

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL
INSTITUTO DE FÍSICA

Desenvolvimento e Caracterização de um Modelador Óptico Programável¹

Guilherme Cañete Vebber

Dissertação elaborada
sob a orientação do
Prof. Dr. Ricardo Rego
Bordalo Correia, em
preenchimento parcial
dos requisitos para a
obtenção do título de
Mestre em Física.

Porto Alegre, 16 de abril de 2007.

¹ Trabalho parcialmente financiado pelo CNPq.

AGRADECIMENTOS

Primeiramente a Deus, por me manter saudável (lúcido, principalmente) e otimista em concluir um dia este trabalho;

À CNPq, pelo patrocínio durante os dois anos de bolsa;

Ao meu pai, Afonso, pelo “patrocínio”, especialmente após os dois anos. Mas não só por isso, agradeço especialmente a ele por ter dado seu apoio incondicional, mesmo não fazendo idéia do que eu fazia e desconfiando, após meses passados do prazo, de um possível distúrbio de "Ócio Crônico Agudo", comum entre funcionários públicos e afins;

À minha irmã, Fernanda, que sempre me deu palavras de carinho e ajudou quando mais precisei;

Ao meu orientador, Ricardo, por todo o conhecimento adquirido e auxílio fundamentais;

Ao doutor Ismael André Heisler e ao professor Jorge Amoretti Lisbôa, pelo auxílio direto neste trabalho;

Às companhias DYMAX e Texas Instruments, pelas amostras de resina e DAC's gratuitamente cedidas para este trabalho;

Aos colegas do Laboratório de Laser & Óptica, pela ajuda e parceria constantes;

Aos amigos e familiares que, mesmo distantes, sempre me deram carinho, apoio e confiança para seguir firme em frente;

Aos amigos do dia-a-dia, que tornam minha vida mais alegre e que, por isso, indiretamente me estimularam a concretizar este projeto;

Aos amigos que se solidarizaram, ajudando-me a conseguir aulas particulares para financiar meu final de mestrado;

Ao Grêmio, pelo retorno às grandes conquistas, marcado por um verdadeiro presente de casamento: a vitória épica na Batalha dos Aflitos;

E por fim, à minha namorada, Liege, que nesse meio-tempo se tornou minha esposa e com muito carinho, amor e compreensão “soube entender” minha ausência (muitas vezes mental apenas), reduzindo a frequência de DR's (discussões de relação) para só uma vez por semana - hehehe.

ÍNDICE

Resumo.....	vii
Abstract.....	viii
Introdução.....	1
Capítulo 1 - Teoria dos modeladores ópticos.....	5
1.1 Introdução.....	5
1.2 Aplicações dos modeladores ópticos.....	5
1.2.1 Controle de dinâmica quântica (controle coerente).....	5
1.2.2 Telecomunicações.....	6
1.2.3 Aplicações biomédicas.....	8
1.2.4 Filtro óptico espectral.....	9
1.2.5 Controle de fase e compensação de dispersão em pulsos ópticos ultracurtos.....	10
1.3 Fundamentos teóricos da modelagem óptica.....	11
1.3.1 Filtragem linear.....	12

1.3.2 Configuração experimental básica.....	14
1.3.3 Análise quantitativa.....	15
1.3.4 Estratégias de controle.....	20
1.4 Os diversos tipos de modeladores ópticos.....	22
1.4.1 Modeladores de cristal líquido (LCM).....	22
1.4.2 Modeladores acusto-ópticos (AOM).....	25
1.4.3 Modeladores de espelho deformável.....	29
1.4.3.1 Espelho deformável micromaquinado (MMDM).....	31
1.4.3.2 Modulador espacial de luz por microssistema eletromecânico . (MEMS-SLM).....	32
1.4.3.3 Refletor deformável piezoatuado (PADRE).....	34
1.4.3.4 Espelho deformável piezobimorfo.....	36
Capítulo 2 - Desenvolvimento: projeto e fabricação.....	38
2.1 Introdução.....	38
2.2 Configuração final do dispositivo.....	38
2.3 Atuadores piezoelétricos.....	40
2.4 O controlador de 32 canais de tensão.....	46
2.5 Espelho deformável.....	48
2.6 O efeito de encolhimento das colas.....	52
Capítulo 3 - Caracterização e teste.....	56
3.1 Caracterização.....	56
3.1.1 Introdução.....	56

3.1.2 Descrição teórica do método de análise interferométrica.....	57
3.1.3 Procedimentos experimentais.....	62
3.1.3.1 Perfilometria óptica.....	62
3.1.3.2 Medidas dinâmicas.....	64
3.1.4 Resultados.....	66
3.1.4.1 Perfilometria óptica.....	66
3.1.4.2 Medidas dinâmicas.....	69
3.2 Teste: otimização de frente de onda.....	70
3.2.1 Introdução.....	70
3.2.2 Algoritmo evolutivo.....	71
3.2.3 Experimental.....	74
3.2.4 Resultados.....	76
Conclusão e perspectivas.....	81
Apêndice.....	84
Referências.....	87

RESUMO

Neste trabalho, a princípio relatamos aspectos teóricos da modelagem óptica, apresentando suas aplicações mais importantes, fundamentação teórica e principais tipos de modeladores. Em seguida abordamos nossos objetivos centrais: desenvolvimento, caracterização e testes de performance em um procedimento adaptativo de um modelador óptico programável. O componente principal desse modelador, denominado aqui Espelho Piezoatuado de Alta Resolução, é baseado em um espelho deformável de baixo custo. Ele é formado por uma fileira com 32 atuadores piezoelétricos, distribuídos de maneira uniforme e unidos a uma lamínula de vidro recoberta por um filme-fino de alumínio de alta refletividade (o espelho deformável). Os atuadores são operados, via interface gráfica programada, independentemente por um controlador de 32 canais de tensão de 0 a 100 V especialmente fabricado. Além de medirmos as características dinâmicas do sistema, avaliamos seu desempenho a partir de um método de perfilometria óptica. Por fim demonstramos sua funcionalidade com um experimento simples de modelagem de frente de onda. Implementando uma rotina de controle adaptativo (através de um algoritmo evolutivo), mostramos que, mesmo com apenas 15 dos 32 atuadores em operação, o dispositivo é capaz de corrigir significativamente a focalização de uma frente de onda sobre uma fenda estreita.

ABSTRACT

In this work, initially we report theoretical aspects of optical shaping, presenting also the most remarkable applications. Later on, we introduce our goals: development and characterization of a programmable optical shaper, and performance tests within an adaptive procedure. The main part of this shaper, named here High Resolution Piezoactuated Deformable Mirror, is based on a low-cost deformable mirror. It is formed by 32 piezoelectric actuators in a row distributed uniformly side by side joined to a thin glass substrate covered with a highly reflective aluminum film. The actuators are driven independently, via programmed graphical interface, by a specially made 32-channel controller of voltages from 0 to 100V. Besides measuring dynamical features of the system, we evaluate its performance within an optical method of topography. Finally, we demonstrate its functionality with a simple wave-front shaping experiment. Carrying out an adaptive control routine (through an evolutionary algorithm), it is showed that, even with just 15 of the 32 actuators in operation, the device is able to correct remarkably the wave-front focalization on a narrow slit.

INTRODUÇÃO

Conceituando da forma mais geral possível, modeladores ópticos são sistemas capazes de modelar o perfil de propagação da luz através de modulações de fase e/ou amplitude. Uma vez que esse perfil pode ser tanto espacial quanto temporal, dividimos primordialmente a modelagem óptica, por dimensão de atuação, em: modelagem óptica espacial, relacionada à manipulação das componentes espaciais de uma frente de onda, e modelagem óptica temporal, associada à manipulação das frequências e componentes temporais de um pulso de luz. No caso da dimensão temporal, pode-se especificar mais ainda o tipo de modelagem, por domínio de atuação, em: diretamente sobre o domínio temporal ou sobre o domínio espectral. É importante ressaltar que, conforme o teorema de Fourier, a modificação de componentes da luz em um dos domínios automaticamente reflete nas componentes do outro (recíproco a ele). Por isso, sempre é possível escolher modelar opticamente no domínio mais conveniente.

Podemos citar como os exemplos mais simples de modeladores ópticos espaciais: íris, fendas, lentes e espelhos curvos; temporais: rodas dentadas e chaves ópticas (chaves Kerr, moduladores acusto-ópticos, etc); e espectrais: prismas e grades de difração. Todos esses, no entanto, são modeladores ópticos triviais, cujo efeito é amplamente conhecido e estudado. Com exceção das chaves ópticas, eles podem ser enquadrados em outra categoria: a dos modeladores ópticos fixos, cujas modulações não podem ser controladas ou alteradas. Existem modeladores mais sofisticados, entretanto, que permitem um controle externo sobre suas respostas: estes são denominados modeladores ópticos programáveis. Como principais exemplos desses sistemas, podemos citar: modeladores de cristal líquido, acusto-ópticos e de espelho deformável.

Modeladores ópticos programáveis são muito importantes em diversas aplicações científicas e tecnológicas. Com a crescente evolução de fontes especiais de luz, como lasers de femtossegundos (e attossegundos) e LED's de luz branca de alta potência, e de áreas promissoras, como controle coerente, modeladores programáveis (espectrais, especificamente) têm sido intensamente desenvolvidos e aprimorados. Eles são ferramentas essenciais para a aplicação daquelas fontes de luz avançadas nesses campos de pesquisa de fronteira. Por isso, neste trabalho, enfatizaremos características desses sistemas, em detrimento dos demais, e a partir daqui introduziremos os principais aspectos relativos a esse tipo de modelagem óptica.

A modelagem espectral de pulsos ópticos é um processo complementar à geração dos mesmos [1]. Para traçar um paralelo dentro da terminologia de instrumentação eletrônica, lasers de femtossegundos são os melhores geradores de pulsos, enquanto modeladores de pulsos são o análogo óptico dos geradores de função, que produzem basicamente qualquer forma de onda arbitrária especificada pelo usuário (a exemplo de formas genéricas como formas de ondas quadradas, triangulares e senoidais). Vários métodos de síntese de ondas ópticas foram desenvolvidos desde a década de 80 para a geração de pulsos ultracurtos complexos, a partir de determinação prévia. O aperfeiçoamento desses métodos foi favorecido por consideráveis avanços tecnológicos dos lasers de femtossegundos, e por um amplo desenvolvimento das técnicas de caracterização dos mesmos. Com isso, a modelagem de pulsos ópticos tem demonstrado um enorme impacto como ferramenta experimental, fornecendo um controle sem precedentes sobre pulsos de laser ultracurtos para espectroscopia ultra-rápida, óptica não-linear em fibras e diversas outras aplicações.

Como já mencionamos, a modelagem óptica temporal pode ser feita de duas formas bem distintas: manipulando direta e temporalmente a forma dos pulsos (modelagem temporal) ou modificando seu espectro de modo a obter a forma do pulso desejado (modelagem espectral). Dependendo da duração, pulsos ópticos podem ser modelados temporalmente por controle externo. Um bom exemplo de modelagem temporal programável é a realizada com uma célula de Pockels colocada entre polarizadores cruzados, controlada por um pulso elétrico [2]. O transiente deste pulso elétrico é que determina a menor escala de tempo na qual os pulsos ópticos podem ser modelados. A grande vantagem dessa técnica é poder produzir um sinal de transmissão

óptica diretamente correlacionado aos pulsos elétricos de excitação da célula, o que já foi demonstrado na escala de picossegundos. A limitação de velocidade eletrônica associada ao transiente desses pulsos, no entanto, impede a extensão dessa técnica para a escala de femtossegundos. Para pulsos nessa escala de tempo, utilizamos a modelagem indireta, no domínio espectral, manipulando seu espectro tanto em fase quanto em amplitude. Essa forma de modelagem é a mais utilizada atualmente, justamente por ser compatível com pulsos ultracurtos ($\Delta t < 1\text{ps}$).

O modelador espectral típico possui uma configuração experimental padrão. Um pulso de entrada é difratado por uma grade de difração, gerando feixes angularmente dispersos. Estes são focalizados por uma lente convergente em uma máscara, responsável pela filtragem. As componentes espectrais do pulso são reagrupadas por um outro par lente-grade (caso a máscara atue sobre a refração) ou pelo mesmo conjunto (caso ela atue sobre a reflexão), formando novamente um feixe colimado. O sistema grade-lente-lente-grade, também chamado de configuração- $4f$, é ajustado para estar em configuração-zero, ou seja, com dispersão de velocidade de grupo nula. Isso garante que o pulso de saída seja idêntico ao de entrada enquanto a máscara estiver inativa (sem alterar o espectro). As principais variações entre os diferentes tipos de modeladores espectrais programáveis estão no modelo de máscara usada, devido aos princípios físicos envolvidos no seu modo de atuação. Atualmente eles se dividem em três padrões básicos: máscara de cristal líquido, máscara moduladora acusto-óptica e espelho deformável.

Apoiados pela infra-estrutura do Laboratório de Laser & Óptica e do Instituto de Física da UFRGS, desenvolvemos um novo tipo de espelho deformável com atuadores piezoelétricos, para ser usado como modulador de fase em um modelador espectral. O Espelho Piezoatuado de Alta Resolução (EPZAR) nasceu movido pela necessidade de um modelador espectral programável para aplicações em experimentos de óptica não-linear. Até o presente trabalho, as únicas experiências com modelagem óptica em nosso grupo haviam sido com máscaras espectrais fixas: espelhos com degraus de fase [3]. As principais dificuldades para a montagem e caracterização do EPZAR foram devidas: às características dos atuadores piezoelétricos, à construção de substratos para espelhos deformáveis com boa qualidade óptica, aos efeitos de encolhimento em colas e à perfilometria óptica.

Esta dissertação apresenta todo o trabalho de desenvolvimento do projeto,

posteriormente a um capítulo de revisão teórica. No Capítulo 1, destacamos os aspectos teóricos mais relevantes da modelagem óptica, principalmente espectral; no Capítulo 2, apresentamos o trabalho de instrumentação desenvolvido na construção do dispositivo; e no Capítulo 3, descrevemos e discutimos procedimentos experimentais de caracterização e teste do modelador.

Capítulo 1 - Teoria dos Modeladores Ópticos

1.1 Introdução

Neste primeiro capítulo, apresentamos uma abordagem geral da modelagem óptica. Inicialmente, justificamos o estudo com algumas aplicações científicas e tecnológicas dos modeladores ópticos. Em seguida, explicamos detalhadamente os fundamentos teóricos da modelagem espectral. Por fim, as principais características dos diversos tipos de modeladores ópticos programáveis, enfatizando os de espelho deformável, são apresentadas.

De modo geral, o capítulo se baseia em um artigo de revisão de A. M. Weiner sobre modelagem de pulsos de femtossegundos [1]. Certas citações presentes nessa revisão, por serem relevantes ao nosso trabalho, são aqui repetidas. Por outro lado, algumas técnicas e abordagens nele apresentadas não são aqui discutidas, tanto pela diversidade existente sobre o assunto quanto pelo detalhamento alcançado.

1.2 Aplicações dos Modeladores Ópticos

Modeladores ópticos espaciais são aplicados em inúmeros problemas envolvendo correção de imagens e frentes de onda. Uma de suas principais aplicações, por exemplo, está na área de astronomia, na fabricação de espelhos curvos deformáveis para telescópios. Esses modeladores são responsáveis pela correção de aberrações em imagens, provocadas em sua maioria pela passagem da luz pela atmosfera.

Como nosso trabalho está intimamente ligado à modelagem de pulsos ultracurtos, e não à modelagem óptica espacial, apresentaremos nesta seção uma descrição apenas das principais aplicações dos modeladores ópticos espectrais.

1.2.1 Controle de Dinâmica Quântica (Controle Coerente)

O controle e a manipulação de fenômenos quânticos [4] tem sido um desafio para

os cientistas desde os primórdios da mecânica quântica. A partir do desenvolvimento dos lasers pulsados de alta energia, nos anos 60, o interesse aumentou substancialmente, gerando uma crescente busca pela manipulação de eventos na escala molecular, com ênfase na quebra seletiva de ligações de moléculas poliatômicas. Por mais de três décadas os cientistas tentaram sem sucesso esse feito, pois não dispunham, entre outras coisas, das ferramentas adequadas para transpor a barreira temporal dos tempos característicos da dinâmica nuclear de reações (tipicamente $< 1\text{ps}$). Essas ferramentas, no caso, eram dispositivos capazes de moldar exatamente a forma (temporal/espectral) dos pulsos de laser que melhor interagiriam com um dado sistema quântico de interesse. Ou seja: tais ferramentas eram modeladores ópticos.

A partir da utilização de modeladores ópticos, várias aplicações espectroscópicas relacionadas ao controle quântico já foram demonstradas [5], como: o aumento do sinal de Espalhamento Raman Estimulado Impulsivo, a modulação de geração harmônica, a geração de inversões de população, a modulação de dissociações moleculares e fluorescências e o monitoramento da evolução de pacotes de onda.

Podemos imaginar, assim, que em um futuro breve conseguiremos comprovar experimentalmente o que por cálculos já foi sugerido: que seria possível manipular o cruzamento entre estados quânticos, transformar modos locais em autoestados de energia, manipular a quebra de ligações fortes, forçar moléculas a escalar potenciais anarmônicos e até acompanhar e comandar a formação de ligações químicas através do controle de pulsos de attossegundos. Paralelamente, novas constatações experimentais de controle quântico deverão cada vez mais sedimentar a área, demonstrando sua viabilidade e importância científica e tecnológica.

1.2.2 Telecomunicações

Modeladores ópticos programáveis são também aplicados em sistemas de comunicação óptica, tanto para o controle da dispersão como para a codificação de dados transmitidos [6]. No primeiro caso, eles são utilizados para a compensação da dispersão em pulsos transmitidos por fibras ópticas a longas distâncias, devido à propagação em um meio dispersivo. As técnicas usuais de compensação de fase realizam somente uma compensação grosseira: através do casamento de fibras com dispersão oposta, elas

compensam de forma eficiente apenas dispersões de menor ordem (quadrática). Para uma compensação de fase mais fina, precisa-se aplicar a técnica de modelagem óptica programável, capaz de corrigir de forma satisfatória distorções residuais causadas por dispersões de ordem superior.

Na Figura 1.1, são mostrados resultados da propagação de pulsos ultracurtos em fibras ópticas [7]. Inicialmente com $\Delta t = 480\text{fs}$, eles são alargados ~ 400 vezes devido à propagação por 2,1km de fibra monomodo padrão. Essa enorme dispersão é compensada parcialmente pela propagação imediata por 400m de fibra de dispersão oposta, reduzindo a duração dos pulsos para menos que o dobro da inicial. Após isso, um modelador óptico comprime os pulsos para praticamente a mesma duração inicial.

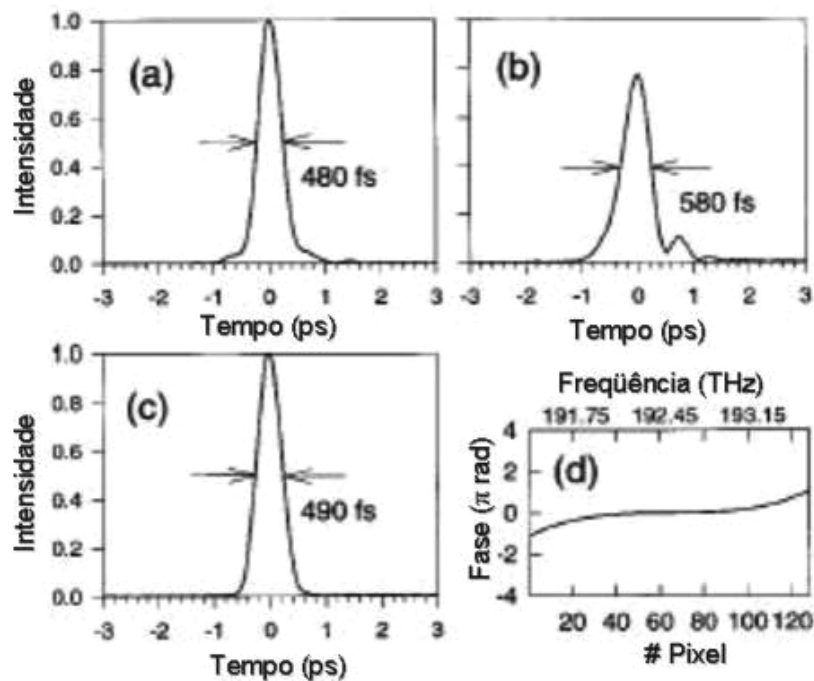


Figura 1.1: Compensação da dispersão em pulsos transmitidos por fibras ópticas. (a) Pulso de entrada em uma conexão de fibras ópticas de 2,5km; (b) Pulso de saída da conexão não modelado espectralmente; (c) Pulso de saída com correção cúbica de fase aplicada; (d) Gráfico da função de correção de fase cúbica.

Com relação à codificação de dados, a modelagem óptica tem sido largamente usada para estudos de comunicação CDMA (*Code-Division Multiple-Access*). Desenvolvida inicialmente para fins militares e atualmente uma das técnicas mais empregadas nas comunicações via celular, ela baseia-se na codificação e decodificação das fases

espectrais de pulsos ópticos. Na comunicação CDMA de alta velocidade, pulsos ópticos espectralmente modelados são transmitidos por uma rede de fibras ópticas compartilhada por múltiplos usuários. Cada transmissor possui uma fonte de pulsos ultracurtos que, codificados por um codificador de fase espectral (chave), resultam num pseudo-ruído de longa duração. Os dados são combinados e transmitidos pela rede para cada receptor, equipado com um decodificador (fechadura). Quando um receptor possui o código de acesso para um determinado conjunto de dados (ou seja, a fechadura certa para uma dada chave), os pulsos ultracurtos intensos originais são restaurados a partir do pseudo-ruído recebido, podendo assim ser detectados mesmo na presença de ruído adicional (ver Figura 1.2). Os modeladores ópticos são fundamentais nessa técnica, pois desempenham o papel de codificador/decodificador dos pulsos ópticos ultracurtos, portadores da informação.

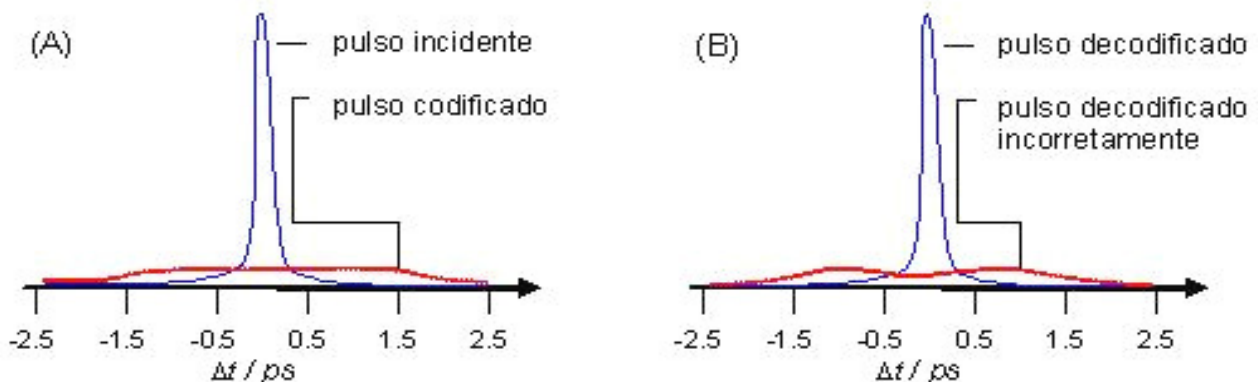


Figura 1.2: Exemplo de aplicação à codificação de pulsos em sistemas de comunicação óptica. (A) Codificação: o pulso codificado tem uma amplitude bastante reduzida devido ao alargamento temporal; (B) Decodificação: somente os pulsos corretamente decodificados restauram totalmente (ou quase) sua amplitude original.

1.2.3 Aplicações biomédicas

Um tipo de modelador óptico de espelho móvel [8] foi desenvolvido para aplicação em tomografia óptica coerente (OCT). Esta é uma técnica de imageamento óptico que permite a observação com alta resolução de secções em corte de microestruturas de tecidos [9]. A função do modelador óptico nesse sistema é quase a mesma de um espelho

transladável em uma linha de atraso: variar o atraso de um feixe de luz, em relação a outro, em um interferômetro (ver Figura 1.3). A diferença é que esse sistema permite o controle do atraso de grupo (associado à envoltória de um pulso) independente do atraso de fases (relativo a cada frequência componente do mesmo). Além disso, sua maior vantagem é a alta velocidade de varredura, dada pela alta frequência de giro do espelho, o que possibilita a aplicação da técnica para exames em tempo real.

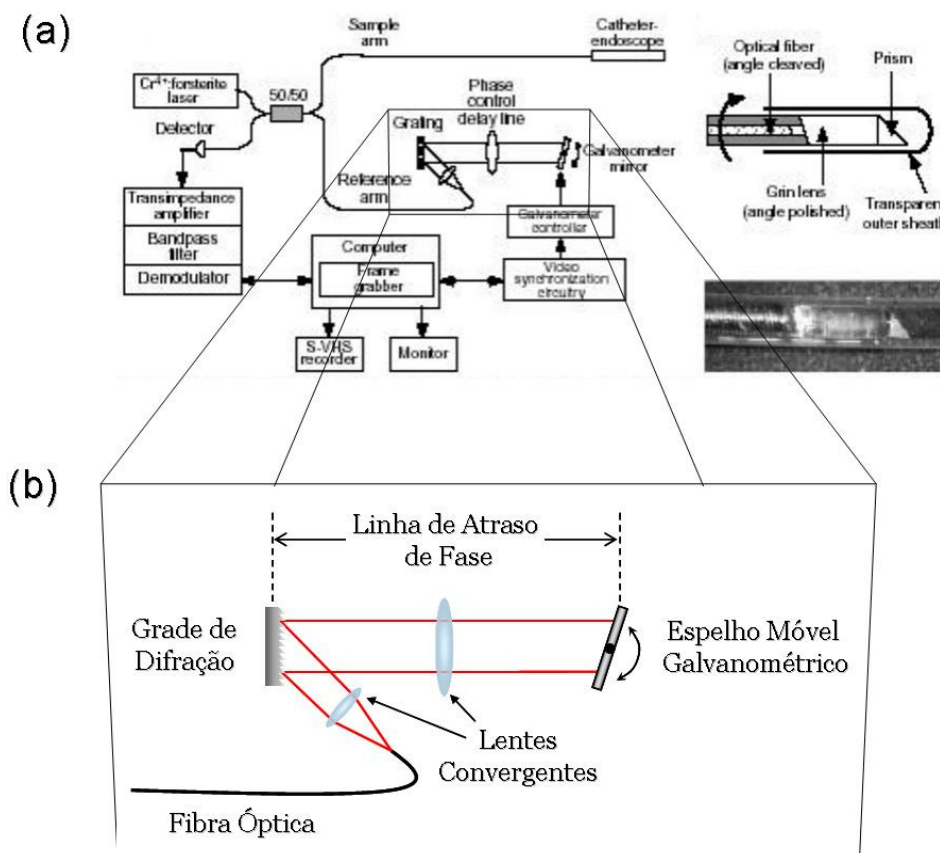


Figura 1.3: Exemplo de aplicação à medicina. (a) Desenho esquemático ilustrando a técnica de OCT; (b) Esquema em destaque do modelador espectral de espelho móvel, fundamental para a técnica.

1.2.4 Filtro Óptico Espectral

A aplicação mais direta de um modelador óptico espectral é como filtro óptico passa-banda variável, para o qual simplesmente uma fenda é ajustada em seu plano de Fourier (definido na Seção 1.3.1) para selecionar somente certas frequências espectrais

desejadas. Por exemplo, a partir de um espectro contínuo no visível produzido em conjunto com um laser coerente com travamento de modos (*mode-locking*), é possível sintonizar e controlar a duração de pulsos ultracurtos limitados por transformada de Fourier (FTL), a qual só depende da largura de banda espectral. Estendendo a aplicação para o caso de várias fendas no plano de Fourier do modelador, já foi demonstrada a geração de pulsos FTL sintonizáveis com comprimentos de onda múltiplemente espaçados (ver Figura 1.4).

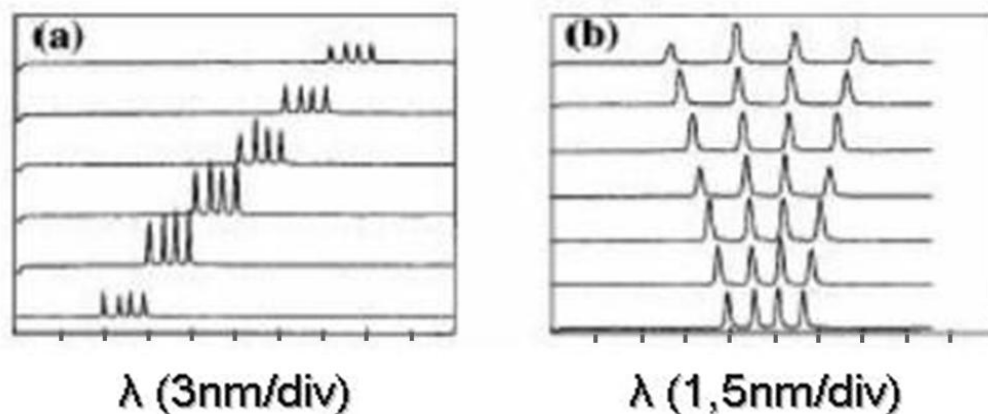


Figura 1.4: Exemplo de aplicação à geração de novos pulsos. (a) Sintonia ao longo de 18nm de pulsos formados por canais de comprimento de onda com separação constante entre si; (b) Controle do espaçamento entre os canais de comprimento de onda.

1.2.5 Controle de Fase e Compensação de Dispersão em Pulsos Ópticos Ultracurtos

Pulsos ópticos ultracurtos com o maior contraste possível entre sinal e ruído são necessários para a maioria das aplicações que requerem alta intensidade. Por isso, é muito importante realizar a compensação precisa e completa do "chirp" gerado em pulsos ultracurtos por amplificadores CPA (*Chirped-Pulse Amplification*), para a qual a modelagem óptica tem um papel fundamental, tanto na obtenção de pulsos os mais curtos possíveis como na supressão de "asas" e sub-pulsos em torno do pulso principal comprimido. Atualmente já existem lasers de alta potência comercializados com modeladores ópticos espectrais inclusos para essa finalidade. Essa forma de aplicação

está ilustrada na Figura 1.5, com um exemplo quantitativo de compressão temporal, através da correção de fase, de pulsos amplificados de 195 fs para 103 fs de duração (de aproximadamente o dobro para quase o valor limite dos pulsos FTL) [10].

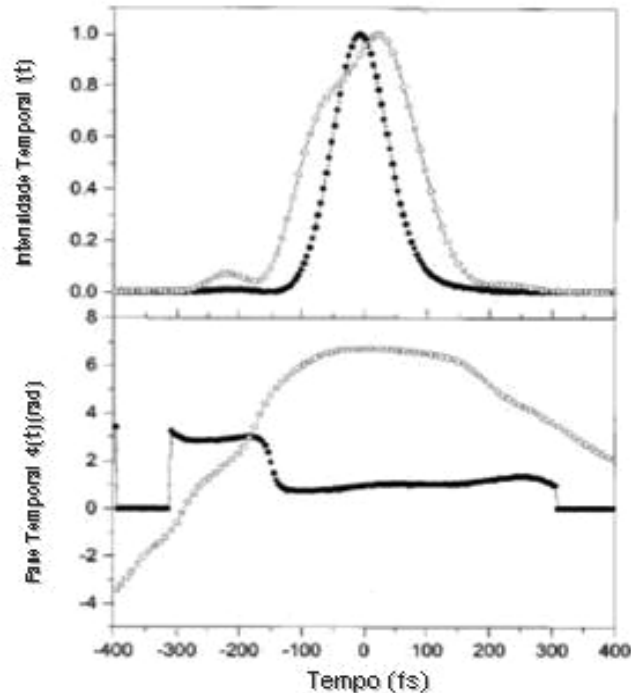


Figura 1.5: Exemplo de aplicação ao controle de fase de pulsos ultracurtos. Os gráficos apresentam medidas de intensidade e fase temporais de pulsos amplificados originais (círculos vazios) e modelados espectralmente (círculos cheios). Observa-se uma diminuição significativa da duração do pulso após a correção de fase (que a torna aproximadamente constante) realizada pelo modelador espectral.

1.3 Fundamentos Teóricos da Modelagem Óptica

Apresentamos nesta seção os fundamentos teóricos da modelagem óptica numa abordagem voltada para a aplicação com pulsos ópticos. Para o caso de modeladores espaciais, a descrição pode ser diretamente adaptada substituindo o par de variáveis conjugadas tempo e frequência (x, ω) pelo par (\vec{r}, \vec{k}) , relativos a espaço e vetor-de-onda. Embora a complexidade seja um pouco maior nesse caso, devido à descrição em três dimensões, sua configuração experimental seria até mais simples que a apresentada, por não envolver um conjunto de lentes e grades de difração antes e depois da máscara.

1.3.1 Filtragem Linear

A filtragem linear é um conceito bem conhecido e utilizado em engenharia eletrônica. Nessa área, é aplicada ao processamento de sinais elétricos, geralmente desde frequências tão baixas como os sinais de áudio até os sinais de microondas. Em nosso caso, estendemos esse conceito ao processamento de sinais com altas frequências, ou seja, à modelagem de pulsos ópticos. Isso requer, na prática, elementos bem diferentes dos familiares resistores, capacitores e indutores utilizados no processamento de sinais elétricos. Em seu lugar são utilizados elementos ópticos, tais como: lentes, espelhos, grades de difração, máscaras de fase, etc.

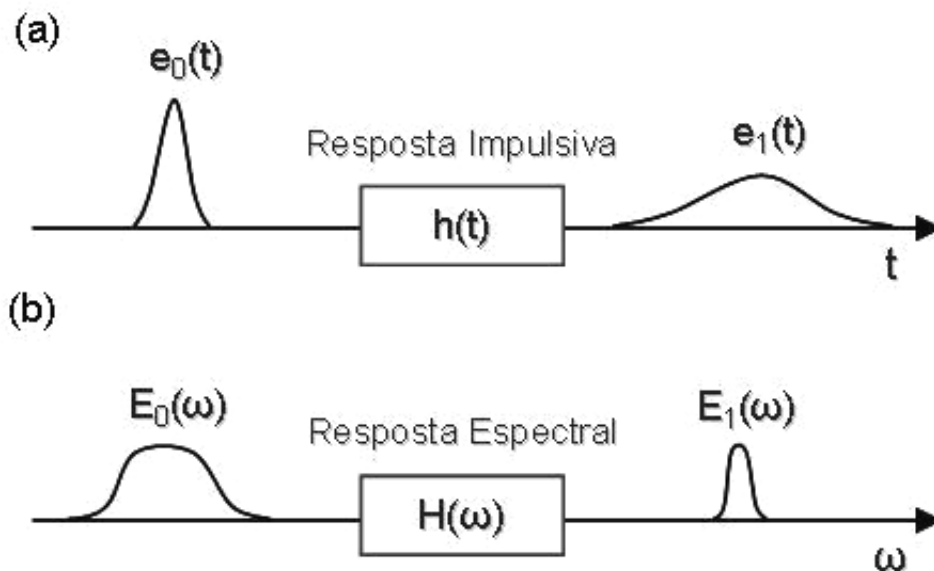


Figura 1.6: Descrição da modelagem de pulsos por filtragem linear. (a) No domínio temporal; (b) No domínio espectral.

A filtragem linear pode ser descrita tanto no domínio temporal quanto no espectral, conforme mostrado na Figura 1.6. No domínio temporal, o filtro é caracterizado por uma função resposta impulsiva $h(t)$ e o pulso resultante $e_1(t)$ é dado pela convolução entre ela e o pulso inicial $e_0(t)$, ou seja:

$$e_1(t) = e_0(t) \otimes h(t) = \int e_0(t') h(t-t') dt', \quad (1.1)$$

onde o símbolo \otimes denota convolução.

Para o domínio espectral, consideremos primeiramente as funções no espaço recíproco (de frequência, no caso) relativas às funções acima definidas, dadas pelas relações de transformada de Fourier (TF):

$$H(\omega) = \int h(t)e^{-i\omega t} dt \quad (1.2)$$

$$h(t) = \frac{1}{2\pi} \int H(\omega)e^{i\omega t} d\omega \quad (1.3)$$

$$E_0(\omega) = \int e_0(t)e^{-i\omega t} dt \quad (1.4)$$

$$e_0(t) = \frac{1}{2\pi} \int E_0(\omega)e^{i\omega t} d\omega \quad (1.5)$$

$$E_1(\omega) = \int e_1(t)e^{-i\omega t} dt \quad (1.6)$$

$$e_1(t) = \frac{1}{2\pi} \int E_1(\omega)e^{i\omega t} d\omega \quad (1.7)$$

A partir dessas relações de TF, pode-se demonstrar que, sendo o filtro caracterizado pela função resposta espectral $H(\omega)$, o espectro resultante $E_1(\omega)$ é dado pelo produto entre ela e o espectro inicial $E_0(\omega)$:

$$E_1(\omega) = E_0(\omega) H(\omega) \quad (1.8)$$

Da Eq. (1.1) vemos que, se o pulso inicial for uma função delta de Dirac $\delta(t)$, o pulso resultante será igual à função impulsiva $h(t)$. Assim, para um pulso inicial suficientemente curto, o problema de modelar uma forma de pulso específica é equivalente ao de produzir um filtro linear com a resposta impulsiva desejada.

Já no domínio espectral, das Equações (1.4), (1.5) e (1.8), notamos que, para um pulso inicial muito curto (aproximável por uma $\delta(t)$), o espectro inicial é extremamente largo. Assim, analogamente ao caso temporal, o problema de modelar um espectro específico (correspondente à forma do pulso) é equivalente ao de produzir um filtro com a resposta espectral desejada.

Como já mencionamos na introdução, a filtragem linear direta, no domínio temporal, foi a opção escolhida inicialmente para a modelagem de pulsos ópticos, mas por limitações experimentais acabou se tornando impraticável no processamento de pulsos extremamente curtos como os atuais pulsos de femtossegundos. Na prática, ela é realizada pelo uso de moduladores eletro-ópticos, por exemplo, os quais modificam a forma do pulso diretamente ao se propagarem por eles. Devido às limitações de velocidade eletrônica no processo, pulsos extremamente curtos atravessam o modelador óptico antes que possam sofrer qualquer modulação significativa de fase ou amplitude .

Desse modo, a opção escolhida atualmente é a filtragem linear indireta, no domínio espectral, que, por sua característica básica de agir sobre o espectro do pulso, não possui limitações de velocidade. Experimentalmente, esse tipo de filtragem é produzido por máscaras de fase e amplitude colocadas em um plano de Fourier de um modelador, que filtram independentemente as componentes de frequência de um feixe previamente disperso espacialmente. O conceito de “plano de Fourier” se refere a um plano espacial singular, cujos pontos estão univocamente correlacionados aos pontos de uma frente de onda. Geralmente é o plano focal de uma lente, onde cada ponto de uma dada imagem é formado pela luz originária de um só ponto do objeto associado.

1.3.2 Configuração Experimental Básica

O aparato experimental básico de um modelador de pulsos ópticos (com modulador refrativo) é mostrado na Figura 1.7. Nela podemos ver duas grades de difração e duas lentes convergentes dispostas em uma configuração chamada de “compressor de pulsos de dispersão nula” ou “linha de dispersão nula” (além de estarem na chamada “configuração- $4f$ ”, pois a distância entre os elementos é igual à distância focal “ f ” das lentes), enquanto um modulador espacial de luz (máscara de fase e/ou amplitude) está posicionado no plano de Fourier. As componentes espectrais do pulso incidente são angularmente dispersas pela primeira grade e focalizadas para pequenos “spots” limitados por difração no plano focal de trás da primeira lente, plano de Fourier. Nesse plano uma máscara responsável pela filtragem espectral atua sobre a linha focal, manipulando a fase (e/ou a amplitude) das diversas componentes de frequência separadamente. Os feixes emergentes da máscara são recolimados e realinhados ao passarem pela segunda lente e

pela segunda grade. Ao final um pulso espectralmente modelado é obtido, com sua forma de pulso dada pela transformada de Fourier do padrão da máscara transferido ao espectro. Para a garantia do funcionamento da técnica, requer-se que, na ausência de uma máscara modeladora, os pulsos de saída sejam idênticos aos pulsos de entrada. Portanto, a configuração de lentes e grades deve produzir dispersão mínima.

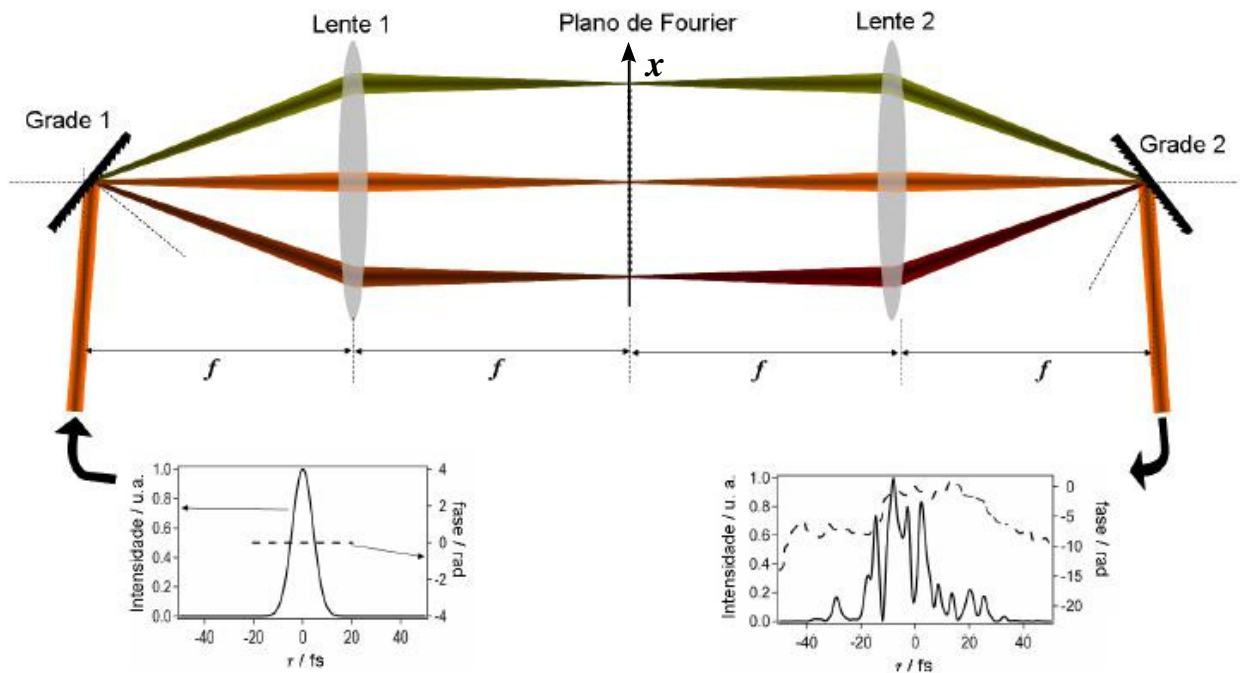


Figura 1.7: Configuração básica de um modelador óptico espectral.

1.3.3 Análise Quantitativa

Em termos do formalismo de filtragem linear, Eqs. (1.1) - (1.8), queremos descrever de forma quantitativa o pulso de saída $e_1(t)$. Primeiramente buscamos uma relação entre $H(\omega)$ e a função da máscara física $M(x)$ (onde x denota posição na máscara). Para isso observamos que o campo elétrico $E_m(x, \omega)$ imediatamente após a máscara pode ser escrito como:

$$E_m(x, \omega) \sim E_{inc}(\omega) e^{-4 \left(\frac{(x-x_0) - \alpha(\omega-\omega_0)}{w_0} \right)^2} M(x) \quad (1.9)$$

onde:

$$\alpha \equiv \frac{d x}{d \omega} = \frac{\lambda_0^2 f}{2 \pi c d \cos(\theta_d)} \quad (1.10)$$

e:

$$w_0 = \frac{\cos(\theta_{inc})}{\cos(\theta_d)} \left(\frac{4 f \lambda_0}{\pi w_{inc}} \right) \quad (1.11)$$

Nessas expressões, $E_{inc}(\omega)$ é a amplitude de campo elétrico incidente na primeira grade de difração; x_0 é a posição na máscara onde incide o feixe com a frequência central ω_0 ; α é a dispersão linear da grade; w_0 é a cintura dos feixes dispersos focalizados na máscara; λ_0 é o comprimento de onda central; f é a distância focal da lente; c é a velocidade da luz; d é o período da grade; θ_{inc} e θ_d são os ângulos de incidência e difração na primeira grade, respectivamente; e w_{inc} é a cintura do feixe incidente na primeira grade.

A Eq. (1.9) é, em geral, uma função inseparável de espaço x e frequência ω , uma vez que os perfis transversais dos feixes focalizados podem ser alterados pela máscara. Por exemplo, alguns feixes podem incidir em degraus de fase ou amplitude abruptos da máscara, levando a diferentes graus de difração para a mesma componente espectral e, conseqüentemente, a um campo resultante bastante complexo, que é função acoplada de espaço e tempo. Geralmente, porém, estamos interessados em um feixe de saída espacialmente uniforme e com um perfil temporal preciso. Para se obter um feixe desses, deve-se realizar uma operação de filtragem espacial apropriada.

Em uma das abordagens estudadas [11], a modelagem espectral é tratada expandindo-se o campo elétrico dos pulsos modelados em modos Hermite-Gaussianos e assumindo que todos os modos, com exceção do fundamental, são eliminados por uma filtragem espacial. Na prática, essa operação de seleção de modos pode ser realizada com a focalização do feixe numa fibra óptica (nas aplicações em telecomunicações, por exemplo) ou com o acoplamento em um amplificador regenerativo (em aplicações com alta potência), entre outros. A maneira mais simples, entretanto, é filtrar com uma íris a frente de onda de saída do modelador. De qualquer forma, se considerarmos a função de filtragem espectral $H(\omega)$ como o coeficiente de menor ordem na expansão de $E_m(x, \omega)$

em modos Hermite-Gaussianos, pode-se chegar à seguinte expressão:

$$H(\omega) = \sqrt{\frac{8}{\pi w_0^2}} \int M(x) e^{-8 \left(\frac{(x-x_0) - \alpha(\omega-\omega_0)}{w_0} \right)^2} dx \quad (1.12)$$

Essa equação mostra que o filtro efetivo no domínio de frequência resulta da convolução da função $M(x)$ da máscara com o perfil de intensidade do feixe. O principal efeito dessa convolução é limitar a resolução espectral $\delta\omega$ do modelador espectral em:

$$\delta\omega = \frac{\sqrt{2 \ln 2}}{4} \left(\frac{w_0}{\alpha} \right) \quad (1.13)$$

Com isso, estruturas físicas da máscara menores que $\sim w_0$ acabam não distinguidas pelo campo incidente, limitando a dimensão mínima das características que podem ser transferidas para o espectro filtrado. Isto pode levar a conversões de fase-amplitude (modulações de amplitude causadas por modulações abruptas de fase) no processo de modelagem. No caso limite $w_0 \rightarrow 0$, o aparato teria resolução espectral perfeita.

Efeitos notáveis da resolução espectral finita e da conversão fase-amplitude no processo de modelagem podem ser vistos na Figura 1.8 [12]. A Figura 1.8(a) mostra o espectro de um pulso codificado através da aplicação de um código de fase binário, no contexto de experimentos em comunicação CDMA através de fibras ópticas. Um processo de codificação imprime uma seqüência pseudo-aleatória de 31 fases no espectro, cada uma em 0 ou π . Embora o código seja produzido através de uma modulação de fase apenas, uma série de mínimos surge no espectro codificado, o que ilustra bem o efeito de conversão fase-amplitude. Cada mínimo corresponde a um salto de fase na máscara (olhar Figura 1.8(c)) e resulta fisicamente da difração de luz para fora do feixe principal, a qual não é refocalizada para dentro da fibra óptica (o filtro espacial, nesse caso). A Figura 1.8(b) mostra o espectro teórico, simulado a partir da Eq. (1.12), substituindo $M(x)$ pelo código conhecido e aplicando os valores relativos ao sistema para α e w_0 . A correspondência com o espectro medido é nítida, o que demonstra a adequação da

Eq. (1.12) para descrever teoricamente o problema, produzindo inclusive o efeito de perdas por difração devido às características da máscara (desde que se garanta, é claro, a filtragem espacial necessária após a passagem pelo modelador para eliminar os modos de Gauss-Hermite superiores).

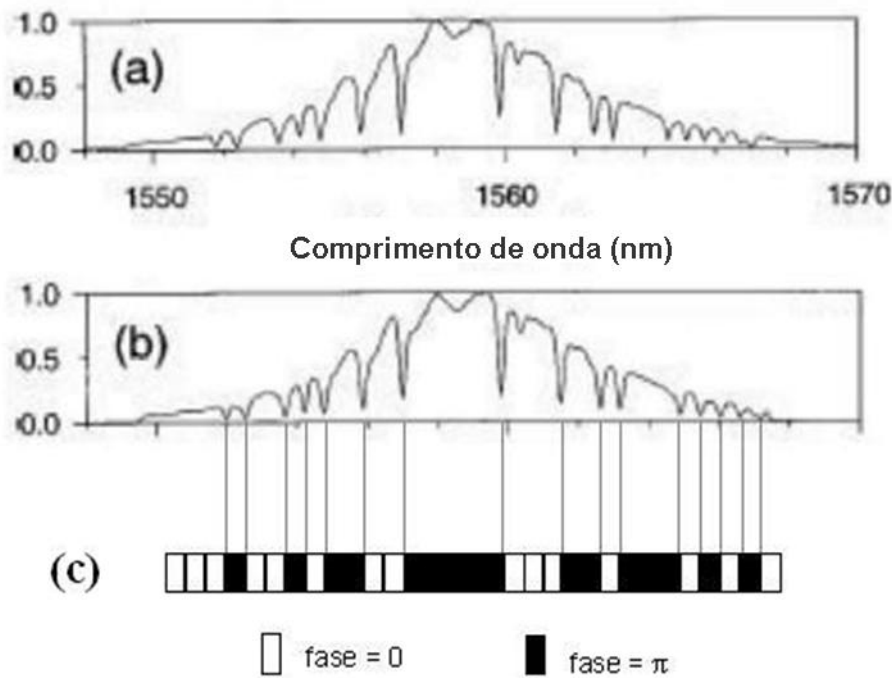


Figura 1.8: Espectro resultante de modelagem espectral usando máscaras de fase binárias (0 ou π). (a) Curva experimental; (b) Curva teórica; (c) Código de fase relativo ao espectro apresentado, com degraus de fase devidamente posicionados sob os mínimos correspondentes.

O efeito de resolução espectral finita pode ser entendido no domínio temporal observando que, baseados na Eq. (1.1), se aproximarmos o pulso inicial $e_0(t)$ por uma função $\delta(t)$, o pulso final $e_1(t)$ acaba igual à função resposta impulsiva $h(t)$. Esta, por sua vez, é obtida pela aplicação da TF à Eq. (1.12) e pode ser escrita como:

$$h(t) = m(t) g(t), \quad (1.14)$$

onde:

$$m(t) = \frac{1}{2\pi} \int M(\alpha, \omega) e^{i\omega t} d\omega \quad (1.15)$$

e:

$$g(t) = e^{-\left(\frac{w_0 t}{2\sqrt{2}\alpha}\right)^2} \quad (1.16)$$

Podemos ver que $h(t)$ (e, por conseguinte, o pulso final $e_1(t)$) pode ser descrita como o produto de dois fatores. O primeiro, $m(t)$, é a TF da máscara e corresponde a uma resposta impulsiva de resolução infinita. O segundo, $g(t)$, é uma função envelope que pode ser interpretada como uma janela temporal T para o pulso $e_1(t)$, durante a qual ele reflete exatamente a resposta da máscara de resolução infinita. A duração de T (FWHM), em termos de intensidade, é dada por:

$$T = \frac{2\sqrt{2\ln 2}\alpha}{w_0} = \frac{\sqrt{\ln 2}}{\cos\theta_{inc}} \left(\frac{2w_{inc}}{d}\right) \left(\frac{\lambda_0}{c}\right) \quad (1.17)$$

Da Eq. (1.17), vemos que essa janela temporal é proporcional ao número de ranhuras da grade iluminadas pelo feixe nela incidente e ao período do ciclo óptico. Uma janela temporal maior, então, poderia ser obtida com a expansão do diâmetro do feixe de entrada, a troca da grade por outra mais densa ou o deslocamento para uma faixa de frequências mais baixa. Tais resultados impõem limites na complexidade dos pulsos modelados, o que pode ser melhor compreendido observando a Figura 1.9.

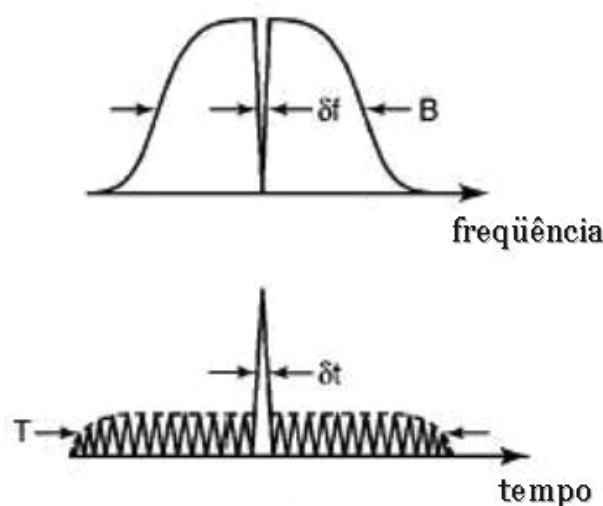


Figura 1.9: Representação de curvas nos domínios espectral e temporal ilustrando os limites de complexidade de pulsos modelados. A duração δt mínima de um pulso é limitada pela sua carga espectral B. Analogamente, a resolução espectral máxima δf de um pulso é inversamente proporcional a uma janela temporal T.

A menor estrutura temporal possível de ser gravada δt é inversamente proporcional à largura espectral total B ¹:

$$B \delta t \simeq 0,44 \quad (1.18)$$

Similarmente, a janela temporal máxima T é inversamente proporcional à menor estrutura espectral possível de ser gravada δf :

$$T \delta f \simeq 0,44 \quad (1.19)$$

A medida da complexidade η de um pulso modelado é definida como:

$$\eta = \frac{B}{\delta f} = \frac{T}{\delta t} \quad (1.20)$$

Notamos, portanto, que a complexidade de um pulso corresponde ao número de estruturas espectrais distintas de largura δf que podem ser gravadas sobre uma dada largura de banda B disponível; ou, equivalentemente, corresponde ao número de estruturas temporais distintas de largura δt que podem ser gravadas sobre um dado pulso de duração T . Essa medida está relacionada ao produto mínimo entre duração e largura espectral de um pulso:

$$BT \simeq 0,44 \eta \quad (1.21)$$

Em termos de parâmetros do sistema, η também pode ser escrita como:

$$\eta = \frac{\pi}{\sqrt{\ln 2}} \frac{\delta \lambda}{\lambda} \frac{w_{inc}}{d \cos(\theta_{inc})} \quad (1.22)$$

onde $\Delta \lambda$ é a largura de banda em comprimentos de onda.

1.3.4 Estratégias de Controle

A modelagem de pulsos ópticos pode ser operada de duas formas distintas, tanto

¹ Todos parâmetros aqui descritos (B , T , $\delta \omega$ e δt) correspondem a medidas de largura máxima à meia-altura (FWHM).

por controle de circuito aberto como através de um controle por realimentação (controle adaptativo). Um esquema dos dois métodos distintos é apresentado na Figura 1.10.

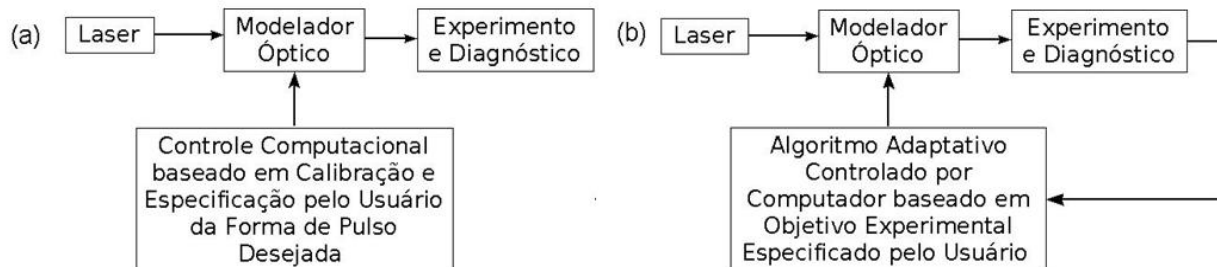


Figura 1.10: Esquemas de estratégias de controle aplicadas à modelagem óptica. (a) Controle de circuito aberto; (b) Controle adaptativo ou por realimentação.

Na **configuração de circuito aberto**, a forma do pulso final desejada é especificada pelo usuário. Dessa forma é essencial haver uma calibração precisa do modelador, pois é por meio desta que o usuário conseguirá implementar o padrão correto à máscara, o qual produzirá a forma do pulso final desejada. Quanto ao pulso inicial, diferente do que se imaginaria, sua caracterização freqüentemente pode ser dispensável. Para isso basta que o pulso inicial seja mais curto que os mais curtos traços que se deseja produzir na forma do pulso final (rever Figura 1.9 sobre complexidade dos pulsos).

No caso dos modeladores cuja calibração é complicada e, especialmente, nas aplicações em que se desconhece a forma do pulso final almejada, o método de controle escolhido é o chamado **controle adaptativo ou por realimentação**. Nesse modo de controle, aplica-se inicialmente um padrão aleatório à máscara, o qual é alterado iterativamente de acordo com um algoritmo evolutivo de otimização estocástica, baseado na diferença entre um sinal experimental medido e o sinal experimental desejado.

Enquanto no controle de circuito aberto precisamos saber de forma precisa a calibração do modelador e o pulso final desejado, além de conhecermos razoavelmente o pulso inicial, no controle adaptativo não precisamos nos preocupar com esses detalhes. Precisamos apenas especificar o sinal experimental a ser otimizado, gerado a partir dos pulsos modelados, o algoritmo adaptativo a ser empregado e, após todo o processo, caracterizar o pulso final na saída do modelador.

O controle de circuito aberto é utilizado desde os primeiros experimentos de modelagem óptica e é o único aplicável a máscaras fixas. Já o controle adaptativo, movido

pelas vantagens citadas, também foi favorecido pelos enormes avanços computacionais, que reduziram muito o tempo de iteração necessário até a obtenção da forma de pulso otimizada. Diversos experimentos já foram realizados aplicando esse modo de controle a modeladores de cristal líquido, acusto-ópticos e de espelho deformável. Uma de suas aplicações exclusivas é o controle coerente, uma vez que o pulso final é justamente o que se está procurando para controlar um dado processo quântico (manipulação de moléculas, controle de reações químicas, etc).

1.4 Os Diversos Tipos de Modeladores Ópticos

Conforme já relatado na introdução, o conceito de modelador óptico é muito amplo. Por isso há uma variedade apreciável de modeladores ópticos, que, de maneira geral, se diferenciam pelo domínio (espacial-vetorial ou temporal-espectral), modo (modulação refrativa ou refletiva) e princípio físico de atuação (efeito eletro-óptico, acusto-óptico, piezoelétrico, eletrostático, etc). Dado o propósito deste trabalho, o desenvolvimento e a caracterização de um novo dispositivo para um sistema modelador óptico, daremos ênfase na discussão somente dos que se assemelham ao nosso por atuarem:

- No domínio espectral (sobre pulsos ultracurtos);
- Com elementos ativos e programáveis, manipulados por controle externo.

Descrevemos abaixo características dos principais modeladores ópticos de pulsos ultracurtos, destacando os de espelho deformável por serem os mais similares ao nosso.

1.4.1 Modeladores de Cristal Líquido (LCM)

Moduladores espaciais de luz de cristal líquido (LC-SLM), produzidos desde o início da década de 90, foram as primeiras máscaras programáveis para modelagem óptica [13]. Limitadas inicialmente, com o tempo elas se aperfeiçoaram e se diversificaram, originando sistemas com maior quantidade de elementos moduladores (pixeis), novos modos de endereçamento desses elementos e a possibilidade de manipulação das amplitudes independentemente das fases espectrais.

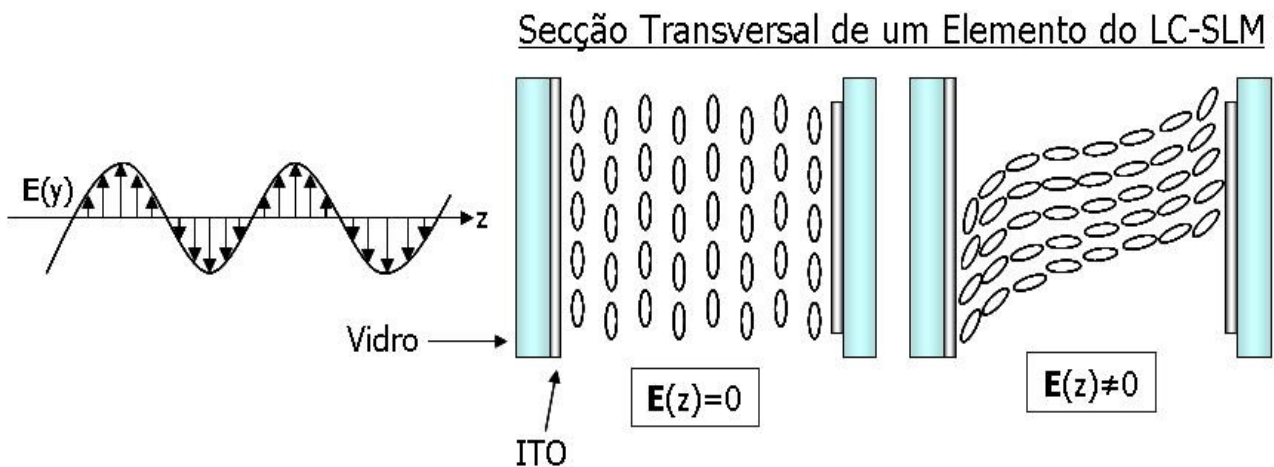


Figura 1.11: Princípio físico de modulação da luz por uma máscara de cristal líquido. Ao se alinharem parcialmente com o campo elétrico modulador na direção z de propagação, as moléculas de cristal líquido variam o índice de refração (n , com isso, o ganho de fase) para a luz polarizada na direção y.

O princípio físico de um LC-SLM é ilustrado na Fig 1.11. Nela podemos ver que o princípio se baseia simplesmente na modulação da birrefringência do meio, através da rotação das moléculas de cristal líquido, controlada por um campo elétrico aplicado.

Dentre os diversos LC-SLM's já produzidos, vamos descrever um que apresenta 128 pixels, é endereçado eletronicamente e, mais completo, permite a modulação em amplitude e fase de modo independente. Mostramos na Figura 1.12 um esquema da máscara de cristal líquido básica, destacando suas dimensões características, e da configuração de máscara dupla que constitui o LC-SLM descrito.

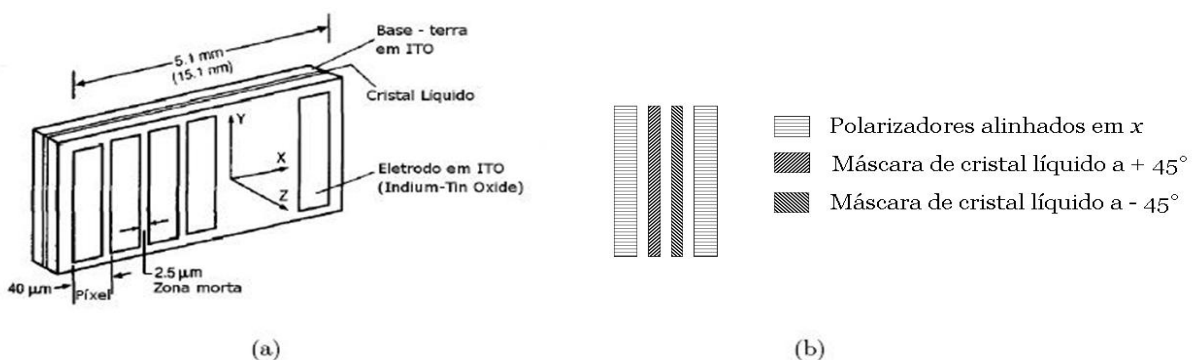


Figura 1.12: Configuração da máscara de cristal líquido com 128 pixels endereçada eletronicamente. (a) Detalhe do arranjo de pixels na máscara simples; (b) Perfil mostrando os elementos ordenados na máscara dupla .

Observamos que os pixels na máscara (e *gaps* entre eles) são determinados pela configuração dos eletrodos de óxido de estanho-índio (ITO - *Indium Tin Oxide*), um material condutor e transparente no visível, os quais são colados à face interna de uma das lâminas de vidro que compõem a estrutura. Como o LC-SLM é um modulador de luz discretamente variável, ele apresenta limitações de eficiência devido às perdas por difração (conversões de fase-amplitude), que podem também prejudicar o resultado da modelagem pela geração de sub-pulsos ao redor do pulso principal (rever Figura 1.9 e discussão na Seção 1.3.3).

A configuração básica do LCM de fase e amplitude, endereçado eletronicamente, é idêntica à apresentada na Figura 1.7. A única diferença está na inclusão da máscara dupla de cristal líquido, mostrada na Figura 1.12(b), no plano de Fourier. Os polarizadores são alinhados na direção x e as máscaras simples perpendicularmente entre si, com o eixo de suas moléculas de cristal líquido orientado a $\pm 45^\circ$ em relação ao eixo- x de polarização. Quando uma diferença de potencial é aplicada entre os eletrodos de um dado elemento de uma das máscaras, as moléculas giram na direção do campo elétrico gerado, direção z de propagação (conforme a Figura 1.11), modulando a birrefringência através da variação de fase para a componente de polarização do feixe paralela ao eixo dessas moléculas (direção y).

Para a luz polarizada na direção x , incidente em um certo pixel da máscara dupla, o campo elétrico de saída \vec{E}_s , antes de passar pelo segundo polarizador, é dado por:

$$\vec{E}_s = E_{inc} e^{i\left(\frac{\Delta\phi^{(1)} + \Delta\phi^{(2)}}{2}\right)} \left[\cos\left(\frac{\Delta\phi^{(1)} - \Delta\phi^{(2)}}{2}\right) \vec{e}_x + i \operatorname{sen}\left(\frac{\Delta\phi^{(1)} - \Delta\phi^{(2)}}{2}\right) \vec{e}_y \right] \quad (1.23)$$

onde E_{inc} representa a amplitude de campo elétrico incidente mais um fator de fase, e $\Delta\phi^{(1)}$ e $\Delta\phi^{(2)}$ são as birrefringências $[\Delta\phi(+45^\circ) - \Delta\phi(-45^\circ)]$ dos elementos de pixel da primeira e segunda camadas da máscara dupla, respectivamente (dependentes da tensão elétrica aplicada). Analisando essa equação, notamos que, com o polarizador de saída alinhado na direção x , pode-se modular independentemente a fase e a intensidade espectrais apenas controlando $\Delta\phi^{(1)} + \Delta\phi^{(2)}$ e $\Delta\phi^{(1)} - \Delta\phi^{(2)}$, respectivamente.

Mais recentemente foram desenvolvidos LCM endereçados opticamente, que

solucionam o problema de perdas por difração (com geração de sub-pulsos) tornando a modulação de fase continuamente variável [14].

As características mais relevantes dos modeladores de cristal líquido são, portanto, as seguintes:

- **Modulação de fase e amplitude independente;**
- Modulação **discreta (endereçamento eletrônico) ou continuamente (endereçamento óptico) variável;**
- **Construção sofisticada**, devido à configuração de alta resolução dos eletrodos e à utilização de materiais avançados, como ITO e cristal líquido;
- **Dependência de polarização óptica;**
- **Alta resolução espacial:** $\Delta l \sim 42 \mu m$;
- **Moderada taxa de reprogramação da máscara:** $T \sim 1 \text{kHz}$;
- **Limitação de eficiência** para moduladores endereçados eletronicamente (perdas por difração).

1.4.2 Modeladores Acusto-Ópticos (AOM)

Alguns anos após o surgimento dos modeladores de cristal líquido, foram desenvolvidos modeladores ópticos programáveis que utilizam um modulador acusto-óptico como máscara moduladora de luz [15, 16]. Esse tipo de sistema se destaca pelas altas resolução espacial e taxa de reprogramação da máscara, e pela não-restrição quanto à polarização óptica, embora seja menos eficiente e limitado quanto à taxa máxima de repetição de pulsos. O aparato experimental básico de um modelador acusto-óptico é mostrado na Figura 1.13.

Comparando essa configuração com a do LCM (rever Figura 1.7), observamos que a diferença significativa se encontra no plano de Fourier: em vez de uma máscara dupla de cristal líquido alinhada com as lentes e grades, há uma máscara acusto-óptica deslocada lateralmente em relação à linha das grades. Isso se deve, como explicaremos

em seguida, ao fato de os feixes precisarem incidir na máscara com um certo ângulo para maximizar a eficiência da modelagem.

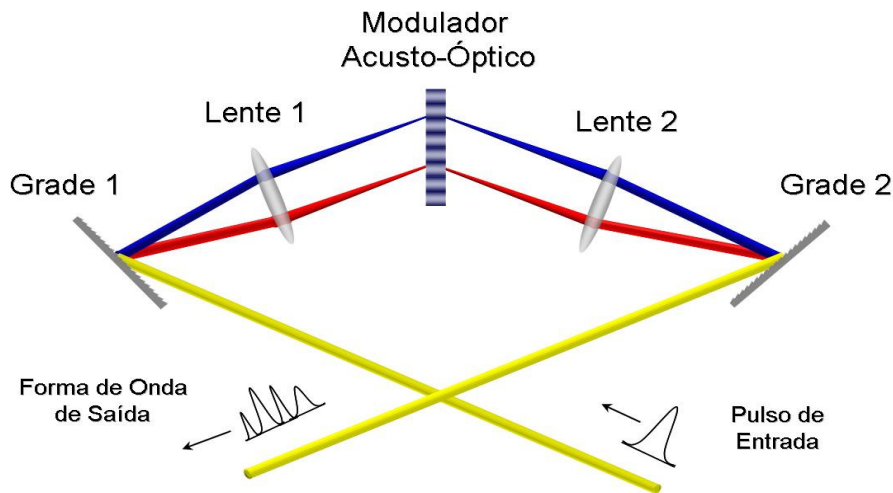


Figura 1.13: Configuração básica de um modelador acusto-óptico.

Devido ao seu caráter dinâmico singular (com ondas acústicas propagantes) e a sua relativa complexidade frente aos outros sistemas, os modeladores acusto-ópticos apresentam diversas particularidades. Embora pareça exagero de detalhes, elas são imprescindíveis para um entendimento claro do funcionamento do sistema e de suas limitações. Por isso, vamos destacá-las abaixo:

- **Tempo de abertura do modulador:** é o intervalo de tempo τ_0 que a onda acústica, com velocidade v_{ac} , leva para percorrer toda abertura l_a (comprimento de interação com a luz) do cristal modulador:

$$\tau_0 = \frac{l_a}{v_{ac}} \quad (1.24)$$

Esse parâmetro é importante porque determina a frequência máxima de reprogramação da máscara f_{rep} :

$$f_{rep} = \frac{1}{\tau_0} = \frac{v_{ac}}{l_a} \quad (1.25)$$

Como geralmente $\tau_0 = 1-10 \mu s$, vemos que esse tipo de modelador pode atuar a uma taxa de reprogramação próxima de 1MHz.

A frequência f_{rep} define igualmente a taxa máxima de repetição de pulsos sob a

qual o modelador é capaz de operar. Diferentemente de uma máscara de cristal líquido, um modulador acusto-óptico não mantém um padrão de máscara constante, uma vez que ele é formado por ondas acústicas propagantes e não-estacionárias. Por essa razão, modeladores acusto-ópticos geralmente se restringem a aplicações envolvendo sistemas de amplificação de pulsos de femtossegundos, os quais se repetem a uma taxa na escala de kHz.

- **Período da grade de refração:** corresponde ao comprimento de onda acústica Λ , dado por:

$$\Lambda = \frac{v_{ac}}{\nu}, \quad (1.26)$$

onde ν é a frequência central de modulação do sinal de RF (radiofrequência), que modula em fase, amplitude e frequência a grade de refração.

O período da grade de refração é um parâmetro relevante para a caracterização e comparação do sistema, principalmente para pulsos relativamente longos. Se durante a passagem completa do pulso óptico, o deslocamento da grade for maior que ou da ordem de Λ , então a modelagem óptica não funcionará corretamente. Por exemplo, para valores típicos de ν , entre 100 e 200MHz, $\Lambda = 20-40 \mu m$ em um cristal de TeO_2 . Nesse caso, a duração máxima de pulsos modeláveis é de $T = 5-10ns$. Para pulsos mais longos, precisa-se recorrer a outro sistema de modelagem óptica. Logo, essa é uma outra limitação dos modeladores acusto-ópticos, ainda que atualmente quase todas experiências e aplicações envolvam pulsos bem mais curtos, no mínimo dentro da escala de picossegundos.

- **Largura de banda de modulação:** é a largura de banda $\Delta\nu$ do sinal de RF, cujos valores típicos se aproximam de 100MHz. Juntamente com τ_0 , esse parâmetro define o número de pixels N_p do modulador:

$$N_p = \frac{\tau_0}{dt_m} = \tau_0 \Delta\nu \quad (1.27)$$

onde dt_m é a estrutura de modulação temporal mais curta possível de se formar com

uma largura de banda $\Delta \nu$.

Considerando valores típicos, $N_p \simeq 900$. Portanto, o número máximo de estruturas acústicas colocadas dentro da abertura de um modulador acusto-óptico, e também o limite superior de complexidade (ver Eq. (1.20)) desse tipo de modelagem, deve ser próximo de 1000. Esse valor determina a resolução espacial Δl do modulador, dada pela largura de cada pixel:

$$\Delta l = \frac{l_a}{N_p} = \frac{v_{ac}}{\Delta \nu} \quad (1.28)$$

Comparando com a Eq.(1.26), notamos que $\Delta l = \Lambda$ somente quando $\Delta \nu = \nu$. Tipicamente, $\Delta l = 45 \mu m$. Já a resolução espectral $\Delta \omega$ depende também de outros parâmetros do sistema (ver discussão na Seção 1.3.3). Complexidades de $\eta = 100-150$, comparáveis às obtidas com modeladores de cristal líquido, já foram demonstradas experimentalmente.

- **Parâmetro Q:** é um parâmetro de classificação dos modeladores acusto-ópticos, definido por:

$$Q = \frac{2\pi\lambda L}{\Lambda^2}, \quad (1.29)$$

onde λ é o comprimento de onda da luz no cristal modulador e L é a espessura da grade (do cristal).

Se $Q \leq 0,1$, o modulador acusto-óptico atua no **regime de Raman-Nath**, caracterizado por uma eficiência de difração que escala quadraticamente com a amplitude acústica e por uma ausência de seletividade angular significativa. Isso resulta em baixa eficiência de difração (perdas devido à difração em várias ordens) mesmo no caso de ondas acústicas muito intensas. O limite máximo teórico de eficiência de difração é de 30%. Apesar disso, é o regime com melhor resolução espectral devido à fina espessura de interação, uma vez que a cintura efetiva do feixe no interior da máscara (grade de refração) se mantém estreita.

Se $Q \geq 0,1$, o modulador atua no **regime de Bragg**, caracterizado por uma alta seletividade angular: apenas luz incidente sob um certo ângulo (ângulo de Bragg) é difratada eficientemente. Isso resulta numa eficiência teórica máxima de 100%. Com isso

as intensidades acústicas necessárias são mais baixas. No entanto, a resolução espectral é menor devido à grossa espessura da grade, pois a largura efetiva de w_0 na máscara aumenta.

As principais características dos modeladores acusto-ópticos podem ser citadas como:

- **Modulação de fase e amplitude independente;**
- **Modulação continuamente variável;**
- **Construção básica simples** (cristal modulador, PZT e controlador de RF);
- **Eficiência de modelagem baixa** devido às perdas principalmente por difração em outras ordens, aumentando com a espessura L da grade de refração e diminuindo com o quadrado de seu período Λ (conforme Eq. (1.29));
- **Elevada resolução espacial:** $\Delta l = 45 \mu m$;
- **Resolução espectral $\Delta\omega$ inversamente proporcional a L** (e, por conseguinte, à eficiência de modelagem) devido ao aumento de w_0 efetivo (rever Eq. (1.13));
- **Alta taxa de reprogramação da máscara:** $f_{rep} = 1\text{MHz}$;
- **Limitado a pulsos mais curtos que $T = 10\text{ns}$ e com taxa de repetição menor ou igual a f_{rep}** , devido ao permanente deslocamento da grade (padrão da máscara não-estacionário, ao contrário dos demais sistemas de modelagem).

1.4.3 Modeladores de Espelho Deformável

Sistemas de modelagem óptica baseados em espelhos deformáveis começaram a ser desenvolvidos há pouco mais de uma década. Nesse período foram projetados dispositivos que se diferenciam essencialmente quanto à construção e ao desempenho. Apesar das muitas particularidades, podemos ressaltar algumas **características presentes na maioria deles**, como: modulação de fase unidimensional (aplicável, por isso,

fundamentalmente à modelagem espectral) e continuamente variável (decorrente de um espelho inteiriço), resolução espacial na escala de $\sim 2\text{mm}$ e taxa de reprogramação $f_{\text{rep}} \leq 1\text{kHz}$. Mostramos na Figura 1.14 a configuração básica de um modelador de espelho deformável.

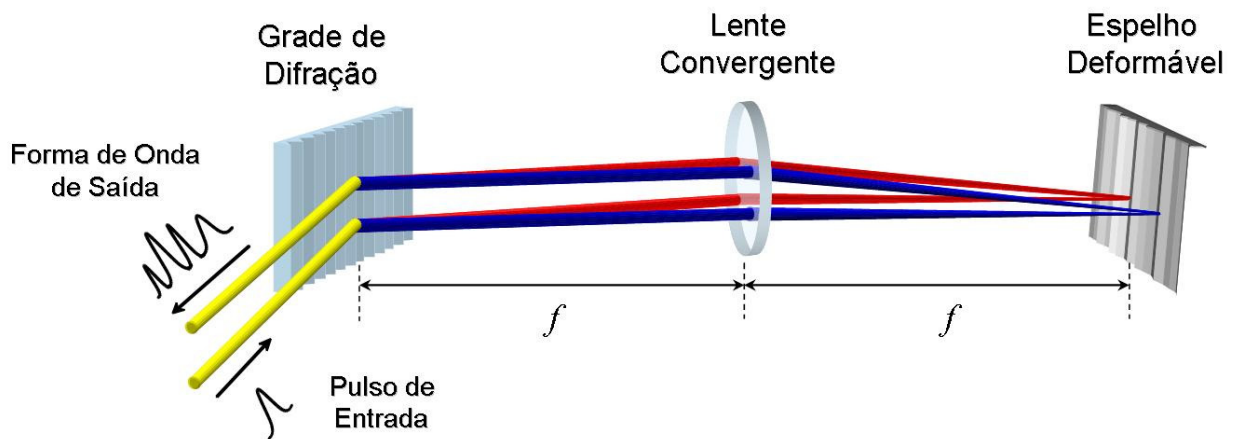


Figura 1.14: Esquema de um modelador de espelho deformável em configuração-4f.

Existem ainda, contudo, **características comuns a todos** tipos de modeladores de espelho deformável:

- **Modulação de fase apenas** (e não de amplitude);
- **Princípio físico de modulação** da fase, baseado na alteração de caminho óptico da luz refletida pelo espelho, resultante das deformações nele produzidas. A relação básica entre a diferença de fase produzida $\Delta\phi$ e a deflexão (ou translação) do espelho Δl é dada por:

$$\Delta\phi = 2\left(\frac{2\pi\Delta l}{\lambda}\right) = 2k\Delta l, \quad (1.30)$$

onde λ é o comprimento de onda, k é o vetor de onda e o coeficiente 2 na expressão indica a passagem dupla numa reflexão, com a ida e a volta da luz refletida pelo espelho deslocado;

- **Alta eficiência**, devido às poucas perdas por reflexão;
- Possibilidade de **modelagem óptica espacial**, além de espectral (normalmente, no

entanto, esta é sua única finalidade).

A seguir descrevemos as principais características dos diferentes tipos de modeladores de espelho deformável.

1.4.3.1 Espelho Deformável Micromaquinado (MMDM)

Um dos primeiros modeladores ópticos de espelho deformável, o MMDM [17], foi desenvolvido na década de 90 para servir como alternativa mais prática e econômica para certas aplicações [18, 19]. Em comparação com os modeladores mais avançados da época (anteriormente descritos), apesar da menor resolução espacial, sua alta eficiência aliada à modulação de fase continuamente variável o qualificam como ideal para correção de fase de pulsos com dispersões de baixa ordem.

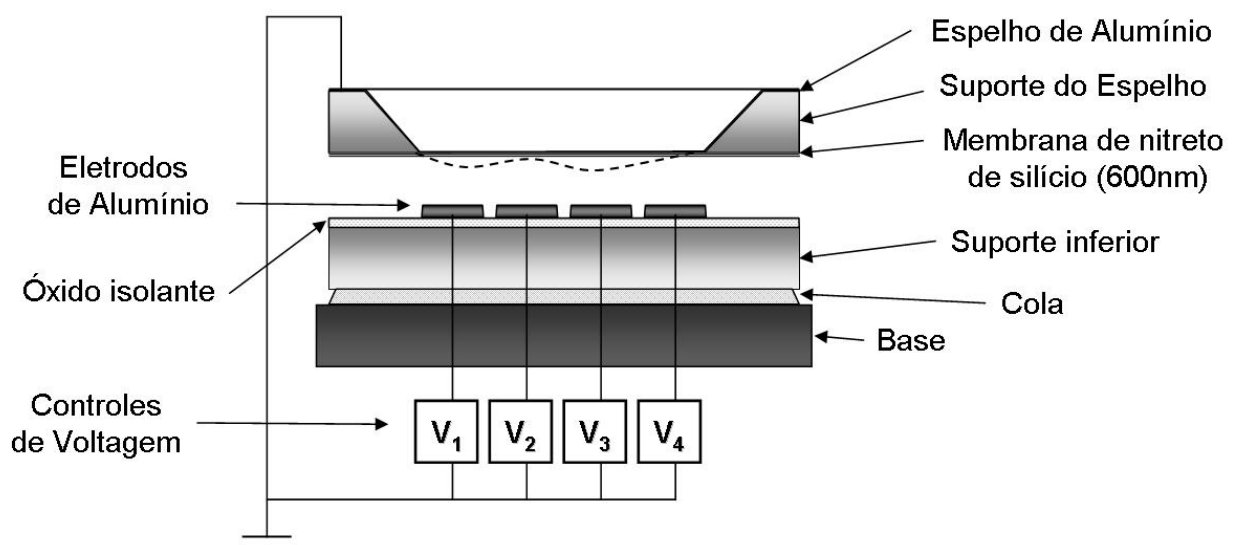


Figura 1.15: Configuração do dispositivo MMDM (perfil de um protótipo com 4 atuadores).

O sistema MMDM, esquematizado na Figura 1.15, é caracterizado por um conjunto de atuadores eletrostáticos milimétricos, capaz de defletir suavemente uma membrana espelhada muito fina. Uma força eletrostática atrativa é aplicada entre cada eletrodo e a membrana e controlada por um circuito externo, que gera tensões elétricas variáveis para cada eletrodo (atuador) independentemente. O modelo utilizado em uma demonstração de compressão de pulsos [18] é constituído por um arranjo de 39 atuadores dispostos em

3 fileiras de 13, cada um com $2 \times 2,5 \text{ mm}^2$, cobrindo uma área total de $26 \times 7,5 \text{ mm}^2$. Uma membrana de nitreto de silício recoberta por um filme de ouro, a qual possui apenas 600 nm de espessura e $30 \times 8 \text{ mm}^2$ de área, é suspensa sobre o conjunto de atuadores.

Principais características dos modeladores MMDM:

- **Modulação de fase unidimensional e suavemente variável;**
- **Construção razoavelmente simples**, embora o processamento para a obtenção da membrana espelhada seja tecnologicamente elaborado;
- **Deflexão máxima expressiva:** $4 \mu\text{m}$ ($\Delta\phi \simeq 27\pi$ para $\lambda = 600 \text{ nm}$) com uma tensão de 200 V aplicada (o artigo, porém, não cita a largura correspondente em pixels para essa deflexão superficial);
- **Baixa resolução espacial:** $2,0 \text{ mm}$;
- **Moderada taxa de reprogramação:** $\sim 1 \text{ kHz}$.

1.4.3.2 Modulador Espacial de Luz por Microssistema Eletromecânico (MEMS-SLM)

Em 2003 um novo modelador óptico de espelho deformável de alta performance foi desenvolvido a partir da tecnologia MEMS [20]. Com uma resolução espacial muito superior à do MMDM e uma estrutura bidimensional de larga área total ativa (qualificando-o também para modelagem espacial), o MEMS-SLM foi projetado para servir a uma gama maior de aplicações.

Comparado aos modeladores ópticos convencionais com alta resolução de até então (de cristal líquido e acusto-ópticos), ele é o único que possibilita a modelagem óptica espectral, com resolução comparável, até o ultravioleta (UV)-distante. Os outros se restringem a uma faixa do infravermelho (IV)-próximo e visível devido à transparência na região do UV dos materiais de que se utilizam (cristal líquido e TeO_2). Além disso, ele é insensível à polarização, ao contrário dos modeladores de cristal líquido, e pode ser utilizado como modelador óptico espacial (na manipulação de imagens) por sua

construção em 2D. Na Figura 1.16, são apresentados esquemas e imagens com as características do dispositivo.

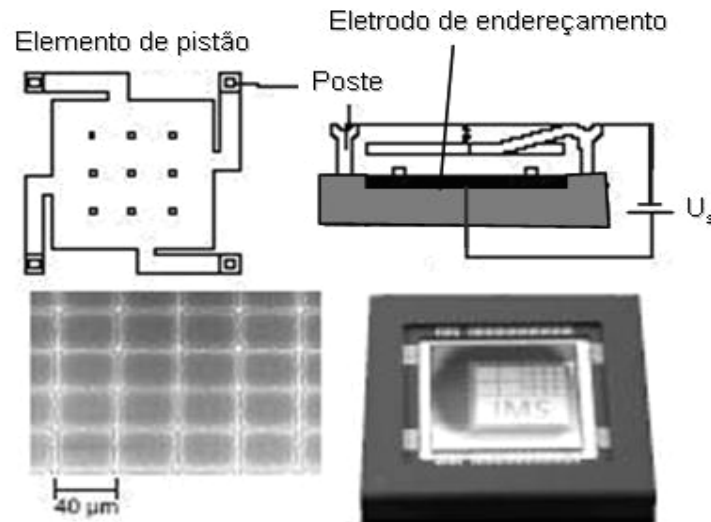


Figura 1.16: Ilustração das características do MEMS-SLM. Acima são mostrados cortes superior e lateral de um microespelho. Abaixo pode-se ver uma fotografia por microscopia eletrônica de varredura do conjunto de microespelhos e outra do modelador inteiro, mostrando um padrão de teste.

O modelador óptico MEMS-SLM é constituído por um sofisticado arranjo de 240×200 microespelhos, cada um com $40 \times 40 \mu\text{m}^2$, ocupando assim uma área total de $9,6 \times 8 \text{mm}^2$. Como se pode ver na Figura 1.16, os microespelhos têm uma configuração tipo-pistão, na qual ficam apoiados sobre postes fixos a uma base comum. Essa base é composta por uma matriz de circuitos integrados que conectam um controlador de tensões a cada eletrodo de endereçamento, situado abaixo de cada microespelho. A modulação de fase é causada por deflexões verticais dos microespelhos, que são geradas, assim como no MMDM, por forças eletrostáticas entre eles e os eletrodos da base. Tanto os microespelhos como os micropostes são feitos de uma liga de alumínio, garantindo tanto a interação eletrostática com os eletrodos como a alta refletividade numa faixa ampla do espectro, que vai do UV-distante até o IV-próximo.

Características básicas do dispositivo:

- Modulação de fase bidimensional e discretamente variável;
- Fabricação complexa e tecnologicamente avançada, dado o trabalho de

microprocessamento dos atuadores e a alta resolução do arranjo de microespelhos;

- **Alta resolução espacial:** $40\mu\text{m}$;
- **Deflexão máxima:** 450nm , o que garante uma modulação de fase completa ($0-2\pi$) para $\lambda \leq 900\text{nm}$;
- **A limitação espectral** para $\lambda \leq 200\text{nm}$ decorre principalmente da refletividade decrescente da liga de alumínio abaixo dessa região, pois a boa planicidade dos microespelhos de 10nm (RMS) permitiria ainda aplicações para além de 200nm ;
- **Limitação de eficiência:** perdas por pixelamento devido aos *gaps* entre microespelhos (não informados no artigo original, mas ao redor de $10\mu\text{m}$ conforme a Figura 1.16, gerando teoricamente os mesmos efeitos indesejados observados nos LCM (réplicas ou sub-pulsos ao redor dos pulsos modelados);
- **Moderada taxa de reprogramação:** $\sim 1\text{kHz}$.

1.4.3.3 Refletor Deformável Piezoatuado (PADRE)

O primeiro modelador óptico espectral movido por atuadores mecânicos piezoelétricos também foi desenvolvido no ano de 2003 [21]. Por possuir as mesmas características de modelagem em um sistema mais econômico e simples, este sistema foi projetado como alternativa ao MMDM. O modelador PADRE apresenta aproximadamente a mesma resolução espacial que o MMDM e realiza o mesmo tipo de modelagem, unidimensional e com modulação de fase continuamente variável.

Na Figura 1.17, são mostrados esquematicamente cortes lateral e frontal deste modelador. A estrutura consiste em 20 pilhas de PZT's alinhadas lado a lado, coladas sobre uma placa de vidro de $50 \times 12 \times 0,5 \text{ mm}^3$. Cada pilha é formada por 12 camadas de PZT, que resultam numa dimensão total para o atuador de $15 \times 2,5 \times 6 \text{ mm}^3$. A largura de $2,5\text{mm}$ de cada atuador é pouco maior que a do MMDM, embora haja uma vantagem em termos de deflexão individual, uma vez que os atuadores vizinhos restringem a deflexão do espelho (por estar preso a eles) para quase apenas o pixel associado ao atuador ativo.

Por fim, o espelho colado sobre essa estrutura consiste em uma lâmina de vidro de 500 μm com um filme de ouro depositado.

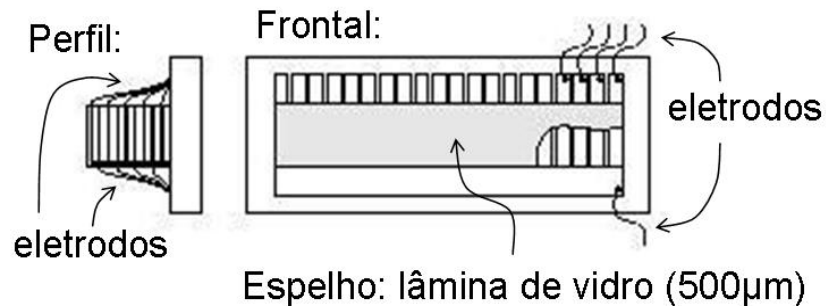


Figura 1.17: Construção do modelador óptico PADRE. À esquerda, corte lateral mostrando uma pilha de PZT's e a lamínula de vidro espelhada colados sobre uma placa de vidro, com os diversos fios conectados aos eletrodos. À direita, corte frontal mostrando todo o dispositivo, com o espelho colado sobre as pilhas de PZT's atuadores.

O princípio físico de atuação sobre o espelho dos atuadores piezoelétricos é a expansão (ou contração) mecânica de cada camada PZT, gerada por voltagens aplicadas através do par de eletrodos que envolve cada uma. A soma construtiva das dilatações de cada camada é garantida pela disposição ordenada dos PZT's em relação aos eletrodos (observar novamente o corte lateral da estrutura na Figura 1.17).

As características básicas desse sistema são:

- **Modulação de fase unidimensional e continuamente variável;**
- **Construção relativamente simples**, pois só depende da superposição e colagem ordenada de uma pilha de PZT's com eletrodos conectados, subseqüentemente cortada em fatias e colada a uma base e a uma lâmina de vidro espelhada;
- **Tempo de resposta rápido** (o artigo original não fornece valores);
- **Baixa resolução espacial:** 2,5mm;
- **Deflexão máxima individual** (com 300V de tensão aplicada): 1 μm ($\Delta\Phi = 5\pi$ para $\lambda = 800\text{nm}$), com uma largura de 3,8mm (FWHM), correspondente a $\approx 1,5$ pixels;

- **Deflexão senoidal máxima** (aplicando 0V e 300V alternadamente em atuadores adjacentes): $0,3\mu\text{m}$ ($\Delta\Phi = 1,5\pi$ para $\lambda = 800\text{nm}$) de amplitude vale-pico.

1.4.3.4 Espelho Deformável Piezobimorfo

Um novo tipo de modelador óptico espectral movido por atuadores piezoelétricos foi desenvolvido em 2005 [22]. Ele é baseado em atuadores que se curvam localmente em vez de se expandirem ou contraírem transversalmente como no PADRE. Assim como este e o MMDM, é capaz de modular suavemente a fase espectral de pulsos ultracurtos com resolução milimétrica, mas com desempenho superior em aplicações que requerem modulação de fase de grande amplitude.

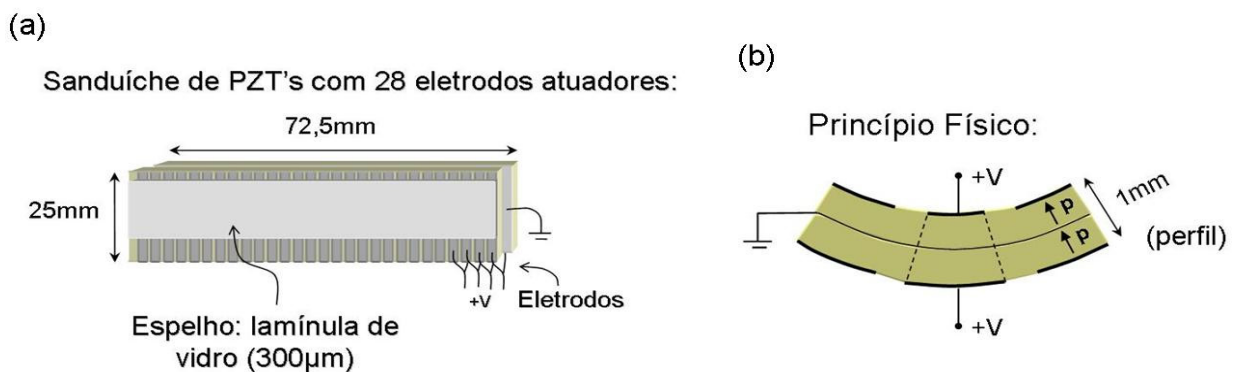


Figura 1.18: Construção do dispositivo e princípio físico de atuação do espelho deformável piezobimorfo. (a) Desenho esquemático com as dimensões relevantes; (b) A deflexão do espelho é produzida a partir de sucessivas curvaturas locais, cada qual gerada por um atuador (PZT bimorfo).

Podemos ver na Figura 1.18(a) que a construção do dispositivo é bem simples. Duas folhas retangulares de PZT, com $500\mu\text{m}$ de espessura, são coladas uma contra a outra com as polarizações das cerâmicas piezoelétricas paralelas entre si, formando uma estrutura em sanduíche chamada **piezoelétrico bimorfo**. Essas folhas, com dimensões de $72,5 \times 25\text{ mm}^2$, são deslocadas entre si de $2,5\text{ mm}$ ao longo do comprimento para conexão do eletrodo comum aterrado. Em suas faces externas são desenhados 28 eletrodos de $25 \times 2,25\text{ mm}^2$, com um espaçamento de $0,25\text{ mm}$ entre eles. Sobre uma dessas faces é colado o espelho, uma lamínula de vidro BK7 de $300\mu\text{m}$ de espessura coberta por um filme de prata, resultando em um dispositivo compacto de apenas $1,4\text{ mm}$

de espessura.

O princípio de operação do modelador óptico também é relativamente simples. Ao se aplicar a mesma voltagem nos eletrodos externos de um atuador, este se deforma provocando uma curvatura local no espelho (ver Figura 1.18(b)), convexa ou côncava dependendo do sinal de tensão (no dispositivo original, a tensão aplicada variava de 0V a $\pm 160V$). Com a aplicação de tensões elétricas sobre cada atuador independentemente, o espelho sofre um conjunto de curvaturas locais que, se aplicadas no mesmo sentido, podem gerar uma enorme curvatura global.

Principais características:

- **Modulação de fase unidimensional e suavemente variável;**
- **Construção simples**, pois requer somente a fabricação de um PZT bímorfo e o desenho de eletrodos externos com precisão milimétrica;
- **Baixa resolução espacial:** 2,5mm;
- **Deflexão máxima global:** 16 μ m do centro às bordas do espelho (corresponde a modulações de fase quadráticas globais maiores que 80π para $\lambda = 800\text{nm}$);
- **Deflexão senoidal máxima** (aplicando $\pm 160V$ alternadamente): 64nm ($\Delta\Phi = 0,32\pi$ para $\lambda = 800\text{nm}$) de amplitude vale-pico.

Capítulo 2 - Desenvolvimento: Projeto e Fabricação

2.1 Introdução

Neste capítulo apresentamos o trabalho de instrumentação realizado durante o desenvolvimento do dispositivo, o Espelho Piezoatuado de Alta Resolução (EPZAR). Discutimos motivações para as escolhas, procedimentos experimentais aplicados e problemas enfrentados em cada etapa do projeto. Paralelamente, destacamos considerações teóricas a respeito dos materiais utilizados e fenômenos observados. Por fim, concluímos cada seção com a configuração ou conformação resultante obtida para o problema discutido.

O capítulo está organizado da seguinte maneira: na Seção 2.2 apresentamos uma visão geral do dispositivo; na Seção 2.3 introduzimos o conceito de piezoeletricidade e as características dos atuadores piezoelétricos utilizados; o aparato eletrônico desenvolvido para o funcionamento do EPZAR é descrito na Seção 2.4; na Seção 2.5 vemos o problema do espelho deformável opticamente plano e a solução encontrada nesse trabalho; um sério (e imprevisto) problema experimental é o das colas e sua propriedade de encolhimento durante a cura, apresentado na Seção 2.6.

2.2 Configuração Final do Dispositivo

Antes de descrevermos cada etapa do trabalho, com todos problemas envolvidos, apresentamos nesta seção o dispositivo final fabricado em nosso laboratório. Na Figura 2.1, mostramos as configurações geral do modelador óptico e específica dos eletrodos, explicitando os elementos constituintes e dimensões relevantes. Apresentamos também uma fotografia do dispositivo na Figura 2.2.

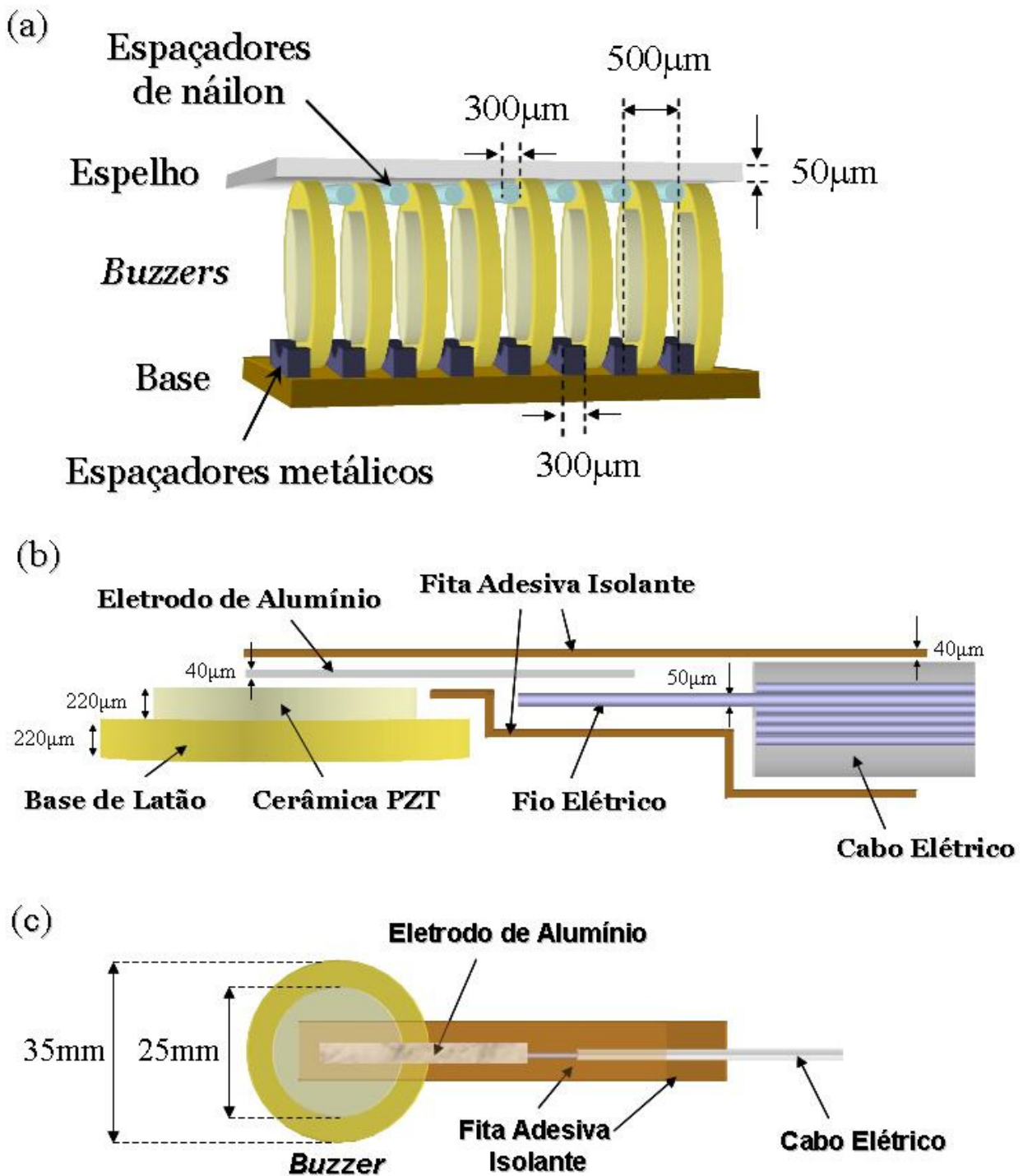


Figura 2.1: Montagem final do EPZAR, ressaltando a configuração dos eletrodos. (a) Desenho esquemático com os principais elementos e dimensões características do EPZAR (representado com somente 8 dos 32 atuadores); (b) Perfil de um atuador mostrando a configuração dos eletrodos. A escolha de papel alumínio e fita adesiva foi determinada pela necessidade de eletrodos de espessura fina, haja vista a pequena separação entre os atuadores; (c) Vista frontal de um atuador com seu eletrodo.

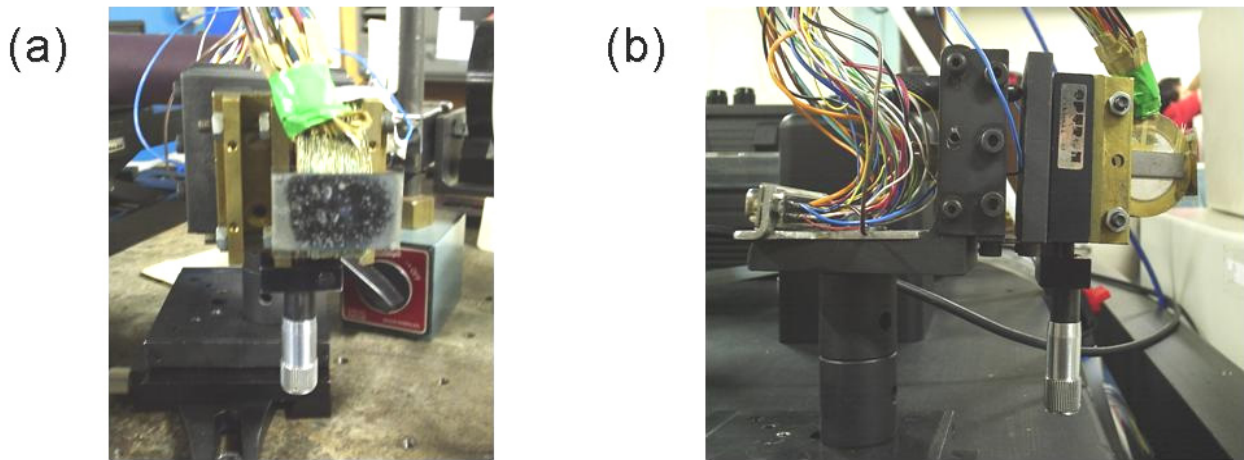


Figura 2.2: Fotografias do EPZAR. (a) Vista frontal do dispositivo, sustentado por uma base transladora horizontal e preso a um suporte com parafuso de translação vertical; (b) Vista lateral do dispositivo, mostrando o conector de entrada (ligando os 33 fios de conexão elétrica com os atuadores) dos sinais de tensão provenientes do controlador programável logo atrás do suporte do espelho.

2.3 Atuadores¹ Piezoelétricos

Um dos pontos-chave de um projeto como o nosso, um modelador óptico de espelho deformável, é o **modo de atuação sobre o espelho**, que pode ser feito de inúmeras maneiras. A forma mais grosseira poderia ser pensada como a puramente mecânica, utilizando um conjunto de transladores mecânicos fixos ao espelho. Essa opção, contudo, é inadequada para aplicações que requerem controle fino de posicionamento, devido à baixa resolução de variação de fase (causada por saltos de translação irregulares). Técnicas mais apropriadas utilizam princípios físicos como, por exemplo: atração eletrostática, dilatação térmica [23] e piezoelectricidade. Dentre as já desenvolvidas, as formas mais eficientes de atuação em espelhos deformáveis são por atuadores eletrostáticos [17, 20] ou piezoelétricos [21, 22].

Em nosso caso particular, desde o princípio projetamos o dispositivo para ser atuado por atuadores piezoelétricos. Essa escolha foi baseada na praticidade, baixo custo e alta eficiência como nanoposicionadores. Antes de detalharmos acerca dos atuadores,

¹ Atuadores são dispositivos que produzem movimento, deslocamento. Quando os deslocamentos produzidos são apenas lineares, os atuadores são melhor definidos como “transladores”.

no entanto, vamos esclarecer os princípios físicos da piezoelectricidade [24] e descrever as características pertinentes à construção do dispositivo.

A piezoelectricidade foi descoberta em 1880 por Jacques e Pierre Curie, quando estes perceberam que a pressão exercida sobre um cristal de quartzo é capaz de produzir uma carga elétrica sobre ele [25]. A este fenômeno eles chamaram de **efeito Piezo**, termo que deriva de uma palavra grega que significa "pressão". Mais tarde eles também verificaram que um campo elétrico aplicado ao cristal é capaz de produzir uma deformação no material. Esse efeito é chamado de **efeito Piezo inverso**. A piezoelectricidade, portanto, é um fenômeno em que a aplicação de tração ou compressão mecânica sobre um material sólido cristalino é capaz de gerar diferenças de potencial elétrico entre suas superfícies e, inversamente, a aplicação de um campo elétrico entre suas superfícies é capaz de causar dilatações ou contrações dele.

Dependendo da forma, das dimensões e do material, os piezoeletricos são mais ou menos eficientes. Entre os mais eficientes, é possível obter expansões relativas de 0,2%, considerando valores máximos de tensão aplicada (de 1 a 2 kV/mm); por exemplo, para sistemas de atuadores empilhados, com diâmetros de 15mm e comprimentos de 18cm, chega-se a uma dilatação de até 200µm.

Os materiais piezoeletricos (PZT's²) são transdutores eletromecânicos que, por apresentarem uma larga resposta em frequência, muitas vezes são usados como transdutores eletroacústicos, mesmo além das frequências de áudio. A Figura 2.3 ilustra de modo simplificado o princípio físico da piezoelectricidade.

Microscopicamente, os PZT's são **sólidos cristalinos cujas células unitárias não possuem um centro de simetria**. Atualmente os mais aplicados são cerâmicas policristalinas baseadas em composições de titanato zirconato de chumbo e titanato de bário [26]. Certos aditivos são incluídos para dar a cada composição propriedades dielétricas, piezoeletricas e físicas específicas.

Nos dias de hoje, os PZT's são encontrados em inúmeras aplicações, desde corriqueiras como: alarmes sonoros, campainhas, alto-falantes, relógios, aparelhos de ultrassom e acendedores de isqueiro e fogão, até científicas e militares como: sonares e

2 É usual abreviar-se a palavra "piezoeletrico" como PZT, uma sigla tanto para "transdutor piezoeletrico" (*piezoelectric transducer*) como para "titanato de zircônia e chumbo" (*plumbum zirconate titanate*), um dos materiais piezoeletricos mais comuns (entre outras associações possíveis).

emissores de ultra-som. Mas uma de suas mais importantes aplicações tecnológicas está na área de posicionamento fino, ou **nanoposicionamento**, sendo fundamentais em diversas áreas, como a microscopia de força atômica e a genética (manipulação de genes), por exemplo. Eles se destacam principalmente por permitirem deslocamentos com resolução quase ilimitada (subnanométrica) e tempos de resposta muito rápidos ($\sim \mu\text{s}$).

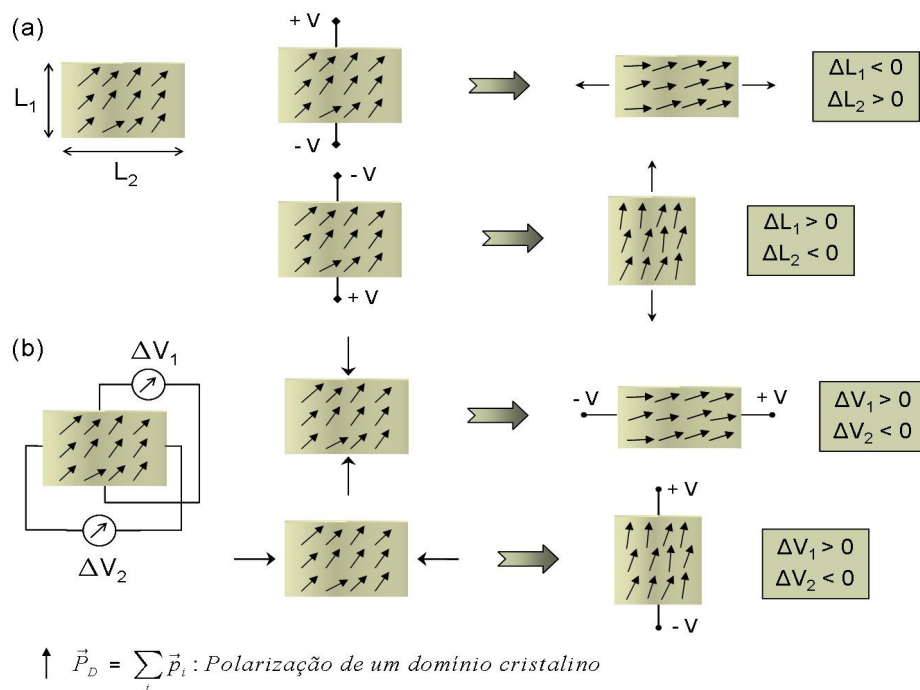


Figura 2.3: Explicação microscópica simplificada da piezoeletricidade. (a) Efeito Piezo: a aplicação de voltagem entre duas faces opostas de um cristal piezoelétrico gera uma inclinação dos domínios cristalinos polarizados, acarretando, com isso, expansões ou compressões do material; (b) Efeito Piezo inverso: a aplicação de pressão mecânica entre duas faces opostas de um piezoelétrico leva a uma inclinação dos domínios cristalinos polarizados, originando, com isso, diferenças de potencial entre as faces do material.

Os PZT's que utilizamos foram escolhidos por suas dimensões apropriadas (espessura fina), baixo custo e facilidade de aquisição. Como se pode ver na Figura 2.4 (a), eles têm forma de disco e vêm colados a um outro disco maior de latão. Esse tipo de PZT, comercialmente chamado de *buzzer*, é usado como transdutor eletroacústico: ao receber uma corrente alternada, ele sofre oscilações de curvatura que geram ondas sonoras.

Inicialmente tivemos um longo período de preparo dos atuadores. Como nos

buzzers os PZT's vêm colados a discos de latão, que restringem as deformações longitudinais curvando-os, tomamos como princípio (para funcionarem bem como atuadores) a eliminação ao máximo da região de latão colada exatamente atrás da cerâmica PZT. Para nos certificarmos dessa necessidade, testamos se a deformação de um *buzzer* intacto (causada pela aplicação de uma tensão de até $\approx 100V$) era capaz de deformar um espelho muito fino. Após alguns testes em um interferômetro de Michelson simples, em que observamos se ocorriam variações nas franjas interferométricas a partir de possíveis alterações em um espelho atuado por um *buzzer*, concluímos que a chapa de latão colada ao PZT influía decisivamente na sua capacidade de atuar sobre um espelho. A partir daí, desenvolvemos um processo de corrosão controlada de uma faixa de latão na região central dos PZT's (região livre de esmalte na Figura 2.4 (b)).

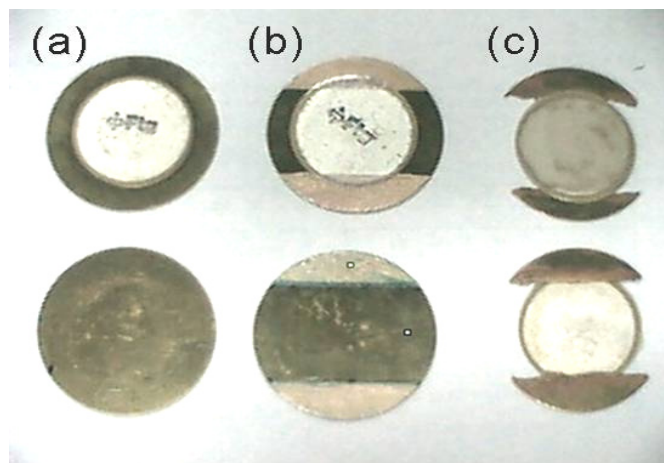


Figura 2.4: Processamento de *buzzers* para o uso como atuadores. (a) *Buzzer* intacto; (b) *Buzzer* preparado para corrosão, pintado com máscara de esmalte; (c) *Buzzer* processado, após: corrosão, remoção de esmalte, limpeza e pintura com tinta condutiva.

Utilizando soluções de ácido nítrico a $\sim 10\%$, esmalte cosmético, fitas adesivas, acetona e tinta condutiva, processamos a corrosão parcial de inúmeros *buzzers*, resultando em dispositivos como o mostrado na Figura 2.4 (c). Mantínhamos regiões de latão as mais intactas possíveis nas extremidades dos PZT's para, de um lado, prendermos os atuadores a uma base comum e, do outro, apoiarmos o espelho em pontos num mesmo plano. Vários problemas impediram a utilização desses PZT's após o processamento. Primeiro, vários *buzzers* corroídos se quebravam pela fragilidade

mecânica das partes livres (expostas) dos PZT's. Além disso, era extremamente difícil produzir atuadores uniformes: com as mesmas dimensões de PZT livre, extremidades intactas (não-corroídas) e eletrodos bem isolados. A maior dificuldade, entretanto, ocorreu ao testarmos a resposta piezoelétrica dos atuadores processados. Após conseguirmos processar mais de 32 atuadores, ao testarmos cada um em um interferômetro, observamos a não-uniformidade de suas respostas: alguns se deformavam muito, enquanto outros pouco ou nada; alguns respondiam rapidamente, mas outros muito lentamente; parte deles se dilatava com uma certa voltagem aplicada e se contraía com uma voltagem aplicada inversa (como era de se esperar), outra parte só se dilatava ou só se contraía independentemente da orientação dos campos elétricos aplicados; havia ainda os que respondiam bem somente até uma voltagem baixa, acima da qual sofriam ruptura dielétrica. Ou seja, pouco se aproveitava, considerando que precisávamos de atuadores eficientes e uniformes. Apesar disso, persistimos na tarefa de obter pelo menos 32 atuadores processados com respostas semelhantes e razoáveis.

Por uma ironia, entretanto, ao nos vermos obrigados a adquirir o mesmo modelo de *buzzer* de um outro fornecedor, descobrimos que os novos, embora similares, respondiam suficientemente bem como atuadores, mesmo estando intactos (não-processados). Logo que os compramos, verificamos (assim como havíamos feito anteriormente para os outros) suas respostas como atuadores piezoelétricos. Dessa vez, porém, observamos razoáveis alterações nas franjas de interferência (correspondentes a variações de fase de "x" rad para tensões de "y" V). Testando a maioria, verificamos que eles apresentavam resposta idêntica. Ou seja, eles funcionavam como atuadores para o nosso objetivo mesmo com o disco de latão intacto fixo à cerâmica PZT.

Assim, após um longo período de trabalhoso processamento de atuadores, encontramos *buzzers* que, mesmo intactos, funcionavam relativamente bem como atuadores piezoelétricos. Essa solução trouxe muita tranquilidade por suas enormes vantagens: praticidade (vêm praticamente prontos), resistência (baixo risco de quebra), estabilidade (estáveis em toda faixa de tensões aplicadas) e uniformidade (apresentam respostas idênticas).

Antes de caracterizarmos as deflexões geradas por esses atuadores no espelho deformável, realizamos um cálculo estimado da deformação máxima desses *buzzers*.

Para isso, calculamos a dilatação máxima livre do piezoelétrico na direção radial, produzida pela aplicação de uma tensão de $\Delta V_{\max} = 100V$. Dadas as dimensões da bolacha de PZT (rever Figura 2.1) que compõe o *buzzer*, diâmetro $d = 25mm$ e espessura $e = 220\mu m$, e o coeficiente piezoelétrico de deformação ortogonal à polarização $d_{31} \sim -200pm/V$, podemos expressar a variação máxima de diâmetro Δd_{\max} nessas condições como [25]:

$$\Delta d_{\max} = Ed_{31}d = \frac{\Delta V_{\max}}{e}d_{31}d \approx -2,3\mu m \quad (2.1)$$

onde E denota o campo elétrico gerado no interior do PZT.

O resultado apresentado na Eq. (2.1) mostra que, caso não houvesse resistência à deformação do PZT por parte do disco metálico colado às suas costas e do espelho a ser defletido, a modulação de fase máxima proporcionada por esses atuadores seria muito grande, de $\approx 15,3\pi$. No entanto, provavelmente observaremos na caracterização do modelador óptico modulações de fase máximas bem menores que essa estimativa teórica.

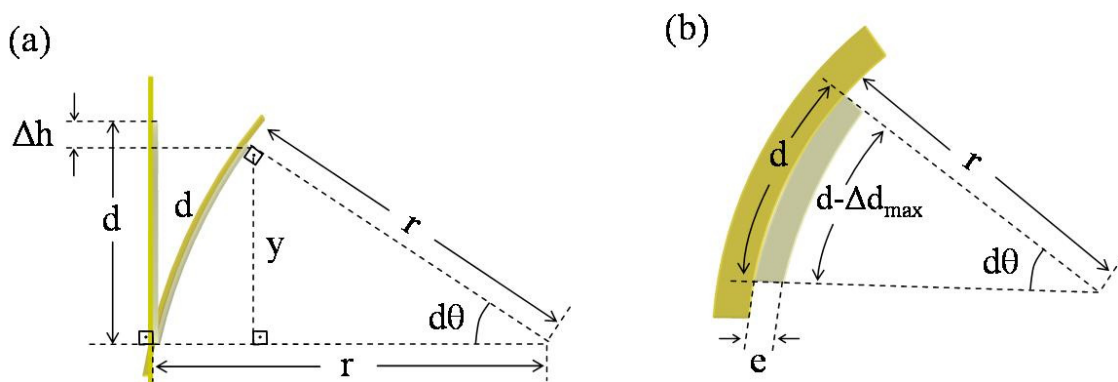


Figura 2.5: Modelo aproximado para o cálculo das deflexões Δh produzidas no espelho através de curvaturas dos *buzzers*. (a) Esquema mostrando a relação de Δh com os os parâmetros do sistema; (b) Ilustração da aproximação feita para o cálculo do ângulo pequeno $d\theta$ (exagerado na figura para facilitar o entendimento e a visualização).

Considerando o efeito da resistência à deformação do PZT, os atuadores devem responder através de curvaturas, e não de translações. Podemos modelar a deformação (agora do próprio *buzzer*) e a deflexão produzida no espelho considerando os esquemas

apresentados na Figura 2.5. Pela Figura 2.5 (a), notamos que a componente vertical da deformação Δh , responsável pela deflexão do espelho, pode ser estimada a partir dos valores de diâmetro ($d = 25\text{mm}$) do PZT, espessura ($e = 220\mu\text{m}$) e variação máxima de diâmetro ($\Delta d_{\text{max}} \approx -2,3\mu\text{m}$). A principal aproximação realizada foi de que a face exposta do PZT se deforma completamente, enquanto a face colada ao metal não se deforma ($\Delta d = \Delta d_{\text{max}}$ na Figura 2.5 (b)). Além desta, aproximamos apenas a função $\sin(d\theta)$, tomando os primeiros dois termos da expansão em série. Com isso, obtemos o seguinte resultado para Δh :

$$\Delta h \approx \frac{d}{6} \left(\frac{\Delta d_{\text{max}}}{e} \right)^2 \approx 500\text{nm} \quad (2.2)$$

O valor encontrado através desse modelo simples e aproximado é condizente com os valores típicos de deflexão em espelhos deformáveis. Ele nos serve como um parâmetro de comparação muito mais adequado do que a deformação máxima livre Δd_{max} do disco PZT. Devido à resistência mecânica do espelho à deformação, no entanto, os valores obtidos na caracterização do dispositivo serão provavelmente bem menores que o estimado na Equação (2.2).

2.4 O Controlador de 32 Canais de Tensão

Os 32 atuadores piezoelétricos do sistema são movidos e controlados independentemente por um sinal de tensão elétrica DC. Dispondo à época de geradores de tensão com no máximo 2 canais, precisamos construir um circuito dedicado de controle para os atuadores. Para essa tarefa, tivemos o importante auxílio do professor Jorge Amoretti Lisbôa, ex-professor do nosso laboratório, que projetou o circuito eletrônico (Apêndice). O desenho da placa e a montagem foram realizadas pela Oficina Eletrônica do IF. A programação da interface gráfica com o computador foi executada em parceria com o Dr. Ismael André Heisler.

A Figura 2.6 mostra um desenho esquemático do controlador. O número exato de atuadores (32) foi determinado considerando-se o número de saídas do conversor analógico-digital (DAC) utilizado. Como cada DAC possui 8 saídas, podíamos projetar um

controlador com um múltiplo de 8 canais. Escolhemos usar 4 DAC's primeiramente por considerarmos 32 um número razoável de atuadores para o nosso primeiro protótipo, depois devido a limitações relativas ao modo de operação do controlador. O gerador de tensões é ligado à porta paralela de um computador pessoal (PC). Pelas características da porta paralela, estariam disponíveis 5 pinos (um para cada DAC) para transmissão dos sinais digitais. Seria possível, então, projetar um controlador com no máximo 40 canais, o que ainda é viável se futuramente houver interesse.

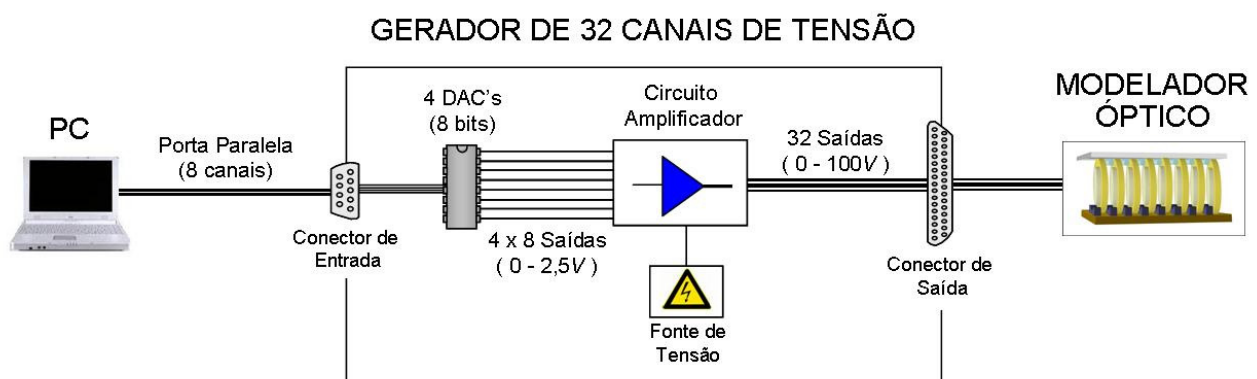


Figura 2.6: Diagrama de blocos do controlador de 32 canais de tensão.

O controle dos sinais de tensão é realizado por uma interface gráfica, utilizando um programa desenvolvido em ambiente *LabVIEW™* (*National Instruments*). Através deste programa, podemos de forma muito prática controlar e conferir os 32 sinais de tensão independentes enviados periodicamente aos atuadores piezoelétricos do EPZAR. A Figura 2.7 ilustra a interface gráfica utilizada.

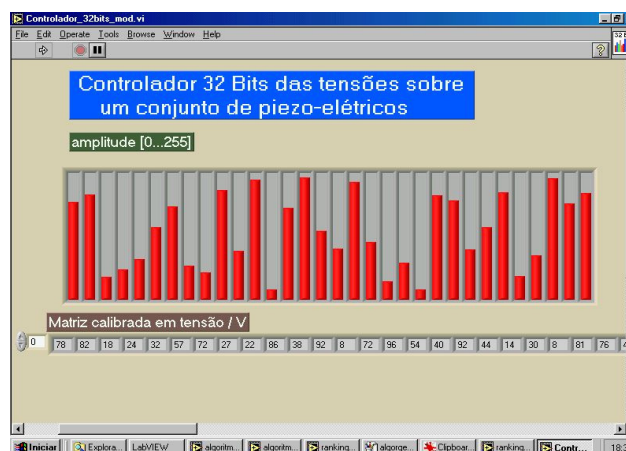


Figura 2.7: Interface gráfica do controlador de 32 canais de tensão.

Resumindo, as características do controlador de tensões desenvolvido especialmente para o nosso modelador óptico são:

- 32 saídas independentes de tensão DC;
- Controle de voltagem de 0-100V;
- Resolução de 8 bits (extensível a 9 bits), determinada pelos DAC's. Ou seja, os menores saltos de tensão possíveis são de:

$$\Delta V_{\min} = \frac{1}{256} \times 100V \approx 400mV \quad (2.3)$$

- Entrada do sinal digital via porta paralela de um computador;
- Modo de operação através de interface gráfica.

2.5 Espelho Deformável

No início deste projeto, uma questão em aberto era a fabricação de um espelho deformável plano. A dificuldade estava em encontrar um material e uma configuração que conjugassem ótima planicidade (quando livre de tensões externas) com suficiente flexibilidade, a qual permitisse a produção de deformações locais significativas pela força aplicada dos atuadores.

Uma das questões estava ligada à configuração do espelho. Podíamos optar entre um espelho inteiriço bem fino ou um espelho menos fino, mas com ranhuras separando 32 elementos (pixeis) móveis. A primeira opção, embora com vantagens pela simplicidade, praticidade e minimização de perdas, levantava dúvidas quanto à capacidade do espelho em se deformar localmente o suficiente para garantir uma modulação completa de fase. A segunda alternativa, por sua vez, parecia a mais adequada para produzir modulações de fase completas e independentes, porém envolvia o desafio tecnológico de fazer com precisão micrométrica 33 ranhuras mais finas que 100 μ m e lateralmente espaçadas por ~ 500 μ m. Inicialmente escolhemos a opção mais simples.

Procuramos entre os materiais disponíveis os que melhor se enquadravam no perfil desejado: opticamente plano e o mais flexível possível. Não encontramos um material

ideal, apenas um bom candidato. Nosso teste foi com uma lamínula de microscópio relativamente comum, feita de vidro *sodalime*. A flexibilidade do vidro, aliada à área de $32 \times 24 \text{ mm}^2$ e espessura de $200\mu\text{m}$ da lamínula, parecia satisfazer os requisitos, ainda que sua planicidade não fosse a ideal.

Nossos primeiros testes foram realizados com apenas dois atuadores, conforme esquematizado na Figura 2.8. Variando a tensão de 0V a 100V alternadamente sobre os dois, analisamos o movimento das franjas de interferência correspondentes às regiões do espelho (os pixels) sobre cada um deles. Depois da análise de várias medidas, concluímos que as deformações geradas no espelho eram insuficientes, pois a modulação de fase máxima obtida entre pixels era bem menor que π . Vale a pena ressaltar que na época usamos *buzzers* processados, os quais produziam uma deformação ainda maior que os atuais *buzzers* intactos utilizados.

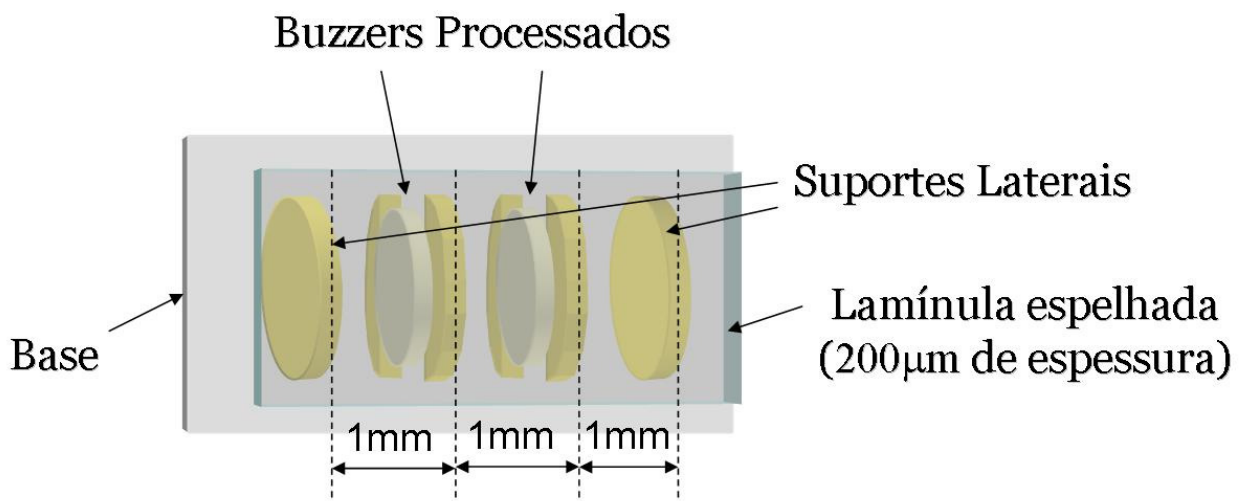


Figura 2.8: Configuração do primeiro teste experimental dos atuadores piezoelétricos. Neste foram utilizados 2 atuadores processados e 2 suportes laterais, definindo pixels de 1mm de largura no espelho, e uma lamínula de *sodalime* de $200\mu\text{m}$ de espessura com filme metálico depositado.

Em vista desse resultado experimental negativo, dedicamos nosso esforço para a segunda possibilidade de configuração. Não dispondo de um método de corte eficiente e apropriado para gerar ranhuras com resolução micrométrica, testamos um de nossos lasers (Nd:YAG) como agente perfurador das ranhuras. Perfuramos amostras de silício, de $300\mu\text{m}$ e $500\mu\text{m}$ de espessura, e de vidro (a mesma lamínula testada antes). Embora o laser fosse pulsado, a alta energia de $\sim 1\text{mJ}$ dos pulsos, com 10ns de duração e repetição

de 20Hz, nos trazia esperanças de que fosse possível produzir ranhuras contínuas de modo eficiente. Montamos um aparato de perfuração composto de: espelho, íris, lente convergente, transladador vertical-horizontal com precisão micrométrica e um motor-DC ligado ao transladador para automatizar o processo. Após diversos testes e incontáveis tentativas de otimização da técnica de perfuração, acabamos sem sucesso. Além de não produzir ranhuras contínuas, o processo era muito vagaroso. Através da observação com um microscópio óptico de imagens (como as da Figura 2.9) das amostras perfuradas, concluímos que a eficiência de corte contínuo realmente era muito baixa. Uma pena considerando-se que a precisão de corte (largura das ranhuras) com o laser, em contrapartida, era excelente.

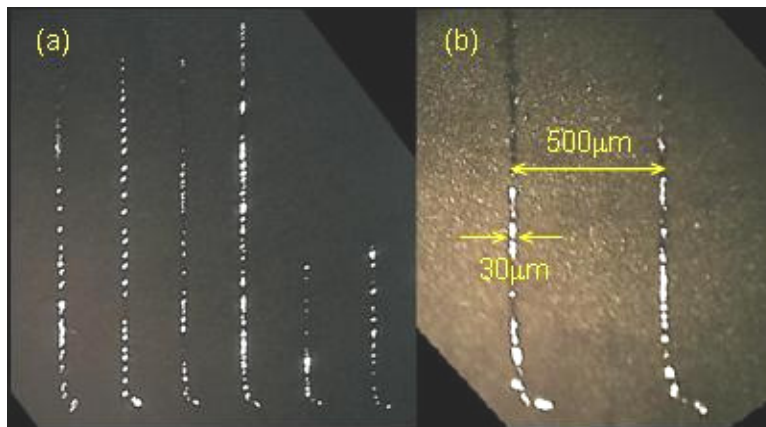


Figura 2.9: Imagens amplificadas por microscopia óptica de uma placa de silício com 300μm de espessura perfurada com laser de Nd:YAG (2º harmônico em $\lambda = 532\text{nm}$). (a) Tentativas de ranhuras com aproximadamente o mesmo espaçamento entre si. Observa-se nitidamente a descontinuidade das fendas abertas (ampliação de 4x); (b) Comparação entre a distância relativa e a largura das fendas, evidenciando a boa resolução de corte do sistema (ampliação de 10x).

Dessa maneira, desistimos da possibilidade de configuração com ranhuras do espelho deformável. Voltamos a procurar uma solução que melhorasse o desempenho do espelho inteiriço. Tal solução passava pela redução de sua espessura. A partir daí, desenvolvemos um processo de corrosão controlada das lamínulas de vidro com ácido fluorídrico (HF). O esmalte cosmético, já utilizado como proteção contra o ataque de ácido nítrico no processamento dos *buzzers*, também se mostrou eficaz contra o ataque corrosivo de HF. Assim, depois de calibrarmos a velocidade de corrosão dependente da concentração de ácido, preparamos soluções com uma concentração adequada e

realizamos a corrosão controlada de várias lamínulas de vidro protegidas por uma máscara de esmalte. Com isso conseguimos reduzir a espessura dos espelhos inteiriços de $160\mu\text{m}$ (relativa a novas lamínulas obtidas, ligeiramente mais finas que as primeiras) para $50\mu\text{m}$, como mostrado na Figura 2.10. Essas lamínulas afinadas, embora mais frágeis, revelaram-se mais adequadas para a resolução dos problemas de baixa flexibilidade.

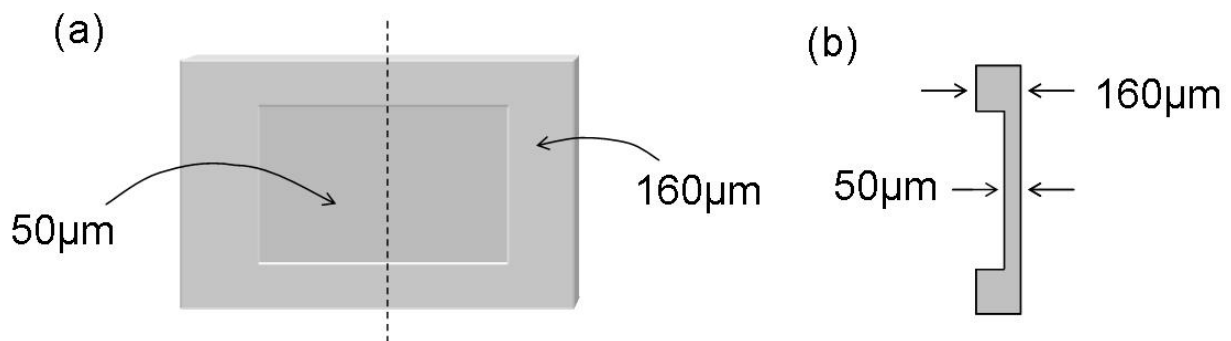


Figura 2.10: Ilustração de uma lamínula processada. (a) Vista por trás, ressaltando suas espessuras original nas bordas (região protegida pelo esmalte) e final no centro (região exposta e afinada através de corrosão ácida); (b) Perfil em corte, sobre o plano da linha tracejada em (a).

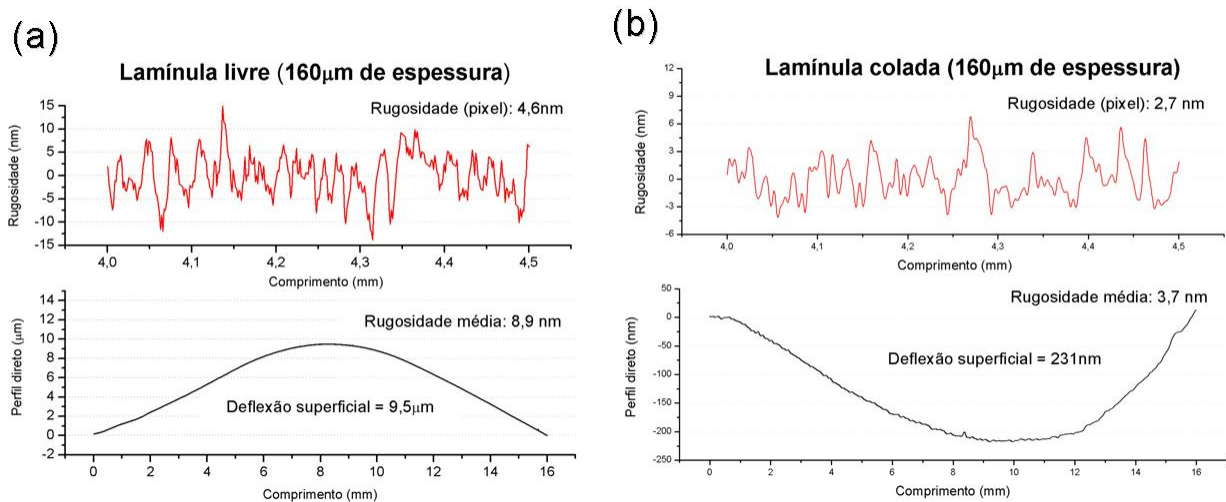


Figura 2.11: Perfis de lamínulas de *sodalime* medidos por perfilometria mecânica. (a) Medidas diretas de deflexão superficial e indireta de rugosidade de uma lamínula solta de $160\mu\text{m}$ de espessura; (b) Medidas diretas de deflexão superficial e indireta de rugosidade de uma lamínula de $160\mu\text{m}$ de espessura colada a um parafuso M3 (passo idêntico ao espaçamento projetado para os atuadores). Notamos que principalmente a deflexão superficial da lamínula colada diminui consideravelmente em relação à lamínula solta.

Antes de depositarmos filmes de alumínio ou prata sobre os substratos de vidro com uma máquina de *sputtering*, analisamos as irregularidades de suas superfícies com um perfilômetro mecânico. O perfil superficial típico das lamínulas utilizadas, medido a partir da varredura sobre uma linha longitudinal central (correspondente a uma possível linha de *spots* incidente), é mostrado na Figura 2.11. Embora a **planicidade global** da lamínula seja ruim (mesmo tendo melhorado consideravelmente para a lamínula colada), o que prejudica tanto a caracterização óptica (Seção 3.1.2) como a eficiência em certas aplicações, sabemos que o fundamental para a modelagem espectral é que a **planicidade local** seja razoavelmente boa. Para determinarmos esta, realizamos medidas de rugosidade sobre os perfis.

Nas medidas de rugosidade por pixel, consideramos a distância de $500\mu\text{m}$ (~ 1 pixel) como o comprimento de avaliação. Escolhemos aleatoriamente uma região do perfil com esse tamanho, dela subtraímos uma reta e da curva resultante calculamos o desvio padrão. Nas medidas de rugosidade média, subtraímos uma curva de suavização, que eliminasse as freqüências mais altas e passasse pelo centro das flutuações, do perfil total medido associado. Da curva resultante calculamos analogamente seu desvio padrão. Segundo os dados apresentados, a rugosidade da lamínula não ultrapassa os 10nm . Isso corresponde a uma ótima planicidade local, superior a $\lambda/15$ ($\Delta\phi < \pi/7$) para $\lambda = 600\text{nm}$, o que comprova que as lamínulas de vidro utilizadas possuem planicidade local média mais do que suficiente para uma modulação de fase completa entre pixels vizinhos. As lamínulas são, portanto, suficientemente planas para serem utilizadas como substrato de nosso espelho.

2.6 O Efeito de Encolhimento das Colas

Em nossas primeiras experiências (rever Figura 2.8), utilizando substratos de vidro com $200\mu\text{m}$ de espessura, tivemos um simples problema com a cola usada para fixar o espelho aos atuadores. O adesivo epóxi Araldite® não apresentava uma boa adesão com o latão dos atuadores. Isso não nos impediu de obter resultados naquelas experiências-teste, mas sabíamos que precisaríamos de uma cola apropriada quando colássemos o espelho aos 32 atuadores na montagem final.

A Figura 2.12 ilustra o tipo de problema enfrentado ao reduzirmos a espessura da

lamínula para um quarto da original. Na Figura 2.12 (a) vemos o espelho antes de ser colado, sem deformações superficiais aparentes. Já na Figura 2.12 (b), notamos diversas deformações superficiais no espelho após sua colagem à fileira de atuadores. Mesmo testando diferentes tipos, essas deformações foram observadas (em maior ou menor grau) independentemente da cola utilizada.

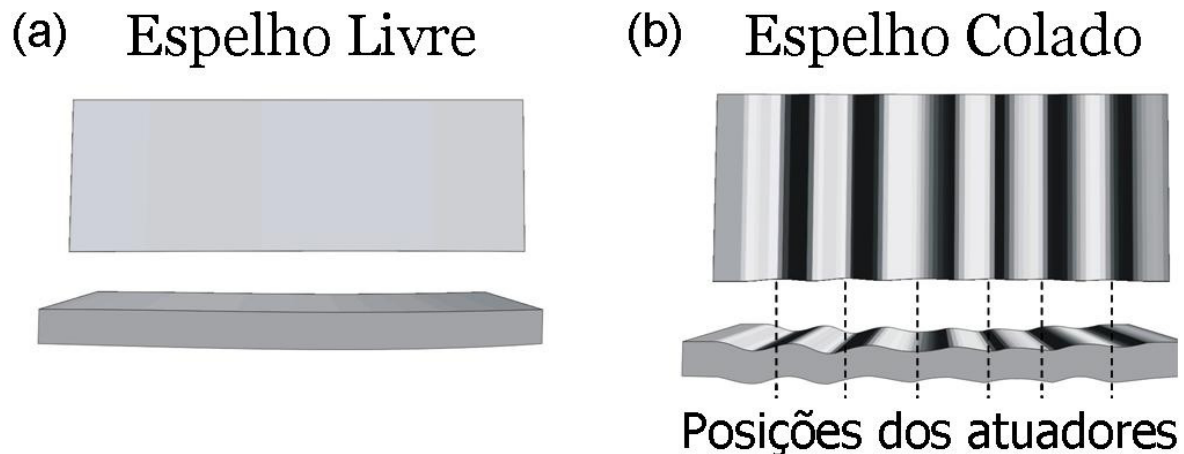


Figura 2.12: Ilustração das deformidades observadas em espelhos após a colagem sobre o conjunto de atuadores. (a) Vista frontal (acima) e perfil (abaixo) de um espelho solto, antes da colagem; (b) Vista frontal (acima) e perfil (abaixo) de um espelho colado, exibindo deformidades características (exageradas para facilitar a visualização).

A princípio testamos três tipos de colas: adesivo epóxi Araldite® *Professional*, éster de cianoacrilato (Super Bonder®) e adesivo epóxi 3M *Scotch-Weld™* DP-105. Com elas também testamos variados métodos de colagem:

1. TRIVIAL: com o espelho sendo colado sobre o suporte de atuadores, sem qualquer apoio sobre ele;
2. APLAINADO: com uma superfície de planicidade óptica ($\lambda/10$) apoiada sobre o espelho. O plano óptico tem a função de aplainar o espelho e, assim, deixá-lo com uma planicidade similar à mostrada na Figura 2.11 (b);
3. APLAINADO DE PONTA-CABEÇA: com o espelho (apoiado sobre uma superfície de planicidade óptica) sendo colado por baixo do suporte, o qual se mantém estático "de cabeça para baixo";

4. DE BORDAS: após lixarmos toda área curva de contato dos atuadores com a cola, para aumentá-la e torná-la plana, colamos ao espelho apenas as bordas superior e inferior da nova área retangular de contato, tentando livrar uma faixa central das deformações.

Mesmo colando dessas diversas maneiras, não conseguimos contornar os efeitos de deformação do espelho abaixo dos limites pretendidos. Pesquisando a respeito, descobrimos que sua origem está intimamente ligada ao processo de cura das colas [27]. À medida que as colas secam (curam), elas sofrem um efeito de encolhimento (*shrinkage*) devido a reações envolvidas no processo de cura, como perda de massa ou alterações estruturais. Esse encolhimento produz tensões nos materiais em contato com a cola. No nosso caso, devido à configuração do sistema, lamínula flexível sobre atuadores finos e pouco espaçados entre si, essas tensões são capazes de gerar deformações notáveis na superfície do espelho.

Após descobrirmos as origens das deformações superficiais, procuramos uma cola que minimizasse o efeito de encolhimento. Adquirimos uma resina epóxi, muito semelhante a resinas odontológicas, curada por luz ultravioleta e bem aderente tanto a vidro quanto a metais. Essa resina, comercialmente chamada *Dymax No Shrink™* OP-65-LS, é especialmente fabricada para aplicações ópticas de alta precisão. Ela se notabiliza por apresentar um encolhimento muito pequeno: $\Delta L \leq 0,1\%$. Isso significa que, para uma camada de $100\mu\text{m}$ dessa resina, o encolhimento correspondente é de apenas 100nm .

Por seu método de cura, entretanto, essa resina nos trouxe um novo desafio: realizar a cura de uma camada fina de resina, prensada entre um espelho e um conjunto compacto de *buzzers*. Essa configuração dificultava muito a tarefa, uma vez que o espelho não transmitia no UV e os atuadores estavam tão compactados que a luz dificilmente atravessava o vão entre eles. Depois de tentarmos sem sucesso a cura com duas lâmpadas de mercúrio, tivemos relativo êxito aplicando um laser de He-Cd ($\lambda = 325\text{nm}$ ou 442nm). Conseguimos com ele uma boa cura da resina, porém ainda insuficiente, pois as áreas exatamente sobre os atuadores não ficavam totalmente curadas, comprometendo a adesão com o espelho. Além disso, ao contrário do que imaginávamos, apesar de aplicarmos uma camada muito fina de resina, observamos

deformações superficiais até em maior grau do que em alguns testes com as outras colas.

Mesmo com todos testes terminando mal-sucedidos, dois resultados nos chamaram a atenção e determinaram a solução provisória para o problema da colagem:

- Em testes com a cola *3M DP-105*, notamos que as deformações se restringiram a pontos específicos do espelho, diferente das demais colas, com as quais elas se formaram em quase toda sua extensão;
- No principal teste com a resina *Dymax OP-65-LS*, em que conseguimos uma cura quase total, observamos que as deformações superficiais do espelho permaneceram após desprendermos (facilmente devido à má adesão) o espelho dos atuadores. Observando atrás dele, notamos um conjunto bem definido de ranhuras resultante da cura irregular da resina. Essa “grade” de cola solidificada, mesmo desgrudada do suporte de atuadores, era responsável pelas deformações.

A partir desses dois resultados, imaginamos que a configuração da interface espelho-atuadores, mediada pela cola, poderia ser determinante para a produção ou não de deformações superficiais no espelho. Por isso repetimos o procedimento de colagem 3 com a cola DP-105 (cuja viscosidade permitia a realização de camadas mais espessas), tentando ao máximo evitar que os atuadores encostassem no espelho. Conseguimos, no entanto, somente um resultado idêntico ao anterior para essa cola, mas suficiente para uma avaliação básica do desempenho do modelador, uma vez que as deformações significativas só ocorreram nas bordas laterais da área de modulação do espelho. Embora pretendêssemos caracterizar todos os 32 atuadores, consideramos essa situação como satisfatória para o estudo inicial do dispositivo e nos resignamos à análise dos atuadores que cobriam a área obtida livre de deformações.

Capítulo 3 - Caracterização e Teste

Neste último capítulo, apresentamos os procedimentos experimentais e resultados obtidos com a caracterização e o teste experimental do EPZAR. Na Seção 3.1 apresentamos a caracterização básica por análise interferométrica (perfilometria óptica) e medidas de resposta dinâmica; e na Seção 3.2 descrevemos um experimento básico realizado através de controle adaptativo (algoritmo evolutivo), para fins de demonstração da funcionalidade do espelho deformável.

3.1 Caracterização

3.1.1 Introdução

A caracterização de um modelador óptico de espelho deformável compreende a medida dos principais parâmetros para modelagem óptica: amplitude de deflexão, tempo de resposta dos atuadores e taxa máxima de reprogramação da máscara (espelho). Em nosso caso, enquanto os dois últimos parâmetros foram medidos de maneira trivial com o auxílio de um osciloscópio e um fotodetector, a determinação do primeiro acabou se tornando, ao contrário do que imaginávamos, uma tarefa bem trabalhosa.

A medida das variações superficiais de um espelho pode ser realizada de duas maneiras distintas. De forma simples e direta, ela pode ser feita com um perfilômetro mecânico, varrendo a superfície e medindo diretamente as variações de altura ponto a ponto no espelho. Apesar de dispormos de um perfilômetro mecânico, utilizado na medida da rugosidade de lamínulas processadas (rever Seção 2.5), não foi possível realizar esse procedimento por limitações técnicas do equipamento (restrição quanto ao tamanho das amostras). Assim tivemos que optar por um método indireto de caracterização, mais complicado, denominado **perfilometria óptica**, que permite obter perfis superficiais de forma totalmente óptica.

A perfilometria óptica é uma técnica de caracterização superficial baseada na análise de interferogramas. Desse modo, para implementá-la colocamos o EPZAR em um

dos braços de um interferômetro de Michelson e gravamos as figuras de interferência entre ele e um outro espelho, opticamente plano, pertencente ao braço de referência. Inicialmente optamos por realizar uma análise grosseira, observando localmente as variações de intensidade das franjas de interferência e associando-as aos avanços ou retrocessos de cada pixel do espelho independentemente. Entretanto, devido à complexidade dos interferogramas, associada principalmente às deformidades resultantes do efeito de encolhimento das colas (rever Seção 2.6), esse tipo de análise revelou-se ineficiente para a obtenção de resultados quantitativos. Isso obrigou-nos a buscar métodos de análise mais detalhados.

Após testarmos sem êxito diversos softwares disponíveis, conseguimos caracterizar com sucesso nosso modelador óptico ao desenvolvermos um programa próprio de análise interferométrica. Para isso aplicamos um método de análise que relaciona a topografia (o perfil de fase) de uma superfície às componentes de frequência adicionadas em um interferograma "bem comportado" (com frequência de franjas aproximadamente constante), por intermédio da transformada de Fourier [28] . A seguir detalhamos os aspectos fundamentais desse método.

3.1.2 Descrição Teórica do Método de Análise Interferométrica

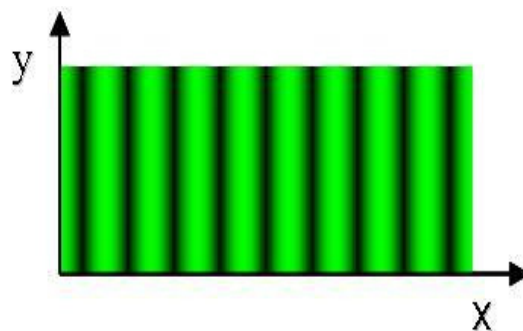


Figura 3.1: Exemplo ilustrativo do padrão de franjas apropriado ao método.

O método que descrevemos aqui é restrito à análise de interferogramas semelhantes aos da Figura 3.1, constituídos por franjas paralelas. Esse padrão de franjas, originado por uma inclinação do espelho deformável (através de um eixo em y) em relação ao espelho de referência, é expresso, de forma geral, como:

$$g(x, y) = a(x, y) + b(x, y) \cos(2\pi f_0 x + \phi(x, y)), \quad (3.1)$$

onde:

$a(x, y)$, $b(x, y)$ = variações de intensidade indesejadas (ruído)

f_0 = frequência espacial na direção x das franjas de interferência analisadas

$\phi(x, y)$ = fase espacial variável do espelho (informação desejada)

Na maioria dos casos, as variações $a(x, y)$ e $b(x, y)$, resultantes de reflexão e/ou transmissão não-uniformes pelos vários elementos do interferômetro, e a fase manipulável $\phi(x, y)$ variam muito lentamente em comparação com f_0 . Como notaremos mais adiante, esta é uma das condições para o método ser bem-sucedido,

Por conveniência, reescrevemos a Eq. (3.1) da seguinte forma:

$$g(x, y) = a(x, y) + c(x, y) \exp(2\pi i f_0 x) + c^*(x, y) \exp(-2\pi i f_0 x), \quad (3.2)$$

onde:

$$c(x, y) = \frac{1}{2} b(x, y) \exp(i\phi(x, y)), \quad (3.3)$$

e $*$ denota o complexo conjugado.

A seguir aplicamos a transformada de Fourier em relação a x à Eq. (3.2), o que na prática é feito utilizando-se um algoritmo padrão FFT (*Fast Fourier Transform*). Daí se obtém:

$$G(f, y) = A(f, y) + C(f - f_0, y) + C^*(f + f_0, y), \quad (3.4)$$

onde as letras maiúsculas denotam as amplitudes de Fourier correspondentes e f a variável recíproca a x (no caso, a frequência espacial de franjas nessa direção). Como mencionamos antes, as variações espaciais de $a(x, y)$, $b(x, y)$ e $\phi(x, y)$ normalmente são lentas comparadas a f_0 . Neste caso, as amplitudes de Fourier da Eq. (3.4) ficam totalmente separados entre si por f_0 , conforme mostrado na figura seguinte:

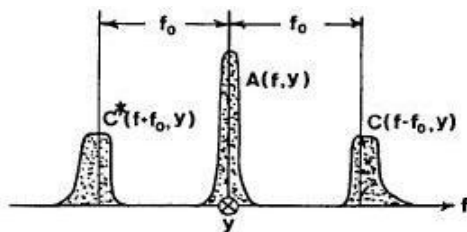


Figura 3.2: Espectros de Fourier associados a um interferograma de franjas paralelas. (O eixo y é normal ao plano da página.)

Escolhemos um dos dois espectros da Eq. (3.4) que contém a informação de fase $\phi(x, y)$, digamos $C(f - f_0, y)$, e desprezamos os demais. Dessa maneira filtramos a componente $a(x, y)$ do sinal, a qual contém variações de intensidade indesejadas, e trasladamos $C(f - f_0, y)$ por f_0 (até a origem) no eixo de frequências para obter $C(f, y)$, como mostrado na Figura 3.3:

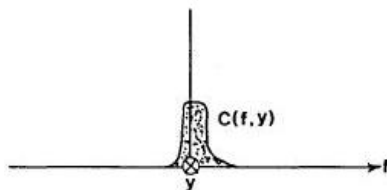


Figura 3.3: Espectro selecionado e trasladado para origem no processo de filtragem dos espectros de Fourier.

Podemos notar agora que, se as variações de $a(x, y)$, $b(x, y)$ e $\phi(x, y)$ forem rápidas demais, f_0 pode ser insuficiente para resolver os espectros de Fourier da Eq. (3.4) (ver Figura 3.4). Isso impediria a filtragem total de $A(f, y)$ sem interferir sobre $C(f - f_0, y)$, o que comprometeria a análise.

Utilizando novamente um algoritmo FFT, realizamos a transformada de Fourier inversa (com relação a f) sobre $C(f, y)$ para obter $c(x, y)$, definida pela Eq. (3.3), e calculamos seu logaritmo natural:

$$\ln[c(x, y)] = \ln\left[\frac{1}{2}b(x, y)\right] + i\phi(x, y) \tag{3.5}$$

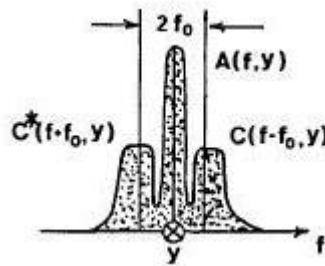


Figura 3.4: Exemplo de espectros de Fourier correspondentes a um interferograma não-analisável pelo método descrito. Os espectros $A(f, y)$ e $C(f-f_0, y)$ (ou $C^*(f+f_0, y)$) não são completamente separados por f_0 .

Com isso obtemos a fase $\phi(x, y)$ desejada na parte imaginária, completamente separada da variação de amplitude $b(x, y)$ na parte real, pela qual não estamos interessados. Essa fase, porém, é indeterminada por um fator de 2π . Geralmente ela está restrita a um valor principal limitado entre $-\pi$ e $+\pi$, como mostrado na Figura 3.5 (a). Neste caso dizemos que a fase está "enrolada" (*wrapped phase*).

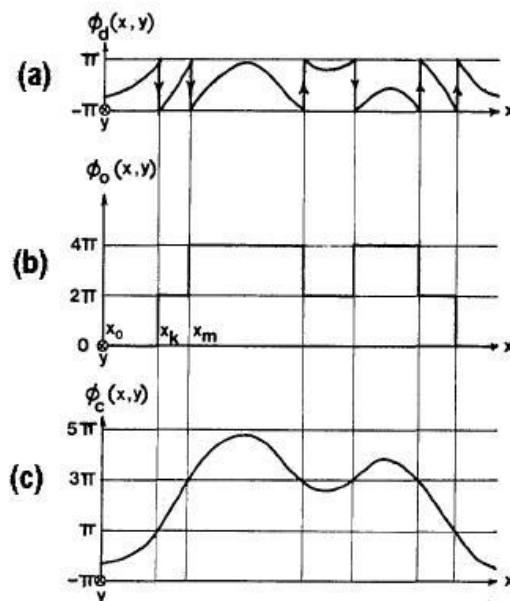


Figura 3.5: Exemplo de recuperação da fase total contínua através da soma de uma distribuição de fase de *offset* a uma distribuição de fase descontínua. (a) Distribuição de fase "enrolada", limitada entre valores de $-\pi$ a $+\pi$; (b) Distribuição de fase de *offset* correspondente para as descontinuidades presentes em (a); (c) Perfil de fase contínuo, obtido pela soma das curvas de (a) e (b).

Como queremos a informação da variação de fase total, precisamos eliminar essas descontinuidades e "desenrolar" a fase, utilizando um algoritmo que determine uma distribuição de fase de *offset* $\phi_0(x, y)$ para se somar à distribuição de fase descontínua $\phi_d(x, y)$ e convertê-la em uma distribuição contínua de fase $\phi_c(x, y)$. Ou seja:

$$\phi_c(x, y) = \phi_d(x, y) + \phi_0(x, y) \quad (3.6)$$

Para determinar $\phi_0(x, y)$, o algoritmo considerado deve calcular variações locais de fase na distribuição descontínua:

$$\phi_d^{(x)}(x, y) = \phi_d(x_i, y) - \phi_d(x_{i-1}, y) \quad (3.7)$$

A distribuição de fase de *offset* $\phi_0(x, y)$ inicia em zero para $x = 0$ e dá saltos sucessivos de $\pm 2\pi$ nos pontos de descontinuidade de acordo com as variações abruptas de fase (saltos de fase), determinadas com a Eq. (3.7). A função $\phi_0(x, y)$ deve somar $+2\pi$ a cada salto de fase negativo (evidência de fase crescente) ou -2π a cada salto de fase positivo (associado a uma fase decrescente), conforme podemos ver no exemplo mostrado na Figura 3.5 (b).

Variações de fase abruptas só devem ocorrer em pontos de descontinuidade. Na prática, isso restringe a eficiência do método a superfícies suavemente deformadas, com deflexão máxima local limitada pela resolução da câmera utilizada na aquisição das imagens. Por exemplo, uma certa área analisada com variação de fase total de 2π necessariamente deve ocupar dois ou mais pixels da câmera (é sempre desejável ter a maior resolução possível); caso contrário, a sucessão de saltos de fase entre pixels adjacentes impedirá o método de recuperar corretamente a informação de fase.

Após determinarmos $\phi_0(x, y)$, obtemos finalmente a distribuição de fase contínua desejada, também chamada de fase "desenrolada" (*unwrapped phase*), segundo a Eq. (3.6). Na Figura 3.5 (c) podemos vê-la para o exemplo considerado.

Por fim, apresentamos na Figura 3.6 um esquema simplificado com os principais passos para a implementação desse método de perfilometria óptica.

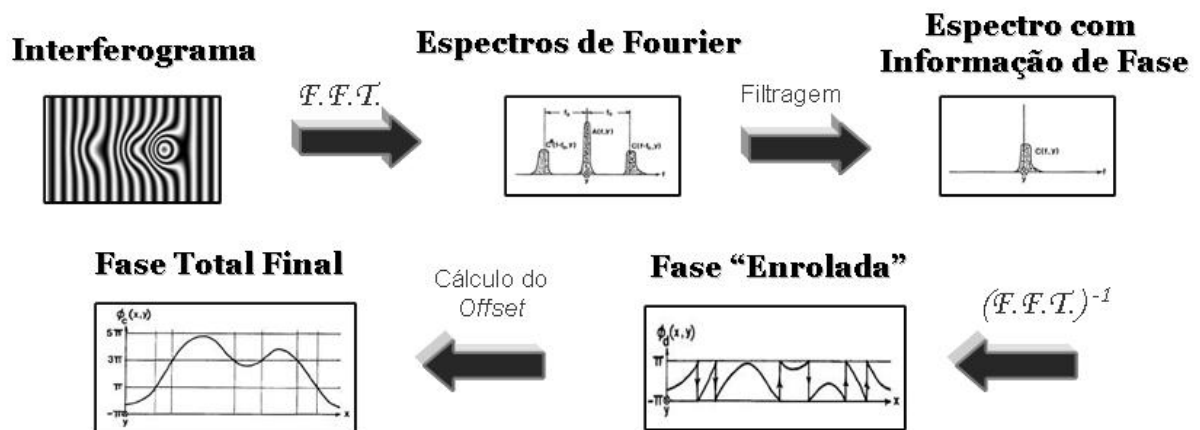


Figura 3.6: Principais etapas do método de análise interferométrica por transformada de Fourier (F.F.T. refere-se ao algoritmo de transformada de Fourier rápida).

3.1.3 Procedimentos Experimentais

3.1.3.1 Perfilometria Óptica

Como já mencionamos, para realizarmos a medida das deflexões geradas no espelho utilizamos um método de perfilometria óptica baseado na análise de interferogramas. Montamos, para isso, o sistema experimental mostrado na Figura 3.7, que consiste em um interferômetro de Michelson com uma câmera CMOS (*webcam*) colocada em sua saída.

É importante destacar detalhes dessa montagem, como o uso de uma lente convergente cilíndrica entre o divisor de feixe e o espelho deformável. Essa lente foi utilizada a fim de comprimir o feixe incidente para uma linha no plano do espelho (tal qual seria numa experiência de modelagem de pulsos) e, com isso, reduzir os efeitos restritivos das deformidades presentes sobre a análise (como explicamos na Seção 3.1.2). Logo, a caracterização do espelho envolveu apenas uma faixa horizontal muito estreita de sua superfície, e não toda a área sobre os atuadores. Além disso, cabe ressaltar que trocamos a lente da *webcam* por uma lente convergente externa, a fim de conseguirmos diminuir o tamanho das imagens o suficiente para serem inteiramente captadas na reduzida área de

aquisição da câmera.

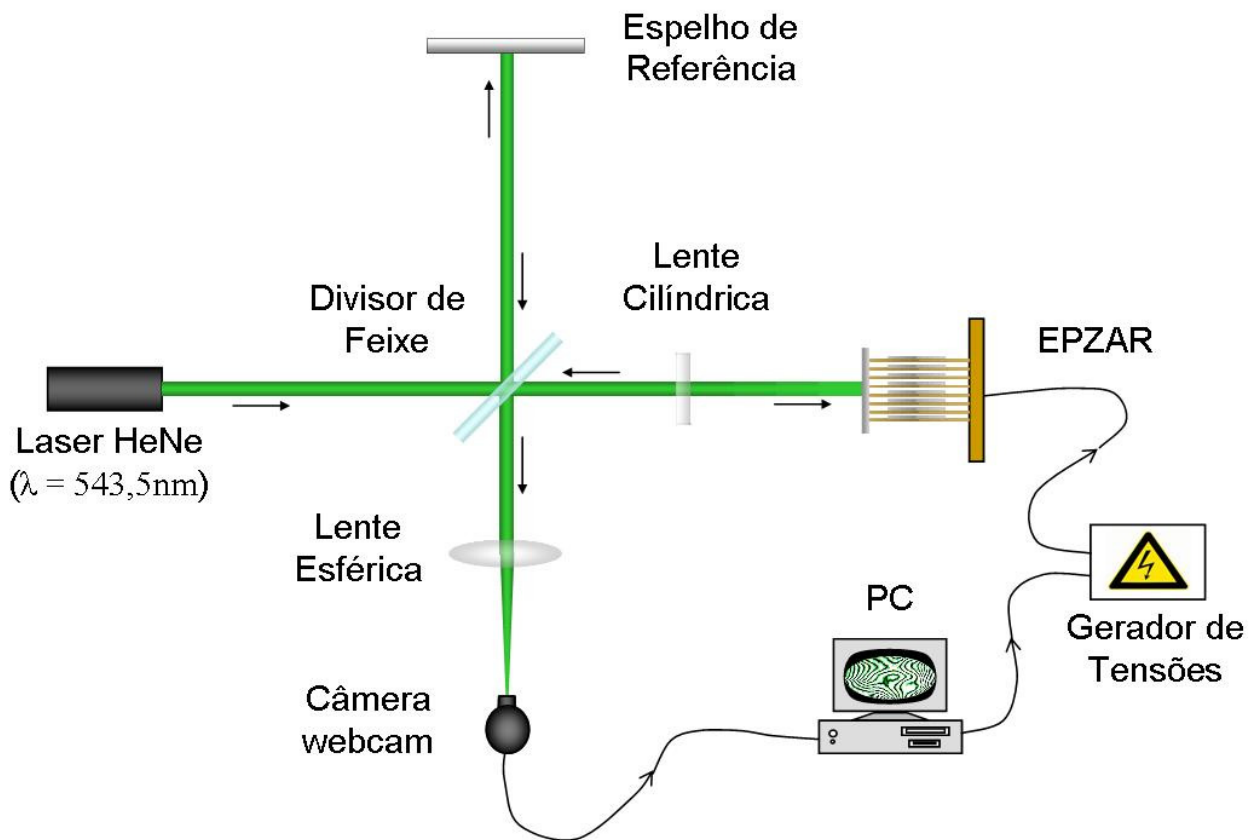


Figura 3.7: Montagem experimental para a caracterização do EPZAR por perfilometria óptica.

A caracterização realizada limitou-se à medida das deformações geradas por cada atuador individualmente. Assim coletamos 33 padrões de franjas: o primeiro com todos PZT's "desligados" (referência) e os outros com apenas um deles "ligado", com 100V de tensão aplicada. Antes de procedermos à análise dos interferogramas diretamente através do programa desenvolvido em LabVIEW™, tivemos que efetuar um tratamento simples das imagens adquiridas.

Embora de acordo com o método (descrito na seção anterior) não houvesse necessidade de uma referência para comparação, tivemos que recorrer a uma por limitações do programa. Seguindo a descrição teórica, o problema residia na operação de translação do espectro de Fourier $C(f - f_0, y)$ para a origem (rever Figuras 3.2 e 3.3). Como não conseguíamos efetuar essa translação por f_0 no programa, precisamos filtrar de outra maneira a fase linear $\phi_L(x) = 2\pi f_0 x$ não subtraída, comparando os

interferogramas modificados com um interferograma de referência (com a mesma frequência f_0). Ao subtrairmos do perfil de referência os perfis de fase modificados, conseguimos separar a variação de fase produzida por deformações no espelho $\phi(x, y)$ da fase linear associada a sua inclinação.

Ao final, como resultados da análise, obtivemos curvas de fase $\phi(x, y_0)$, relativas a uma linha (com franjas paralelas) de cada interferograma colhido e associadas à atuação de cada atuador individualmente. Conforme mostramos na Figura 3.8, uma das vantagens do programa desenvolvido, que o torna bastante versátil, é a possibilidade de selecionar uma área retangular qualquer sobre o interferograma (em vez de somente uma linha, unidimensional). Com isso podemos escolher regiões bem comportadas, cujas franjas satisfaçam os requisitos do método para o seu correto funcionamento, e analisá-las através de imagens bidimensionais de $\phi(x, y)$, que auxiliam muito na determinação dos valores corretos para a informação de fase.

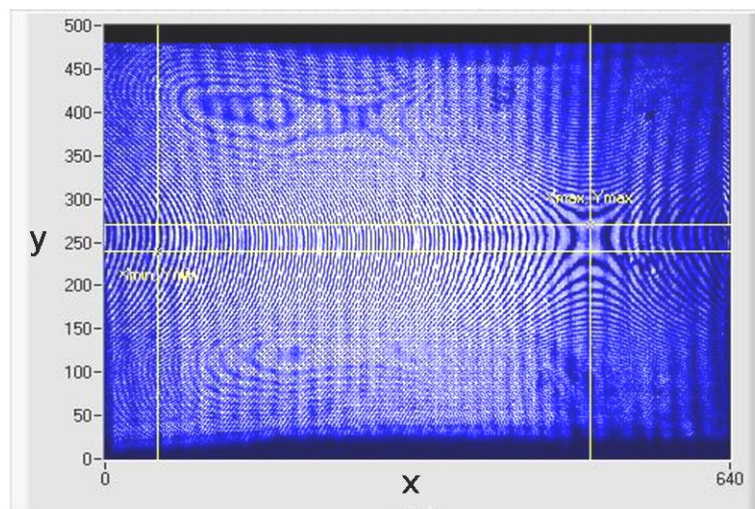


Figura 3.8: Ilustração de interferograma com seleção de área retangular de análise (interface LabVIEW™).

3.1.3.2 Medidas Dinâmicas

A Figura 3.9 mostra um esquema da montagem experimental utilizada para a medida das características dinâmicas do modelador, com a qual determinamos o tempo de resposta dos atuadores piezoelétricos individualmente e do modelador óptico como um

todo.

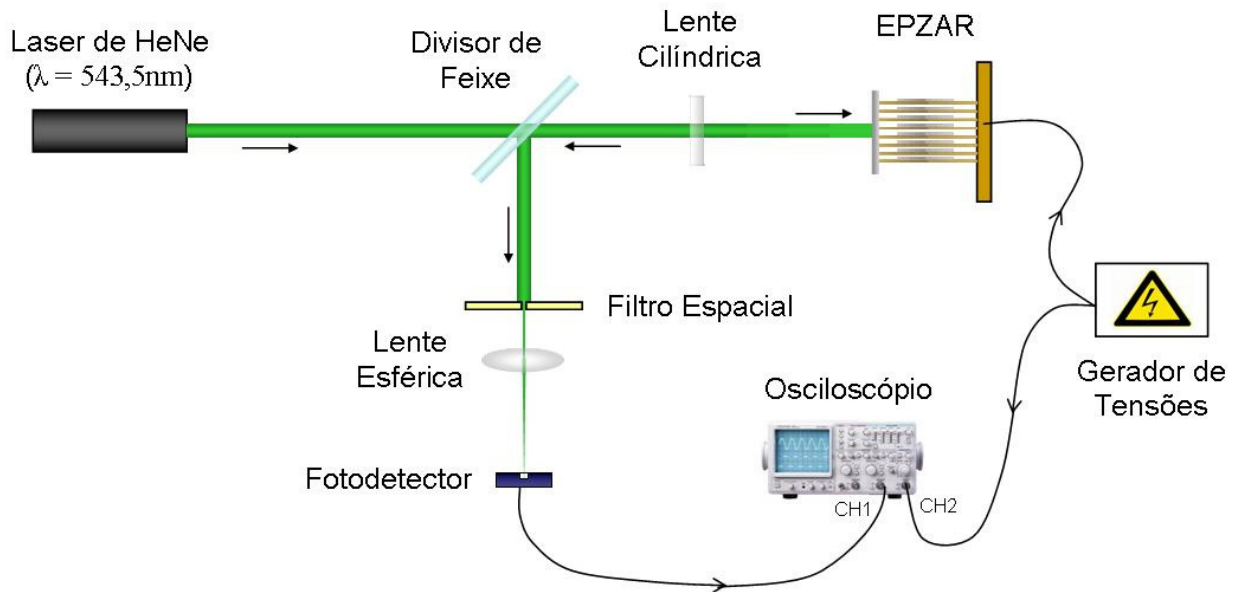


Figura 3.9: Montagem experimental para caracterização dinâmica do EPZAR.

Para o tempo de resposta dos PZT's, produzimos deformações locais no espelho e medimos o atraso das variações de intensidade luminosa resultantes em relação aos sinais de tensão agentes das deformações. Como os atuadores são idênticos, consideramos que suas respostas também devem ser similares e, por isso, realizamos a medida somente para um deles. Colocamos um fotodetector na saída do interferômetro coletando, com o auxílio de uma lente, toda luz de uma certa área do padrão de franjas (filtrada espacialmente) com variações notáveis de intensidade, geradas pela atuação de um dos PZT's sobre o espelho. Conectando um dos canais de entrada do osciloscópio ao atuador em operação e o outro ao fotodetector, e escolhendo como referência de disparo temporal o sinal de tensão aplicado àquele, medimos o atraso relativo do sinal detectado, dependente apenas do tempo de resposta do atuador.

Para a medida do tempo de resposta do dispositivo, ligamos um dos canais de entrada do osciloscópio ao primeiro atuador e o outro ao último (trigésimo segundo), escolhendo como referência de disparo temporal o sinal de tensão aplicado ao primeiro. Medindo o atraso entre esses dois sinais e somando ao tempo de resposta dos PZT's (já medido), determinamos o tempo de resposta total do modelador, desde o sinal de tensão aplicado ao primeiro atuador até a deformação no espelho provocada pelo último.

3.1.4 Resultados

3.1.4.1 Perfilometria Óptica

A caracterização das modulações de fase geradas sobre o espelho acabou afetada por dois problemas experimentais. Primeiramente, como mencionamos na Seção 2.6, sabíamos que não seria possível caracterizar as deformações produzidas por todos atuadores devido ao problema das deformidades superficiais. Além disso, ao gravarmos os interferogramas, observamos que mais da metade dos atuadores não estavam respondendo. Imaginamos duas possíveis causas para este problema: ou esses atuadores não aderiram bem à cola e, com isso, não se fixaram à lamínula; ou (o que é mais provável) seus eletrodos foram corrompidos após um dos testes de colagem em que aplicamos ácido acético para desgrudar cola de silicone, utilizada como auxílio na imobilização do espelho (Não imaginávamos que o ácido acético agiria sobre as fitas adesivas usadas na fixação e isolamento dos eletrodos de papel alumínio, corroendo-as parcialmente).

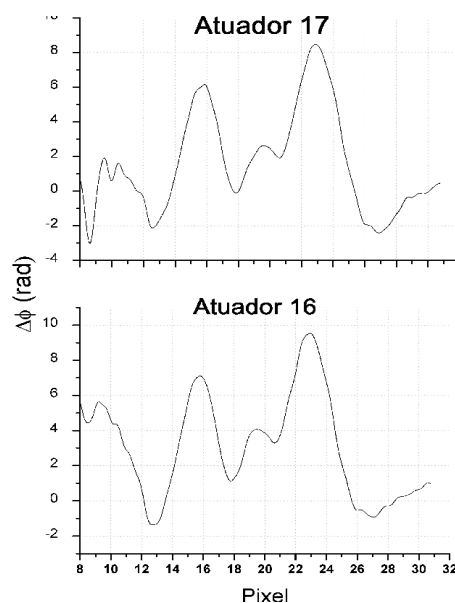


Figura 3.10: Atuadores com o funcionamento comprometido. Além das modulações de fase não-locais (ao invés de modulações locais, esperadas para atuadores com bom funcionamento), a correspondência entre as curvas de fase obtidas para os dois demonstra que seus resultados se devem a um efeito coletivo (ao invés de uma ação individual), resultante do mau isolamento elétrico de seus eletrodos.

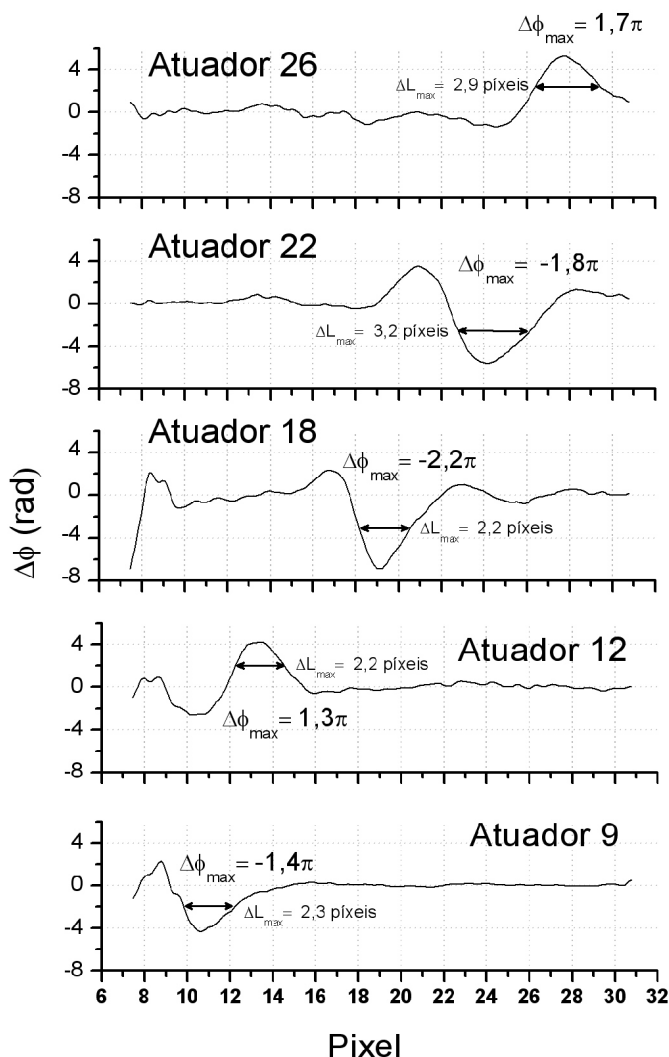


Figura 3.11: Curvas de fase $\phi(x, y_0)$ resultantes da ação individual dos atuadores. ($\Delta\phi = \pi$ equivale a uma deformação de 136nm, considerando-se o comprimento de onda $\lambda = 543,5\text{nm}$ do laser de HeNe utilizado).

No total, 17 atuadores estavam totalmente comprometidos, não respondendo aos sinais de tensão aplicados. Além destes, 2 atuadores acabaram parcialmente afetados: apresentando mau isolamento elétrico, eles geraram modulações de fase irregulares e não-locais (mostradas na Figura 3.10), ao contrário dos demais atuadores analisados.

Dos 13 atuadores restantes, 2 ainda não puderam ser caracterizados, pois a região do espelho comprometida por deformidades cobria a área sobre eles. Os 11 atuadores

com bom funcionamento que puderam ser caracterizados, pelo menos, apresentaram modulações de fase bem comportadas e locais, como esperávamos. Podemos ver na Figura 3.11 que as amplitudes de modulação foram razoáveis: todos apresentaram $\Delta\phi_{max} > \pi$, sendo que alguns chegaram a 2π (ou 272nm, para $\lambda = 543,5\text{nm}$), lembrando que todas medidas foram feitas com uma tensão de 100V aplicada. A largura de modulação média (FWHM), por sua vez, foi de 2,6 pixels, correspondente a 1,4mm. Comparando-se com o resultado previsto pela Eq. (2.2), $\Delta h \approx 500\text{nm}$, constatamos que as deformações medidas têm (na média) aproximadamente a metade da amplitude de deformação estimada, o que é compreensível diante da resistência mecânica ao movimento estabelecida pelo espelho e pelos atuadores vizinhos. As amplitudes de modulação obtidas não permitem uma modulação de fase completa, de $(0-2\pi)$, embora modulações de $(0-\pi)$ já garantam sua utilidade para uma série de aplicações. A largura média de modulação revela que as deflexões, ainda que não se limitem apenas à área correspondente ao atuador ativo, mantêm-se bem localizadas.

Uma análise qualitativa dos gráficos obtidos revela que, embora os 32 PZT's atuem apenas tracionando localmente o espelho, as deformações produzidas geram modulações de fase laterais no sentido oposto (positivas, no caso). Isso pode ser explicado por um efeito de alavanca, em que os atuadores vizinhos ao atuador ativo atuam como ponto de apoio. Assim, as regiões da lamínula ao lado desses “pontos de apoio” podem sofrer uma tensão contrária à sofrida pela região imediatamente acima do atuador ativo, gerando uma modulação de fase oposta, cuja amplitude depende da flexibilidade da lamínula na região (que, por sua vez, pode variar conforme a adesão com os atuadores nesse ponto).

Vale a pena ressaltar que a escala de posição dos atuadores (pixels) foi determinada visualmente, delimitando-se a largura ativa do espelho (sobre os atuadores) com bloqueadores laterais (filtros espaciais) e dividindo-se a área total do padrão de franjas gravado por 32 pixels de mesma largura. Por isso, analisando a posição dos picos nos gráficos, notamos uma diferença de 1 a 2 pixels entre as posições de modulação máxima de fase para um dado atuador com suas posições na referida escala.

3.1.4.2 Medidas Dinâmicas

O resultado da medida do tempo de resposta do espelho deformável, realizada através de alterações sobre um dos atuadores, é mostrada na Figura 3.12. O intervalo de tempo medido, de $\Delta t_{esp} = 92ms$, representa o tempo de resposta mínimo ideal do modelador óptico, caso todos atuadores fossem endereçados simultaneamente pelo sistema de controle (PC + controlador de tensões). Esse intervalo de tempo está diretamente relacionado à inércia do espelho, uma vez que o tempo de resposta dos PZT's está na escala de μs .

O resultado da medida do atraso entre os sinais de tensão aplicados aos atuadores 01 e 32 é mostrada na Figura 3.13. O atraso observado de $\Delta t_{01-32} = 450ms$, somado ao tempo de resposta do espelho resulta no tempo de resposta total do modelador óptico $\Delta t_{mod} = 542ms$. Esse período determina, por sua vez, a taxa máxima de reprogramação do modelador f_{mod} com o atual sistema eletrônico de controle:

$$f_{mod} = \frac{1}{(\Delta t_{mod})} = 1,85 Hz \quad (3.8)$$

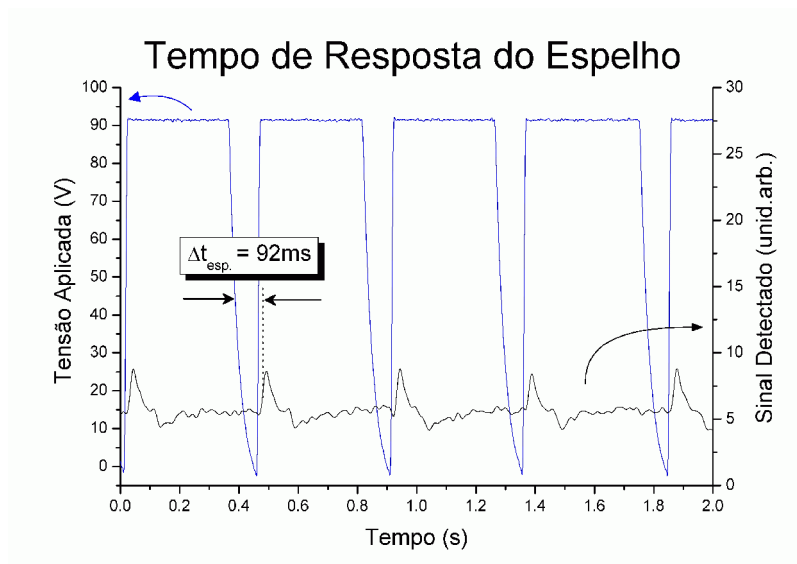


Figura 3.12: Medida do tempo de resposta do espelho deformável. O intervalo de tempo considerado corresponde ao período entre a descida da tensão aplicada sobre o atuador (a cada reprogramação do sistema) e a subida do sinal óptico detectado.

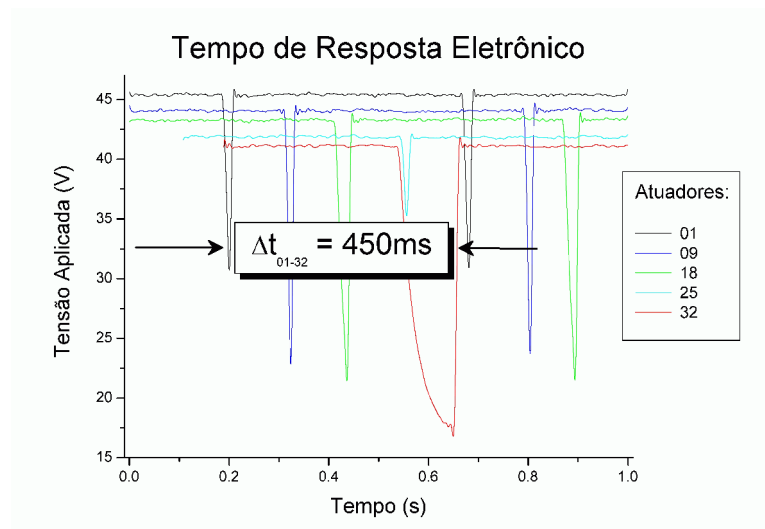


Figura 3.13: Medida do tempo de resposta eletrônico do sistema. Corresponde ao atraso entre os sinais eletrônicos endereçados aos atuadores piezoelétricos, desde o primeiro até o último, a cada reprogramação total do dispositivo pelo controlador de tensões.

3.2 Teste: Otimização de Frente de Onda

3.2.1 Introdução

Realizamos um experimento simples de otimização de frente de onda para observarmos o desempenho e demonstrarmos a utilidade prática do EPZAR. Apesar da viabilidade do nosso dispositivo programável se restringir à modelagem de pulsos, implementamos uma experiência de modelagem óptica no domínio espacial, devido ao escasso tempo para a montagem de um sistema experimental complexo, como o seria no domínio espectral. Além disso, conforme constatamos através de sua caracterização, com somente 15 atuadores em funcionamento o EPZAR provavelmente não forneceria resultados que justificassem uma montagem mais elaborada.

Para a realização desta demonstração experimental, utilizamos um método de controle adaptativo (descrito na Seção 1.3.4) sobre o modelador óptico programável. Aplicamos um algoritmo evolutivo elaborado pelo doutor Ismael Heisler, o qual adaptamos ao nosso problema. Por também ter sido desenvolvido em ambiente LabVIEW™, ele se integra naturalmente ao sistema, manipulando diretamente os sinais de tensão gerados pelo controlador de 32 canais (apresentado na Seção 2.4). Antes de relatarmos

detalhadamente os procedimentos adotados, vamos descrever de forma básica os fundamentos desse algoritmo.

3.2.2 Algoritmo Evolutivo

Um algoritmo evolutivo é um método de otimização global que imita processos naturais de evolução biológica [29, 30]. Na disputa pela vida, as qualidades genéticas dos indivíduos de uma espécie influem em sua chance de sobrevivência. Após sucessivas gerações, cada espécie evolui seguindo uma seleção natural (a seleção dos mais aptos), na qual as variantes genéticas mais adaptadas às condições do meio ambiente se reproduzem preferencialmente nas gerações futuras.

Analogamente ao processo de evolução biológica, um algoritmo evolutivo pode promover a competição entre, digamos, diferentes configurações de uma máscara de fase (os indivíduos da espécie). A seleção da melhor configuração da máscara, após ciclos de iteração das rotinas do algoritmo (a evolução), orienta-se conforme a finalidade para a qual ela é aplicada. Como mencionado no Capítulo 1, máscaras de fase (de LCD, por exemplo) são utilizadas como moduladores de fase em um modelador óptico programável. Em experimentos de otimização de um sinal não-linear qualquer (absorção de dois fótons, geração de Raman estimulado, etc), os sinais produzidos podem depender fortemente da forma dos pulsos ópticos de excitação, a qual varia de acordo com a configuração da máscara. Nesse caso, portanto, o sinal óptico experimental resultante é o parâmetro de comparação entre as diversas configurações (como a força, a aparência, a inteligência e a imunidade, entre outros, para as espécies animais). Produto da interação entre as “qualidades genéticas” e o meio ambiente, é o que determina se o indivíduo é qualificado o bastante para se reproduzir.

Dentre os diversos algoritmos evolutivos, existem 2 padrões principais: algoritmos genéticos e estratégias evolutivas. Ambos procuram soluções globais e empregam esquemas de busca semelhantes, mas apresentam algumas diferenças entre si. Os algoritmos genéticos usam códigos binários para codificação da informação genética, baseiam-se fortemente em um processo de recombinação ou cruzamento de genes (*crossover*) e levam em conta todos indivíduos gerados (pesados pela qualidade genética

ou aptidão [*fitness*] apresentada) como pais na formação da próxima geração. Por outro lado, as estratégias evolutivas preferem codificar os genes através de representações de ponto flutuante, utilizam mutações como uma forma automática e rápida de encontrar indivíduos com melhor qualidade genética e selecionam apenas os indivíduos com melhor aptidão para formarem uma nova geração.

É muito importante que o algoritmo de otimização seja eficiente e confiável, buscando sempre as soluções globais do problema (sem perder-se em possíveis mínimos locais) e minimizando o tempo de aquisição de dados em experimentos complicados de controle (que podem ser estáveis somente por um curto período). Para isso ele deve ser aplicado da forma mais eficaz possível, utilizando os parâmetros de controle mais ajustados ao problema, dentro dos processos de seleção, recombinação e mutação genética.

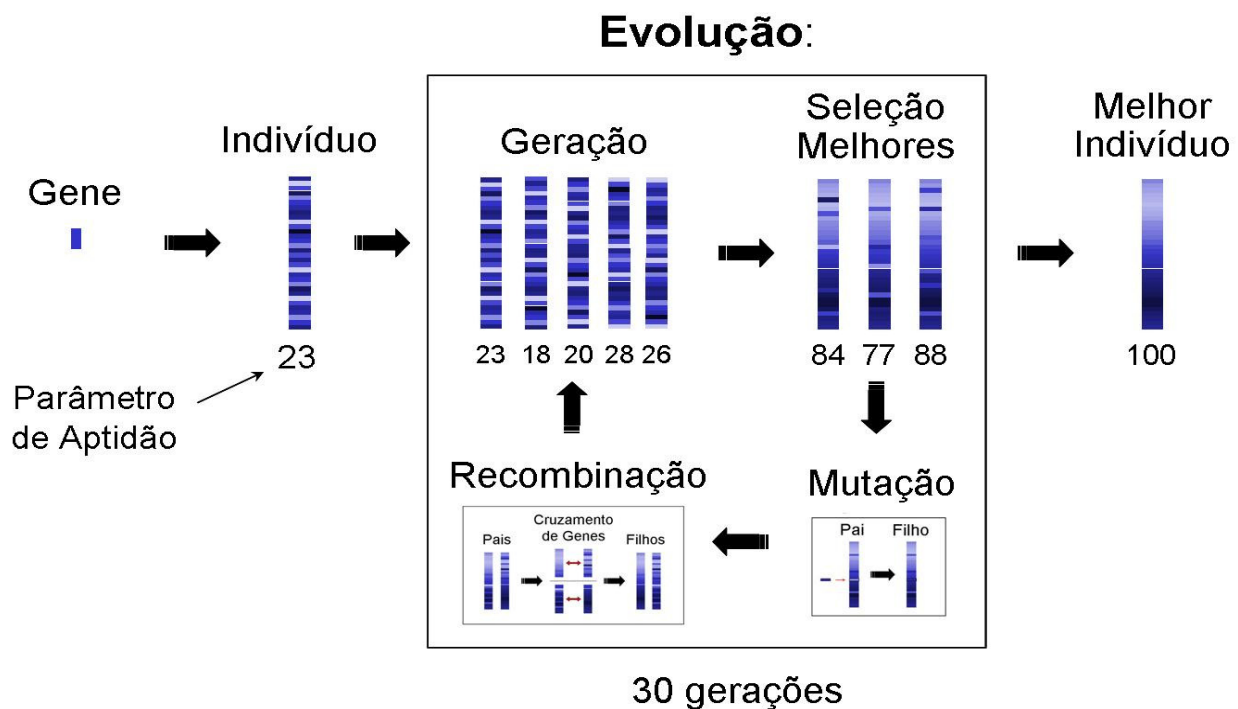


Figura 3.14: Diagrama esquemático do algoritmo evolutivo implementado. (**Gene** \equiv um valor discreto de tensão de 0 a 100V (com resolução de 8 bits) sobre um atuador; **indivíduo** \equiv um conjunto de 32 genes: uma configuração do EPZAR; **geração** \equiv um conjunto de indivíduos diferentes, no mesmo estágio evolutivo; **seleção melhores** \equiv escolha dos indivíduos de uma geração com melhor **parâmetro de aptidão**, isto é, sinal óptico experimental; **mutação e recombinação** \equiv processos evolutivos adotados; **melhor indivíduo** \equiv indivíduo com melhor parâmetro de aptidão ao final do processo)

O algoritmo evolutivo implementado combina elementos dos 2 padrões de evolução descritos. Seguindo principalmente a abordagem da estratégia evolutiva, ele também conta com um processo de recombinação característico dos algoritmos genéticos. Seu funcionamento se dá a partir de indivíduos (relativos às configurações do espelho deformável) formados por 32 genes, correspondentes aos valores de tensão aplicados a cada um dos 32 atuadores PZT (ver Figura 3.14). O algoritmo sempre inicializa com uma população inicial de indivíduos com configurações de genes totalmente aleatórias. A partir da detecção dos sinais ópticos experimentais, atribuímos valores de aptidão para cada indivíduo (proporcionais aos sinais medidos) e os utilizamos como parâmetro de comparação para a seleção dos melhores. Nessa etapa de seleção, só os indivíduos com melhor aptidão têm seus genes reproduzidos; o restante é descartado. Logo, esses indivíduos constituem a população de pais que, através de processos de mutação e recombinação, formarão uma nova geração, cuja população pode ser diferente da inicial (geralmente é menor). Nesse procedimento não utilizamos a clonagem, isto é, não reproduzimos indivíduos idênticos aos pais. Assim, recomeçamos um novo ciclo do processo de evolução. Novamente são gravados os valores de aptidão de cada indivíduo e os melhores são selecionados para gerar uma nova população. Após várias gerações, a qualidade da espécie é aprimorada (os sinais experimentais são otimizados) para a melhor adaptação possível, ou seja, a aptidão dos indivíduos aumenta até um nível máximo estável.

Utilizamos em nosso algoritmo, portanto, os processos de seleção, mutação e recombinação. Primeiramente selecionamos os melhores indivíduos de uma certa geração, baseado em suas aptidões. A partir dessa “seleção natural”, procedemos ao processo de mutação, no qual uma porcentagem pré-definida de indivíduos pais, aleatoriamente escolhidos, sofre mutação aleatória ou controlada em um de seus 32 genes (variemos o valor de tensão em um dos 32 atuadores). De forma controlada, os genes variam de uma certa quantidade do valor original (também pré-definida), para mais ou para menos com a mesma probabilidade. Após alguns indivíduos pais sofrerem mutação, todos passam para o processo de recombinação de genes, no qual são agrupados aos pares de maneira aleatória. Cada "casal" de pais gera um múltiplo de dois filhos (dependendo da quantidade de população por geração) cruzando entre si um

número pré-estabelecido de genes, escolhidos aleatoriamente. Assim, são formados pares de filhos complementares.

É importante destacar novamente que, para aplicarmos esse tipo de algoritmo evolutivo, não precisamos conhecer o feixe inicial. Também não precisamos calibrar nosso modelador óptico programável, pois o algoritmo lida diretamente com os sinais de tensão fornecidos aos atuadores. O fundamental nesse processo de otimização é medirmos a resposta às modificações feitas, através da detecção do sinal óptico experimental, resultante da interação do feixe modelado com o sistema.

3.2.3 Experimental

Neste experimento de modelagem óptica espacial, a intenção inicial era analisarmos a otimização da focalização de frentes de onda em uma fenda estreita, com o sistema em sua configuração ideal. Ao tentarmos realizá-la, entretanto, constatamos que o modelador era ineficiente para essa tarefa, possivelmente porque as frentes de onda originárias do espelho (com ele desligado) já eram consideravelmente planas (especialmente coerentes, portanto), sendo as poucas imperfeições resultado de deformidades superficiais incorrigíveis através da ação dele. Por isso, tivemos que optar por um outro tipo de análise.

Observamos a performance do espelho deformável na correção de aberrações ópticas simples, geradas artificialmente (intencionalmente): curvaturas de primeira e segunda ordens, associadas a desvios na direção de propagação e a defocalizações do feixe, respectivamente. Através do método de controle adaptativo aplicado, buscamos a melhor configuração do espelho deformável, de modo a corrigir as aberrações introduzidas e maximizar a focalização das frentes de onda em uma fenda estreita, com largura ajustada para ser equiparável ao seu diâmetro focal. Essas aberrações artificiais foram produzidas perturbando-se sutilmente o ajuste ideal da montagem óptica. Mostramos na Figura 3.15 o aparato experimental utilizado nesse teste de otimização de frente de onda.

Inicialmente definimos a largura ideal da fenda. Considerando o sistema perfeitamente alinhado, ajustamos de modo a transmitir somente a região da frente de

onda originária da área deformável do espelho (sobre os atuadores). Observando a imagem formada sobre um anteparo logo após a fenda, regulamos sua largura para não deixar margens nas laterais do feixe desejado. A partir dessa configuração inicial, reduzimos em 20% a transmitância do feixe produzindo aberrações ópticas simples, criadas de duas formas distintas: transladando a lente de focalização e, com isso, movendo o plano focal para antes ou depois da fenda; e girando sutilmente o espelho plano, desviando a direção do feixe para sua esquerda ou direita. Após cada uma dessas modificações, colocamos em operação o algoritmo evolutivo.

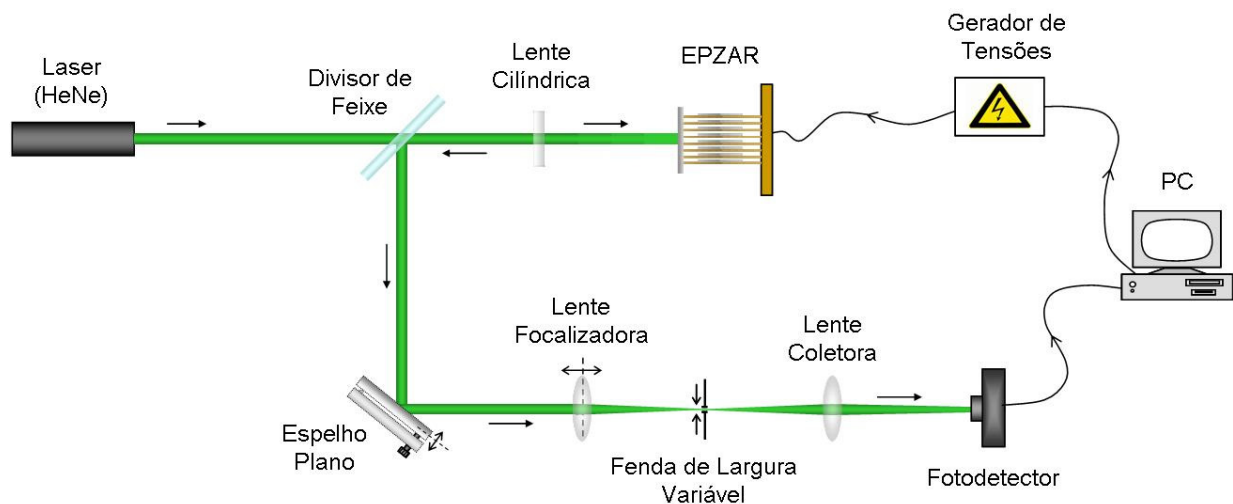


Figura 3.15: Montagem experimental para a medida de otimização de frente de onda. Produzimos aberrações no feixe focalizado através de translações da lente focalizadora (para frente e para trás) e de rotações do espelho plano (nos dois sentidos), como mostrado na figura.

Podemos notar na montagem experimental a inexistência de um detector de referência, necessário para eliminar prováveis efeitos de flutuação de energia do laser durante as medidas. Observando essas flutuações, constatamos que elas, ao oscilarem próximo de 3%, variavam suficientemente para prejudicar nossas medidas. Eliminamos parcialmente esses efeitos executando uma correção de escala, a cada geração, da fração de energia coletada com o modelador desligado.

Os parâmetros utilizados no algoritmo para os quatro testes de otimização foram os seguintes:

- **População inicial** (quantidade de indivíduos formados antes do primeiro ciclo evolutivo): 256
- **População de cada geração** (quantidade de indivíduos formados a cada ciclo evolutivo): 128
- **Quantidade de indivíduos pais:** 16 (12,5% da população por geração)
- **Porcentagem de pais que sofrem mutação:** 50%
- **Quantidade variada na mutação:** 10 (em uma escala de 8 bits: 0 - 255)
- **Quantidade de genes recombinados:** 16 (de um total de 32)

Gravamos os seguintes dados em cada teste: as aptidões do melhor e do pior indivíduos de cada geração, a taxa de otimização do processo, as flutuações do laser e a configuração do espelho (em termos de voltagem aplicada) do melhor indivíduo de cada geração. A taxa de otimização P_i foi calculada a partir do valor inicial de energia transmitida (corrigida a cada geração), atribuindo uma otimização completa (100%) à correção total da aberração produzida. Dessa forma, P_i pode ser expressa matematicamente como:

$$P_i = \left(\frac{E_i - E_0}{E_1 - E_0} \right) \times 100, \quad (3.7)$$

onde E_i é a fração de luz transmitida pela fenda para uma configuração do espelho i qualquer; E_0 é a fração de luz transmitida para o feixe inicial com aberração (80%); e E_1 é a fração de luz transmitida para o feixe livre de aberrações (100%).

3.2.4 Resultados

Não conseguimos observar otimizações significativas para a maioria das aberrações introduzidas no sistema. A única aberração corrigida de modo notável e consistente, embora parcial, foi a defocalização positiva. A defocalização negativa, assim como as aberrações de desvio no feixe, apresentou correções inferiores a 10%, como ilustramos na Figura 3.16.

Os principais resultados experimentais estão condensados na Figura 3.17. Nela mostramos, para 3 medidas de correção de defocalização positiva, a taxa de otimização e

a variação máxima de aptidão entre os indivíduos ao longo do processo. Além disso, para ilustrarmos de outro modo a dinâmica de evolução do processo, colocamos ao lado de cada gráfico de otimização a configuração do espelho para o melhor indivíduo de cada geração.

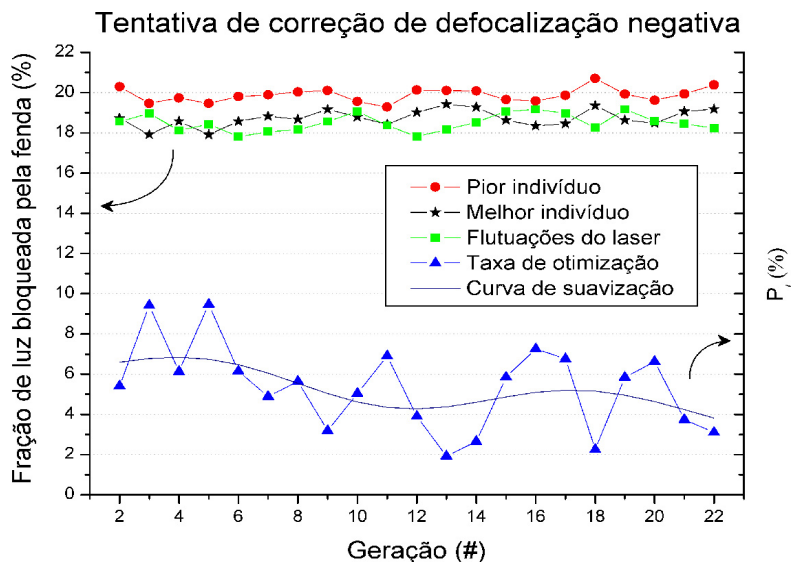


Figura 3.16: Resultado experimental da otimização de frentes de onda para compensação de defocalização negativa. A taxa de otimização não atingiu 10%, demonstrando a ineficiência do modelador óptico na correção desse tipo de aberração.

Comparando as medidas apresentadas, verificamos que a otimização máxima média foi de ~ 30%, alcançada, com exceção da 2ª medida, em menos de 26 gerações (o que pode ser observado pela evolução tanto das curvas de otimização como das melhores configurações do espelho). As oscilações observadas em todos os gráficos de otimização (filtradas com ajustes de curvas ou suavizações) estão relacionadas principalmente às flutuações de energia do laser durante cada geração. Percebemos, logo, por que a correção de escala de E_0 a cada nova geração foi fundamental para a obtenção de dados razoavelmente precisos e satisfatórios. A evolução da variação máxima de aptidão entre indivíduos de uma mesma geração está relacionada com os parâmetros usados no algoritmo evolutivo. A variação máxima final de 1%, mesmo após o processo alcançar seu nível máximo de otimização, é compreensível pela escolha de um percentual alto de mutação e recombinação de genes (50%). Das 3 medidas analisadas,

apenas a segunda não atingiu otimização máxima, o que se evidencia pela própria curva de otimização (ainda ascendente no final do processo), pelas variações máximas de aptidão de até 6% ao longo do processo (inclusive nas últimas gerações) e pela maior variação na configuração do espelho, comparado às outras medidas.

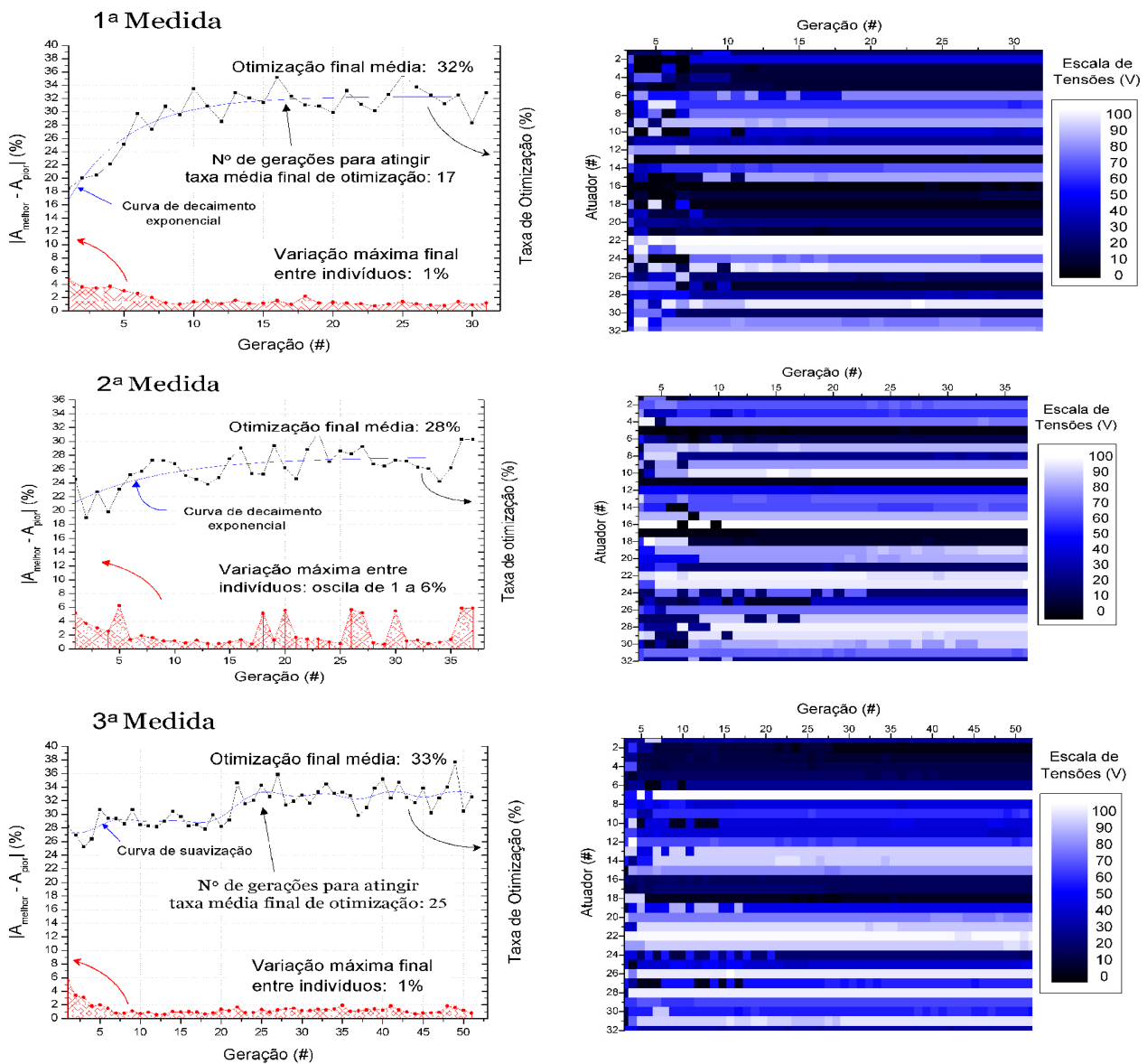


Figura 3.17: Resultados experimentais das medidas de otimização de frentes de onda com aberração tipo “hipermetropia”. À esquerda, curvas de otimização do processo e variedade de indivíduos; à direita, evolução das melhores configurações do espelho. (A_{melhor} e A_{pior} designam as aptidões do melhor e do pior indivíduos, respectivamente.)

Como avaliação alternativa do funcionamento do dispositivo e do processo de otimização, comparamos de outra maneira as configurações do espelho ao final das medidas. Em especial, comparamos as respostas dos atuadores ativos (caracterizados e em funcionamento) com as dos inativos (defeituosos), analisando variações sobre o mesmo atuador. O esperado era que os valores de tensão dos ativos variassem pouco (bem menos) em relação aos dos inativos, que deveriam variar aleatoriamente por não influenciarem na otimização do processo.

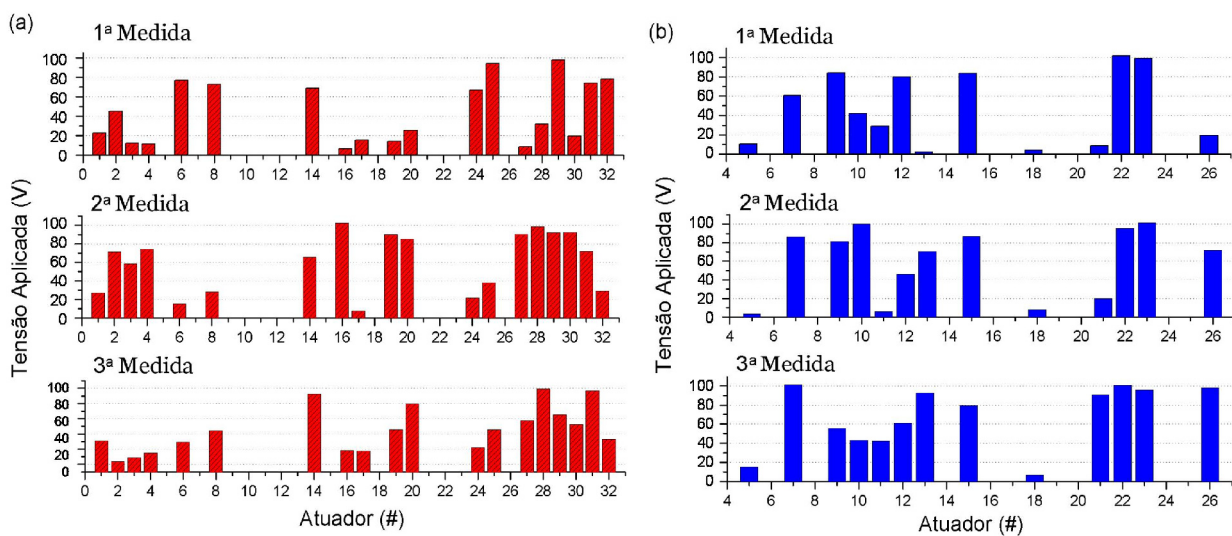


Figura 3.18 Comparação direta entre as configurações finais do espelho deformável nas medidas de otimização de frente de onda. (a) Atuadores corrompidos; (b) Atuadores ativos.

Apresentamos na Figura 3.18 uma comparação direta das configurações finais dos atuadores defeituosos e ativos, reforçada pela medida de suas amplitudes de variação (mostrada na Figura 3.19). Analisando os dados apresentados, constatamos que a maioria dos atuadores ativos varia menos que os defeituosos (inclusive 5 deles quase não variam), ainda que alguns variem surpreendentemente bastante. Embora estejamos cientes de que a estatística sobre 3 medidas tenha pouca validade, podemos concluir ao menos que: ou o processo não foi conduzido da forma mais eficiente e, portanto, o modelador não alcançou a otimização máxima possível; ou a deformação produzida por alguns atuadores ativos é insuficiente para influir no processo (Mesmo tendo concluído que a 2ª medida não chegou ao máximo de otimização, podemos ver pela Figura 3.18 (b) que há grandes variações mesmo entre a 1ª e a 3ª medidas).

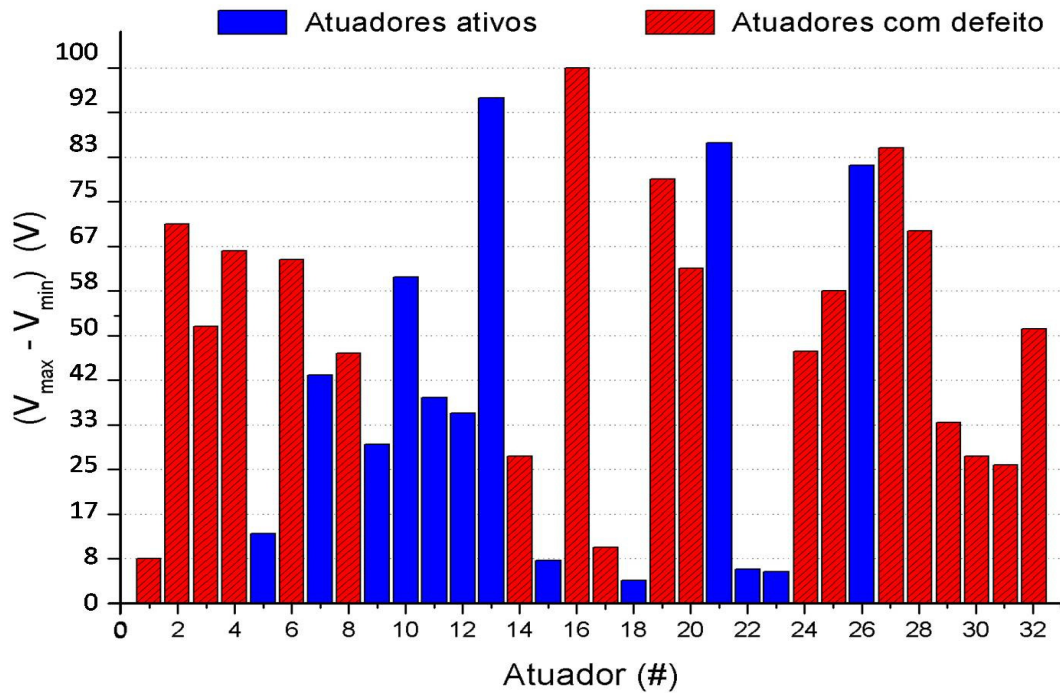


Figura 3.19: Comparação entre as variações máximas de configuração dos atuadores ao final das medidas realizadas. (V_{\max} e V_{\min} designam as tensões máxima e mínima registradas para o mesmo atuador.)

Podemos justificar a incapacidade do modelador óptico de corrigir razoavelmente as outras aberrações testadas, por um lado, pela grande quantidade de atuadores inativos, concentrados nas bordas do espelho. Isso explica sua dificuldade em corrigir aberrações de 1ª ordem, pois ele não consegue produzir inclinações superficiais retas. Por outro lado, a capacidade de corrigir aberrações de defocalização positiva, mas não aberrações de defocalização negativa, é compreensível, pois o conjunto de PZT's atua sobre o espelho curvando-o somente para trás. Assim, na ausência dos atuadores das extremidades, para ele é muito mais simples produzir variações sobre a frente de onda introduzindo uma superfície côncava (capaz de compensar a focalização insuficiente sobre a fenda) do que uma convexa (capaz de compensar o excesso de focalização).

CONCLUSÃO E PERSPECTIVAS

Conseguimos concluir neste trabalho todas etapas do processo de desenvolvimento e caracterização de um modelador óptico programável. Desde o projeto, baseado em seu princípio de funcionamento por atuadores piezoelétricos, até sua caracterização e teste, encontramos inúmeros desafios tecnológicos, que nos impuseram sérias dificuldades devido à escolha dos materiais e procedimentos adotados. Face à diversidade de problemas enfrentados, utilizamos um grande número de equipamentos disponíveis no laboratório, seja para análise de amostras (perfilômetro mecânico) como para aplicação direta na fabricação de algum dos elementos constituintes do dispositivo construído (*sputtering* e lasers diversos).

Numa comparação com os modeladores ópticos comerciais apresentados no Capítulo 1, podemos citar como principais características do EPZAR as seguintes:

- **Modulação de fase unidimensional e continuamente variável;**
- **Construção simples e econômica**, formada a partir de um conjunto de *buzzers* e uma lamínula comum de vidro, facilmente encontradas no comércio;
- **Tempo de resposta lento** (limitado pela eletrônica de controle): $\approx 500\text{ms}$;
- **Resolução espacial moderada**:: $\approx 500\mu\text{m}$;
- **Deflexão máxima individual** (com 100V de tensão aplicada): $\leq 300\text{nm}$ ($\Delta\Phi \leq 1,5\pi$ para $\lambda = 800\text{nm}$), com uma largura de 1,4mm (FWHM), correspondente a 2,6 pixels.

Avaliando individualmente os diferentes pontos do trabalho, podemos afirmar que os atuadores piezoelétricos comerciais utilizados, *buzzers* sem processamento, apresentaram um desempenho apenas razoável. Mesmo muito viáveis economicamente, eles não se mostraram capazes de gerar, sob a configuração final do EPZAR, modulações totais de fase (maiores ou iguais a 2π , para $\lambda = 543,5\text{nm}$). A maioria deles produziu deformações locais de amplitude entre 135nm e 270nm (equivalentes a modulações de fase de π a 2π), que podem ser insuficientes para certas experiências de modelagem óptica espectral. Precisaremos aumentar essas amplitudes de deformação através de uma redução maior ainda da espessura da lamínula, uma diminuição da camada de cola (atualmente espessa, conforme argumentamos na Seção 2.6) ou algum outro tipo de processamento dos *buzzers*.

O controlador de tensões e o perfilômetro óptico são os elementos mais consistentes desenvolvidos no trabalho; praticamente não precisam ser otimizados. O controlador ainda pode ter sua tensão máxima de saída elevada para até 140V, o que auxiliaria na obtenção de amplitudes maiores de modulação de fase.

O espelho deformável e sua colagem sobre os PZT's, por outro lado, esperam por uma solução que o livre das deformidades superficiais. Com relação a essa questão, algum tempo depois de encerrarmos a fase de testes com colas tivemos uma idéia que poderia solucionar o problema enfrentado com a resina curada por radiação UV. Como o objetivo é utilizar o dispositivo somente para modelagem espectral, poderíamos depositar o filme metálico apenas numa faixa central estreita da lamínula de vidro. Com isso, realizaríamos a cura da resina aplicando UV diretamente sobre a superfície contendo a região espelhada.

O estado atual do dispositivo não permite utilizá-lo plenamente para o propósito inicial da construção de um modelador óptico programável. Em função do que já foi concluído sobre a performance dos diversos componentes, seu correto funcionamento fica dependente das melhorias comentadas acima a serem introduzidas no espelho e nos atuadores piezoelétricos, ou ainda, da utilização de um dos sistemas já demonstrados na literatura [21,22]. Para isso, as técnicas de caracterização já disponíveis e aquelas desenvolvidas neste trabalho podem ser aplicadas para teste de qualquer outro dispositivo proposto. A técnica de perfilometria óptica desenvolvida é bastante versátil,

permitindo a caracterização *in loco* da superfície deformada, isto é, a possibilidade de acompanhar a habilidade de execução da função de fase requerida ao modelador, paralelamente à modificação introduzida em pulsos ultracurtos.

Uma das perspectivas de aplicação do EPZAR (ou outro sistema aperfeiçoado) em um modelador espectral programável é a de realizar controle coerente ou implementar novas técnicas espectroscópicas. Entre as aplicações concretas, dentro dos temas atuais de pesquisa do laboratório, estão tópicos como: controle coerente de grades formadas por luz incoerente (utilizando um laser de nanossegundos), dinâmicas libracionais em líquidos, fotoionização, etc (utilizando um laser de femtossegundos).

APÊNDICE

Apresentamos neste breve apêndice o desenho do circuito eletrônico implementado na construção do controlador de tensões, descrito na Seção 2.4. A Figura A.1 exibe o circuito inteiro, com as fontes de tensão separadas, o conector de entrada com os sinais da porta paralela, os 4 DAC's e os 32 sinais de saída de 0-100V, agrupados em dois conectores de saída. A Figura A.2 mostra em detalhe um dos DAC's, com os circuitos de amplificação (idênticos) dos 8 canais de saída gerados por ele .

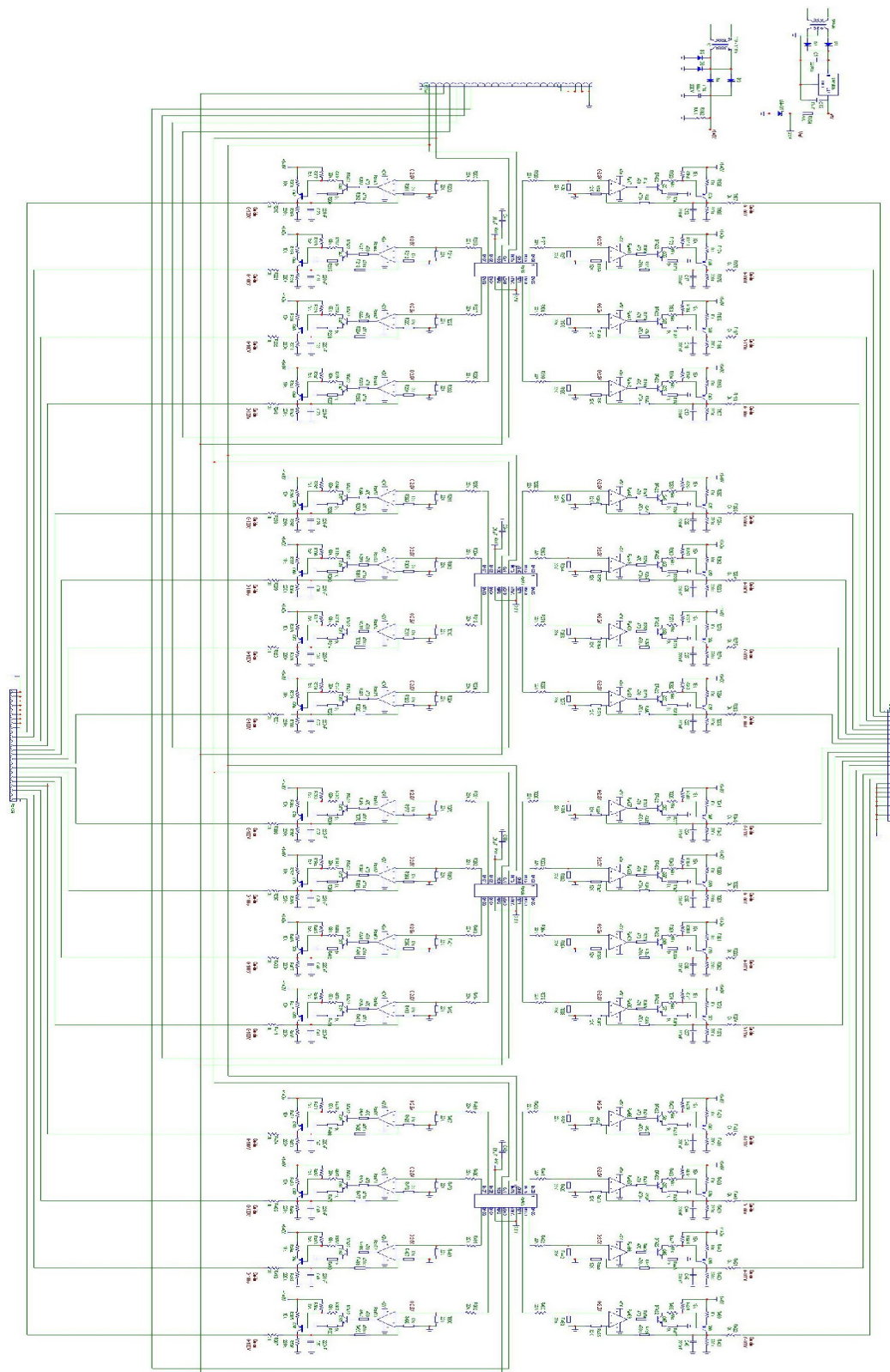


Figura A.1: Circuito gerador e amplificador de 32 sinais de tensão (0-100V).

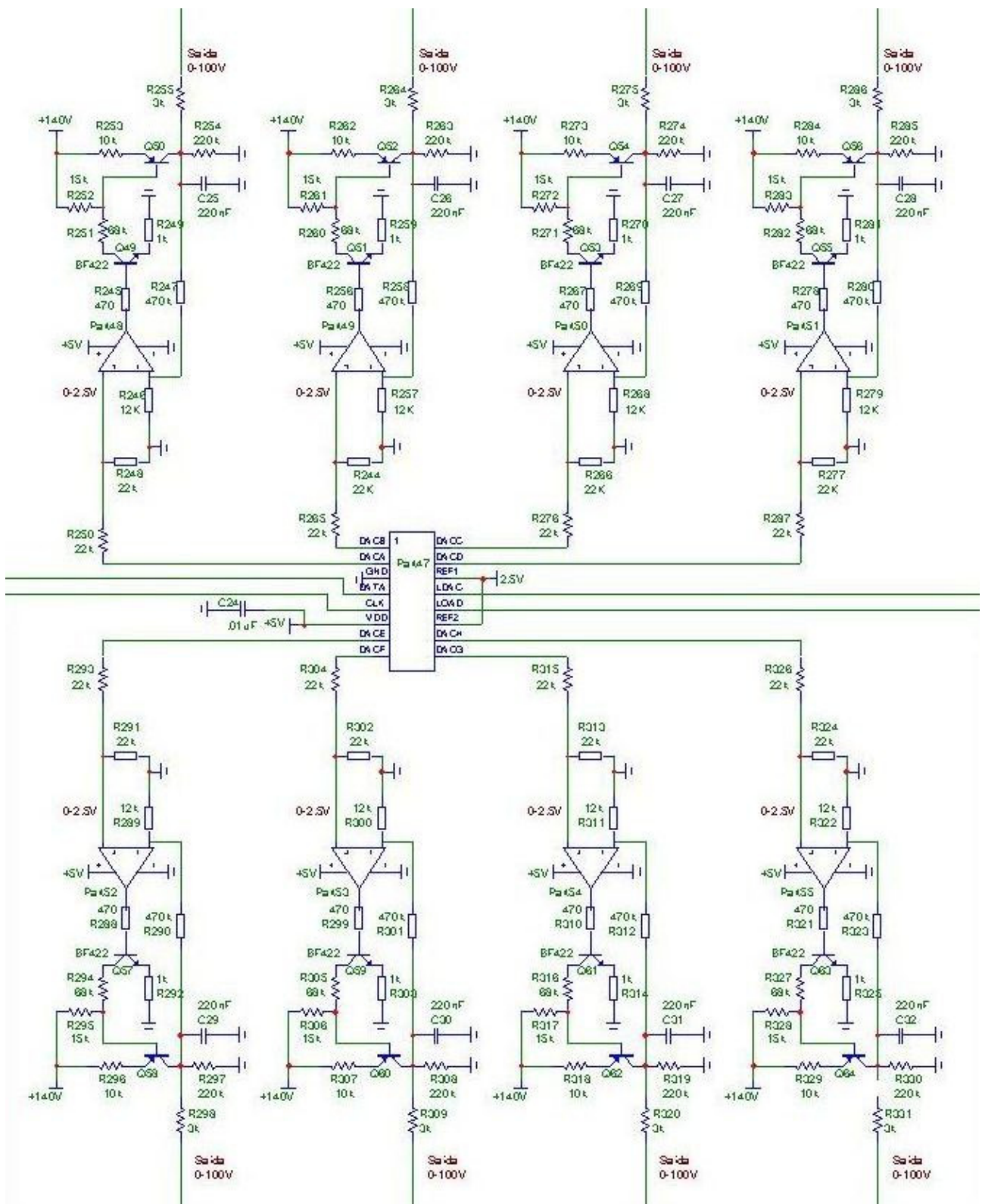


Figura A.2: Detalhe da Figura A.1 mostrando os circuitos de amplificação para os 8 canais de saída de um dos DAC's.

Referências

- [1] WEINER, A. M. Femtosecond pulse shaping using spatial light modulators. REVIEW OF SCIENTIFIC INSTRUMENTS, v. 71, n. 5, p. 1929-1960, Maio 2000.
- [2] MENZEL, R. *Photonics: linear and nonlinear interactions of laser light and matter*. First edition. Berlin Heidelberg: Springer-Verlag, 2001.
- [3] HEISLER, I.A. *Espectroscopia resolvida no tempo: caracterização de pulsos curtos, dinâmica molecular em líquidos, modelamento de luz incoerente*. Tese (doutorado) - Instituto de Física, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, 2006.
- [4] WARREN, W. S.; RABITZ, H.; DAHLEH, M. Coherent control of quantum dynamics: the dream is alive. SCIENCE, v. 259, n. 5101, p. 1581-1589, Mar. 1993.
- [5] RABITZ, H. *et al.* Whither the future of controlling quantum phenomena? SCIENCE, v. 288, n. 5467, p. 824-828, Maio 2000.
- [6] WEINER, A. M. Femtosecond optical pulse shaping and processing. PROGRESS IN QUANTUM ELECTRONICS, v. 19, n. 3, p. 161-237, Maio 1995.
- [7] CHANG, C.-C.; SARDESAI, H. P; WEINER, A. M. Dispersion-free fiber transmission for femtosecond pulses by use of a dispersion-compensating fiber and a programmable pulse shaper. OPTICS LETTERS, v. 23, n. 4, p. 283-285, Fev. 1998.

Referências

- [8] TEARNEY, G. J.; BOUMA, B. E.; FUJIMOTO, J. G. High-speed phase- and group-delay scanning with a grating-based phase control delay line. OPTICS LETTERS, v. 22, n. 23, p. 1811-1813, Dez. 1997.
- [9] TEARNEY, G. J. *et al.* In vivo endoscopic optical biopsy with optical coherence tomography. SCIENCE, v. 276, n. 5321, p. 2037-2039, Jun. 1997.
- [10] BRIXNER, T.; STREHLE, M.; GERBER, G. Feedback-controlled optimization of amplified femtosecond laser pulses. APPLIED PHYSICS B: LASERS OPTICS, v. 68, n. 2, p. 281-284, Fev. 1999.
- [11] THURSTON, R. N. *et al.* Analysis of picosecond pulse shape synthesis by spectral masking in a grating pulse compressor. IEEE JOURNAL OF QUANTUM ELECTRONICS, v. QE-22, n. 5, p. 682-696, Maio 1986.
- [12] SARDESAI, H. P.; CHANG, C.-C.; WEINER, A. M. A femtosecond code-division multiple-access communication system test bed. JOURNAL OF LIGHTWAVE TECHNOLOGY, v. 16, n. 11, p. 1953-1964, Nov. 1998.
- [13] WEINER, A. M. *et al.* Programmable shaping of femtosecond optical pulses by use of 128-element liquid crystal phase modulator. IEEE JOURNAL OF QUANTUM ELECTRONICS, v. 28, n. 4, p. 908-919, Abr. 1992.
- [14] DORRER, C. *et al.* Programmable phase control of femtosecond pulses by use of a nonpixelated spatial light modulator. OPTICS LETTERS, v. 23, n. 9, p. 709-711, Maio 1998.
- [15] HILLEGAS, C. W. *et al.* Femtosecond laser pulse shaping by use of microsecond radio-frequency pulses. OPTICS LETTERS, v. 19, n. 10, p. 737-739, Maio 1994.

Referências

- [16] DUGAN, M. A.; TULL, J. X.; WARREN, W. S. High-resolution acousto-optic shaping of unamplified and amplified femtosecond laser pulses. JOURNAL OF THE OPTICAL SOCIETY OF AMERICA B, v. 14, n. 9, p. 2348-2358, Set. 1997.
- [17] VDOVIN, S.; SARRO, P. M. Flexible mirror micromachined in silicon. APPLIED OPTICS, v. 34, n. 16, p. 2968-2972, Jun. 1995.
- [18] ZEEK, E. *et al.* Pulse compression by use of deformable mirrors. OPTICS LETTERS, v. 24, n. 7, p. 493-495, Abr. 1999.
- [19] BARTELS, R. *et al.* Shaped-pulse optimization of coherent emission of high-harmonic soft X-rays. NATURE, v. 406, n. 6792, p. 164-166, Jul. 2000.
- [20] HACKER, M. *et al.* Micromirror SLM for femtosecond pulse shaping in the ultraviolet. APPLIED PHYSICS B, v. 76, n. 6, p. 711-714, Jun. 2003.
- [21] RADZEWICZ, C. *et al.* Piezo-driven deformable mirror for femtosecond pulse shaping. OPTICS LETTERS, v. 29, n. 2, p. 177-179, Jan. 2004.
- [22] WNUK, P. ; RADZEWICZ, C. ; KRASINSKI, J. S. Bimorph piezo deformable mirror for femtosecond pulse shaping. OPTICS EXPRESS, v. 13, n. 11, p. 4154-4159, Maio 2005.
- [23] VDOVIN, G.; LOKTEV, M. Deformable mirror with thermal actuators. OPTICS LETTERS, v. 27, n. 9, p. 677-679, Maio 2002.
- [24] MOULSON, A. J.; HERBERT, J. M. *Electroceramics: materials, properties, applications*. Second edition. Chichester: John Wiley & Sons, 2003.
- [25] Designing with piezoelectric transducers: Nanopositioning fundamentals: http://www.physikinstrumente.com/en/pdf_extra/PI_designing_with%20piezo_actuators_tutorial_2005c.pdf.

Referências

[26] Channel Industries Inc. catalog (Piezoelectric ceramics): http://www.channelindustries.com/chan_cat.pdf.

[27] VESELOVSKY, R. A.; KESTELMAN, V. N. *Adhesion of polymers*. First edition. New York: McGraw-Hill, 2002.

[28] TAKEDA, M.; INA, H.; KOBAYASHI, S. Fourier-transform method of fringe-pattern analysis for computer-based topography and interferometry. JOURNAL OF THE OPTICAL SOCIETY OF AMERICA, v. 72, n. 1, p. 156-160, Jan. 1982.

[29] ZEIDLER, D. *et al.* Evolutionary algorithms and their application to optimal control studies. PHYSICAL REVIEW A, v. 64, n. 2, 23420 12p. , Jul. 2001.

[30] BAUMERT, T. *et al.* Femtosecond pulse shaping by an evolutionary algorithm with feedback. APPLIED PHYSICS B, v. 65, n. 6, p. 779-782, Dez. 1997.