárias dos choques mecânicos ou térmicos [37]. Após o crescimento o abaixamento da temperatua, do cristal obedece um programa de temperatura de aproximadamente 10 ^OC por minuto o que muitas vezes não é suficiente para relaxar o cristal.[46,47].

Como encontramos microtrincas em alguns cristais, podemos então sugerir que todos os cristais estão sujeitos a tensões mesmo que aparentemente estejam isentos de trincas, figura 3.15 mostra a tendência de propagação de trincas em forma de divisas. Por isso, sugerimos um tratamento térmico com um maior rigor, antes de qualquer processamento do monocristal.

O cristal com domínio ferroelétrico orientado, está sujeito a maior número de tensões. O aparecimento de defeitos e até mesmo tríncas, está associado à necessidade do contato elétrico do cristal com o cadinho, até o programa de resfriamento passar pela temperatura de transição do LiNbO₃. A temperatura de transição está por volta de 1210 ^O C. Com isso é inevitável que o cristal se fixe ao cadinho. Para desprender o cristal da massa restante no fundo do cadinho é necessário aplicar uma força sobre o cristal, acrescentando assim as tensões.

Se tomarmos o caso ideal, em que o cristal após o primeiro tratamento térmico esteja isento de tensões, certamente no corte das lâminas aparecerão tensões que poderão ser relaxadas no tratamento térmico. Por isso, um segundo tratamento térmico se faz necessário. Todos os tratamentos térmicos seguiram um programa de temperatura como demonstrado na figura 3.19. Este programa de temperatura faz com que o cristal passe pela região de plasticidade, mantém a amostra em uma temperatura superior de modo a favorecer a relaxação da rede cristalina e posteriormente decresce a temperatura lentamente para poder proporcionar um estado de menor energia da rede cristalina.

Este tratamento térmico foi realizado em um forno com cavidade tubular de quartzo costruído em nossos laboratórios cuja autonomia passava de 1100 °C e o programa de temperatura foi comandado por um microcomputador. Para evitar contaminação das amostras por contato com a cavidade utilizamos um cadinho de platina



Fig 3.15 Tricas produzidas por tensões de corte e polimento (plano 128°Y-X).



Fig 3.16 Tendência de formação das trincas, corte 128° Y-X antes do tratamento térmico.

As primeiras amostras tratadas, tiveram uma mudança de coloração devido a deficiência em oxigênio e consequente alteração na razão oxigênio/metal. [49]. Como

visto, a alteração dessa razão proporciona uma queda na eficiência da propagação acústica superficial, por isso a amostra deve ser tratada em um fluxo de oxigênio. Outro método que apresentou um bom resultado foi simplesmente a inclinação do forno tubular, com isso o fenômeno de convecção foi intensificado e um maior fluxo de oxigênio se deu sobre a amostra [50]. E novo polimento foi realizado apresentando diminuição da densidade de trincas como mostram as figuras 3.17 e 3.18

A inconveniência deste último método é de promover um maior contato entre as partículas do ar e as amostras, contaminando as superfícies por difusão. Outro fator que possibilitou a contaminação da superfície foi a deficiência na preservação da limpeza da amostra, por ser necessário a retirada dessas amóstras do envólucro para a disposição no cadinho de tratamento térmico. Para evitar que partículas difundidas, não percebidas por nós, continuassem na superfície do cristal e que as propriedades da superfície fossem modificadas, tivemos o cuidado de fazer o tratamento antes de passarmos para a última etapa do polimento.



$0.2 \mu m$

Fig 3.17 Trincas na superficie do $LiNbO_3$ corte 128° Y-X após tratamento térmico e novo polimento de 15 min com abrasivo coloidal $0.05\mu m$ de granulosidade.



Fig. 3.18 Trincas na superfície do LiNbO₃ corte 128° Y-X após tratamento térmico e novo polimento.

Para aproveitarmos melhor os cristais, diminuindo as fraturas das lâminas cortadas e para obtermos substratos com um menor número de tensões possíveis é indispensável que se faça os dois tratamentos térmicos citados.

Pelas análises finais das lâminas [48], que caracterizam todos estes processos juntos temos condição de afirmar que para o comprimento de onda usado em nosso dispositivo, para uma frequência de 70 MHz, a perda por propagação será mínima.

Tivemos oportunidade, nessa etapa, de desenvolver métodos de preparação do substrato por nós desconhecidos. Tendo em vista que estas informações são utilizadas a nível industrial e que a presença delas em literatura acessível se torna difícil.



Fig. 3.19 Programa de temperatura para o tratamento térmico ("anneling") no processo de preparação do substrato.

CAPÍTULO 4

CARACTERIZAÇÃO ELÉTRICA DO DISPOSITIVO OAS

Este capítulo tem como objetivo descrever a montagem da linha de atraso e a caracterização elétrica do dispositivo OAS composto pela linha de atraso. Através de nossas medidas de caracterização avaliamos principalmente a perda de inserção, a banda passante e a presença da onda de corpo gerada pelos transdutores. A intenção deste capítulo não é de otimizar a construção de uma linha de atraso, mas simplesmente de obter informações sobre o desempenho elétrico dos dispositivos construídos, para possibilitar uma comparação desses dados com os dados obtidos na caracterização pelo método óptico. Na medida do possível comparamos os nossos resultados com de outros autores [10,13]

4.1 Metalização e Máscaras Litográficas.

Após a etapa de polimento e limpeza passamos para a fase da construção do dispositivo. O primeiro estágio dessa fase é a metalização. Este estágio será descrito a seguir.

A metalização consiste na deposição de filmes de Ni-Cr (60/40) e de Al. Os filmes de Ni-Cr e Al tinham aproximadamente 200 e 1200 Angstrons de espessura. Segundo [3] o alumínio foi escohido por produzir menor carregamento mecânico sobre a superfície. As máscaras utilizadas para as nossas linha de atraso estavam disponíveis no arquivo do LME (Laboratório de Microeletrônica - USP SP) e reproduziram os transdutores interdigitais sobre substratos de LiNbO₃ com formato mostrado nas figuras 4.1 e 4.2.

Para podermos fazer um paralelo entre os nossos resultados e os resultados de outros autores [10,13], foi necessário usarmos os transdutores utilizados em dispositivos já caracterizados.



Fig.4.1 Transdutor interdigital para 70 MHz utilizado em linhas de atraso depositado no substrato de LiNbO₃ corte Y-Z [13].



Fig.4.2 Transdutor interdigital de fase reversa para 70MHz utilizado em linhas de atraso tendo como substrato o LiNbO₃ [13].

4.2 Construção dos Transdutores Interdigitais

Para a construção dos transdutores interdigitais usamos a fotolitografia por contato normal. A resolução desta técnica permite uma largura de linha metalizada maior que 2μ m [10] e frequentemente provoca variações locais que podem produzir curto-circuito entre os eletrodos vizinhos. Esta técnica é relativamente barata, razão pela qual é muito usada para produção em série de dispositivos.

Foram tomados cuidados para o controle do espaçamento entre a fotomáscara e o fotoresiste para que não resultasse em difração ou perdas do controle dimensional. A frequência central dos nossos dispositivos é de 70 MHz e a precisão oferecida por este método permitiu obter resultados satisfatórios.

A limpeza dos substratos de LiNbO₃ metalizada foi executada antes da fotogravação. Este procedimento visa eliminar partículas de poeira sobre as superfícies quando estas forem expostas ao ambiente. Para limpar a superfície executamos o seguinte procedimento :

-imersão durante 10 minutos em cloroetileno em ebulição.

-imersão durante 5 minutos em acetona em ebulição.

O trabalho de limpeza final e o processo de fotolitografia foram realizados no Laboratório de Microeletrônica da Engenharia Elétrica - Poli USP.

Com a superfície metalizada e perfeitamente limpa passamos para o estágio de fotogravação e ataque químico seletivo.

Após a metalização passamos para o estágio de fotogravação como descrito abaixo.

-Aplicação do fotoresiste (Shipley, 1350J) sobre a superfície metalizada do substrato.

-Espalhamento do fotoresiste sobre a superfície metalizada. Este procedimento foi realizado por uma centrifugadora a uma rotação de 3000 rpm durante 25 seg obtendo um filme com espessura de 1.1 a 1.3 μ m

-Cura do fotoresiste à 80 °C durante 20 min.

-Alinhamento da fotomáscara foi realizado segundo a direção de propagação da onda acústica para cada substrato. A precisão do alinhamento foi de 1 mm..

-Sensibilização das dimensões do transdutor no fotoresiste, espalhado na superfície do substrato. A sensibilização foi feita através de luz ultravioleta que emergem da fotomáscara.

-Tratamento térmico do substrato fotogravado durante 20 min a 80°, [3,10,13].

Com as dimensões do transdutor já impresso sobre o filme metalizado, passamos para a fase de ataque químico à superfície exposta aos raios de luz ultravioleta. Para isso usamos o processo de ataque químico aquoso. A composição química da solução de ataque está descrita abaixo:

-Alumínio :

-35 partes de Ácido Fosfórico (H₃PO₃)

-14 partes de Água destilada

-3 partes de Ácido Nítrico (HNO3)

-Niquel-Cromo :

-160 g de Nitrato de Cério Amoníaco
-45 g de Ácido Acético Glácial
-800 ml de Água Destilada.

A lâmina somente deve ser retirada dessa última solução quando se observar a remoção total do filme metálico das regiões não cobertas pelo fotoresiste.

Podemos citar alguns cuidados adicionais no processo normalmente usado :

1-Quando aquecer o substrato na solução de ataque, o mesmo deve ser retirado lentamente do recipiente mesmo após o substrato estar totalmente fora da solução, a fim de não provocar choques térmicos.

2-A lavagem da amostra deve ser feita em água destilada com uma temperatura ligeiramente inferior à solução de ataque.($\simeq 20$ °C).

A baixa resolução do ataque químico aquoso não alterou de forma significativa as dimensões dos transdutores sendo a menor dimensão a ser resolvida de aproximadamente 24,6 μ m.

Antes da microsoldagem devemos verificar os transdutores com melhores definições no contorno dos "dedos" (ver detalhe na figura 4.3). Esta verificação, feita com um microscópio óptico, permite a escolha dos transdutores com o menor número possível de defeitos.



Fig 4.3 Detalhe dos "dedos" dos transdutores interdigitais.

4.3 Caracterização Elétrica do Dispositivo OAS.

4.3.1 Medida de Impedância das Portas de Entrada e Saída.

Nesta secção apresentaremos as medidas das portas de acesso aos transdutores com o circuito de casamento conectado aos transdutores. Quando o transdutor de excitação está casado eletricamente com a fonte, este reflete uma potência muito pequena para o gerador, isto é, grande parte da potência emitida pelo gerador será absorvida pelo transdutor.

Nos apresentaremos apenas as cartas de Smith do dispositivo com o circuito de casamento para podermos avaliar a potência refletida na medida de transmissão.

Não avaliamos aqui as caracteristicas elétricas dos transdutores, mas sim do dispositivo como um todo, visto que entre as portas de acesso e os transdutores existem elementos como bobina de casamento, soldas, fios para conecções e fitas do circuito impresso e todos esses elementos influenciaram na impedância total medida na porta de acesso, figura 4.4.



Fig. 4.4 Linha de atraso encapsulada e com o circuito de casamento de impedância elétrico.

Para a caracterização da impedância, figura 4.6, 4.7, 4.8 utilizamos os seguintes equipamentos:

A impedância foi caracterizada a partir dos seguintes equipamentos:

-Mainframe HP 8407A

-Polar Display HP 8414A

-Generator/Sweeper HP 8601A

O diagrama de medida está representado na figura 4.5.

A calibração plano de curto-circuito e circuito aberto foram realizadas imediatamente antes da linha coaxial de 50Ω que interliga o dispositivo OAS com o lado exterior da caixa de blindagem.



Fig. 4.5 Sistema de medida utilizado para a caracterização da impedância na porta de saída dos dispositivos OAS. [51]



Fig.4.6 Medida da impedância das portas de acesso, sem casamento elétrico, ao dispositivo OAS construído sobre o substrato de LiNbO₃ corte YZ, com apenas uma superfície polida.

IMPEDANCE OR ADMITTANCE COORDINATES



Fig.4.7 Medida da impedância das portas de acesso, sem casamento elétrico, do dispositivo OAS construído sobre o substrato de LiNbO₃ corte YZ, com ambas superfícies polidas.

IMPEDANCE OR ADMITTANCE COORDINATES



Fig.4.8 Medida da impedância das portas de acesso, sem casamento elétrico, do dispositivo OAS construído sobre o substrato de LiNbO₃ corte 128° Y-X, com apenas uma das superfícies polidas.

O circuito de casamento de impedância é um importante estágio entre um transdutor interdigital e o gerador ou a carga ao qual ele está conectado. No nosso caso é importante que tenhamos ondas acústicas superficiais com maior amplitude possível, por isso apresetamos os gráficos acima relacionados.

O circuito de casamento de impedância consta somente de um indutor em série com o transdutor que possue uma impedâcia real e uma imaginária (capacitiva). Como já comentado a medida de impedância não é sobre o transdutor, por isso ao introduzirmos o indutor, com valor calculado não tinhamos o transdutor casado. O indutor acoplado às vezes não era suficiente para anular a reatância capacitiva,ou ou às vezes o circuito resultante tinha caracteristicas indutivas, constatando que o valor da indutância era elevado. Para solucionar esta inconveniência usamos um indutor variável com 1nH de valor máximo e 0.75 nH de valor mínimo. Utilizamos um núcleo de "pó de ferro"(N° 6543 NT Bosch) com características puramente indutivas até 110 MHz. Para a nossa faixa de utilização este indutor nos forneceu um angulo de fase de 89.8°.

O circuito de casamento nos permitiu anular a característica capacitiva do transdutor interdigital, como mostram as cartas de Smith, mas a parte real não ficou totalmente casada. Este descasamento promoveu uma reflexão da potência incidente, proporcionando maior perda dos dispositivos. Analisando as figuras 4.6, 4.7e 4.8 podemos estimar uma perda de potência de aproximadamente 2.5 dB a mais por dipositivo daquele devidamente casado

4.3.2 Medidas de Transmissão.

As cartas de Smith nos mostraram as condições de casamento de impedância elétrica das portas dos dispositivos OAS, por isso é importante que tenhamos em mãos para interpretarmos as medidas de transmissão. Para sabermos a resposta em frequência do dispositivo OAS realizamos medidas de transmissão.[51,52] Estas medidas serão comparadas com as medidas obtidas pelo método do "Laser Probe" [53.54]. Através destas medidas pudemos analisar algumas características importantes do dispositivo, como:

> -Perda de Inserção -Ondulações na Faixa de Passagem -Banda Passante -Espúrios e Distorções na Faixa de Passagem.

A montagem está esquematizada na figura 4.9 e o equipamento usado está relacionado abaixo:

-Mainframe HP 8407A -Phase-Magnitude Display HP 8412A -Divisor de Potência -Generator/Sweeper HP 8601A

As figuras 4.10, 4.11, 4.12, 4.13, 4.14 e 4.15 mostram os efeitos relacionados acima :



Fig.4.9 Montagem experimental utilizada para a medida de transmissão dos dispositivos OAS.



Fig 4.10 Medida de transmissão realizada na linha de atraso, sem o circuito de casamento de impedância, sobre o substrato de LiNbO₃ corte YZ com apenas uma superfície polida.



Fig 4.11 Medida de transmissão realizada na linha de atraso, sem o circuito de casamento de impedância, sobre o substrato de LiNbO₃ corte YZ, com as duas superfícies polidas.



Fig 4.12 Medida de transmissão realizada na linha de atraso, sem o circuito de casamento de impedância, sobre o substrato de LiNbO₃ corte 128⁰ Y-X com apenas uma superfície polida.



۱

,

Fig 4.13 Medida de transmissão realizada na linha de atraso, com o circuito de casamento de impedância, sobre o substrato de LiNbO₃ corte 128⁰Y-X com apenas uma superfície polida.



Fig 4.14 Medida de transmissão realizada na linha de atraso, com o circuito de casamento de impedância, sobre o substrato de $LiNbO_3$ corte YZ com apenas uma superfície polida.



Fig 4.15 Medida de transmissão realizada na linha de atraso, com o circuito de casamento de impedância, sobre o substrato de LiNbO₃ corte YZ com ambas superfícies polidas.

Pela comparação entre as figuras 4.15 e 4.16 podemos verificar que as ondas de corpo influenciam no sinal de resposta de forma significativa. Essas ondas, sempre presentes em dispositivos OAS, canalizam para sí uma parte da energia total aplicada ao transdutor. No caso ideal, a energia total aplicada deverá ser transferida integralmente para as ondas superficiais. As ondas de corpo produzem deterioração no sinal de saída do dispositivo, como interferência nos eletrodos interdigitais tanto no de excitação como no de recepção. A figura 4.16 mostra a localização espectral das ondas de corpo em relação à resposta das ondas acústicas superficiais. A forte interação das ondas de corpo na resposta do sinal do dispositivo apresentado em 4.15 deve se ao fato do substrato possuir as duas superfícies polidas.



Fig 4.16 Localização espectral das ondas de corpo em relação à resposta das ondas acústicas superfíciais, para linha de atraso com transdutores normais [13]

Como visto as ondas de corpo transversais possuem velocidade de propagação ligeiramente superior à velocidade das ondas acústicas superfíciais. A onda de corpo transversal possue intensidade máxima em 1.08 f (frequência central das ondas acústicas superfíciais). Para as nossas linhas de atraso a resposta máxima está na ordem de 76 MHz. Parte dessa onda propaga próximo à superfície outra parte chega ao transdutor de recepção pela reflexão na parte inferior do substrato. Para

diminuir a influência dessas ondas na resposta em frequência do dispositivo devemos : deixar rugosa a parte inferior do substrato , se possível aumentar a distância entre os transdutores.

No caso das ondas volumétricas longitudinais a fração de potência é bem menor à fração das ondas volumétrcas transversais e a resposta espectral de sua intensidade máxima é aproximadamente duas vezes [55] superior às ondas acusticas superficiais. Com isso podemos afirmar que as ondas longitudinais contribuem com uma parcela para a degradação da resposta de um filtro.

Os outros sinais espúrios dos dispositivos construídos neste trabalho estam previstos em literatura e a intensidade desses dependem tambem do circuito de casamento usado. Para o nosso caso (com o objetivo de realizarmos medidas pelo método do "Laser Probe"), os sinais espúrios não foram relevantes por possuírem pequenas intensidades relativas ao sinal centrado em 70 MHz.

As linhas de atraso construidas em substratos importados [10,13] apresentam perdas de a proximadamente 9 dB. Como já previsto pela medida de impedância e comprovada pelas medida de transmissão o nosso dispositivo apresentou maior perda de inserção na ordem de 12 dB. A perda por reflexão estava estimada em 3 dB justificando assim a perda excedente do nosso dipositivo.

CAPÍTULO V

CONSTRUÇÃO DO SISTEMA "LASER PROBE" E CARACTERIZAÇÃO DO DISPOSITIVO OAS

Neste capitulo trataremos sobre a construção de um sistema para a caracterização do dispositivo OAS (ondas acústicas de superfície) contruído segundo os capítulos anteriores. A técnica mencionada é tecnicamente chamada de "Laser Probe". Procuraremos aqui detalhar os procedimentos que obtiveram melhores êxitos, de forma a permitir a reprodução do experimento, sempre evidenciando as fontes principais de erro.

5.1 O "Laser Probe" Como Um Instrumento de Medida.

A "Optical Probe" tem sido desenvolvide em uma variedade de formas e revisada principalmente por Whitman [56] e Korpel [57]. Esta técnica tem a vantagem de ser rápida e fornecer um grande número de informações. É inevitável o uso dessa técnica quando se quer analisar o desempenho de qualquer material como substrato de ondas acústicas. Pode-se argumentar que alguns efeitos de propagação de uma onda de superfície poderiam ser investigadas com um par de transdutores interdigitais, como por exemplo, a perda de inserção, as perdas relacionadas com a mudança de temperatura e outras usando-se um oscilador de linha de atraso. No entanto, para alguns fins, é necessário conhecer a distribuição da amplitude da onda superficial em uma determinada área do substrato com uma dada resolução. Através da técnica de Laser Probe, [58], podemos medir tanto o efeito de propagação como também fazermos o diagnóstico operacional dos dispositivos. A figura 5.1 ilustra esquematicamente a utilização da técnica em uma linha de atraso.

Quando um raio de luz coerente incide sobre uma onda de superficie cujo comprimento de onda é da ordem de grandeza do comprimento de onda da luz incidente, ocorre difração devido às deformações da superfície. O substrato atua como uma rede de difração e a luz é defletida em lados opostos à direção especular do raio incidente, chamado de raio principal. As direções angulares destes raios estão

relacionados pela seguinte condição:

 $sen\theta_m = sen\theta + \frac{m\lambda}{\Lambda_{ac}}$

onde λ é o comprimento de onda da luz incidente e Λ_{aC} é o comprimento de onda da onda acústica superficial, m é um número inteiro e θ é o angulo entre a normal e o raio principal, [59,60]. A validade desta equação pode ser experimentalmente confirmada pela medida do ângulo de deflexão dos raios difratados, como mostra a figura 5.2

A intensidade dos raios defletidos estão diretamente relacionados com a intensidade das ondas de superfície e, portanto, detectando-se o raio difratado à um certo ângulo θ podemos monitorar os distúrbios das ondas no substrato, [60]. Além disso, devido ao movimento da onda acústica, o raio difratado principal é modificado pelo efeito Doppler em magnitude igual à frequência da onda de superfície e com sinal dependente do sentido de propagação. Assim, pela investigação de vários materiais com a técnica de Laser Probe podemos escolher o material com a menor perde para uma dada aplicação, [61, 62, 63].

A mais importante aplicação da técnica de Laser Probe é a medida do raio acústico desviado, difratado e atenuado, como mostra a figura 5.3. O ângulo θ define a direção de propagação (direção da velocidade de fase) com relação ao eixo cristalino de referência. O ângulo ϕ define a variação do fluxo de potência (direção da velocidade de grupo) com a direção da velocidade de fase. Os dispositivos são geralmente projetados para a onda acústica se propagar em um eixo de modo puro (ϕ = 0). O espalhamento ocorre quando a direção do fluxo de energia acústica não coincide com a frente perpendicular da onda. O desvio do fluxo de potência é diretamente proporcional a $\partial \phi/\partial \theta$ que pode ser utilizado para medir o desalinhamento do raio acústico. Portanto, altos valores de $\partial \phi/\partial \theta$ resultam em grandes desvios, [64, 65].

5.1


Fig. 5.1 Diagrama esquemático de uma linha de atraso e o uso do Laser Probe na investigação das ondas acústicas superficiais, [60]



Fig. 5.2 Confirmação da equação 5.1 obtida com luz defletida pelas ondas acústicas de superfície à frequências de 635 a 1950 MHz. Dados experimentais obtidos por Slobodnick [60]



Fig. 5.3 Representação esquemática da produção e propagação da onda acústica de superfície. Os ângulos $\phi \in \theta$ definem a direção de propagação em relação ao eixo cristalino de referênia e o desvio do fluxo de potência da direção da velocidade de fase, [3].

5.2 Procedimento Experimental

Antes de iniciarmos a discussão à respeito do procedimento experimental, julgamos ser mais conveniente, para a realização de futuros trabalhos, relacionarmos os equipamentos utilizados em nossas medidas, como mostra abaixo :

- Laser He-Ne 5 mW, Opto Eletrônica.
- Polarizadores (λ = 0.6328 μ m)
- Lâmina $\lambda/4$ de quartzo ($\lambda = 0.6328 \ \mu m$)
- Expansor de feixe, Oriel 15260
- Goniômetro com precisão de 5"
- Chopper

- Tubo fotomultiplicador (na faixa do comprimento de onda do laser), Oriel 7062

- Medidor de Diâmetro do feixe do Laser

- Lock-in , Stanford 560SR
- Gerador de RF 1 160 MHz
- Amplificador de RF (1 100 MHz) com Watimetro, Marconi
- Dispositivos OAS
- Osciloscópio
- Microcomputador PC-XT com impressora

A conservação da limpeza do substrato do dispositivo OAS é um cuidado fundamental para que o desempenho do dispositivo não varie significativamente com o tempo. As partículas suspensas no ar encrustam-se na superfície provocando grandes perdas de sinal por propagação e até mesmo o curto-circuito dos transdutores interdigitais. Para isso, a primeira iniciativa que tivemos foi construirmos uma caixa limpa envolvendo o goniômetro, como mostra a figura 5.4. O objetivo desta caixa e á de manter e realizar a limpeza do dispositivo. As particulas de poeira sobre o dispositivo no interior da caixa limpa foram removidas com jatos de Argônio provenientes de um cilindro acoplado ao sistema, ver fig.5.3.

Devido à irregularidade na superficie do vidro utilizado para envolver a caixa limpa tornou-se necessário polir um disco de vidro (BK7) com a exigência de que as suas faces fossem paralelas (a precisão foi de 5 segundos de arco). O disco utilizado tem 60 mm de raio e 3 mm de espessura. Com este cuidado asseguramos a regularidade do "spot" do laser quando transladado pela superfície desta janela.



Fig.5.4 Foto da caixa limpa anexada ao sistema do "Laser Probe" para evitar poeira sobre o dispositivo OAS.

A avaliação desta lâmina é de grande importância para obtermos resultados confiáveis. O esquema utilizado para a avaliação da janela da caixa limpa está mostrado na figura 5.5.

O procedimento desta medida consiste em comparar a intensidade do feixe transmitido com uma referência, em relação à posição do disco BK7.

A referência utilizada tem a função de evitar que a variação da intensidade do laser no tempo interfira em nossas medidas, pois a aquisição de dados necessita de um tempo relativamente grande de coleta. Para isso, o sinal do foto-diodo 1 é dividido pelo sinal do foto-diodo 2.

$$\frac{I_1}{I_2} = I_r$$

onde I_1 é a intensidade do foto-diodo 1 e I_2 é a intensidade do foto-diodo 2.

Para podermos comparar também o grau de homogeneidade do vidro BK7 e de um comum, realizamos medidas de transmissão e os resultados estão apresentados na figura 5.6.



Fig. 5.5 Esquema utilizado para a análise da janela de vidro BK7 da caixa limpa.



Fig.5.6 Variação da intensidade do feixe do laser transmitido em vidro comum e na janela construida.

Tomamos o cuidado de medir os dois tipos de vidros usados na construção da caixa com as superfícies limpas.

5.2.1 Medida da Variação do Laser

Antes de qualquer medida com o laser, a menos que se utilize o sinal de referência é necessário determinar a região de trabalho, e sob quais condições esta região é válida. Em nosso caso essa região é obtida após três horas do lase entrar em funcionamento. A figura 5.7 mostra a variação da intensidade do laser com o tempo, região de trabalho por nós considerada. Conseguimos apenas obter essas condições após ter envolvido o tubo com uma proteção de lã de vidro, de espessura de aproximadamente 10 mm e papel alumínio. Isto fez com que a troca de calor com o meio ambiente fosse minimizada.



Fig. 5.7 Variação da intensidade do laser com o tempo, após três horas de funcionamento. O laser estava com uma proteção para minizar a troca de calor do tubo com o meio ambiente.

5.2.2 Medida do Diâmetro do Feixe do Laser

No caso do mapeamento do campo acústico é fundamental conhecermos o diâmetro do "spot" do laser para sabermos as dimensões da região do substrato que será analisado. A área da mancha do laser no substrato determina a área de medida, por isso, o diâmetro do feixe do laser não deve ser menor que o comprimento de onda acústica para não produzir deflexão acentuada do feixe incidente. Na figura 5.8 mostramos este efeito.

Geralmente o diâmetro da mancha do laser no substrato é determinado pelo comprimento de onda acústica (Λ_{ac}) e pelas dimensões do passo do feixe sobre o substrato (Ver fig. 5.7). O padrão de interferência provocado por uma rede de difração torna-se mais nítido quanto maior o número de raias da grade. Através das medidas efetuadas concluimos que $10\Lambda_0$ eram o mais do que suficiente para uma boa nitidez.



Fig. 5.8 Deflexão do feixe refletido pelas ondas acústicas de superficie.

O feixe do laser do qual se quer saber o seu diâmetro foi incidido na lateral de uma calota de alumínio anodizado de 5 cm de diâmetro com um friso de largura conhecida. A calota é conectada a um motor com rotação estabilizada como mostram as figuras 5.9 e 5.10. Um foto-diodo é acoplado no interior da calota para detectar a porção do feixe com a variação da fenda da calota. O sinal do foto-diodo é inserido num osciloscópio onde se faz a medida do tempo da meia largura da gaussiana.



Fig. 5.9 Representação do diâmetro do laser sobre o substrato de LiNbO₃.



Fig. 5.10 Vista lateral do dispositivo para medir o "spot" do laser utilizado no esquema da figura 5.8. sendo 1 o foto-detetor, 2 a calota giratória, 3 o motor e 4 o suporte.

A determinação do raio médio gaussiano foi realizada pela medida da meia altura da gaussiana vista no osciloscópio como apresentada na figura 5.11



Fig. 5.11 Representação do visor do osciloscópio com um pulso originado de um feixe de raio gaussiano igual a W_p.

A meia altura é denotada por T_1 e tem valor igual a $T_0/2$. A função que descreve a gaussiana é dada por :

$$T_{1} = T_{0} \exp\left(\frac{-2r^{2}}{W_{p}^{2}}\right)$$
(5.2)

Pela equação acima e pela equação empírica que relaciona a largura do pulso na figura 5.10 com r na equação 5.2 podemos encontrar o raio gaussiano desejado. A equação empírica para utilizarmos no medidor de "spot" é dada por :

$$r = 1.48 \ 10^3 \ t$$
 (5.3)

onde rédado em mm e t em segundos, sendo t o tempo lido no osciloscópio.

Para obtermos um feixe de 450 μ m o tempo lido no osciloscópio é de 1.82 10^2 μ s.

5.3 Medida da velocidade acústica no substrato de LiNbO3

Para a aplicação tecnológica do LiNbO₃ em dispositivos eletro-acústicos, acusto-ópticos e outros é necessário conhecer a velocidade de propagação da onda acústica neste material. Como uma forma de caracterizar acusticamente os substratos de LiNbO₃ produzidos em nosso grupo, medimos a velocidade e o campo acústico. Com estas grandezas em mãos podemos comparar os cristais crescidos em nossos laboratórios com os cristais existentes no mercado internacional.

O esquema do arranjo experimental é mostrado nas figuras 5.12. Com este sistema podemos medir a deflexão ângular do feixe difratado de primeira ordem. A onda acústica presente na superfície do substrato origina uma grade de difração do tipo fase. A difração ocorre quando um feixe incide sobre esta grade, [66,67]. Como mostrado no capítulo 2, a separação angular entre o raio de ordem zero e o raio difratado de primeira ordem é dado por :

$$\Delta\Theta = \frac{\Lambda_{op}}{\Lambda_0 \cos{(\theta)}}$$
(5.4)



Fig. 5.12 Representação do feixe do laser interceptado pelo substrato em presença das ondas acústicas superficiais.



Fig 5.13 Representação do sistema utilizado para medir a velocidade acústica no dispositivo OAS.

A partir da medida do ângulo de deflexão podemos calcular a velocidade através da equação 5.3

$$V = \left(\frac{\lambda_{op}}{\Delta \theta}\right) f_{ac}$$
(5.5)

onde fac é a frequência da onda acústica superficial.

.

5.3.1) Alinhamento do sistema para medir a velocidade

Podemos dividir em duas etapas o alinhamento do laser com o goniômetro: a) Posicionamento do raio vindo do expansor de feixe com o eixo central do

goniômetro

b) Alinhamento da superficie do substrato com o eixo central perpendicular à mesa goniométrica.

Antes de conectarmos o suporte de translação, Peça 1 monstrada na figura 5.15, tivemos o cuidado de centralizar o foco do feixe com a linha central perpendicular à mesa goniométrica. Para isso o feixe foi incidido sobre um sistema pontiagudo adaptado no eixo do suporte de translação, Peça 2, na posição central da mesa goniométrica, a qual foi girada de 360 graus para corrigir o eixo em questão, figura 5.14. O foco não deve desviar do centro do suporte quando a mesa goniométrica é girada de 360 graus.



Fig 5.14 Esquema do alinhamento do goniômetro.

O eixo perpendicular à mesa goniométrica deve conter o plano da superfície do substrato para que não ocorra erro na medida do ângulo quando se substitui um dispositivo OAS por outro. O efeito é mostrado na figura 5.14.

Um detalhe importante na medida da velocidadade é o de medir a velocidade em posição única. Se esta condição não for satisfeita a posição de incidência do laser no substrato variará com o deslocamento angular do goniômetro o que impossibilitaria a medida na posição desejada.



Fig 5.15 Esquema do alinhamento da superfície do substrato com o eixo central perpendicular ao goniômetro.

Para podermos ter certeza de que o plano do substrato contém o eixo central e perpendicular ao goniômetro montamos o sistema de medida que descreveremos aqui. Devido à disposição dos substratos em suas caixas de blindagem tivemos que substituir a superfície de propagação das ondas acústicas superficiais por um espelho. O espelho foi fixado e o ângulo foi tomado como zero quando o feixe refletido coincidia com o feixe de incidência. A posição da maior deflexão possível foi marcada por um foto-diodo. Para maior precisão o feixe que incide no foto-diodo deve ter o menor diâmetro possível. Como demonstrado na figura 5.14 existe apenas uma posição do substrato para um determinado ângulo que permite o feixe refletido incidir sobre o foto-detetor. Substituímos então o espelho pela superfície do substrato e através deste método conseguimos manter a superfície de todos os substratos na mesma posição.

5.3.2) Atenuação dos Ruídos na Saída da Fotomultiplicadora

Nas medidas preliminares a luz incidente era polarizada mas fazia qualquer ângulo de polarização com o plano de incidência e o caminho óptico entre a fotomultiplicadora e a saída do expansor de feixe era de 1,7 metros sendo a superfície refletora do substrato posicionada no meio caminho.

Segundo estas medidas, o nível do ruído de fundo apresentava-se muito alto em relação à intensidade do feixe que queríamos medir, impossibilitando a obtenção de resultados quantitativos. Para diminuir este ruído efetuamos o seguinte procedimento:

-Aumentamos a distância entre a fotomultiplicadora e o substrato

-Polarizamos verticalmente a luz com relação ao plano de incidência

-Adaptamos uma iris de 2,5 mm de diâmetro a uma distância de 30 mm do catodo da fotomultiplicadora

-Protegemos o cátodo com uma janela de vidro com uma superfície polida e outra apenas lapidada

-Anexamos amortecedores nas bases dos sistemas de medidas.

A seguir, discutiremos estes itens com mais detalhes.

5.3.3) Aumento da Distância Entre a Fotomultiplicadora e o Substrato

O ruído mais intenso em nossas medidas está relacionado ao espalhamento da luz do laser pelas superfícies da janela da caixa limpa e do substrato. Dentre estas superfícies a que mais espalha é a superfície inferior do substrato de LiNbO₃ por ela ser rugosa. Esta superfície tem como objetivo atenuar a propagação da onda acústica de corpo gerada pelo transdutor interdigital (Capítulo 4).Por isso este espalhamento é inerente ao dispositivo. Assim sendo, este efeito de espalhamento está normalmente presente neste tipo de medida. A figura 5.16 ilustra este efeito.



a)



Fig.5.16 a) e b) Desenho do sistema usado para transladar o substrato do dispositivo OAS com relação ao feixe incidente.



Fig 5.17 Espalhamento do laser nas superfícies do substrato de LiNbO₃.

Quando a distância entre o dispositivo e a fotomultiplicadora é aumentada, a intensidade do feixe sobre o detetor diminui num fator de $1/r^2$, sendo r a distância entre o detetor e o dispositivo, figura 5.18. Considerando-se este espalhamento como o de uma fonte puntiforme e podemos representar este decaimento pela seguinte equação:

 $1 = \frac{l_0}{r^2}$

Com base nesta equação, quanto mais aumentarmos o caminho óptico menor o ruído, mas isso não foi observado em nosso sistema. O limite desta previsão é determinada pela vibração das bases do sistema óptico. Quando aumentamos demasiadamente o caminho óptico a vibração causa um maior deslocamento do feixe óptico sobre a região sensível da fotomultiplicadora, figura 5.18. Como o elemento sensível da fotomultiplicadora não é homogêneo o deslocamento do feixe sobre o mesmo provoca um sinal elétrico de frequência igual ao da vibração.



Fig.5.18 a)Representação esquemática da diminuição do ruído provocado pelo espalhamento do feixe no substrato de LiNbO₃ com o aumento do caminho óptico.

Para o nosso sistema óptico de medida determinamos o caminho óptico ideal como sendo de 1,8 metros.

5.3.4) Polarização da Luz Incidente

Com a polarização podemos variar os coeficientes de reflexão e transmissão de um raio luminoso incidindo sobre uma superfície. Podemos também diminuir, com um polarizador, a intensidade luminosa de um feixe de raios despolarizados.

Como esquematizado na figura 5.16, grande parte do ruído origina-se do espalhamento do feixe transmitido no substrato de LiNbO₃. Como o coeficiente de transmissão depende da polarizabilidade, determinamos que a polarização vertical com o plano de incidência nos daria uma maior reflexão e, consequentemente, uma menor parcela seria espalhada na superfície rugosa do nosso substrato.

De acordo com Beckman [30] a polarização de uma onda espalhada por uma superfície rugosa varia com a geometria do espalhamento e geralmente diferencia-se da polarização da onda incidente. Este efeito é conhecido como despolarização. Porém se a superfície de incidência do feixe possuir um raio de curvatura muito maior que o comprimento de onda deste feixe, então podemos assumir como uma primeira aproximação, que os raios do feixe espalhado estão em uma direção paralela a de um feixe refletido.

A diminuição do ruido de fundo produzido pelo feixe despolarizado vindo da parte inferior do substrato de $LiNbO_3$ foi conseguida da seguinte maneira: após a luz polarizada incidir sobre o substrato, o feixe difratado era polarizado antes de penetrar no sitema de medida. Com esta montagem, conseguimos aumentar a razão sinal ruído em torno de 30 %.(Ver figuras 5.19 e 5.20.)



Fig.5.19 Representação esquemática da atenuação do feixe espalhado pela parte rugosa do, substrato de LiNbO₃



Fig. 5.20 Exemplo da medida entre o sinal de ruído de fundo e o sinal difratado de primeira ordem no tempo com e sem polarizador à frente da fotomultiplicadora. Linha contínua sem polarizador e linha pontilhada medida com polarizador.

5.3.5 Anexação de uma iris e uma janela difusa à fotomultiplicadora.

O feixe incidente sobre o elemento sensivel da fotomultiplicadora tem um diâmetro de aproximadamente 2 cm. Para termos maior precisão na medida dos ângulos e uma menor incidência luminosa de outras fontes adaptamos uma íris com um orifício circular de 2.5 mm a uma distância de 30mm do anodo. Como o feixe é gaussiano, a sua maior intensidade está no centro. Com isto conseguimos uma maior precisão na medida dos angulos.

Mesmo com a presença de amortecedores mecânicos, a vibração é uma constante neste tipo de experimento. Para amortecer este efeito sobre a região sensível da fotomultiplicadora anexamos uma janela de vidro com uma superfície polida e a outra apenas lapidada carburundum 800. Esta placa de vidro tem o objetivo de homogeneizar o feixe que passa pelo orifício da íris em toda região do anodo da fotomultiplicadora.

5.3.6) Amortecedores mecânicos.

O sitema óptico foi montado sobre uma mesa de granito com dimensões 1.20 x 2,0 x 0,.08 m³. Apesar da grande inércia da mesa o ruído devido a vibração ainda era presente. Com o objetivo de atenuar as vibrações, adaptamos amortecedores de borracha e espuma nas bases dos trilhos ópticos, do goniômetro e do chopper A base para o laser e todo o sistema de medida foi construída segundo a figura 5.21 visando proporcionar uma maior estabilidade mecânica.



Fig. 5.21 Base utilizada para proporcionar maior estabilidade mecânica no sistema óptico com massa igual 14 Kg.

5.3.7 Calibração do Sistema Óptico de Medida.

O desempenho da técnica de "Laser Probe" será avaliado pela comparação das curvas experimentais com a curva teórica obtida da equação 5.4. A curva teórica será, portanto, a nossa curva de calibração. Antes do início de todas as medidas o procedimento de calibração era repetido (comparação das curvas).Esta medida foi realizada em diferentes regiões do substrato para mostrar a eficiência do conjunto de translação para o dispositivo OAS mostrado na figura 5.17

Pela disposição dos componentes ópticos usados figura 5.12 o deslocamento angular máximo permitido para o feixe foi de aproximadamente 40 graus, o qual foi suficiente para tal verificação.

Utilizando o fato do feixe do laser expandido possuir maior intensidade no centro conseguimos determinar com maior precisão o deslocamento do feixe difratado. Como o feixe de ordem zero tem uma intensidade da ordem de 10⁴ do feixe de primeira ordem foi impossível medir diretamente este feixe. Para podermos medir este feixe com o Lock-in acrescentamos um filtro entre a fotomutiplicadora e o substrato cujo espectro é mostrado na figura 5.22.



Fig. 5.22 Espectro de transmissão do filtro utilizado para a intensidade do feixe de ordem zero

O coeficiente de transmissão do filtro obtido do espectro da figura 5.22 para o comprimento de onda do laser de He-Ne (0.6328 μ m) foi de 2.3 %. Isto significa que a intensidade medida pela fotomultiplicadora deve ser multiplicada por 0.023 para podermos obter a intensidade real do feixe de origem.

5.3.8) A medida da velocidade

Após todos estes procedimentos experimentais pudemos medir o ângulo de difração e com ele determinar a velocidade da onda acústica em nossos dispositivos OAS. Os dados foram coletados de 4 em 4 graus, de 0 até 40, para três pontos diferentes do substrato. Apresentaremos a seguir um roteiro para a obtenção do valor do ângulo entre o feixe especular e o feixe difratado de primeira ordem :

- Alimentação dos transdutores com RF de 70 MHz a uma potência de 0.5 W

- Calibração do goniômetro em 0 grau para o feixe de incidência coincidir com o feixe refletido pela superfície de propagação da onda acústica no substrato de LiNbO₂

- O goniômetro é girado no ángulo de incidencia desejado

- Com o espelho 2, figura 5.23, variamos a posição do feixe até obtermos a posição do feixe com um sinal máximo na fotomultiplicadora. Isso determina a posição do feixe central (medida realizada com filtro atenuador 2.3%)

- Antes de retirar o filtro atenuador movemos o feixe em aproximadamente 5' de arco, para impedirmos que o feixe central atinja a região sensível da fotomultiplicadora.

- Através do goniômetro procuramos o feixe de primeira ordem e anotamos o valor do $\Delta\theta$

- Deslocamos o dispositivo OAS para três posições diferentes : 3, 6 e 9 mm do transdutor de entrada. Esta etapa assegura o bom funcionamento do sistema de translação do dispositivo OAS montado sobre o goniômetro figura 5.15

Seguindo todos estes procedimentos podemos verificar a validade da equação 5.1. A confirmação da equação 5.1 deve sempre ser realizada antes de qulquer medida, pois ela garante que não cometeremos erro na medida do ângulo de difração. Estas medidas foram realizadas tanto para o corte 128° Y-X como para o corte YZ do LiNbO₃. Os resultados estam mostrados na figuras 5.23 e 5.24.



Fig 5.23 Anexação dos espelhos 1 e 2 na montagem do "laser Probe"



Fig 5.24 Verificação da equação 5.4 para o corte YZ do LiNbO₃



Fig.5.25 Verificação da equação 5.4 para o corte 128° Y-X do LiNbO₃.

Através das figuras 5.24 e 5.25 podemos, com maior precisão, determinar a velocidade de propagação da onda acústica de superfície. A tabela 5.1 mostra os resultados obtidos pela tecnica do "Laser Probe". Para simples comparação mostramos também os resultados teóricos obtidos por Räuber [34]. A medida que limita a precisão é a medida do ângulo de deflexão entre os dois máximos do padrão de interferência. Uma série de medidas realizadas para determinar um ângulo da ordem de 47' de arco, em nosso equipamento, apresentou um erro, da ordem de 0.42 %, entre o valor máximo e mínimo obtidos para a mesma posição do detetor. Este erro esta próximo aos 0.2 % de precisão da mesa goniométrica para esta faixa de deslocamento angular.

A figura 5.26 mostra a repetitividade das medidas para um ângulo arbitrário. A única condição é do angulo medido estar na ordem do previsto teoricamente para a separação entre os feixes difratados. Porque quanto maior o ângulo escolhido maior será a precisão do valor medido em comparação com o valor real.



Fig. 5.26 Gráfico demonstrando a precisão da medida de um ângulo de 47' usando o nosso sistema óptico (figura 5.12.)

Substrato	Y-Z 1P	Y-Z 2P	128°Y-X
Veloc. T. (m/s)	3488	3488	3992
Veloc. E. (m/s)	3510	3508	4012
Erro	0.63%	0.57%	0.50%

Tabela 5.1 Relação entre as velocidades medidas pelo "Laser Probe" e fornecido pela bibliografia [34].

Para diminuir este erro teríamos de ter um goniômetro com maior precisão ou termos condições de aumentarmos o caminho óptico entre o transdutor e o fotodetetor.

5.4 Medida do Campo Acústica no Substrato de LiNbO₃

Para podermos conhecer a propagação da onda acústica superficial medimos a amplitude da onda acústica ponto a ponto no substrato. Medida da variação da amplitude com a frequência de excitação dos transdutores também foram feitas e comparadas com medidas do capítulo 3.

5.4.1 Variação da razão I₁/I₀ com a Polarozação

Como estamos trabalhando com luz polarizada então devemos verificar a influência do ângulo de polarização na razão entre a intensidade do feixe difratado de primeira ordem (I_1) em relação ao feixe difratado de ordem zero (I_0) Para isso o seguinte procedimento deve ser realizado :

Procedimento

-Polarizamos o laser (com o polarizador 1) e passar o feixe por uma lâmina $\lambda/4$ de modo a tornar o feixe do laser com uma polarização circular.

-Interceptamos o feixe polarizado circularmente com o polarizador 2 para obtermos, para qualquer ângulo de polarização linear, a mesma intensidade na fotomultiplicadora.

-Posicionamos o polarizador 2 para que se tenha uma polarização transversal ao plano de incidência.

-O processo anterior foi repetido no polarizador 3

-Com o filtro (2.3 %) anexado em frente à fotomultiplicadora medimos a intensidade I_o, figura 5.26, e calibramos o goniômetro na posição zero

-Aplicamos um sinal de RF de 70 MHz $\,$ com potência de 0.5 W \50 Ω

-Giramos o goniômetro até que o feixe l_o se desvie do orifício da íris para retirar o filtro.

-Deslocamos angularmente o goniômetro e alinhamos o sistema até que o sinal do feixe I₁ fosse máximo.

- determinamos o ruído de fundo após desconectarmos o sinal de RF

-Aplicamos o sinal de RF e obtemos o patamar correspondente ao feixe I_1 , figura 5.28.

-Retiramos novamente o sinal de RF e novo ruído de fundo foi obtido.

Todas estas etapas foram repetidas de -90 a 90 graus, com relação à polarização horizontal em intervalos de 10 em 10 graus. Os dados obtidos foram computados e plotados em um gráfico I/I_0 em função do ângulo de polarização, figura 5.29. O sinal de saída da fotomultiplicadora do feixe refletido especularmente pela superfície do substrato e do feixe difratado de primeira ordem foram lidos pelo Lock-in interligado ao microcomputador. Exemplos das saídas do sistema de medida estam representados nas figuras 5.27 ϵ 5.28.



Fig.5.27 Medida exemplo do feixe I_o no ponto ponto de polarização -20 graus.

113

RVIÇO DE BIBLIGTECA E INFORMAÇÃO - IPQSC FÍSICA



Fig. 5.28 Medida exemplo do feixe I_1 no ponto de polarização -20 graus.



Fig 5.29 Resultados experimentais de I_1/I_0 em função do ângulo de polarização da luz incidente.

5.4.2) Variação da Razão I₁/I₀ com a Frequência de Excitação do Transdutor

A medida óptica pela técnica do "Laser Probe" nos permite obter a variação da razão entre feixe difratado de primeira ordem e o feixe de ordem zero com a frequência. As medidas foram realizadas em uma posição, A_o, onde não temos influência do espalhamentoou do desvio acentuado do feixe acústico ("Beam Stearing"). Como mostra a figura 5.30.



Fig 5.30 Representação do ponto onde o laser inside sobre o substrato de $LiNbO_3$ para medir I₁ e I₀ em função da frequência de excitação do transdutor.

Para podermos relacionar a amplitude máxima, [66, 68, 69, 70], para cada frequência devemos ter a certeza da homogeneidade da frente de onda em cada frequência para isso realizamos as medidas representadas na figura 5.30.

Se caso houver qualquer efeito que impeça a homogeneidade da frente de onda acústica propagante, então o ponto escolhido será o menos afetado.

Uma medida semelhante foi realizada no Capítulo 4, com o mesmo objetivo do capítulo anterior faremos também aqui, mas com a caracterização óptica. Faremos também uma comparação entre a caracterização elétrica e óptica.

A montagem usada para caracterizarmos pelo processo óptico esta descrita na figura 5.12

Procedimento

-O alinhamento é uma condição necessária

-A potência aplicada no transdutor do dispositivo OAS foi de 1W / 50 Ω a 70MHz.

-Com um frequencimetro monitoramos a frequência do sinal de entrada no transdutor.

-Medimos as intensidades dos feixes I_1 e I_0 em posições da reta paralela ao transdutor passando pelo ponto escolhido com da variação da frequência, figura 5.30.

Plotamos as amplitudes relativas A_r em função da frequência e notamos, pelos resultados obtidos, que as amplitudes permaneceram relativamente constantes. A amplitude relativa A_r é obtida pela razão entre a amplitude no ponto central e a amplitude em um ponto deslocado na reta paralela ao transdutor passando pelo ponto central, figura 5.30. Os gráficos abaixo relacionam as amplitudes A_o e A_n (n=1,2,...) na mesma frequência.



Fig 5.31 Frente de onda para uma dada frequência para : a) 60 MHz



Fig 5.31 Frente de onda para uma dada frequência para : b)65 MHz c)70 MHz d)75 MHz .



Fig 5.31 Frente de onda para uma dada frequência para : e) 80 MHz .

Pela homogeneidade das amplitudes podemos estimar a variação do fluxo de de energia apenas pela variação da amplitude no ponto A_o.

 $Com \mbox{ os resultados obtidos podemos agora relacionar a variação de razão <math display="inline">I_i M_0$ com e frequêncie de excitação dos transdutores.

As figuras abaixo relacionam as medidas descritas no Capitulo 4 com as medidas pelo método óptico.



Fig 5.32 Banda passante medida pelo método óptico e elétrico em uma linha de atraso construída sobre um substrato de LiNbO₃ corte YZ.



Fig 5.33 Banda passante medida pelo método óptico e elétrico em uma linha de atraso construída sobre um substrato de LiNbO₃ corte 128^o Y-X.



Fig 5.34 Gráfico relacionando a banda passante medida pelo método óptico e elétrico em uma linha de atraso construída sobre um substrato de LiNbO₃ corte YZ com os duas superfícies polidas.

As figuras acima mostraram que os resultados obtidos pelo método óptico estam em concordância com os apresentados pela caracterisação elétrica. No gráfico referente à figura 5.34 podemos notar qualitativamente a interação da onda volumétrica no sinal do transdutor de saída, o que não acontece com a medida pelo método óptico. Com o "Laser Probe" nos podemos medir a amplitude da onda superficial sem a interferência da onda volumétrica.

Devemos ter o cuidado ao analisar as figuras 5.32, 5.33, e 5.34. O resultado fornecido pelo "Laser Probe" não relaciona a potência de entrada com a potência de saída do dispositivo OAS, mesmo que neste trabalho não fizemos menção à determinação da potência de ondas acústicas superficiais. O intuito de relacionarmos os resultados da caracterização elétrica e óptica é para mostrarmos a potencialidade de medida do "Laser Probe". Para isso tomamos a amplitude determinada a 70 MHz e reacionamos com amplitudes obtidas à outras frequências. Podemos mostrar com esta medida a abanda passante do transdutor de excitação e relacionar com a do dispositivo em questão.

5.4.3) Campo da Onda Acústica Superficial no Substrato de LiNbO₃

O método do Laser Probe é o método que nos fornece informações detalhadas sobre a propagação o das ondas acústicas superficiais. Através dos métodos de medida da intensidade do feixe difratado de primeira ordem, descritos em itens anteriores deste capítulo, nós determinamos a amplitude da onda acústica ponto a ponto na superfície do substrato. Conhecendo-se a amplitude acústica em um grande número de pontos na superfície do substrato podemos com elas mapear a deformação superficial provocada pela onda acústica superficial. O esquema da distribuição de pontos na superfície do substrato de LiNbO₃ é representado na figura 5.35.

Durante as medidas para o mapeamento da superficie deformada pela onda acústica superficial pudemos observar algumas discrepâncias no perfil da frente da frente de onda. Estas discrepâncias foram provocadas por restos do filme utilizado na construção dos transdutores interdigitais. A luz espalhada pelas imperfeições impediu de determinarmos a amplitude neste ponto. Por isso determinamos a amplitude em posições ligeiramente anteriores ao ponto desejado. Nas figuras 5.36 e 5.37 estam representados as frentes de onda quando medidas em presença de imperfeições.


Fig 5.35 Posições onde determinamos pelo Laser Probe a amplitude acústica na superfície do sustrato de LiNbO₂.



Fig. 5.36 Discrepância na medida da frente de onda provocada por imperfeições na superfície.



Fig. 5.37 Outro exemplo da discrepância na medida da frente de onda provocada por imperfeições na superfície.

Os três dispositivos OAS usados tiveram a mesma distribuição de pontos representados na figura 5.35.

Com o valor da amplitude máxima da onda acústica em cada ponto podemos determinar a perda por propagação e a direção do fluxo de enegia. As frentes de onda foram representados em gráficos para que pudessemos quantificar a atenuação e o ângulo do "Beam Stearing", figura 5.38, 5.39, 5.40.



Fig 5.38 Frentes da onda acústica de frequência 70MHz propagando na superfície do substrato de LiNbO₂ corte YZ com uma superfície polida. Posições ao transdutor de excitação : (a) 1 mm, (b) 3 mm, c) 5 mm



f)

Fig 5.38 Frentes da onda acústica de frequência 70MHz propagando na superfície do substrato de LiNbO₃ corte YZ com uma superfície polida. Posições transdutor de excitação : 7 mm, e) 9 mm e f) 11 mm

126



Fig 5.39 Visualização das frentes da onda acústica de frequência 70MHz propagando na superfície do substrato de LiNbO₃ corte YZ com as duas superfícies polidas. Posições ao transdutor de excitação : (a) 1 mm, (b) 3 mm, c) 5 mm.

127

. . . A

. .



Fig 5.39 Visualização das frentes da onda acústica de frequência 70MHz propagando na superfície do substrato de LiNbO₃ corte YZ com as duas superfícies polidas. Posições do transdutor de excitação : d) 7 mm, e) 9 mm e f) 11 mm.



Fig 5.40 Visualização das frentes da onda acústica de frequência 70MHz propagando na superfície do substrato de LiNbO₃ corte 128° Y-Z com apenas uma superfície polida. Posições do transdutor de excitação : (a) 1 mm, (b) 3 mm, c) 5 mm



Fig 5.40 Visualização das frentes da onda acústica de frequência 70MHz propagando na superfície do substrato de LiNbO₃ corte 128° Y-Z com apenas uma superfície polida. Posições do transdutor de excitação : d) 7 mm, e) 9 mm e f) 11 mm

relativa à maior amplitude. Na tabela 5.2 está apresentado todas as máximas amplitudes. A perda por propagação não foi computada porque as linhas de atraso possuiam um pequeno percurso de propagação. A perda prevista (utilizando o Capítulo 1) é de aproximadamente 4.6 10⁻² dB a frequências inferiores a 200 MHz. Nessas condições o sistema "Laser Probe" montado não oferece precisão para medirmos a perda por propagação.

Substrato	Y-Z 1P	Y-Z 2P	128°Y-X
Amplitude	18.8 Å	14.2 Å	17.3 Å

Tab 5.2 Amplitude máxima para cada substrato utilizado, com 1P e 2P significando uma e duas superfícies polidas.

Através dos resultados acima podemos determinar o ângulo de fluxo de energia (beam stearing). Utilizamos das frentes de onda iniciais e finais (figura 5.39, 5.40, 5.41) para determinarmos a direção da velocidade de grupo. Tomamos o centro de cada frente de onda e traçamos uma reta unindo estes dois.

O ângulo entre a reta que liga o centro dos transdutores e a reta que define a direção da velocidade de grupo (como na figura 1.10) para cada dispositivo está demonstrado na tabela 5.3.



Fig 5.41 Visualização de duas frentes da onda acústica de frequência 70MHz propagando na superfície do substrato de LiNbO₃ corte YZ com uma superfície polida. Em posições do transdutor de excitação 1mm, representado por asterístico, e 11mm por quadrados.



Fig 5.42 Visualização de duas frentes da onda acústica de frequência 70MHz propagando na superfície do substrato de LiNbO₃ corte YZ com as duas superfícies Em posições do transdutor de excitação 1mm, representado por asterístico, e 11mm por quadrados.



Fig 5.43 Visualização de duas frentes de onda acústica de frequência 70MHz propagando na superfície do substrato de LiNbO₃ corte 128^o Y-X. Em posições do transdutor de excitação 1mm, representado por asterístico, e 11mm por quadrados.

Substrato	Y-Z 1P	Y-Z 2P	128°Y-X
Ângulo	1.8°	2.1°	0.5°

Tab 5.3 Ângulo de desvio do fluxo de energia com a normal aos transdutores.

Os ângulos de desvio do fluxo de energia para cada substrato foi bem maior que a precisão da orientação cristalográfica que era de 30 segundos. Nós relacionamos o principal agente deste desvio como sendo o alinhamento dos transdutores pela fotoalinhadora na litografia.

Com todos estes dados podemos construir a imagem da deformação máxima provocada pelo campo acústico. Esta imagem nos fornece uma visão global da propagação da onda acústica superficial. Apresentamos somente um exemplo, com o substrato corte Y-Z com uma superfície polida. Neste exemplo evidenciaremos o perfil do campo acústico em ângulos diferentes.



a)



b)

Fig. 5.44) Campo acústico para o substrato corte Y-Z com um lado polido. a) Vista a 125° do eixo de propagação b) 225° do eixo de propagação. As frentes marcadas com pontos foram aproximações do programa usado (Surfer).

5.4.4) Verificação da perda intrínseca de uma linha de atraso.

Como previsto teoricamente (Capítulo 1) a perda inerente do dispositivo OAS

é de 6 dBs . Podemos aqui confirmar experimentalmente este efeito já discutido. O esquema de montagem elétrico está demonstrado na figura 5.45.



Fig.5.45 Esquema elétrico para a verificação da perda inerente de um dispositivo OAS.

Realizamos três medidas na seguinte ordem, a primeira entre os transdutores interdigitas a segunda antes do transdutor de excitação e a terceira após o transdutor de recepção como mostrado na figura 5.46.



Fig 5.46 Representação das posições de medida para a verificação da perda intrínceca

Realizamos as medidas das frentes de onda na posição anterior (A₃) e posterior (A₂) ao transdutor de exitação. Os resultados obtidos estão mostrados nas figuras 5.47 e plotamos em gráficos demostrados a seguir.



Fig 5.47. Frentes da onda acústica superficial medida no transdutor de excitação. O quadrado representa medida no ponto 1 e o astrístico no ponto 2 da figura 5.43.

Pela figura 5.47 podemos concluir que o trasndutor de excitação irradia onda acústica em ambas direções porque a frente de onda é a mesma para o ponto 1 e para o ponto 2. Através deste resultado mostramos a perda de 3dBs do sinal de entrada.

A segunda parte desta verificação consta em medir a frente de onda na posição 3. A primeira medida realizamos com o transdutor de saída em aberto e a segunda com uma carga de 50Ω. A figura 5.48 mostra os dados obtidos nas medidas realizadas.



Fig. 5.48 Frentes de onda em um após ao transdutor de recepção com e sem carga de 50 Ω . O quadrado representa afrente de onda com o transdutor em aberto e o asterístico representa a frente de onda quando inserida a carga de 50 Ω .

Pelos dados relacionados na figura 5.48 podemos mostrar que a frente de onda com o transdutor em aberto é cerca de 1.35 vezes maior que a frente de onda quando anexado o resitor de 50 Ω . Concluímos que a mudança causada na amplitude é devido a presença do resitor. A perda de potência da onda acústica superficial quando esta passa pelo transdutor (com a carga de 50 Ω) é de aproximadamente 2.65 dBs. Então o transdutor deixou passar 3.35 dBs, isso implica que o resistor consumiu apenas 2.65 dBs do sinal em forma de sinal elétrico. A perda total intrínseca da linhade atraso em questão é de 6.35 dBs. Podemos atribuir o erro obtido a três fatores :

_ _ _ _

-descasamento de impedância elétrico

-reflexões das ondas acústicas superficiais nas bordas dos transdutores -erro de medida.

O erro apresentado não é realmente significativo, por isso consideramos este resultado ter uma boa concordância com o modelo teórico.

REFERÊNCIA BIBLIOGRÁFICA

- 1. LINES M.E. E GLASS A. M. Principles and Aplications of Ferroelectrics and Related Materials - Clarendom Press- Cap. 4 e 5 (1987)
- 2. OLINER A. A. -Aoustic Surface Wave- TOPICS IN APPLIED PHISICS-Heindberg, Springer-Verlag - Vol 24 (1978)

3. MORGAN D.P.- Surface Wave Devices for Signal Processing, Elsevier (1985)

4. MASON I.M. e ASH E.A. - J Appl. Phys. 42 5343-5351 (1971)

5. MILSON R.F. - IEEE Utrasonics Symp. : 827-833 (1977)

6. SLOBODNICK JR, A. J.; CARR, P.H.; BUGREAU, A. J. - J Appl. Phys., 41, 4380-4385

(1970).

7. CAMPBELL J.I. e JONES W.R. - IEEE Trans. SU-15 : 209 a 214 (1968)

8. ARZT R.M e DRANSFELD K. - Appl. Phys. Letter, 10: 165 (1967)

9. MASON P. W. e THURSTON R. N. - Physical Acousts, Principles and Methods-Academic Press, Vol VII, Cap.5 (1970)

10. SHARIF M. A.- Tese de Doutoramento - Poli. USP São Paulo (1988)

11. COHEN M. G.- J. Appl. Phys., 38 : 3821- 3826 (1967)

12. CRABB J. C. ; MAINES J.D. e OGG N.R. - Eletronics Lett., 7, 253-255 (1971)

13. CUNHA M. P. - Dissertação de Mestrado - Poli USP São Paulo (1989)

14. BLOCH P. D.; DOE N. G. E PAIGE E. G. - Ultrasonics Symp. - 539 a 542 (1983)

15 YARIV A. - Introduction to Optical Eletronics- 2d Ed, Holt, Rinehart and Winston (1976).

16.YARIV A.- Quantum Eletronics - Wiley, (1967)

17. SOMMERFELD A. - Optics - Academic Press Inc, (1954)

18. IPPEN, E.P; PROC IEEE, 55 : 248 a 253, (1967)

19. DIEULESEINT E.; REYER D. - Elastic Waves in Solids, Applicaions to Signal Prossessing- Jhon Wiley and Sons (1980)

20. MEYER W.G.; LAMERS G.B. E AUTH D. - J. Acoust. Soc. Am, 42, 1255-1257 (1967)

21. AUTH D.C. e MAYER W.G.- J.Appl. Phys 38, 5138 a 5140 (1967)

22. SLOBODNICK JR. A. J.- Appl. phys. Letter- 14, 94 a 100 (1969)

23. FARNELL, G. W.; ET AL - IEEE Trana. Sonics and Ultrasonics- SU 4 (1970)

24. VICTOROV I. A. - Rayleigh and Lamb Waves - Physical Theory and Aplications-Plenum Pres (1967).

25. WHITE, R.M.- Proc. IEEE 58 :1238 a 1270 (1970)

26. LEAN E.G.H.- Proc IEEE 58 : 1939 a 1947 (1970)

27. FARNELL, G. W. e KHARUSI, M.S. - IEEE Trans. Sonics and Ultrasonics- SU-18 : 3542

(1971).

28. BORN M. e WOLF E. - Princples of Optics - Pergamon Press, 5d Ed (1975)

- 29. WOLF E. Progress in Optics- Vol VI North-Holland Publishing Company : 58 (1967)
- 30. BECKMAN P. E SPIZZICHINO A. The Scatering of Eletromagnetic Waves from Rough Surfaces -Macmillan Press - (1963)
- 31. ARFKEN G. Mathematical Methods for Physiscists 2d Ed, Academic Press (1970)

32. KLEIN, M.V. - Optics - John Wiley e Sons, Inc (1969)

33. BERRY M. V. - The Difraction of Light by Ultrasound - Academic Press: 1966

34. RÄUBER A. - Orrente Topcs in Materials Science, E. Koldis, Vol I, Cap 7 (1975)

35. OCTAVIANO E. S. - Dissertação de Mestrado- DFCM_ IFQSC (1987)

36. BOTURA V. A.- Dissertação de Mestrado - DFCM_IFQSC (1990)

2. 37. BOND W. L.- Acta. Cryst. - 13, 814a 817 (1970)

38. WEYERER, H. - Physikalisch_ Techiniche Bundesanstolt, Braunschweig- (1975)

39. NIIZKI N . - Grouth and Caracterization of Ferroeletrics Crystals , Crystal Growth and Caracterization- 97, (1975).

40. OHNIISHI N. E IIZUKA J. -J. Appl. Phys., 46, 3 : 1063 (1975).

41. NASSAU K.; LEVINSTEIN H.J. e LOICONO G. M.- Appl. Phys. Lettter, 6 : 228 (1965)

42. BENNET J. M. e KING R. J. - Appl. Optics - 9, 1 : 236 (1970)

43. DIETZ, R. W. e BENNETT J.M. - Appl. Optics - 5, 5 :881 (1965)

44. VASICE K. - J. Opt. Soc. Amer. - 37 :145 (1947)

45. STANFORD J. L. e BENNETT H. E. -Appl. Opt. - 8 : 2556 (1969)

46. JORGENSEN P.J. e BARTLETT R. W. - J. Phys. Chem. Solids, 30 : 2639 (1965)

47. BERGMANN B. - Solid State Commum- 6 :77 (1968)

48. SHERMAN A. B. e LEMANOV V. V. - Soviet. Phys, Solid State- 13, 6 (1971)
49. MEEKS S. W. e AULD B. A. - ULTRASONICS SYMPOSIUM- : 535 (1983)

50. MASTELARO V. B. - Dissertação de Mestrado- DFCM IFQSC (1988)

51. MANUAL- Network Analizer, 8690 B

52. MICHEL B. F. - Ultrasonics : 29 (1974)

5.3. HARTMANN C. S.; BELL D. T. e RESENFELD R. - IEEE Trans. MTT-21 (1973)

54. MARSHAL F. G.; NEWTON C. O. e PAIG E. G.- IEEE TRANS - MIT - 21 : (1973)

55. BLOCH P. D.; DOE N. G. e PAEGE E. G. S. - Ultrasonics Symposium - : 539 (1983)

56. WHITMAN R. L. E KORPEL A. - Appl. Optics- 8, 8. : 1567 (1969)

57. KORPEL A. e WHITMANN R. L. - Apll. Optics - 8, 7 : 1577 (1969)

58. RICHARDSON, B. A. e KINO . G. S. - Appl. Phys. Letter, 16 : 82 (1970)

59. DELORENZO J. D. e CASSEDY E. S. - IEEE Trans. - AP. 14 : 611 (1963)

60. SLOBODNICK A. J. e SZABO T.L. - J. Appl Phys. - 44, 2937 (1973)

61. SLOBODNICK A. J. - J. Appl. Phys. - 43, 6, :2565 (1972)

62. TITTIMANN R. R. - The Review of Scientific Instruments - 42, 8 : 1136 (1971)

63. RICARDSON B.A. e KINOG. S. - Appl Phys. Letters- 16, 2 : 82 (1969)

64. NAKAGAWA, Y. ET AL- J. Appl. Physics- 45, 7 : 2817 (1974)

65. COMBON G.; ROUZEYERE M. e SIMON G. - J. Appl Phisics Leters- 18,7 : 295 (1970)

66. LEAN E. G. H. e POWELL C. G .- Proced. of The IEEE- : 1939 (1970)

67. AUTH D. C. e MAYER W. G. - J. Appl Physics- 38, 13 : 5138

- 68. SCHMIDT R. V.- Appl Physics Letters- 17, 9 : 369 (1970)
- 69. AULD B.A.- Acoustic Filds and Waves in Solids John Wiley & Sons, Vol 1 e ll (1963)

70. SLOBODNICK A. J. - J. Appl. Physics Letters - 14, 3 : 94 (1969)

CONCLUSÃO

Contruimos neste trabalho um tipo de dispositivo OAS (linha de atraso), com substratos do monocristal de LiNbO₃ crescido pelo Grupo de Crescimento de Cristais do DFCM-IFQSC e caracterizamos esse dispositivo por dois métodos: primeiramente pelo método que nós chamamos de método Eletrico (medida de impedância e transmissão) e em seguida pelo método do "Laser Probe" (determinação do campo acústico). Para isso foi necessário realizarmos estudos sobre ondas acústicas superficiais, perdas relacionadas ao substrato e interação da luz coerente com as ondas acústicas superficiais.

Dentro do objetivo inicialmente proposto, o trabalho se dividiu em três linhas gerais:

- preparação do substrato de LiNbO₃, a partir do cristal crescido, para dispositivos OAS (70MHz).

- construção de uma linha de atraso e sua caracterização elétrica.

- montagem do sistema "Laser Probe" e mapeamento das ondas acústicas superficiais no substrato utilizado.

Durante a preparação das amostras foram utilizadas técnicas de orientação cristalográfica, corte, lapidação e polimento do monocistal de LiNbO₃ disponiveis no DFCM-IFQSC. Com relação à lapidação e polimento, para dispositvos OAS, a assimilação destas técnicas se tornou mais difícil, por existir hoje um grande interesse por parte das indústrias, provocando com isso escassez de descrições deste assunto nas literaturas disponíveis. Desse modo, métodos de polimento foram desenvolvidos em nossos laboratórios bem como a limpeza dos substratos de monocristal de LiNbO₃. Esses desenvolvimentos nos permitirão fornecer substratos do monocristal de LiNbO₃ para dispositivos OAS para outros grupos de pesquisa no país, evitando assim a importação.

Na construção do dispositivo usamos máscaras litográficas do arquivo do LME-Poli USP-São Paulo [13]. A vantagem da utilização destas máscaras está relacionado com possibilidade de comparar as características das linhas de atraso construídas sobre o monocristal de LiNbO₃ crescido no país, com aquelas construídas sobre os cristais importados por outros autores [10,13]. As linhas de atraso desse trabalho apresentaram resultados compatíveis com a literatura consultada. As

C1

discrepâncias nos resultados obtidos são devido principalmente aos seguintes fatores:

- modelamento da caixa de blindagem

- fixação dos dispositivos no interior da caixa de blindagem
- circuito de casamento de impedância elétrico das portas dos dispositivos.

Assim a parcela excessiva de 3 dBs por dispositivo em relação a outros autores fica perfeitamente justificada.

O estudo de substratos para dispositivos OAS não fica completa sem a caracterização pelo método "Laser Probe". Este método nos forneceu dados sobre a propagação da onda acústica superficial, que pela caracterização elétrica seria impossível obtermos. Através do mapeamento da onda acústica superficial determinamos a direção do fluxo de energia ("beam stearing") com relação a posição dos transdutores. O Alinhamento apresentou um erro na ordem da precisão da fotoalinhadora usada no processo litográfico. Pela resolução do nosso "Laser Probe" e pela baixa perda por propagação a 70 MHz (Capítulo 1) as perdas por propagação não foram detectadas. Medidas relacionadas a banda passante, a produção bidirecional das OAS e a perda intríseca (6dB) de um alinha de atraso nos revelaram ótima concordância com a literatura.

O sistema "Laser Probe" na forma apresentada possue partes que devemos aprimorar como :

- amortecimento da vibração mecânica na mesa óptica onde se encontra a montagem.

- construção do sistema de translação do dispositivo dentro da caixa limpa com adaptação de motores de passo para evitar desalinhamento a cada ajuste.

- reestruturação da caixa limpa para grandes ângulos de incidência com relação à normal da superfície do substrato em teste.

- montagem de um sistema de referência para anular a variação durante as medidas das intensidades dos feixes difratados.

Com estas modificações poderemos realizar medidas com maior eficiência e rapidez.

Através do trabalho realizado e com o sistema "Laser Probe" montado em nosso laboratório podemos sugerir vários trabalhos, dentre eles:

SERVIÇO DE BIBLIOTECA E INFORMAÇÃO - IFOSC

- análise de novos materiais com e sem dopagens para substratos de dispositivos OAS.

- estudo sistemático dos métodos de polimento para cristais

- construção e caracterização de guias de ondas acústicas pelo método "Proton Exchanged"

- construção e caracterização de lentes acústicas

- estudo de ondas de corpo em dispositivos elétro-acústicos e óptico-acústicos

- na área do estudo de filmes finos podemos realizar hoje inúmeras medidas como porosidade, absorção de gases, análise de filmes supercondutores, densidade, etc.

Devido ao uso em larga escala do dispositivo OAS em modernos equipamentos de medida, em telecomunicações, em estudos de novos materiais, etc., fica evidente o esforço empreendido para o estudo desses dispositivos. Acreditamos que este trabalho seja uma contribuição importante ao processo de desenvolvimento e estudos de dispositivos OAS e de novos materiais no Brasil.

C3