

Universidade Estadual de Campinas

Instituto de Física “Gleb Wataghin”

DESFCM - Laboratório de Óptica

**Projeto e Confecção de
Componentes Ópticos Difrativos de
Alta Frequência Espacial**

Leandro Leite Soares

Orientadora:

Prof.^a Lucila Helena Deliesposte Cescato

Banca Examinadora:

Prof. Dr. Luiz Gonçalves Neto – EESC/USP

Prof. Dr. Jaime Frejlich Sochaczewsky – IFGW/UNICAMP

Dissertação apresentada
ao Instituto de Física
“Gleb Wataghin” da
Universidade Estadual de
Campinas – UNICAMP,
como parte dos requisitos
para a obtenção do título
de Mestre em Física.

Campinas

Julho de 1999

Resumo

O tema deste trabalho de mestrado é o desenvolvimento de componentes ópticos difrativos em relevo de alta frequência espacial. Este desenvolvimento pode ser dividido em três etapas: projeto, processo de gravação das microestruturas em relevo e caracterização do componente. O projeto é realizado utilizando-se programas que resolvem numericamente as equações de Maxwell, com condições de contorno apropriadas, considerando-se a viabilidade dos materiais e estruturas. A gravação é realizada utilizando exposições holográficas em fotorresinas positivas associadas à técnicas de litografia. A caracterização das microestruturas é feita via microscopia eletrônica de varredura enquanto que a medida de suas propriedades ópticas é feita através de sistemas específicos para cada componente.

Foram desenvolvidos quatro tipos de componentes ópticos difrativos: lâmina de onda, divisor de polarização, filtro difrativo e polarizador de grade. Alguns deles como o divisor de polarização e o polarizador de grade apresentaram desempenho bastante promissores, aproximando-se do desempenho de componentes similares comerciais.

Durante este trabalho de mestrado obteve-se não apenas o desenvolvimento de cada etapa individual do processo de fabricação de componentes ópticos difrativos, mas montou-se o processo completo, interligando-se as etapas. Os componentes obtidos demonstram a viabilidade desta linha de pesquisa que pode gerar produtos comercializáveis no futuro próximo.

Abstract

The subject of this thesis is the development of relief diffractive optical components with high spatial frequency. This development can be divided in three steps: design, recording of relief microstructures and the characterization of the components. The design is made by considering the feasibility of structures and materials and using Softwares to calculate the diffraction efficiencies. The recording is made by holographic exposures in positive photoresist films associated with lithographic techniques. The microstructure is characterized using scanning electron microscopy while the measurement of the optical properties is performed in specific setups developed for each component.

Four types of diffractive optical components have been developed: wave-plate, polarizing beam splitter, diffractive filter and wire-grid polarizer. Some of them, like the polarizing beam splitter and the wire-grid polarizer, exhibited a performance similar to commercial components.

The contribution of this work was not only the development of each individual step, but the establishment a complete process sequence. The achieved components demonstrated the potential of this research line that could generate commercial components in the near future.

Agradecimentos

Agradeço à Prof^a. Lucila Cescato pela orientação, amizade e estímulo durante as minhas dificuldades, que surgiram ao longo deste período

À minha grande amiga Érika, por todo o apoio e compreensão sem o qual seria difícil a conclusão deste trabalho. À Renata pela força dada na etapa final.

Ao professor Braga e ao Marco Antonio pelo apoio na parte experimental e todo o aprendizado adquirido ao longo deste período.

Aos professores Jaime Frejlich e José J. Lunazzi pela atenção e apoio.

Ao João Petrócio e Carlos Raimundo pelos momentos de descontração e todos os conhecimentos transmitidos. À Aparecida do Carmo, Alcides, Mônica, Leonice e Maria del Carmem pelo apoio técnico.

Aos meu colegas Donga, Elso, Cristiano, Ivan, Paulo Magno, Agnaldo e Marcelo pela amizade e o ambiente agradável que foi criado.

À toda a equipe de apoio do DESFCM e IFGW que trabalharam direta ou indiretamente para possibilitar a infra-estrutura necessária para a realização deste trabalho.

Ao apoio financeiro da Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo (FAPESP).

Dedico este trabalho as três pessoas que tornaram
ele possível: Antônio e Maria Helena, meus pais
e a Prof^a. Lucila Cescato.

“There are more things in heaven and earth, Horatio,
Than are dreamt of in your philosophy.”

W. Shakespeare

Capítulo 1 – Introdução	1
1.1 Definição de componente óptico difrativo	1
1.2 Motivação para o tema da tese	2
1.3 Desenvolvimento de componentes ópticos difrativos	3
Capítulo 2 – Projeto	5
2.1 Teorias para cálculo de eficiência de difração de rede	5
2.2 Programas utilizados	6
2.2.1 Erlangen e Standard	6
2.2.2 Grating Solver	7
Capítulo 3 - Processos de gravação de microestruturas em relevo	9
3.1 Gravação holográfica em fotorresinas	10
3.1.1 Efeito do ruído das máscaras na litografia	10
3.1.2 Influência do processo de revelação	12
3.1.3 Influência das perturbações de fase	14
3.1.4 Melhores estruturas obtidas	18
3.2 Litografia através de plasma reativo	19
3.3 Processo de deposição seletiva	21
3.3.1 Filme de a-C:H	22
3.3.2 Camada de alumínio	23
3.3.3 Óxido de Titânio	24
Capítulo 4 - Lâmina de Onda	26
4.1 Projeto	27
4.2 Resultados	30
Capítulo 5 – Divisor de Polarização	34
5.1 Projeto	35
5.1.1 Divisor de polarização lamelar e perfeitamente condutor	35
5.1.2 Divisor de polarização em fotorresina coberta com alumínio	37
5.2 Resultados	40
Capítulo 6 – Filtro difrativo	44
6.1 Projeto	45
6.1.1 Filtro litografado em a-C:H	45
6.1.2 Filtro gravado em fotorresina	47
6.2 Resultados	49
Capítulo 7 – Polarizador de grade	51
7.1 Projeto	52
7.2 Resultados	54
Capítulo 8 – Conclusões	56
Capítulo 9 – Referência Bibliográfica	58

Capítulo 1

Introdução

1.1 Definição de Componente Óptico Difrativo

Componentes ópticos difrativos são estruturas muito finas gravadas em relevo ou em volume, por variações de índice de refração, cujas propriedades de difração podem ser utilizadas para realizar diversas funções ópticas, desde as desempenhadas por componentes ópticos convencionais (como lentes, prismas), até novas funções tais como a geração de padrões luminosos, correção de uniformidade de feixe laser, etc.

O componente difrativo mais elementar é uma rede de difração. Como ela será a base para todos os componentes aqui tratados, será feita um breve descrição de seu funcionamento e a definição dos termos que serão utilizados ao longo da tese.

Redes de difração são formadas por uma série de estruturas paralelas separadas uma das outras por uma distância constante, definida como período espacial da rede (Λ). A configuração mais usada é quando a direção da luz incidente está contida no plano perpendicular a superfície da rede e perpendicular à direção das linhas da rede, conforme mostrado na figura 1.1. Neste caso a luz é difratada também em direções contidas neste mesmo plano. As direções para as quais há interferência construtiva são chamadas ordens de difração e estão relacionadas com a direção de

incidência da luz, comprimento de onda da luz (λ) e período espacial da rede (Λ) através da seguinte relação conhecida como equação da rede:

$$\text{sen } \theta_m = \text{sen } \theta_i + m \frac{\lambda}{\Lambda} \quad (1.1)$$

Os ângulos são medidos com relação à normal da rede; θ_i é o ângulo de incidência, definido positivo quando se encontra à esquerda da normal e θ_m é o ângulo de difração da ordem m , definido positivo quando se encontra à direita e m é o número da ordem de difração.

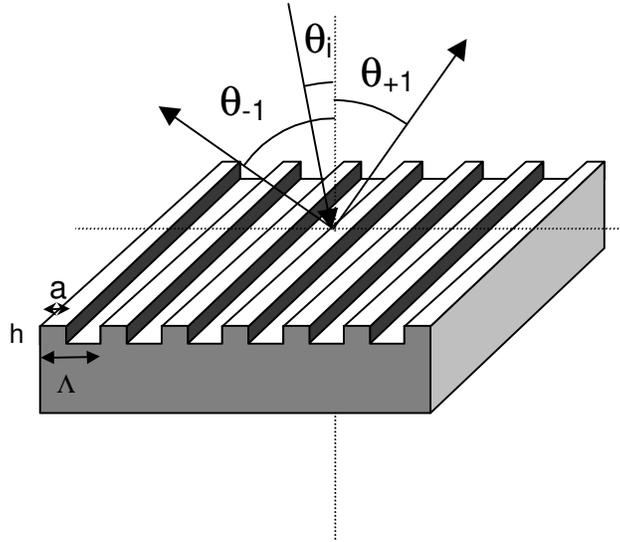


Figura 1.1 – Estrutura básica de uma rede de difração onde estão mostrados o ângulo de incidência e o ângulo para as ordens +1 e -1 por reflexão.

Embora as direções das ordens difratadas dependam apenas do período espacial da rede e do comprimento de onda da luz incidente, a distribuição da luz entre estas ordens depende também da direção de polarização da luz incidente e de outros parâmetros geométricos da rede como perfil da seção transversal das linhas da rede, da altura do perfil (h) e do fator de preenchimento (f), que determina a porcentagem de material existente na camada da rede.

No caso de uma rede com perfil lamelar, este fator de preenchimento é dado por:

$$f = \frac{a}{\Lambda} \quad (1.2)$$

Outro parâmetro importante é a eficiência de difração das ordens, que mede a distribuição da energia difratada pelo componente. A eficiência é definida como a quantidade de energia contida naquela ordem sobre a energia da luz incidente.

1.2 Motivação para o Tema da Tese

Nos últimos anos tem surgido um grande interesse em componentes difrativos devido a seu peso e tamanho reduzidos que possibilitam a confecção de microsistemas ópticos. Além disso, componentes difrativos possuem dispersão cromática contrária à de componentes refrativos, o que

permite a associação de ambos formando componentes acromáticos híbridos¹ de menor peso e com maior flexibilidade de projeto.

Em particular, componentes difrativos em relevo possuem vantagens adicionais porque podem ser replicados, com técnicas semelhantes às utilizadas na produção de CDs, reduzindo significativamente o custo de produção. Como utilizam a mesma tecnologia planar empregada em microeletrônica estes componentes podem também ser integrados entre si ou com componentes optoeletrônicos².

Além disso, a difração de estruturas em relevo de alta frequências espaciais possuem propriedades únicas que podem ser utilizadas para fabricação de novos tipos de componentes ópticos que desempenhem funções até agora não exploradas³. Este fato, aliado aos avanços tecnológicos alcançados tanto nos métodos de cálculo, como no surgimento de novos materiais e técnicas, que permitem a gravação de estruturas cada vez menores, têm estimulado a pesquisa e desenvolvimento nesta área. Desta forma novos tipos de componentes difrativos têm sido propostos ou realizados, tais como polarizadores⁴, interconexões ópticas⁵, divisores de polarização⁶, lâminas de onda⁷, filtros de ressonância⁸, etc.

A maior dificuldade na confecção destes dispositivos, está nas reduzidas dimensões das microestruturas gravadas para obtenção de efeitos de polarização. Para algumas aplicações estas estruturas devem ser muito menores que o comprimento de onda da luz utilizada⁹. Por este motivo existem poucas técnicas de projeção que atingem esta resolução: a) escrita direta utilizando feixe de elétrons (“Eletron Beam”); b) utilização de máscaras feitas por feixe de elétron e o uso de sistemas de projeção na região de ultra violeta profundo (“deep UV”)¹⁰ e c) o uso de padrões de interferência (projeção holográfica) utilizando lasers.

O método de projeção holográfica é obviamente menos dispendioso, ficando entretanto restrito a padrões periódicos. Esta limitação é de certa forma compensada pela forte dependência das propriedades de difração com a forma e dimensões das estruturas em relevo. Além disso, a possibilidade de transferência destes padrões para diferentes substratos, utilizando-se técnicas de litografia, ou seu recobrimento com outros materiais permitem variação nas propriedades ópticas destas estruturas, possibilitando a implementação de diferentes funções ópticas.

O objetivo deste trabalho de mestrado é o desenvolvimento de componentes ópticos difrativos em relevo de alta frequência espacial, gravados holograficamente, que explorem suas propriedades de polarização, em particular na região do infravermelho próximo onde os componentes de polarização utilizados são caros e volumosos.

1.3 Desenvolvimento de Componentes Ópticos Difrativos

O desenvolvimento de componentes ópticos difrativos pode ser dividido em três partes: o projeto, a confecção e a caracterização. O projeto é a etapa na qual são definidos os materiais a serem utilizados e os parâmetros geométricos da estrutura a ser gravada, para se obter o comportamento óptico desejado. Para a definição destes parâmetros, entretanto, é necessário calcular a difração de uma determinada estrutura em função de seus parâmetros ópticos e geométricos.

Para a confecção das estruturas projetadas é necessário se desenvolver um processo específico que depende de cada componente. O processo geral que utilizamos para a confecção destes componentes consiste na deposição de uma fotorresina sobre um substrato e sua exposição num padrão de interferência. Após a revelação a estrutura em relevo gravada na fotorresina pode ser utilizada diretamente ou pode ser utilizada como máscara para transferência do padrão para diferentes substrato.

A caracterização das etapas intermediárias dos processos é feita através de microscopia eletrônica, analisando-se as características geométricas do perfil resultante, além da qualidade das superfícies processadas e as seletividades dos diversos processos de corrosão. A caracterização óptica é feita através de montagens ópticas específicas, que dependem da propriedade estudada.

Embora o desenvolvimento de componentes possa ser dividido em etapas para facilitar o entendimento, na realidade estas etapas estão interligadas, pois na escolha do material a ser utilizado para a gravação, é necessário considerar a viabilidade da geometria e do processo de

litografia no material. Além disso, a análise das estruturas geométricas formadas, assim como do resultado final nos trazem informações que precisam ser reconsideradas no projeto.

No capítulo 2 será feita uma descrição geral dos programas utilizados para o projeto dos componentes ópticos difrativos. No capítulo 3 serão descritos os processos desenvolvidos para a gravação das microestruturas em relevo. Nos capítulos 4, 5, 6 e 7 serão descritos em detalhes os projetos, confecção e caracterização dos componentes desenvolvidos: lâmina de onda, divisor de polarização, filtro difrativo e polarizador de grade.

Capítulo 2

Projeto

O projeto de um componente óptico difrativo consiste em definir os materiais e os parâmetros geométricos da estrutura a ser gravada. Para isto, primeiramente com base em experiências anteriores, dados da literatura e nos processo e materiais disponíveis, devem ser definidos os materiais a serem utilizados e a forma de operação do componente (reflexão, transmissão, ângulo e polarização da luz incidente, etc). A partir destes dados e de uma determinada configuração básica para o componente, calculamos a amplitude e a fase da onda difratada por esta estrutura e variamos os parâmetros geométricos da estrutura (período espacial, perfil, altura, etc) até se obter a otimização do efeito desejado. Para esta fase a ferramenta fundamental é o cálculo da difração e para isto é necessário resolver as equações de Maxwell com as correspondentes condições de contorno que geralmente não tem solução analítica.

2.1 Teorias para cálculo de eficiência de difração de rede

Quando a profundidade do relevo gravado dividido pelo período da estrutura é muito menor que o comprimento de onda da luz incidente podemos utilizar a aproximação de redes finas para resolver o problema de difração na rede o que nos leva à teoria escalar de difração ou óptica de Fourier. Na região de validade da teoria escalar o espectro angular de espalhamento da luz incidente corresponde à transformada de Fourier espacial da função de transmitância da estrutura difratante¹¹. Outro caso extremo acontece quando a razão entre a profundidade do relevo e o

período das estruturas é muito maior que o comprimento da luz utilizada, neste caso não ocorre mais difração e a aproximação de meio efetivo pode ser utilizada para o cálculo das amplitudes e fases das ondas transmitidas e refletidas nesta estrutura¹². Porém as estruturas que possuem as propriedades mais interessantes do ponto de vista de aplicações se encontram na região de ressonância (quando as dimensões das estruturas utilizadas são aproximadamente da ordem do comprimento de onda da luz incidente). Neste caso é necessário a solução rigorosa das equações de Maxwell, para cada estrutura específica. Esta solução geralmente é numérica. Neste caso podemos dividir os métodos de solução em dois grupos: método integral e método diferencial.

O método Integral reduz o problema à solução de um sistema de equações integrais lineares acopladas, foi desenvolvido primeiramente pelo grupo de R. Petit¹³ e possui convergência mais rápida para estruturas condutoras. Foi o primeiro método rigoroso para resolver o problema de difração para redes perfeitamente condutoras. Este método é computacionalmente mais difícil de ser implementado. O método integral pode ser aplicado para qualquer perfil, porém para certos perfis, como por exemplo o perfil lamelar (retangular), o problema de difração pode ser tratado de uma maneira simples e clara, igualando a expansão modal nas ranhuras à expansão de Rayleigh, este método é conhecido como teoria modal.

O método diferencial¹⁴ e o método de múltiplas ondas acopladas¹⁵, utilizado por Moharan e Gaylord reduzem o problema à solução de um sistema de equações diferenciais parciais acopladas com condições de contorno apropriadas, sendo mais adequado para estruturas dielétricas. Este método é considerado mais simples do ponto de vista teórico e mais fácil de ser implementado numericamente. Para a polarização TE (quando o campo elétrico da luz incidente é paralelo as linhas da rede) este método é conveniente para a maioria das redes na região do ultravioleta e do visível, mas não é bem adaptada para a região do infravermelho. Para a polarização TM (quando o campo magnético da luz incidente é paralelo as linhas da rede) o método é numericamente menos atrativo e não apresenta boa convergência para bons condutores, principalmente na região do visível. Este método também não funciona para a aproximação de condutor perfeito, e apresenta dificuldades para grandes alturas, porém ocupa pouco tempo de processamento. O método de múltiplas ondas acopladas é uma extensão do método ondas acopladas desenvolvidos por Kogelnik¹⁶ considerando-se no cálculo um número infinito ondas acopladas e não apenas duas, neste caso sendo chamada de análise rigorosa de ondas acopladas, muito conhecida pela sigla em inglês RCWA (*Rigorous Coupled Wave Analysis*)

Nossos primeiros projetos foram realizados utilizando-se resultados da literatura em particular o livro “Eletromagnetic Theory of Gratings”¹⁷ e artigos de RCWA¹⁸. Foram feitas várias tentativas de colaboração com grupos que realizam cálculos de difração em redes, como por exemplo com o Dr. E. Mendez (México) e com o Prof. Neviere do grupo do Prof. Petit (França). A partir de 1997 obtivemos dois programas que realizam cálculos de difração de redes através de uma interação com o Dr. H. Haidner (Alemanha). Finalmente no final de 1998 adquirimos um programa comercial, chamado *Grating Solver* que realiza estes cálculos de forma mais completa.

Na seção seguinte falaremos sobre os programas fornecidos pelo Dr. Haidner e o “Grating Solver” que foram utilizados para o cálculo das ondas difratadas no projeto de componentes ópticos difrativos.

2.2 Programas Utilizados

2.2.1 Erlangen e Standard

Estes programas foram desenvolvidos pelo Dr. Helmut Haidner durante a sua tese de doutorado¹⁹ e pós-doutorado. Os programas são escrito em linguagem “C” e executáveis em uma estação de trabalho “SUN” através da rede interna do IFGW.

O programa ERLANGEN faz o cálculo de estruturas lamelares perfeitamente condutoras para as duas componentes ortogonais de polarização TE (com o campo elétrico incidente paralelo ao sulcos da rede) e TM (com o campo magnético incidente paralelo ao sulcos da rede). Este programa utiliza a teoria modal para a realização dos cálculos das eficiência de difração, os parâmetros da rede de difração que podem ser variados são: período da rede, comprimento de

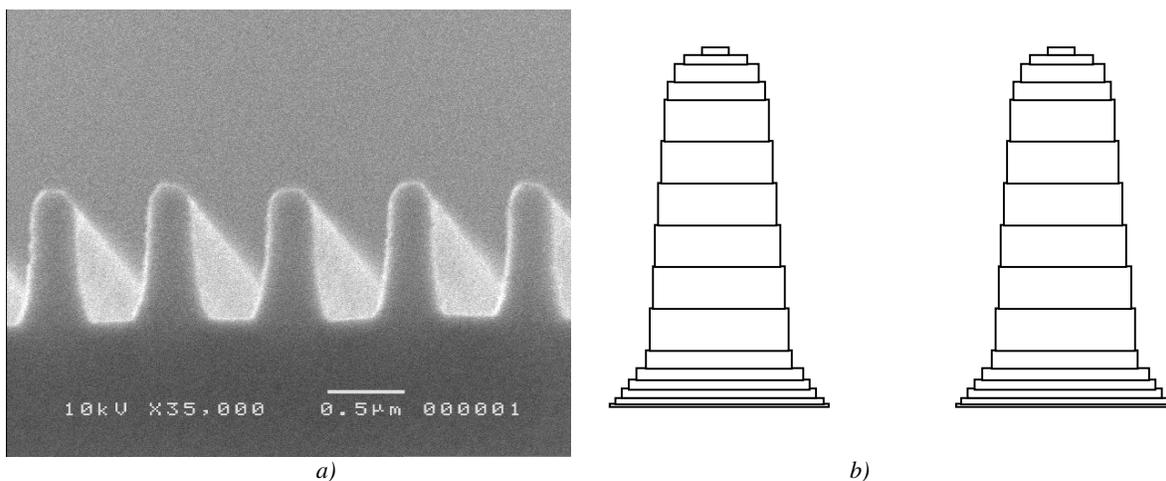
onda, profundidade da rede, ângulo de incidência, fator de preenchimento, além destes podem ser variados o número de ordem de difração e o número de modos, necessários para estudar a convergência numérica dos dados. As limitações deste programa é que realizam cálculo apenas de estruturas perfeitamente condutoras (não permitindo a utilização de materiais reais) e perfeitamente lamelares (experimentalmente difícil de serem obtidas).

O programa STANDARD, mais complexo, realiza o cálculo para redes cujo o perfil é uma estrutura formada por retas (triangular, quadrada, trapezoidal, etc), metálicas ou dielétricas (índice de refração complexo), para as duas polarizações ortogonais (TE e TM), a maior restrição deste método é a utilização de redes metálicas com polarização TM, cuja a convergência numérica pode se tornar instável. Neste programa são fornecidos os parâmetros geométricos e físicos da rede, e os cálculos são feitos em função dos mesmos parâmetros do caso anterior. Este programa utiliza o método diferencial.

2.2.2 Grating Solver

No final de 1997 apareceu um programa comercial²⁰ chamado GRATING SOLVER, que realiza cálculo de eficiência de difração para estruturas periódicas iluminadas por uma frente de onda plana. A iluminação pode ser de qualquer incidência com qualquer polarização (TE, TM, circular ou elíptica). As estruturas são aproximadas por múltiplas camadas retangulares, o que permite desde a análise de estruturas clássicas como: redes triangulares, senoidal, holográfica, lamelar; até as estruturas mais complexas, como: camadas de materiais, coatings, materiais intrrelaçados, sombras, etc. As camadas das estruturas podem ser dielétricas, metálicas, ou parcialmente condutoras. Esta característica é introduzida no programa através do índice de refração complexo da camada (parte real e imaginária). Estas propriedades do programa nos permite o cálculo de estruturas com perfis arbitrários, permitindo assim reproduzir os resultados obtidos experimentalmente pois anteriormente apenas era possível realizar o cálculo de estruturas com perfis formados por um simples retângulo.

Primeiramente utilizamos a versão demonstrativa existente disponível na rede até a aquisição do programa no final de 1998 com recursos da FAPESP através de um projeto de auxílio individual à pesquisa.



a) Foto de Microscopia eletrônica do perfil da estrutura gravada em fotorresina
b) Perfil inserido no programa para o cálculo da eficiência de difração.

Para testar o funcionamento do programa Grating Solver, foi comparada eficiência de difração de uma estrutura realizada no laboratório com o valor calculado pelo programa a partir do perfil de uma amostra, medido via microscopia eletrônica da seção transversal da amostra. O perfil gravado sobre fotorresina da amostra selecionada está mostrado na figura 2.1 a). Para realizar os cálculos através deste programa a estrutura foi dividida em 16 camadas retangulares de

espessuras variáveis, para se encaixar na estrutura obtida em fotorresina. Este perfil está mostrado na figura 2.1 b), onde estão esquematizadas duas das unidades básicas de um período.

Para o cálculo da eficiência de difração foram utilizadas as dimensões das estruturas medidas na foto de Microscopia Eletrônica. A altura total da estrutura é de 820nm, o período espacial é de 790nm e o índice de refração da fotorresina foi considerado constante e igual a 1,64. Para a caracterização óptica da amostra foi utilizado um espectrofotômetro Lambda-9 da Perkin-Elmer, com o qual foi medida a eficiência da ordem zero por transmissão desta estrutura (transmitância), em função do comprimento de onda (400-2000nm). A luz incide normalmente na amostra e foi feita a medida para as duas polarizações ortogonais: TE (campo elétrico paralelo com as linhas da rede) e TM (campo elétrico perpendicular as linhas da rede). O resultado experimental, juntamente com o valor calculado pelo software está mostrado nas figuras 2.2 a) e b), para as duas polarizações.

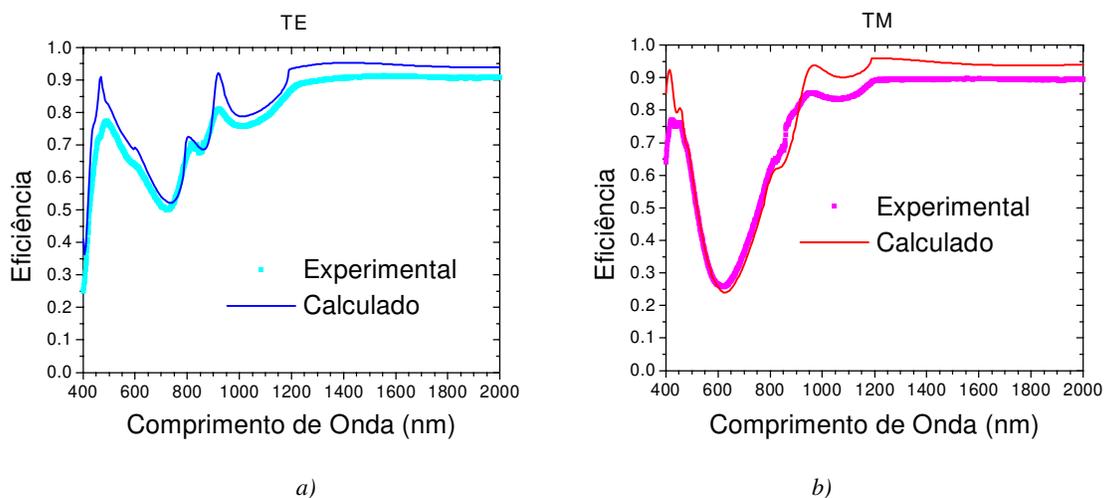


Figura 2.2 – Valores Experimentais e teóricos para a eficiência da ordem zero de transmissão da estrutura acima em função do comprimento de onda. A estrutura possui altura total de 820nm e período espacial de 790nm. O cálculo e as medidas foram feitas para as duas polarizações ortogonais a)TE b)TM

Observando as figuras acima, nota-se uma boa concordância entre os valores teóricos e experimentais. As diferenças observadas podem ser geradas por diversos motivos tais como: espalhamento de luz devido a defeitos e não uniformidade na estrutura (na região medida), o índice de refração da fotorresina não ser constante no intervalo medido, erros na aproximação do perfil, foi suposto no cálculo teórico incidência normal enquanto que no monocromador a fenda é focalizada sobre a amostra (portanto ligeiramente convergente), etc. Porém o resultado mais importante é que as medidas e os valores teóricos possuem comportamentos similares, tais como mesma forma e posições dos picos.

A forma de utilização destes programas para o projeto de componentes ópticos difrativos assim como a descrição dos projetos realizados será feita nos capítulos 4, 5, 6 e 7 que tratam especificamente de cada componente.

Capítulo 3

Processos de Gravação de Microestruturas em Relevo

Para a confecção das microestruturas projetadas é necessário se desenvolver um processo específico para cada componente. O processo geral que utilizamos para a confecção destes componentes consiste na deposição de uma camada de fotorresina sobre um substrato e sua exposição num padrão de interferência de luz. Após a revelação a estrutura em relevo gravada na fotorresina pode ser utilizada diretamente ou pode ser utilizada como máscara para transferência do padrão para diferentes substrato.

Para a transferência deste padrão para outros materiais um parâmetro importante é a seletividade do ataque entre a máscara e o substrato, que mede a razão entre as taxas de corrosão do material e da máscara utilizada. Se a seletividade for baixa haverá a necessidade de utilização de máscaras intermediárias. O processo de gravação pode envolver várias etapas como a deposição das fotorresinas por centrifugação, evaporação térmica de filmes de alumínio para metalização das redes ou para uso como máscara intermediária, e deposição de filmes dielétricos. No nosso caso foram utilizados como dielétrico filmes de carbono amorfo hidrogenado (a-C:H) devido à facilidade de deposição e corrosão no mesmo sistema de plasma.

Apesar da litografia envolver diversas etapas, a parte mais crítica é a gravação holográficas sobre a fotorresina. Para se garantir a repetibilidade na gravação o padrão de interferência deve ser estável. Como as exposições utilizadas na nossa montagem são longas é utilizado um sistema eletrônico para realizar a estabilização deste padrão. A obtenção de boas

máscaras holográficas em fotorresina foi a etapa que ocupou mais tempo e trabalho durante o desenvolvimento deste projeto de mestrado.

3.1 Gravação Holográfica em Fotorresinas

O processo de gravação holográfica consiste basicamente em expor um filme de fotorresina a um padrão luminoso obtido pela interferência de dois feixes de luz coerente (holográfico). Após a exposição, a fotorresina é revelada convertendo o padrão luminoso num padrão em relevô. A figura 3.1 mostra um esquema das principais etapas deste processo.

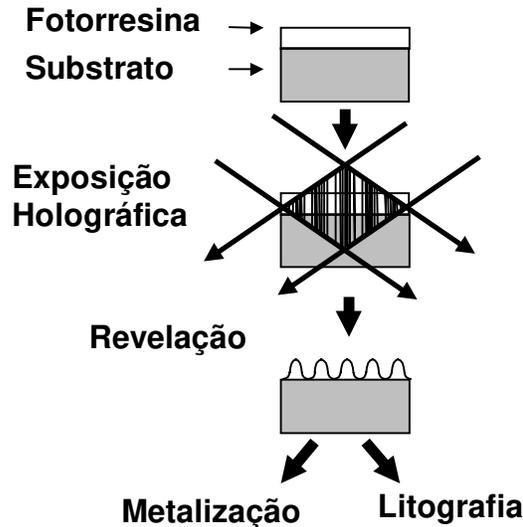


Figura 3.1 - Esquema do processo de gravação holográfica em fotorresina.

3.1.1 Efeito do ruído das máscaras na litografia

A gravação da máscara holográfica é fundamental para todo o processo de litografia, pois qualquer defeito apresentado na máscara em fotorresina é transferido para as etapas seguintes. Quando são utilizados ataques ao substrato com alta seletividade, como ocorre em algumas corrosões por plasma reativo, pequenas irregularidades na máscara holográfica, tais como pequenos resíduos de fotorresina nos canais abertos sobre o substrato, podem ser fortemente amplificadas na estrutura litografada no substrato gerando sérios defeitos. Exemplos destes defeitos estão mostrados na figura 3.2.

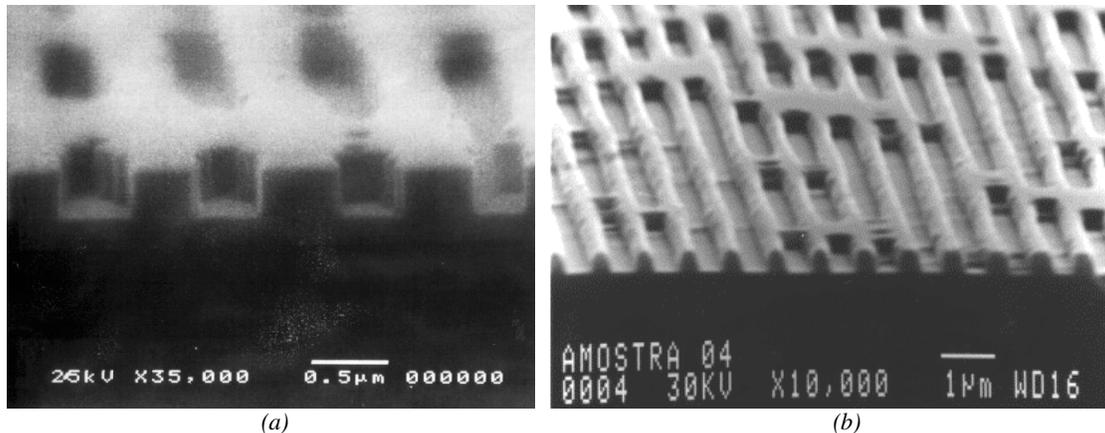


Figura 3.2 – Exemplos de defeitos na litografia de diferentes materiais utilizando plasma reativo
a)filme de a-C:H b)substrato de InP.

A qualidade da máscara holográfica depende de vários parâmetros tais como homogeneidade do filme de fotorresina, limpeza da superfície do substrato, distribuição da intensidade das manchas luminosas, planicidade das frentes de onda interferentes, etc. A planicidade das frentes de onda determina as distorções das linhas da grade holográfica. Estas distorções, assim como a não homogeneidade da intensidade das manchas luminosas se comportam como ruídos de baixas frequências espaciais não afetando significativamente as propriedades difrativas dos componentes. Todavia, defeitos de dimensões da ordem do período da rede são mais críticos, pois seus espectros angulares de espalhamento convoluem com o espectro de difração da grade¹¹.

Um exemplo de uma fonte de ruído de alta frequência espacial é o “Speckle”²¹. O Speckle é uma granulação na intensidade luminosa gerado pelo espalhamento da luz do laser em superfícies rugosas. Mesmo utilizando-se componentes ópticos de alta qualidade, pequenas imperfeições na superfícies (ranhuras e pontos) podem causar problemas na gravação holográfica. Estes problemas são acentuados quando o substrato é refletor e para grandes áreas de superfícies iluminadas, pois o tamanho médio dos grãos de “speckle” é inversamente proporcional às aberturas²¹. Um estudo mais detalhado sobre a influência do “Speckle” sobre o padrão holográfico foi apresentado no *Symposium on Laser and their Application*²².

Variações na espessura original do filme fotossensível ou produzidas após a revelação por variações na intensidade do padrão de luz produzem variações na largura de linha das estruturas gravadas em relevo. A figura 3.3 ilustra esquematicamente este fato, que se torna mais evidente quando a revelação é suficiente para se atingir os substrato. Neste caso o ruído na largura dos canais abertos no substrato depende também da derivada do perfil, como pode ser observado nas seções A e B mostradas na figura 3.3. Após a transferência desta máscara para o substrato, através de processos de alta seletividade, este ruído é o principal problema para a confecção de componentes porque a largura de linha das estruturas litografadas afeta significativamente as propriedades de difração.

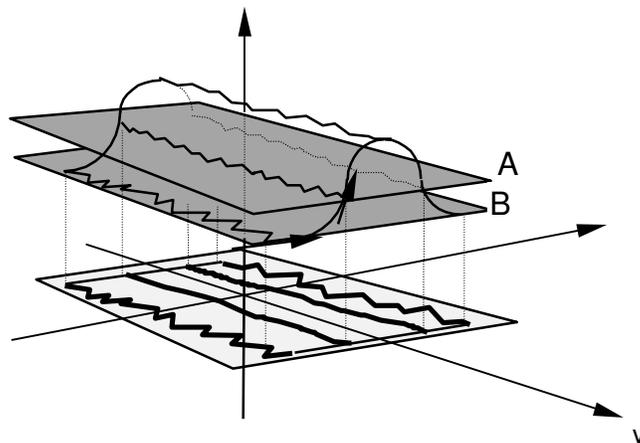


Figura 3.3 - Ilustração do ruído transferido da máscara para o substrato, em pontos de derivada maior (A) e menor (B).

Seja $z(x)$ a função que representa o perfil da máscara em fotorresina (figura 3.3). Supondo que variação na espessura da fotorresina (representada por Δz) seja pequena em comparação com z , a variação que ela produz na largura de linha (Δx) pode ser descrita aproximadamente por:

$$\Delta x \cong \frac{1}{\frac{\partial z}{\partial x}} \Delta z \quad (3.1)$$

onde Δx é a variação ou ruído na largura das linhas ou canais; Δz é a variação ou ruído na espessura da fotorresina ou na altura da máscara de fotorresina e $\partial z/\partial x$ é a derivada da função $z(x)$, que representa o perfil (forma) da estrutura

Assim, para um dado ruído Δz , seu efeito na largura do canal aberto no substrato será menor quanto maior for a derivada da forma do perfil ($\partial z/\partial x$) e vice-versa. A figura 3.3 ilustra o efeito de um mesmo ruído Δz produzido em duas seções diferentes A e B da rede gravada na fotorresina, a primeira (A) correspondendo a uma região de derivada maior do perfil enquanto que a segunda (B) de derivada menor.

Supondo que a máscara gravada em fotorresina siga o mesmo perfil senoidal do padrão holográfico (o que pode ser obtido através do uso de condições lineares de revelação), o menor ruído ocorrerá quando a revelação for interrompida na região onde o perfil apresenta a maior derivada ($\partial z/\partial x$). Isto ocorre quando a largura dos canais abertos é igual à metade do período da estrutura. Por outro lado, quanto maior a espessura inicial do filme de fotorresina, maior será a sua derivada, o que nos levaria a pensar que o ruído deve diminuir com utilização de máscaras mais profundas. Entretanto, as variações na espessura inicial de fotorresina, assim como as variações na altura da rede gravada devem aumentar também com a espessura da rede. Desta forma, se esta relação for linear, quando aumentamos a espessura da rede, aumenta-se também Δz na mesma proporção em que se aumenta a derivada do perfil, ficando o ruído Δx invariante.

3.1.2 Influência do processo de revelação

O padrão holográfico, gerado pela interferência de duas ondas coerentes apresenta uma variação senoidal da intensidade luminosa ao longo das franjas de interferência. Após a exposição dos filmes de fotorresina a este padrão, o perfil gravado em relevo depende, entretanto, das condições do processo de revelação. Se a fotorresina tiver uma resposta linear ao processo de revelação (taxa de revelação em função da energia de exposição), um perfil em relevo senoidal será gravado na fotorresina. Para a gravação de hologramas de objetos, da mesma forma que em fotografia, quando se deseja gravar diversos padrões ou tonalidades, uma resposta linear no processo de revelação é mais apropriada. Para gravação de máscaras para litografia entretanto, o ideal é que a fotorresina tenha uma resposta binária (altamente não linear) para a gravação de perfis com alta derivada, semelhante aos obtidos no processo de gravação de máscaras convencionais.

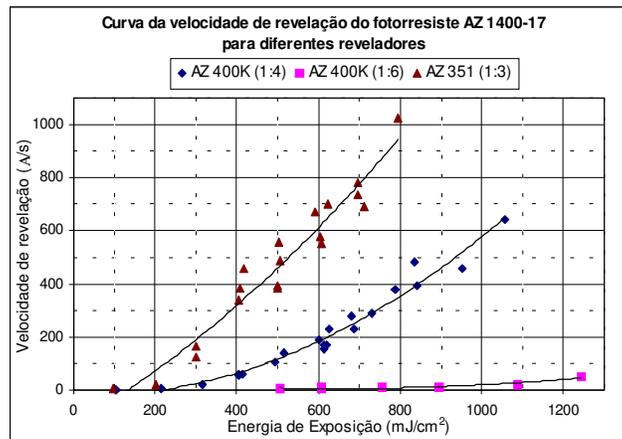


Figura 3.4 – Curva de Resposta da fotorresina AZ 1400-17 utilizando-se diferentes reveladores

Para controlar o perfil gravado na fotorresina é necessário conhecer a resposta da fotorresina para cada revelador utilizado. Esta resposta é caracterizada pela curva da velocidade de revelação da fotorresina num determinado revelador em função da energia de exposição. Esta curva nos traz a informação sobre a linearidade do revelador e depende não somente do revelador e da fotorresina utilizada, como também da concentração do revelador utilizada. A figura 3.4 mostra as curvas de resposta para a fotorresina AZ 1400-17 para reveladores diferentes utilizados

em nosso laboratório. Estas curvas foram levantada pelo estudante Elso Luiz Rigon no seu trabalho de iniciação científica.

Através destas curvas, conhecendo-se a energia de exposição podemos encontrar a velocidade de revelação e controlar assim, através do tempo de revelação, a profundidade ou altura da estrutura gravada. Além disso, é possível utilizar esta curva para simular o perfil resultante para determinadas condições de exposição e revelação da fotorresina²³.

Utilizando os dois reveladores que temos caracterizado (AZ351 1:3 e AZ400K 1:4), para uma mesma fotorresina e energia de exposição, obtivemos os perfis simulados mostrados na figura 3.5. Estes resultados mostram claramente o efeito da não linearidade do revelador AZ 400K (1:4), pois o perfil gravado com este revelador é bem diferente do padrão senoidal de luz utilizado para sensibilizar a fotorresina, o que não acontece com o revelador AZ 351 (1:3) que mantém o perfil aproximadamente senoidal.

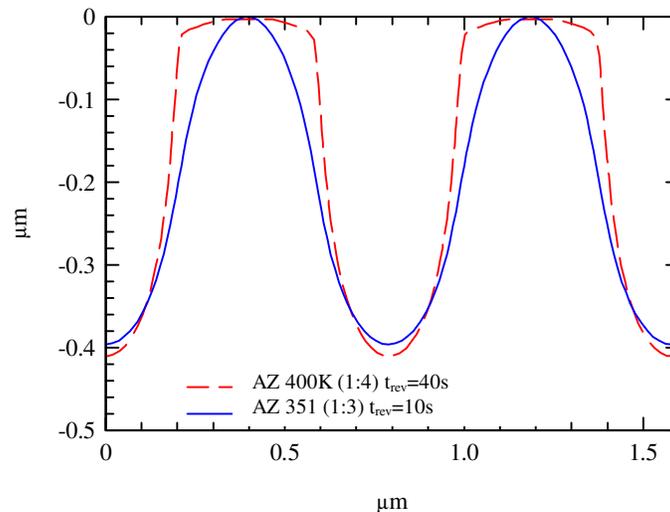


Figura 3.5 - Simulação do perfil gravado na fotorresina para os dois reveladores caracterizados, mantendo-se constante a energia de exposição (640 mJ/cm^2), de fundo e a refletividade do substrato. Variando-se o tempo de revelação para que a profundidade resultante seja a mesma.

A figura 3.6 mostra exemplos de máscaras gravadas em fotorresina AZ 1400-17 sobre substratos de InP, utilizando-se processos de revelação linear e não linear respectivamente. A figura 3.7 mostra as mesmas máscaras vistas em perspectiva, onde pode se observar que o perfil senoidal apresenta maior irregularidade na abertura dos canais que o perfil lamelar. Este mesmo resultado foi confirmado em diversas outras amostras após a litografia, embora não tenhamos realizado ainda um experimento específico para demonstrar este efeito diretamente nas máscaras.

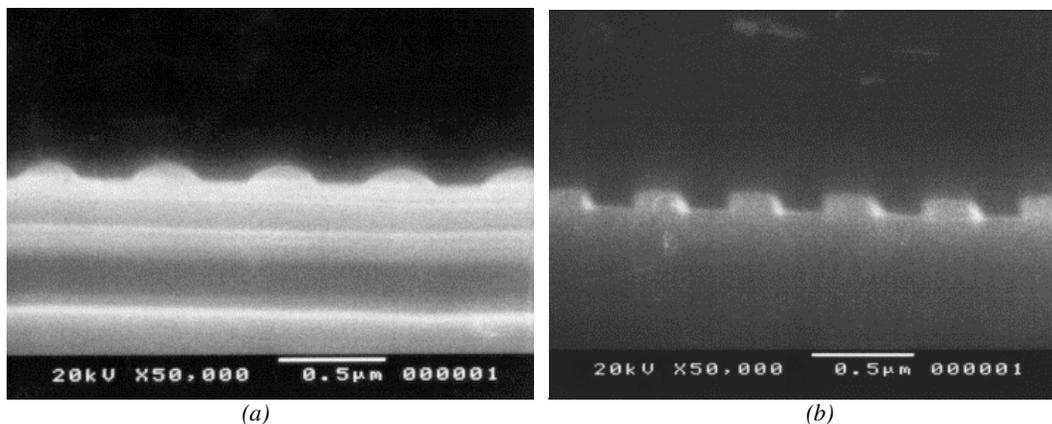


Figura 3.6 – Foto de microscopia eletrônica da seção transversal de duas amostras gravadas em fotorresina AZ1400-17 reveladas utilizando-se processos: (a) linear e (b) não linear.

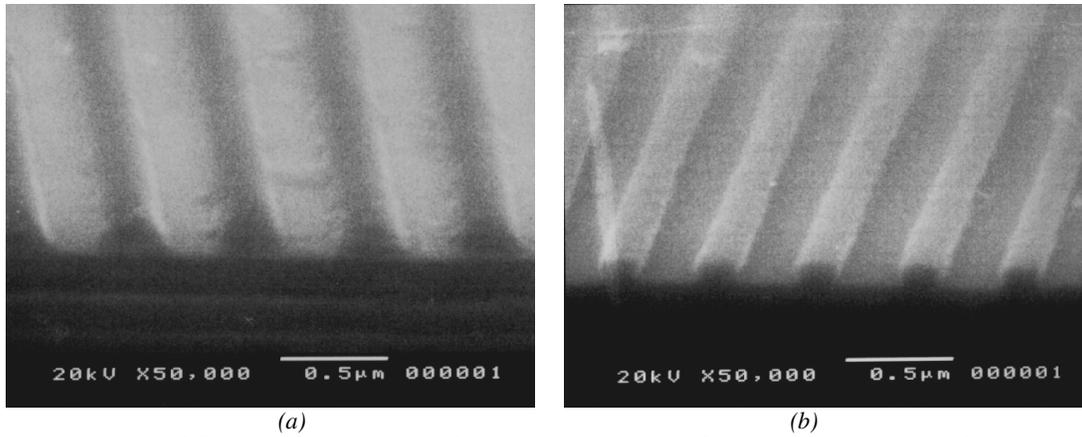


Figura 3.7 – Foto de microscopia eletrônico em perspectiva das mesma amostras gravadas em fotorresina AZ1400-17 reveladas utilizando-se processos: (a) linear e (b) não linear

Além de apresentar menor ruído na largura de linhas Δx , os perfis lamelares são menos críticos com relação ao tempo de revelação, assim como ocorre nos processos de litografia de máscaras convencionais.

3.1.3 Influência das perturbações de fase

Um outro grande problema das exposições holográficas é a baixa repetibilidade devido às perturbações de fase entre as ondas interferentes durante as exposições que podem ser geradas por mudanças no índice de refração do ar entre os braços do interferômetro, ou por vibrações mecânicas nos componentes da montagem holográfica. Estas perturbações reduzem o contraste das franjas de interferência e adicionam um fundo de luz ao padrão de franjas, reduzindo conseqüentemente a altura das estruturas gravadas holograficamente. Para se atingir uma profundidade maior é necessário então aumentar o tempo de revelação. Este efeito, associado à isotropia da revelação úmida, produzem um estreitamento nos picos da estrutura gravada, que pode levar à destruição da estrutura.

Este estreitamento dos picos é maior para condições lineares de revelação (alta sensibilidade). Mesmo utilizando condições de revelação não lineares (alto contraste), na presença destas perturbações, não é possível se gravar estruturas com perfis retangulares, devido ao estreitamento dos picos. A figura 3.8 mostra uma foto de microscopia eletrônica de duas redes gravadas em fotorresina AZ 1400-17 utilizando o revelador AZ400K 1:4 (condições não lineares), na presença (a) e na ausência de perturbações de fase (b).

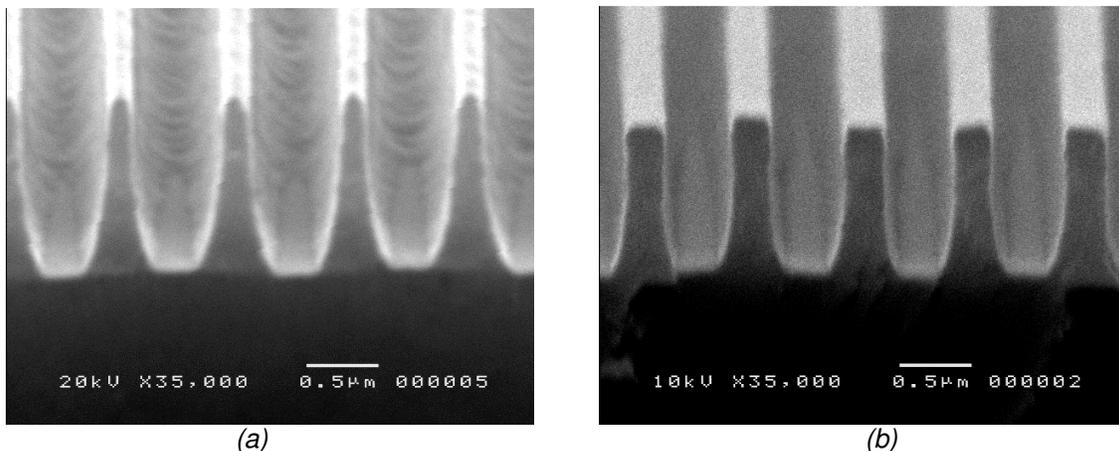


Figura 3.8 – Redes em fotorresina gravada holograficamente em AZ 1400-17 com a mesma energia de exposição ($600\text{mJ}/\text{cm}^2$) reveladas em AZ400K 1:4 (condições não lineares) (a) com perturbações de fase (b) sem perturbações de fase.

Este comportamento pode ser previsto também através da simulação mostrada na figura 3.9, onde a perturbação de fase é injetada na simulação como uma luz de fundo com energia igual a metade da energia de exposição. Para redes com mesma energia de exposição e tempos de revelação, a profundidade obtida para a rede com perturbações de fase é bem menor. Se o tempo de revelação for aumentado para se atingir maiores profundidades, os picos das estruturas serão fortemente afinados, podendo levar ao colapso da estrutura.

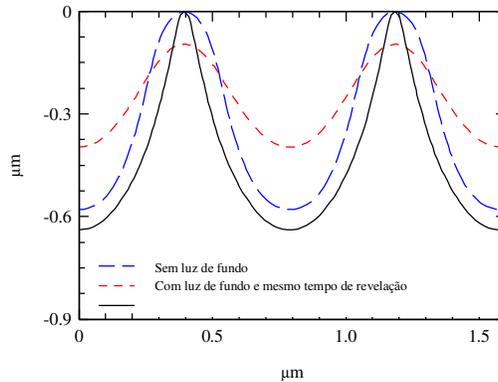


Figura 3.9 - Comparação dos perfis simulados sem e com energia de fundo (perturbação de fase). A energia de fundo corresponde a 50% da energia de exposição

Mesmo para a gravação de máscaras de pequena profundidade, se as franjas do interferômetro não estiverem estáveis, é impossível se obter perfis lamelares. Desta forma, o controle das perturbações de fase durante as exposições holográficas é essencial para a gravação de estruturas lamelares.

A montagem holográfica utilizada no Laboratório de Óptica para gravação destas estruturas periódicas consiste num interferômetro associado a um sistema eletrônico que detecta e corrige em tempo real as perturbações de fase de baixa frequência. Este sistema, esquematizado na figura 3.10, foi desenvolvido anteriormente no laboratório²⁴ e tem sido utilizado em diversas montagens com diferentes aplicações²⁵.

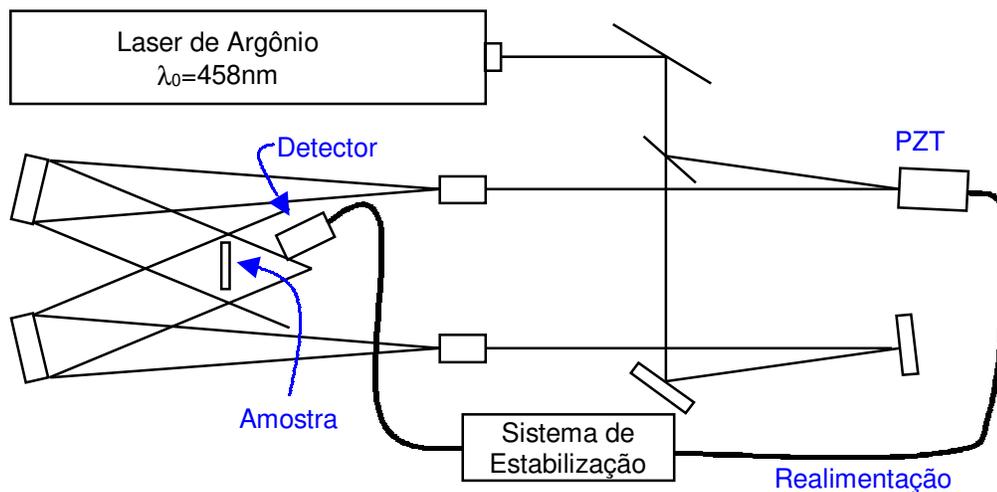


Figura 3.10 – Esquema da montagem holográfica estabilizada. Os principais elementos responsáveis pela estabilização estão indicados.

O sistema é baseado na mistura entre a onda transmitida e a onda difratada na rede que está se formando e utiliza técnicas de detecção síncrona. O sinal de referência é introduzido no sistema através de um espelho colocado sobre cristais piezoelétricos (PZT) num dos braços do interferômetro. Este sinal produz um pequeno deslocamento lateral do padrão de interferência de mesma frequência (f_{osc}). Este deslocamento microscópico, amplificado pela mistura de ondas

(padrão Moiré), é convertido numa variação de intensidade luminosa sobre um detector fixo posicionado na direção de um dos feixes transmitidos pela rede.

O sinal detectado contém harmônicos do sinal de referência. O segundo harmônico ($V_{2\Omega}$) (medido através de um amplificador Lock-in) é proporcional às perturbações de fase do padrão de interferência. Após amplificação, este sinal é somado à tensão DC dos cristais piezoelétricos, corrigindo assim as perturbações de fase no caminho óptico e mantendo o padrão de franjas fixo numa dada posição espacial. Por outro lado, o primeiro harmônico (V_{Ω}) do sinal está relacionado com a eficiência de difração da rede que está se formando e pode ser utilizado para monitorar a evolução da rede e o bom funcionamento do sistema de estabilização. Assim este sinal é observado em tempo real na tela de um computador e pode ser armazenado em arquivos para estudos posteriores.

Se o padrão de interferência se mantém fixo durante a exposição, o sinal do primeiro harmônico, deve ter evolução segundo uma função exponencial do tipo²⁶:

$$V_{\Omega} = A(1 - e^{-B(t-C)}) \quad (3.2)$$

onde V_{Ω} é o sinal do primeiro harmônico t é o tempo de exposição e A , B e C são constantes relacionadas com diversos parâmetros do sistema e com o mecanismo de formação da rede.

O acompanhamento da evolução do sinal V_{Ω} pode então ser utilizado para caracterizar as perturbações de fase durante as exposições. A figura 3.11 mostra exemplos da evolução deste sinal durante a exposição de filmes de fotorresina AZ 1400-17 com a mesma espessura, mesmo período, energia, mesmas condições do sistema de estabilização, mas gravadas em dias diferentes (amostra A e B). A curva contínua (vermelha) corresponde ao melhor ajuste teórico à equação (3.2).

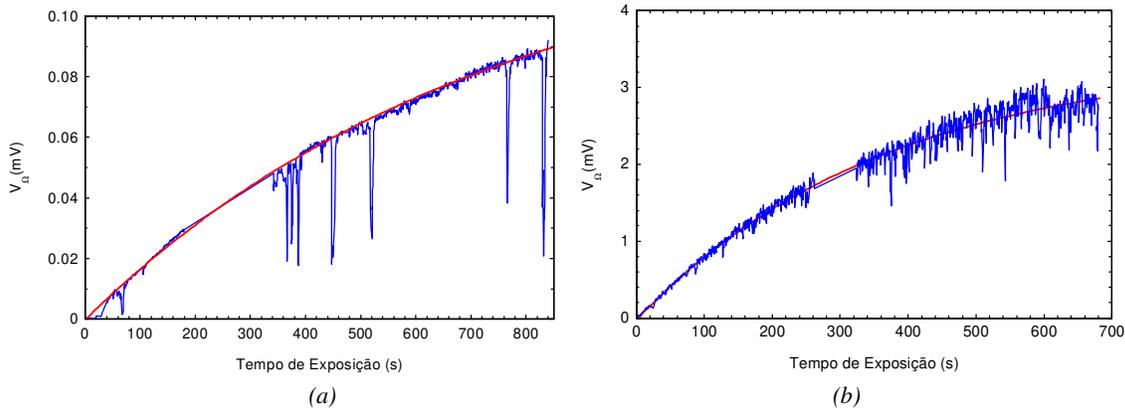


Figura 3.11 - Evolução de duas amostras realizadas em dias diferentes, como os mesmos parâmetros do sistema de estabilização, $f_{osc} = 2,0kHz$, constante de tempo = 300ms. a) amostra A b) amostra B

Comparando-se a evolução do sinal do primeiro harmônico (V_{Ω}) das duas amostras observa-se que a evolução da amostra A apresenta apenas variações bruscas e rápidas ao longo da sua evolução, que o sistema leva algumas constantes de tempo para se reestabilizar. A amostra B apresenta outro tipo de perturbação que é maior em torno do valor médio teórico (linha contínua). Os intervalos onde há ausência de sinal, correspondem a falhas no sistema de aquisição de dados.

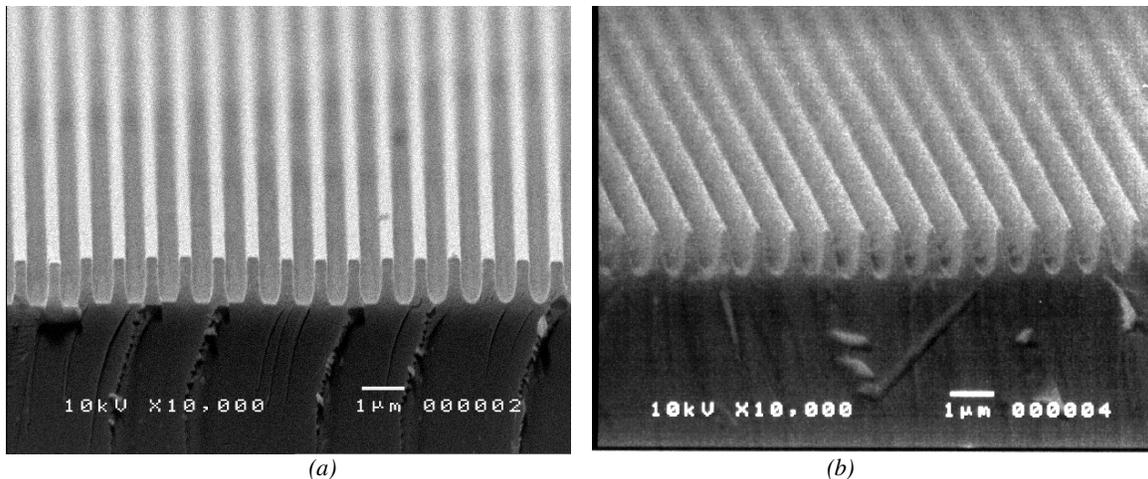


Figura 3.12 - Perfis de duas estruturas gravadas com os mesmos parâmetros do sistema de estabilização, $f_{osc} = 2,0\text{kHz}$, constante de tempo = 300ms. As duas amostras são filmes de fotorresina expostos ao padrão holográfico com uma energia de 600mJ/cm^2 , e reveladas em AZ400K 1:4 a) durante 40s b) durante 55s

O perfil das redes correspondentes a cada exposição, após a revelação em AZ400K, está mostrado na figura 3.12, onde (a) corresponde à amostra A e (b) à amostra B. Estes perfis deveriam ser similares, porém como pode ser observado a amostra B possui um perfil com o topo das estruturas mais afinado além de apresentar uma forte rugosidade. Estas são características de exposições na presença de perturbações de fase. Analisando-se as respectivas curvas de evolução das exposições podemos concluir que o tipo de perturbações apresentadas na evolução da curva (b) representa uma maior redução no contraste das franjas.

Embora as redes tenham sido gravadas em condições muito similares, os resultados obtidos assim como as curvas de evolução foram bastante diferentes. O que nos levou a investigar o comportamento do sistema de estabilização. Para isto foi feito o estudo da resposta em frequência do sistema. Como o atuador do sistema de estabilização (espelho suportado por cristais piezoelétricos) que converte um sinal elétrico em mecânico, espera-se que ele seja o principal responsável pela resposta em frequência do sistema.

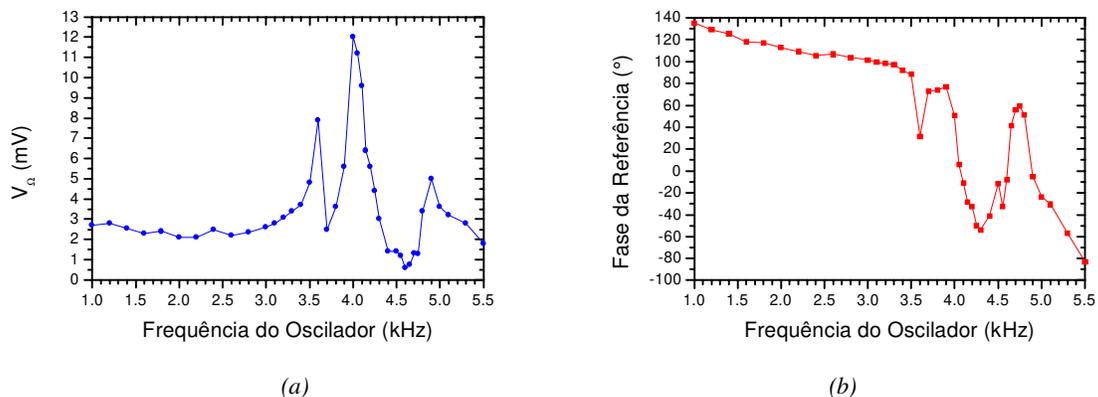


Figura 3.13 - Respostas do sistema de estabilização eletrônica a) Sinal medido pelo primeiro harmônico (V_a) em função da frequência do oscilador (f_{osc}) b) Fase entre o sinal e a referência do amplificador Lock-in em função da frequência do oscilador (f_{osc})

Para levantar esta curva foi preparada uma rede em fotorresina que foi reposicionada exatamente no mesmo ponto em que foi gravada, gerando assim um padrão de Moiré, formado pela mistura entre a onda transmitida e a onda difratada pela rede. Foi utilizada uma rede previamente gravada para manter fixa a referência do padrão de franjas e obtermos sinais de maior intensidade. Aplicando-se uma rampa de tensão sobre o PZT, as franjas do padrão de

interferência se deslocam em relação à rede fixa, produzindo o mesmo deslocamento de fase no padrão de Moiré no qual é posicionado o detector. O sinal de primeiro harmônico assim como sua fase em função da frequência de referência (f_{osc}) aparecem mostrados na figura 3.13.

Podemos observar nestas curvas que ocorrem ressonâncias para as frequências 3,5kHz, 4kHz e 5kHz. Isto pode ser observado tanto pelo rápido aumento do sinal do primeiro harmônico, como pela inversão de fase que ocorre no sinal. Próximo à ressonância, pequenas variações na frequência do oscilador, podem produzir grandes variações no sinal detectado, assim como, se este sinal for utilizado para estabilização, o sistema pode se tornar instável devido à alta amplificação da realimentação.

Voltando às amostras anteriores, gravadas utilizando-se como referência uma frequência de 2kHz, o sinal utilizado para estabilização (segundo harmônico) está sintonizado na frequência de 4kHz, o que coincide exatamente com a principal ressonância do sistema. Isto pode justificar as variações e instabilidades ocorridas de um dia para o outro entre as amostras.

3.1.4 Melhores estruturas obtidas

Baseado nos resultados descritos nas seções anteriores, foram gravadas algumas amostras com a frequência do oscilador fixada em 1,4kHz, pois desta forma os dois harmônicos estarão antes da primeira ressonância observada no sistema de estabilização. As amostras foram feitas com fotorresina AZ1518 e reveladas com AZ351 1:3 (condições lineares). Uma amostra foi selecionada para ilustrar o perfil e a evolução do primeiro harmônico, conforme mostra a figura 3.14. A amostra foi exposta ao padrão holográfico, com energia de 280mJ/cm^2 e revelado durante 120s. Note que a evolução do primeiro harmônico apresenta baixíssimo ruído e a estrutura gravada tem alta qualidade.

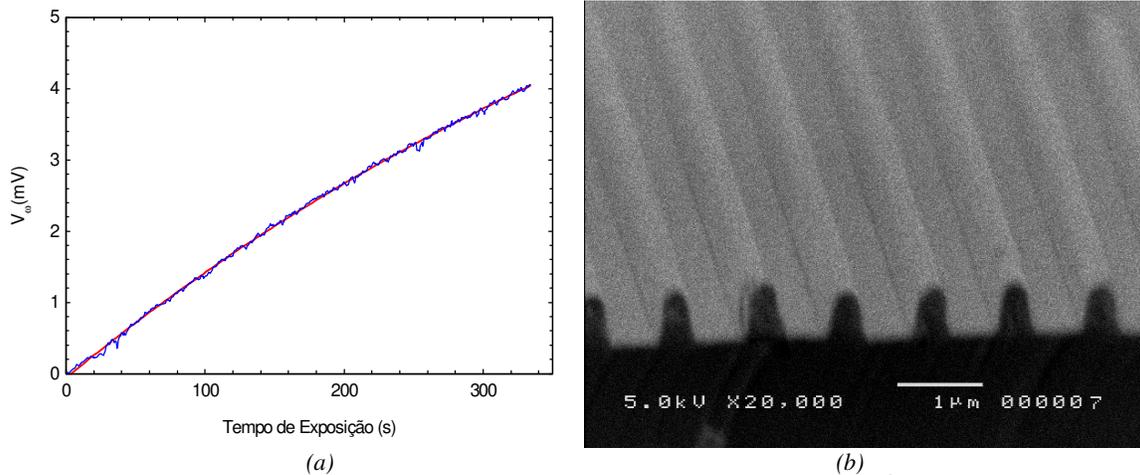


Figura 3.14 - Exemplo de uma amostra exposta ao padrão com energia de 280mJ/cm^2 , $f_{osc}=1,4\text{kHz}$, constante de tempo = 300ms e revelada em AZ351 1:3 durante 120s. a) Evolução do primeiro harmônico em função do tempo de exposição b) perfil resultante da estrutura gravada.

Diversas outras amostras, gravadas com as mesmas condições porém em dias diferentes, mostraram uma excelente repetibilidade, tanto na forma como nas dimensões das estruturas observadas através de microscopia eletrônica.

Um outro exemplo de rede gravada com condições de evolução similares e exposta ao padrão holográfico com energia de 600mJ/cm^2 porém gravada em fotorresina AZ1400-17 e revelada em AZ400K (1:4) por 45s, correspondendo a condições não lineares (de alto contraste) está mostrada na figura 3.15.

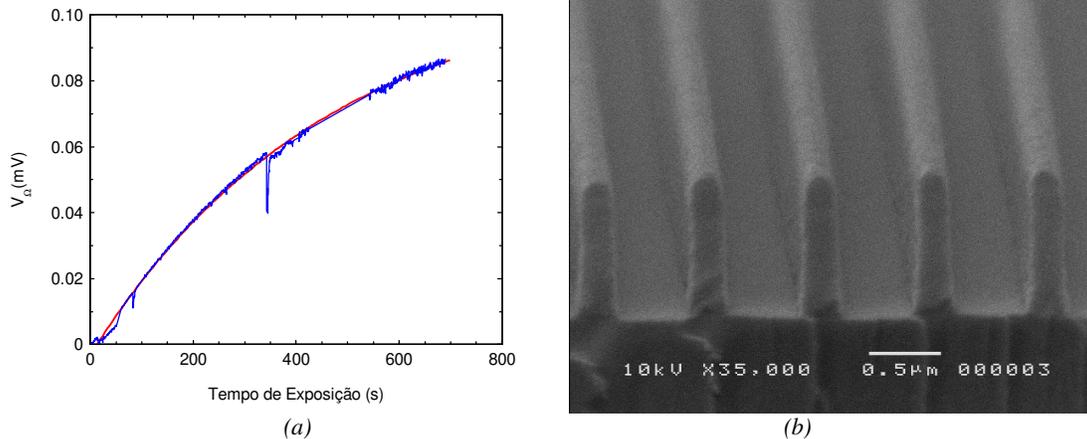


Figura 3.15 - Exemplo de uma máscara em fotorresina AZ1400-17 exposta ao padrão com energia de $600\text{mJ}/\text{cm}^2$ e revelada em AZ400K 1:4 durante 45s. (a) Evolução do primeiro harmônico em função do tempo de exposição (b) perfil resultante da estrutura gravada.

Como pode ser observado, nestas condições foi possível se obter uma excelente máscara para litografia, com razão de profundidade/periódico aproximadamente 1, com paredes laterais praticamente verticais e razão profundidade/largura maior que 3. Isto só foi possível devido ao uso de um processo de revelação não linear associado à estabilidade do padrão holográfico que compensa a isotropia da revelação úmida. Estrutura com paredes abruptas possibilitam também a utilização como máscara para deposição seletiva de filmes.

Um artigo descrevendo estes resultados foi submetido para publicação nos anais da conferência *Micromachine Technology for Diffractive and Holographic Optics*, parte do *Symposium on Micromachining and Microfabrication*, promovido pela SPIE²⁷.

3.2 Litografia através de Plasma Reativo

Um processo bastante utilizado para litografia em microeletrônica é a corrosão utilizando plasma reativo. Este tipo de ataque apresenta uma grande vantagem em relação ao ataque químico que é a anisotropia (direção preferencial do ataque). A anisotropia do ataque, aliada a alta seletividade permite a gravação em relevo de estruturas com alta razão de aspecto (profundidade sobre largura da estrutura). A seletividade do ataque via plasma reativo depende não apenas dos reagentes como também dos parâmetros do sistema de corrosão tais como da potência de rf, fluxo e pressão do gás, tipo de câmara, etc.

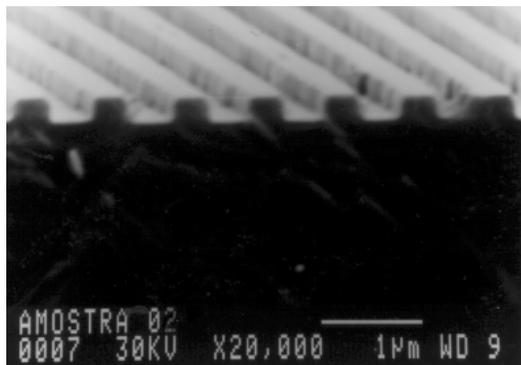


Figura 3.16 – Estrutura gravada em InP utilizando o processo de plasma reativo com uma mistura de 20% de CH_4 em H_2 , utilizando-se como máscara a fotorresina.

Um exemplo deste processo de gravação foi a corrosão de fosfeto de Índio (InP) utilizando-se máscara holográfica de fotorresina, realizada no CPqD Telebras. Para este ataque foi utilizado

uma mistura de 20% de CH₄ em H₂, utilizando uma potência de rf de 400W, fluxo total de gás de 50 cm³/min e pressão de 40mTorr. A estrutura resultante deste processo aparece na figura 3.16. A máscara de fotorresina é resistente ao ataque deste gás, permitindo a gravação de uma rede de boa qualidade.

Um outro material utilizado para a gravação de estruturas em relevo foram filmes de carbono amorfo hidrogenado (a-C:H). Este dielétrico pode ser depositado sobre diversos materiais tais como quartzo, silício, etc, formando filmes homogêneos de boa qualidade óptica. Este material é transparente na região do infravermelho e possui elevado índice de refração que pode ser variado entre 1,6 e 2,4²⁸ segundo as condições de deposição, sendo portanto interessantes para confecção de componentes difrativos que operem por transmissão no infravermelho. Estes filmes são depositados no Laboratório de Plasmas do Departamento de Microeletrônica da Faculdade de Engenharia Elétrica da UNICAMP, através de uma interação com o Prof. Edmundo Braga.

Como a fotorresina é removida pelo mesmo plasma de oxigênio que ataca os filmes de a-C:H, é necessário o uso de uma máscara intermediária. Assim, o padrão gravado na fotorresina é transferido primeiramente para um filme fino de alumínio (via ataque químico) que depois é utilizado como máscara para o ataque ao filme de carbono via plasma de oxigênio. Um esquema deste processo está mostrado na figura 3.17.

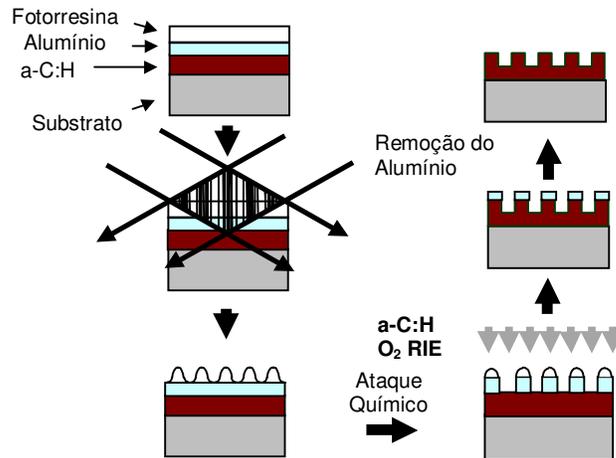


Figura 3.17 – Esquema do processo de microlitografia utilizando uma fina camada de alumínio.

Neste processo, uma camada de alumínio de aproximadamente 1000 Å é depositada por evaporação térmica sobre o filme a-C:H, previamente depositado sobre um substrato de quartzo laminado. Sobre o filme de alumínio é depositada, via centrifugação, uma camada de fotorresina muito fina (<1000Å) para evitar o efeito das ondas estacionárias devido a alta refletividade do filme de alumínio.

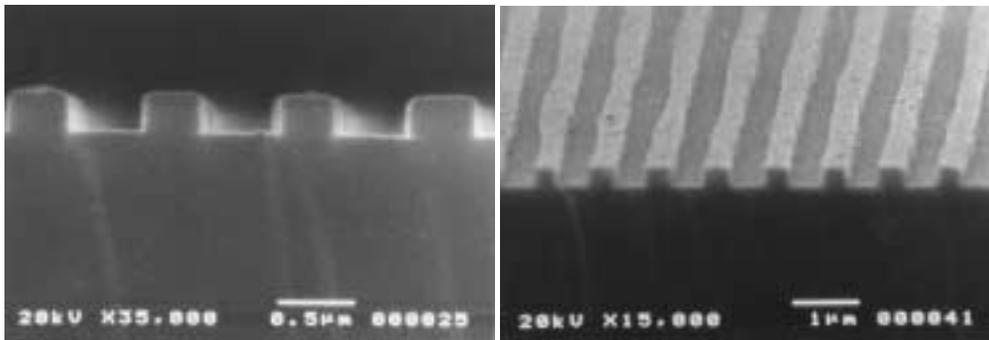


Figura 3.18 - Foto de microscopia eletrônica seção transversal de uma estrutura gravada em a-C:H de período espacial de 855nm e altura de 300nm. O perfil é lamelar devido a alta seletividade entre o filme de a-C:H, o substrato de quartzo e a máscara de alumínio.

A revelação da fotorresina deve ser suficiente para expor o filme de alumínio. Como a fotorresina é bastante resistente a ataque de ácidos, este padrão é transferido para o alumínio através de um ataque químico numa mistura de HNO_3 e H_3PO_4 (1:10). O padrão gravado no filme de alumínio é utilizado como máscara para o ataque via plasma reativo (RIE) de O_2 do a-C:H. Devido a alta seletividade na corrosão entre a-C:H/alumínio e a-C:H/quartzo, e à anisotropia do ataque por plasma reativo, o perfil gravado no filme de carbono é lamelar, conforme pode ser observado na figura 3.18.

A altura destas estruturas é facilmente controlada, pois corresponde a espessura inicial do filme de a-C:H e seu período pode ser precisamente controlado pelo ângulo de interferência entre os feixes interferentes na montagem holográfica. A figura 3.18 mostra duas fotografias de estruturas gravadas em a-C:H. Estes resultados foram tema de uma publicação na revista *Optics Letters*²⁹. Como pode ser observado pela figura 3.18 b), embora o perfil seja bem lamelar, a amostra apresenta variações nas larguras das linhas, que originou os estudos sobre a redução de ruídos nas máscaras holográficas, descritos na seção anterior. O ruído na largura de linha das estruturas interfere diretamente sobre o fator de preenchimento, que é um dos parâmetros mais importantes na fabricação de componentes ópticos holográficos.

3.3 Processo de Deposição Seletiva

Além da litografia de substratos ou filmes, utilizando-se máscaras de fotorresinas, um outro tipo de processo de gravação foi estudado, na tentativa de reduzir os ruídos nas largura das linhas das redes gravadas. Este processo, chamado de deposição seletiva, está ilustrado na figura 3.19 e consiste na deposição de um filme diretamente sobre a estrutura de alta razão de aspecto gravada em fotorresina.

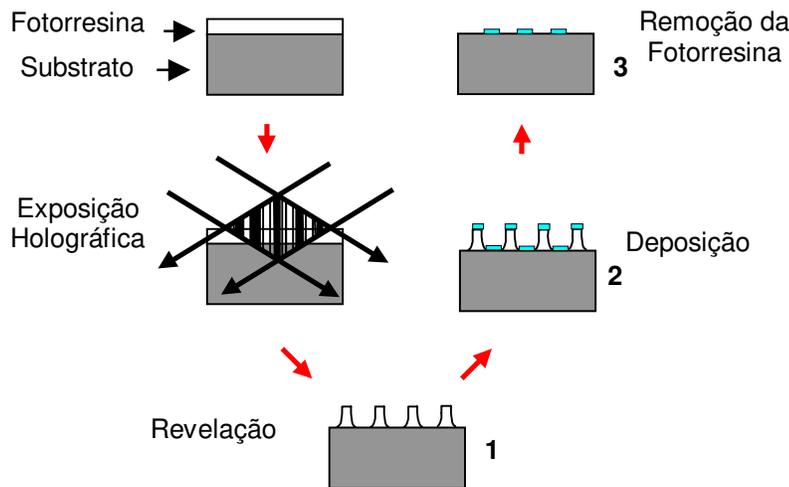


Figura 3.19 – Esquema do processo de gravação utilizando a técnica de Deposição Seletiva.

A primeira etapa é a deposição de uma camada de fotorresina via centrifugação onde a espessura da camada é controlada através da diluição da fotorresina e da rotação aplicada. A fotorresina neste caso deve ser espessa e é depositada diretamente sobre o substrato, sendo depois exposta ao padrão holográfico estabilizado, e revelada. Se utilizarmos um revelador não linear a parte superior da estrutura em relevo ficará quadrada, se o revelador for linear a parte superior da estrutura gravada acompanha a forma senoidal. Em ambos os casos, entretanto, a estrutura deve ser alta o suficiente (parede abrupta) para que não haja deposição nas paredes verticais da estrutura. A etapa de revelação é a mais crítica do processo de gravação das microestruturas, pois deve ser suficiente para atingir o substrato e não ser excessiva a ponto de danificar as estruturas. Outra possibilidade para completar a abertura dos canais é a utilização de um plasma reativo de O_2 sobre a estrutura, o que provoca uma decapagem que deve ser o menor possível para não alterar o perfil da estrutura.

O próximo passo neste processo é a deposição do material desejado tanto sobre a fotorresina, como sobre o canal aberto. Se as paredes da estrutura estiverem bem verticais, não ocorre deposição sobre elas, permitindo a remoção da fotorresina com a utilização de um banho de acetona. O material depositado sobre o topo da estrutura de fotorresina é desta forma removido. O resultado deste processo é uma rede de difração formada pelo material depositado sobre os canais do substrato.

Para testar este processo, foram realizadas três experiências com diferentes materiais: filme de a-C:H depositado por PECVD (*Plasma Enhanced Chemical Vapour Deposition*) sobre o substrato de quartzo, alumínio evaporado termicamente sobre vidro e filme de óxido de titânio (TiO_x) depositado também por PECVD.

3.3.1 Filme de a-C:H

Foram preparados filmes de fotorresina AZ 1518 com aproximadamente 600nm de espessura. Estas amostras foram expostas ao padrão holográfico estabilizado com uma energia de 280mJ/cm², período de 790nm e reveladas durante 90s, utilizando o revelador AZ351 (1:3). Para podermos acompanharmos os detalhes existente em cada uma das etapas, as amostras foram observadas através de microscopia eletrônica em diversas etapas do processo de fabricação, enumeradas na figura 3.19. O perfil resultante de uma destas estrutura está mostrado na figura 3.20 (etapa 1) .

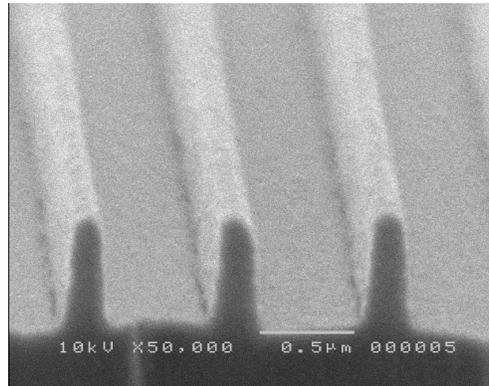


Figura 3.20 - Foto de microscopia eletrônica da estrutura gravada em fotorresina que servirá de máscara para a deposição seletiva de a-C:H. Corresponde a etapa 1 da figura 3.19.

Após esta etapa a estrutura é submetida a deposição de um filme de carbono amorfo com aproximadamente 100nm. O filme é depositado tanto sobre a estrutura de fotorresina como sobre a parte do substrato que está exposta, as paredes devem ser verticais para que não haja deposição nas paredes. A estrutura resultante após esta etapa está na figura 3.21 (etapa 2).

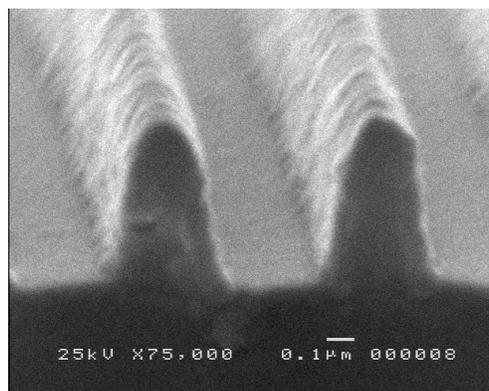


Figura 3.21 - Foto de microscopia eletrônica da estrutura em fotorresina após a deposição de a-C:H e sem a retirada da fotorresina. Corresponde a etapa 2 da figura 3.19.

A estrutura resultante é então submetida a um banho de acetona, que retira a fotorresina e consequentemente o material depositado sobre a fotorresina. O resultado final deste processo é a formação de uma rede de difração formada pelo material depositado sobre os canais que ficaram expostos. A estrutura final gravada sobre o filme de carbono amorfo está ilustrado figura 3.22 (etapa 3).

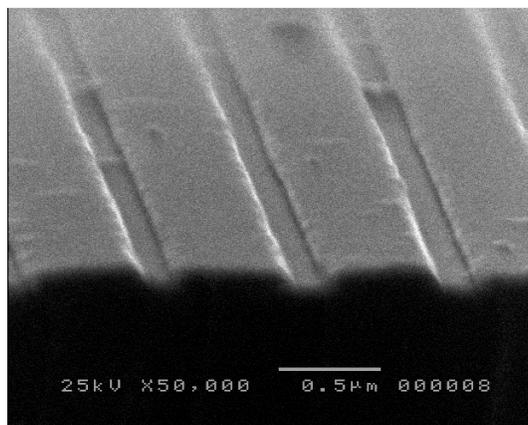


Figura 3.22 - Foto de microscopia eletrônica da estrutura em a-C:H resultante do processo de deposição seletiva. Corresponde a etapa 3 da figura 3.19.

Observe que neste caso, devido à boa qualidade da máscara de fotorresina utilizada, houve uma forte redução nas variações nas larguras de linhas e no ruído das estruturas gravadas em a-C:H em comparação com os resultados obtidos com litografia através de plasma reativo. Estes resultados mostram que, para o uso de processos de deposição seletiva é muito importante o uso de máscaras com alta razão de aspecto (perfis abruptos).

3.3.2 Camada de Alumínio

Foram preparados filmes de fotorresina AZ 1518 com aproximadamente 600nm de espessura. Estas amostras foram expostas a um padrão holográfico estabilizado com uma energia de 280mJ/cm² e reveladas durante 120s, utilizando o revelador AZ351 (1:3). Como o revelador é linear, a estrutura esperada deve ter um perfil senoidal, conforme observado na microscopia de uma destas redes mostrada na figura 3.23.

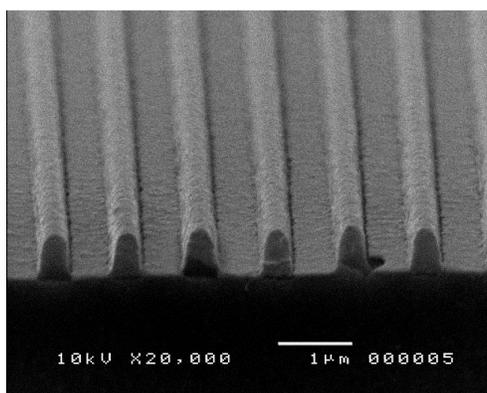


Figura 3.23 - Foto de microscopia eletrônica da estrutura gravada em fotorresina que servirá de máscara para a deposição seletiva de alumínio. Corresponde a etapa 1 da figura 3.19

Sobre esta amostra foi depositada uma camada de aproximadamente 600Å de alumínio. Após a remoção da fotorresina através de um banho de acetona, a estrutura resultante gravada em alumínio pode ser vista na figura 3.24.

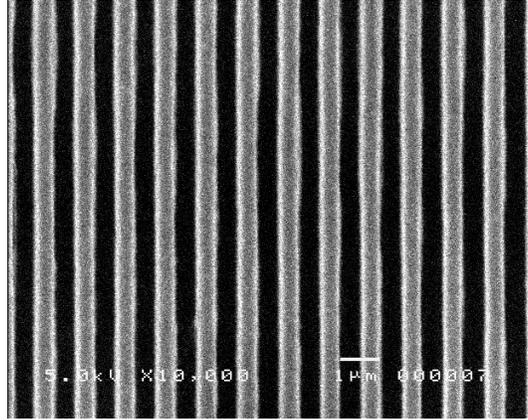


Figura 3.24 - Foto de microscopia eletrônica da amostra vista de cima, após a deposição do alumínio e retirada da fotorresina, as faixas claras correspondem ao filme de alumínio.

A máscara em alumínio apresenta pouco ruído nas larguras de linha o que indica que ela pode ser utilizado com sucesso como máscara para o ataque de filme de a-C:H, quando for necessário a obtenção de estruturas com maior razão de aspecto.

3.3.3 Óxido de Titânio

Sobre máscaras em fotorresina, semelhantes às utilizadas na seção 3.3.1, foram depositados filmes de óxido de Titânio (TiO_x) por PECVD com aproximadamente 200nm de espessura. O resultado destas duas etapas são mostrados na figura 3.25.

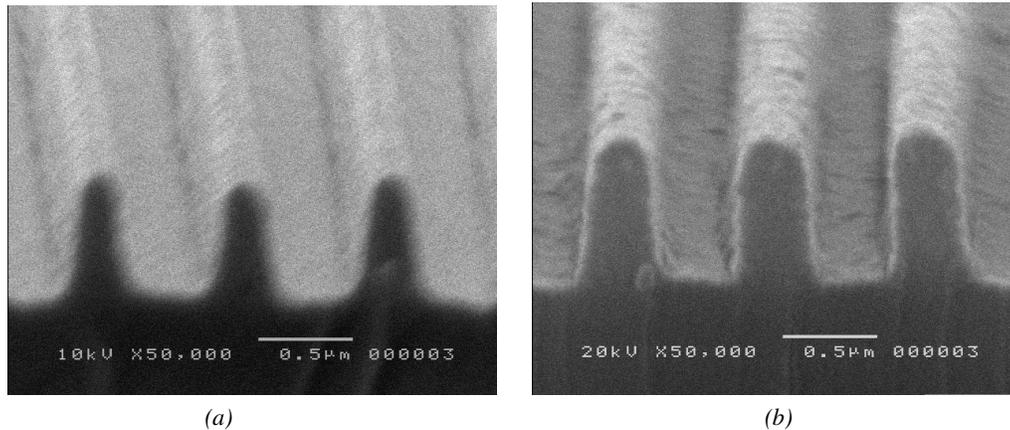


Figura 3.25 - Foto de microscopia eletrônica da estrutura gravada a) máscara de fotorresina (etapa 1 figura 3.19) b) Após deposição do filme de óxido de titânio e sem retirada da fotorresina (etapa 2 figura 3.19)

Neste experimento esperávamos obter estruturas lamelares em relevo, porém a fotorresina foi completamente removida deixando o filme de óxido de Titânio auto sustentado formando micro túneis. O processo é repetitivo e homogêneo numa grande área (aproximadamente uma polegada quadrada). Isto ocorre provavelmente devido a dureza e a resistência mecânica apresentada pelo filme de TiO_x . A figura 3.26 mostra o resultado de duas estruturas gravadas em dias diferentes através deste processo realizadas com espessuras de TiO_x diferentes, mostrando a repetibilidade do processo.

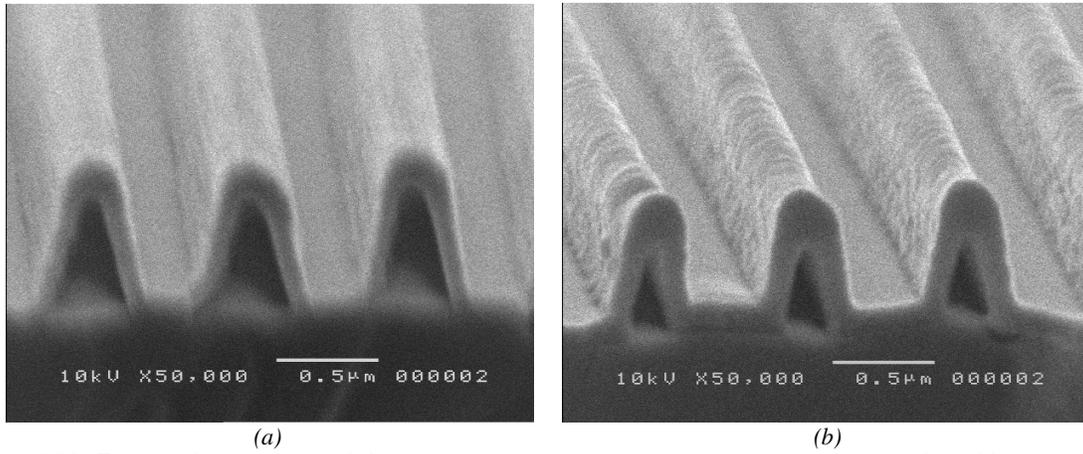


Figura 3.26—Foto de microscopia eletrônica da estrutura resultante do processo de deposição seletiva utilizando-se filme de óxido de titânio resultando em micro túneis. As amostras foram feitas com espessuras e dias diferentes

Capítulo 4

Lâmina de Onda

Lâminas de onda são componentes com aplicações gerais em óptica que utilizam o fenômeno da birrefringência. Quando a luz se propaga num meio anisotrópico ondas polarizadas em direções diferentes tem diferentes velocidade de propagação, portanto o índice de refração depende da direção da polarização, daí o termo birrefringência. Alguns cristais, como calcita e quartzo que apresentam este efeito são utilizados na fabricação de lâminas de alta qualidade através de processos de polimento bastante sofisticados.

Redes de difração em relevo gravadas em materiais dielétricos com período espacial muito menor que o comprimento da luz incidente apresentam uma anisotropia artificial³⁰, também conhecida como birrefringência de forma¹². Esta birrefringência pode ser controlada, variando-se parâmetros da rede, como forma do perfil, altura, período espacial, etc. Utilizando-se esta birrefringência artificial é possível produzir uma rede de difração que se comporte como uma lâmina de onda⁷.

Para que uma rede de difração se comporte como lâmina de quarto de onda as seguintes condições básicas devem ser satisfeitas:

- a rede deve ser transparente para se utilizar a transmissão com pequenas perdas;
- a rede não deve possuir nenhuma ordem de difração (apenas a ordem zero por reflexão e transmissão), assim não havendo perdas nas outras ordens de difração o dispositivo ganha em eficiência;

- a diferença de fase entre as polarizações ortogonais (TE e TM) para a luz transmitida (ordem zero) deve ser de 90° ($\pi/2$);
- As transmitâncias para ambas as polarizações devem ser elevadas e idealmente idênticas. Desta forma se a luz incidente for linearmente polarizadas e formando 45° com a direção das linhas da rede, a luz emergente será circularmente polarizada.

Entretanto, para se alcançar uma diferença de fase de 90° entre as duas componentes ortogonais de polarização, são necessárias redes muito profundas, ou gravadas em materiais com altos índices de refração. A construção de redes muito profundas com períodos muito pequenos é entretanto um problema tecnológico bastante difícil. As profundidades necessárias são ainda maiores quanto maior for o comprimento de onda utilizado.

Para a realização deste projeto foram consideradas redes de difração litografadas em filmes de carbono amorfo (a-C:H) depositados sobre quartzo devido ao alto índice de refração deste material assim como sua facilidade de deposição e litografia. Escolhemos para isto o comprimento de onda de 832nm (laser de GaAs), para o qual o material tem boa transmitância e as profundidades necessárias são menores. Um esquema deste componente está mostrado na figura 4.1.

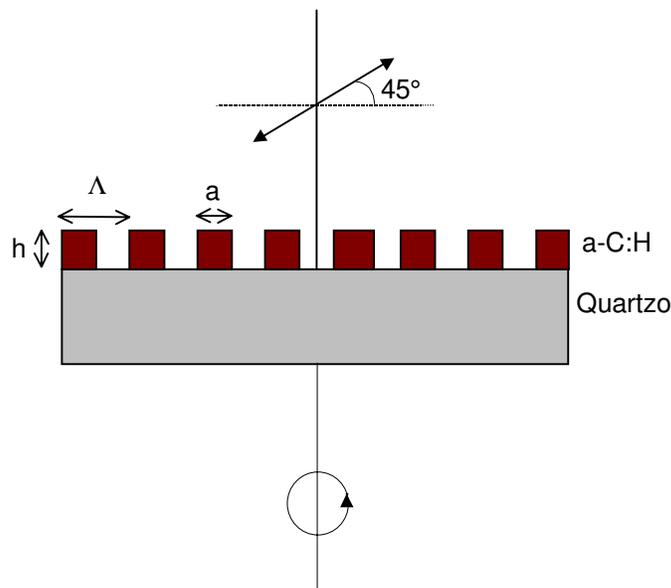


Figura 4.1 – Estrutura proposta para funcionar como uma lâmina de quarto de onda, constituída de uma rede de difração em relevo gravada em filme de carbono amorfo (a-C:H).

4.1 Projeto

O projeto da lâmina de onda foi o primeiro projeto realizado no laboratório e feito utilizando-se o programa **Standard**. Para que a estrutura não apresente nenhuma ordem de difração (apenas reflexão e transmissão) é necessário que o período seja menor que o comprimento de onda da luz no meio:

$$\Lambda < \frac{\lambda_0}{n} \quad (4.1)$$

onde Λ é o período espacial da estrutura; λ_0 é o comprimento de onda da luz incidente no vácuo e n é o índice de refração do substrato utilizado.

Para o nosso caso, a fonte luminosa escolhida foi um laser de GaAs com comprimento de onda de operação de 832nm e o substrato utilizado é o quartzo que tem índice de refração 1,453³¹

para este comprimento de onda, portanto o período das estruturas deve ser menor do que 573nm. Este período foi fixado em 550nm para o projeto deste componente.

Utilizando o programa para cálculo da eficiência e da fase de redes de difração lamelares dielétricas (Standard), os outros parâmetros da rede como profundidade, fator de preenchimento e índice de refração da rede foram variados, a fim de se obter as melhores condições de funcionamento da rede como lâmina de quarto de onda. Como o parâmetro mais difícil de ser controlado experimentalmente é o fator de preenchimento, o projeto deve procurar geometrias em que a dependência do atraso de fase com este parâmetro seja a menor possível. O procedimento utilizado para a determinação da estrutura que se comporta como uma lâmina de onda foi o seguinte: primeiro se encontra para uma altura fixa (200nm) qual é o valor de fator de preenchimento que produz a maior diferença de fase, depois com este fator de preenchimento encontra-se qual é a altura que produz uma diferença de fase de 90°. Repetindo este procedimento com a altura encontrada, obtêm-se a estrutura capaz de se comportar como uma lâmina de onda. Para cada valor de índice de refração utilizado no a-C:H é necessário um novo projeto. Para exemplificar o projeto completo de um componente foi escolhido o índice de refração da rede de 2,02. Este índice foi escolhido pois corresponde ao índice de refração medido para filmes de carbono depositados em condições de fácil controle.

O projeto foi feito para minimizar a dependência da diferença de fase em função do fator de preenchimento, em outras palavras, nós estamos trabalhando na região que a derivada da diferença de fase em função do fator de preenchimento é nula. A figura 4.2 mostra esta dependência para duas profundidades diferentes. Note que para a altura de 550nm a diferença de fase é ligeiramente maior do que 90°, o que é mais razoável para se tentar experimentalmente, pois qualquer defeito ou irregularidade provocam uma redução no atraso de fase final.

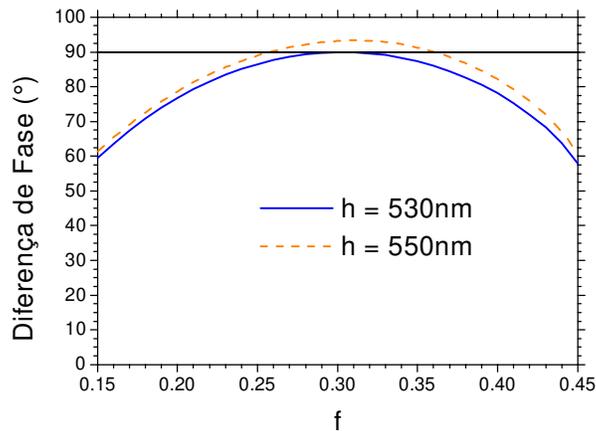


Figura 4.2 – Diferença de fase calculada para o comprimento de onda 832nm (laser de GaAs), $\Lambda = 550\text{nm}$ e índice de refração da rede 2,02, para duas profundidades diferentes, em função do fator de preenchimento.

Outra condição necessária é que as eficiências de difração sejam elevadas (<0,95) e próximas para as duas polarizações ortogonais, o que acaba gerando a necessidade de pequenos ajustes nos parâmetros até se obter todas as condições estabelecidas no início. Os resultados são mostrados na figura 4.3 a).

A figura 4.3 b) mostra a dependência da diferença de fase em função da profundidade. O atraso de fase devido à birrefringência natural de um cristal é linear em função da espessura, da mesma forma este atraso de fase cresce aproximadamente linear com a profundidade da rede. Quanto mais profunda a estrutura, maior será a diferença da fase entre as polarizações TE e TM. Da figura 4.3 b), podemos observar, que para a profundidade 530nm a diferença de fase entre as polarizações TE e TM é de 90° e para esta mesma profundidade as eficiências das duas polarizações são 0,95 e 0,99, respectivamente para TE e TM.

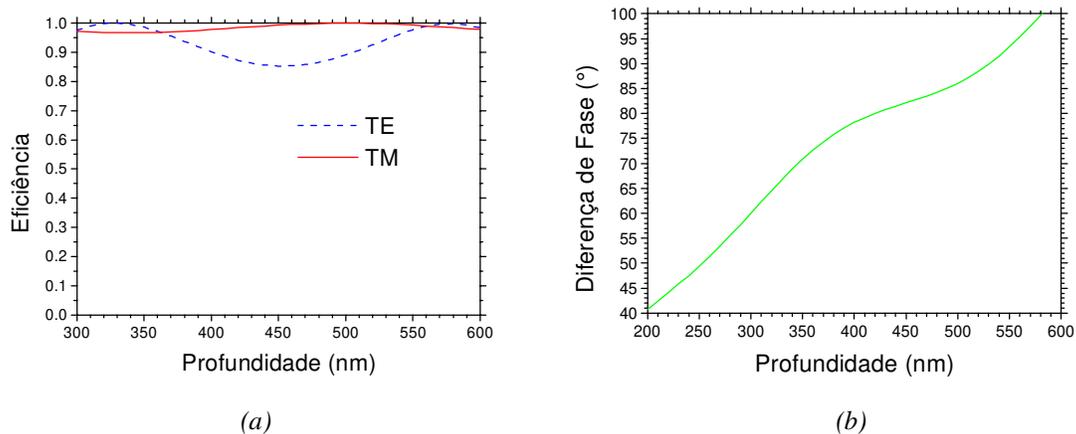


Figura 4.3 – a) Eficiência de difração e b) diferença de fase entre as polarizações ortogonais, calculados para o comprimento de onda 832nm (laser de GaAs), fator de preenchimento 0,31, período espacial de 550nm e índice de refração da rede 2,02, em função da profundidade.

A figura 4.4 mostra as diferenças de fase entre as polarizações ortogonais, para vários índices do a-C:H em função da profundidade para o melhor fator de preenchimento para diversos índices de refração possíveis da rede de difração gravadas nos filmes de carbono, além da rede gravada diretamente sobre o substrato de quartzo.

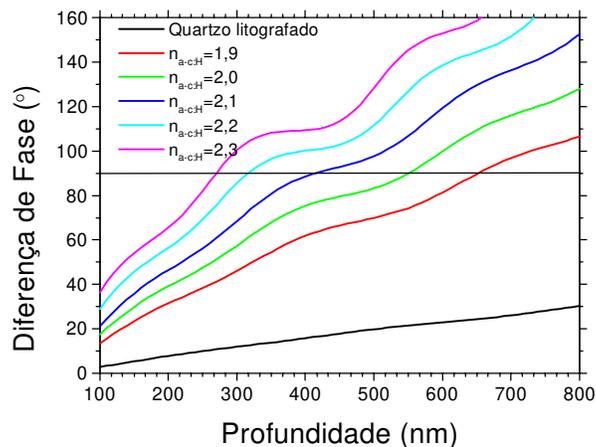


Figura 4.4 – Diferença de fase entre as duas polarização ortogonais para diferentes índices do a-C:H e para o caso da rede litografada sobre o quartzo em função da profundidade. O período da rede é de 550nm.

Observe que utilizando uma rede litografada diretamente sobre quartzo é impossível construir uma lâmina de quarto de onda, pois as diferenças de fase são muito pequenas, sendo necessárias redes muito profundas. A altura desta rede em quartzo deveria ser de aproximadamente 4,5 vezes maior do que o seu período espacial, o que é impossível de ser realizado pois a estrutura não tem sustentação mecânica.

Portanto para termos uma lâmina de um quarto de onda para o comprimento de onda 832nm (laser de GaAs) devemos gravar uma rede com perfil lamelar, período espacial de 550nm e as outras características dependem do índice de refração do a-C:H. A tabela 4.1 mostra alguns resultados da altura e fator de preenchimento para cada valor do índice de refração.

$n_{a-c:H}$	f	h (nm)
1,9	0,32	652
2,0	0,31	551
2,02	0,31	530
2,1	0,28	414
2,2	0,31	317
2,3	0,32	270

Tabela 4.1 – Característica das redes de perfil lamelar com período de 550nm gravadas em filmes de carbono amorfo que se comportam como lâminas de quarto de onda para diferente índices do filme.

Este projeto foi realizado utilizando um programa que só realizava cálculos de estruturas lamelares, qualquer desvio no perfil lamelar da estrutura gravada não podia ser reconsiderado no projeto. Atualmente, utilizando-se o grating solver, qualquer alteração no perfil observado experimentalmente pode ser reconsiderada no projeto.

4.2 Resultados

Foi depositado um filme de a-C:H com espessura de 550nm, e o seu índice de refração foi medido através do seu espectro de transmissão e vale $2,02 \pm 0,04$ para os comprimentos de onda entre $0,8\mu\text{m}$ e $1,5\mu\text{m}$. Para a gravação desta estrutura foi utilizado o processo de gravação descrito na seção 3.2, que é a litografia de a-C:H através do uso de Plasma Reativo com uma camada intermediária de alumínio. A figura 4.5 mostra uma foto de microscopia eletrônica da estrutura litografada em a-C:H

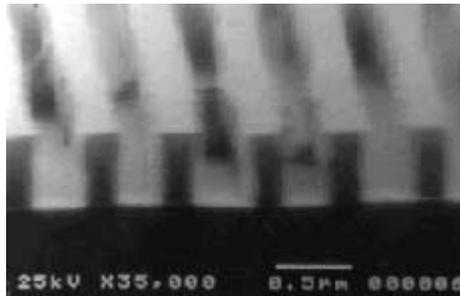


Figura 4.5 – Foto de microscopia eletrônica de uma amostra gravada em a-C:H com altura de 550nm e período espacial de 550nm. O índice do a-C:H é de 2,02.

A estrutura resultante gravada sobre o filme de a-C:H possui muitas irregularidades o que atrapalha o desempenho do componente realizado, estas irregularidades surgem principalmente na transferência da máscara de fotorresina para a máscara de alumínio. Para a redução destes ruídos seria necessário a utilização de outro processo de gravação da máscara de alumínio, o de deposição seletiva por exemplo.

A caracterização óptica da estrutura gravada é feita através da medida do estado de polarização da luz transmitida através da rede gravada. Para isto é preciso calcular a diferença de fase entre as polarizações ortogonais, TE e TM (ϕ) de luz transmitida assim como suas amplitudes (eficiências de difração da ordem zero). Para que seja possível a realização desta medida, foi utilizada um sistema óptico específico, construído para a medida da birrefringência das redes,. Conforme mostra a figura 4.6.

A luz após atravessar o polarizador 1 é linearmente polarizada incidindo então sobre a rede de difração, com seu eixo de polarização formando um ângulo θ com as ranhuras da rede. Ao atravessar a rede de difração, que possui uma birrefringência artificial, as duas componentes (paralela e perpendicular as ranhuras) sofre um atraso de fase entre elas (ϕ). O polarizador 2 (analisador) mede as projeções da luz nos eixos perpendiculares e paralelos as ranhuras, que formam um ângulo α em relação a rede.

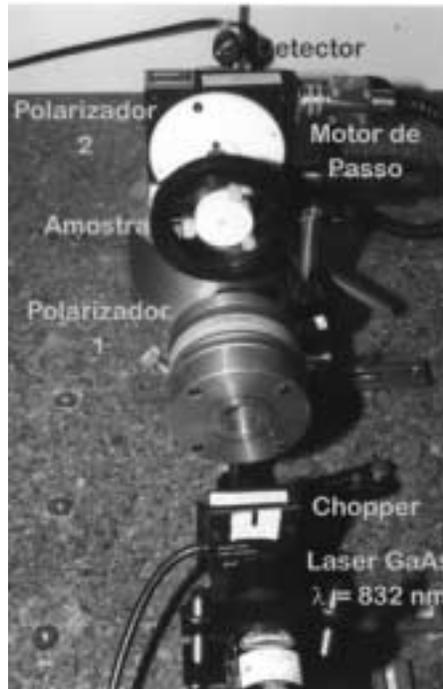


Figura 4.6 - Esquema da montagem utilizada para a caracterização das lâminas de onda.

Fazendo-se uma análise matemática da irradiância (I) em função dos parâmetros utilizados, temos:

$$I(\alpha, \theta) = E'^2 \cos^2 \theta \cos^2 \alpha + E''^2 \sin^2 \theta \sin^2 \alpha + 2E' E'' \cos \theta \sin \theta \cos \alpha \sin \alpha \cos \phi \quad (4.1)$$

onde:

- E' = Intensidade do campo Elétrico perpendicular as ranhuras
- E'' = Intensidade do campo Elétrico na direção das ranhuras
- θ = Ângulo do Polarizador 1 em relação as ranhuras
- α = Ângulo do Polarizador 2 (analisador) em relação as ranhuras
- ϕ = Diferença de fase entre as polarizações TE e TM

Fazendo-se que $\theta = 45^\circ$ para que as intensidade dos campo elétricos incidente sobre a amostra possua a mesma intensidade para a polarização TE e TM temos:

$$I(\alpha) = \frac{E'^2}{2} \cos^2 \alpha + \frac{E''^2}{2} \sin^2 \alpha + E' E'' \cos \alpha \sin \alpha \cos \phi \quad (4.2)$$

Para a obtenção da diferença de fase entre as polarizações TE e TM, precisamos realizar, no mínimo três medidas, para determinarmos as três constantes envolvidas na fórmula acima: E' , E'' e ϕ . As constantes estão diretamente relacionadas com as três grandezas fundamentais para que se possa garantir o perfeito funcionamento da lâmina de um quarto de onda, a eficiência da polarização TM ($\eta_{TM} = E'/E^0$), a eficiência da polarização TE ($\eta_{TE} = E''/E^0$) e o atraso da fase entre as duas polarizações ortogonais (ϕ). As intensidades dos campos elétricos não nos informa as intensidades absolutas das eficiências de difração para cada polarização, mas sim as intensidades relativas. Para que as redes se comportem perfeitamente como lâminas de um quarto de onda as intensidades dos campos elétricos devem ser idênticas e a diferença de fase de 90° .

Para o levantamento destes parâmetros foram realizadas várias medidas da irradiância em função do ângulo entre o polarizador 2 e as ranhuras da rede (α). O resultado obtido está mostrado na figura 4.7.

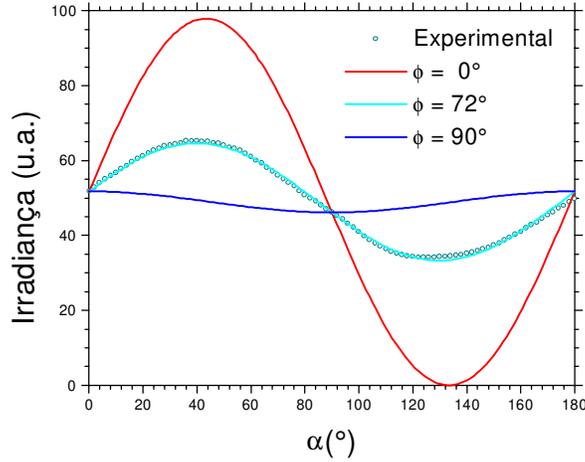


Figura 4.7 – Medida da irradiância em unidades arbitrárias em função do ângulo entre o analisador e as ranhuras da rede gravada

A expressão que melhor se aproxima dos pontos experimentais é:

$$I(\alpha) = 51,71 \cos^2 \alpha + 46,71 \sin^2 \alpha + 30,77 \cos \alpha \sin \alpha \quad (4.3)$$

Analisando-se a expressão (6.3), chegamos ao seguintes valores para os parâmetros de interesse da lâmina de onda:

$$\begin{aligned} E' &= 10,17 \\ E'' &= 9,61 \\ \phi &= 71,65^\circ \end{aligned}$$

A diferença de fase não atingiu o valor esperado que é de 90° , isto se deve ao fato da estrutura não possuir as características necessárias para se obter o atraso de fase desejado. Como pode ser observado da figura 4.5 o valor do fator de preenchimento é bastante difícil de ser calculado devido as irregularidades nas larguras da linhas gravadas. Utilizando o projeto desta estrutura para altura de 550nm e índice do filme de a-C:H de 2,02 (figura 4.2) o valor do fator de preenchimento que corresponde a este atraso de fase é de 0,43. Como a largura do feixe do laser utilizado atravessa milhares de período da rede gravada, o atraso é considerado com o valor médio observado pelo feixe e a foto corresponde apenas ao valor pontual, sendo assim este valor encontrado é bastante razoável.

O ângulo que a direção que o campo elétrico incidente forma com a ranhura é de 45° , assim a intensidade do campo elétrico incidente sobre a estrutura (E_0) é a mesma para as duas polarizações, desta forma:

$$\frac{\eta_{TM}}{\eta_{TE}} = \frac{E'}{E''} = 1,058 \quad (4.4)$$

Como as eficiências são ligeiramente diferentes e é difícil se obter uma estrutura com as eficiência idênticas, uma solução para isto é incidir a luz formando um ângulo ligeiramente diferente de 45° , não afetando o atraso de fase, apenas a elipticidade da luz transmitida.

Como pode ser observado na foto de microscopia eletrônica deste componente as variações nas larguras de linhas compromete não somente o bom funcionamento do dispositivo como também a repetibilidade do processo de confecção deste dispositivo. Durante este período foram desenvolvidos e otimizados os processo de transferência da máscara de fotorresina para o substrato e é possível atualmente gravar melhores máscaras de alumínio sobre os filmes de carbono, entretanto não foi possível continuarmos o desenvolvimento deste componente devido a problemas encontrados na deposição de filmes de carbono, causados por tensões intrínsecas nos filmes. Os primeiros resultados deste componente, juntamente com o processo de litografia em filmes de a-C:H foram publicados em um artigo³².

Capítulo 5

Divisor de Polarização

Este dispositivo consiste num elemento óptico difrativo, capaz de dividir a luz incidente sobre ele em duas direções ortogonais. Na nossa proposta, a incidência deve ocorrer no ângulo de Littrow que é dado por:

$$\theta = \text{sen}^{-1} \frac{\lambda}{2\Lambda} \quad (5.1)$$

onde θ ângulo de Littrow; λ comprimento de onda da luz incidente e Λ período espacial das estruturas.

A luz deve ser difratada em apenas duas direções: a primeira paralela à direção de incidência, linearmente polarizada na direção das ranhuras da rede de difração (TE), e a segunda na direção da reflexão especular polarizada na direção ortogonal (TM) conforme ilustra a figura 5.1. A proposta deste dispositivo juntamente com os primeiros resultados experimentais obtidos foram publicados num artigo na Optics Letters³³.

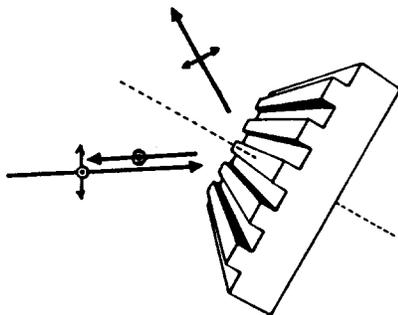


Figura 5.1 – Esquema da estrutura proposta para operar como um divisor de polarização por reflexão. A ordem 0 possui polarização TM e a ordem -1 TE.

5.1 Projeto

5.1.1 Divisor de polarização lamelar e perfeitamente condutor

O primeiro projeto deste componentes foi feito utilizando-se o programa *Erlangen* que realiza cálculos com estruturas lamelares perfeitamente condutoras. Foram calculadas as eficiências de difração para redes condutoras utilizadas por reflexão na condição de incidência de Littrow (conforme descrito acima). Nesta configuração, escolhendo-se o período adequado, aparecerão apenas duas ordens de difração a reflexão especular e a ordem -1 (que retorna paralela à direção de incidência).

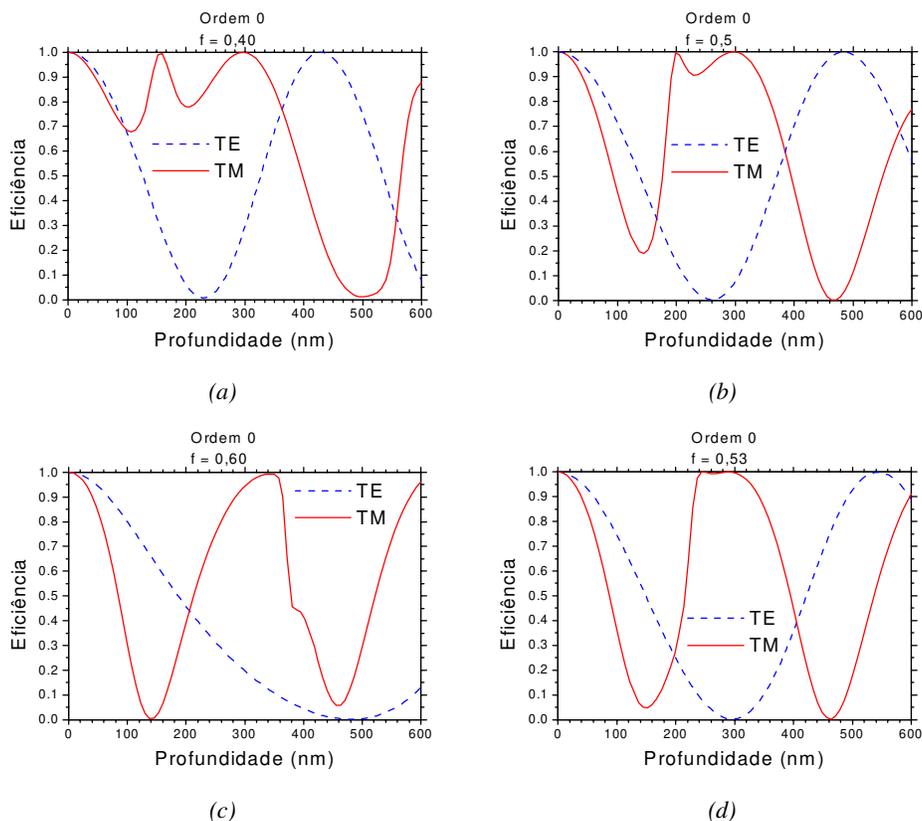


Figura 5.2 – Eficiências de difração calculados para o comprimento de onda de 633nm e período espacial de 855nm, todos em função da profundidade da rede de difração a) $f = 0,4$ b) $f = 0,5$ c) $f = 0,6$ d) $f = 0,53$

Para que o dispositivo se comporte como um divisor de polarização, a eficiência de difração da primeira ordem para a polarização TE deve ser máxima enquanto que a eficiência para a componente TM deve ser o menor possível. Baseado nos resultados de Petit¹⁷, apenas redes lamelares condutoras podem ter um comportamento como este quando seu período for 1.35 vezes o comprimento de onda da luz incidente. Assim para projetarmos um componente para operar no comprimento de onda do Laser de He-Ne ($\lambda = 633\text{nm}$), foi fixado como ponto de partida o valor de 855nm para o período. Os primeiros cálculos realizados para este período foram das eficiências de difração para as duas polarizações ortogonais (TE e TM) em função da profundidade das redes para diferentes fatores de preenchimento. Como o programa considera a rede perfeitamente condutora e nas condições que estamos utilizando temos apenas duas ordens de difração, as eficiências de difração da primeira ordem e da ordem zero devem ser complementares para cada uma das polarizações devido à conservação de energia.

A figura 5.2 mostra os resultados do cálculo da eficiência de difração da ordem zero em função da profundidade da rede para diferentes fatores de preenchimento, para o comprimento de onda 633nm, período espacial de 855nm e ângulo de incidência 21,7°. Como pode se observar nos gráficos acima uma pequena diferença no fator de preenchimento ocasiona um comportamento bastante diferente no dispositivo. Outro dado importante que podemos retirar dos gráficos acima é que a profundidade que o dispositivo apresenta melhor desempenho é a profundidade de 300nm e $f=0,53$. Fixando-se agora a profundidade e o período das estruturas, será realizado um estudo da variação do comprimento de onda na montagem de Littrow.

A figura 5.3 nos mostra os resultados do cálculo da eficiência de difração em função do comprimento de onda incidente. Neste programa é permitido a realização deste estudo, pois o comprimento de onda e o ângulo de incidência devem variar segundo a equação (5.1). Note que neste caso para comprimentos de onda menores do que 570nm ($2/3 \Lambda$) as ordens de difração não são mais complementares, pois há o surgimento de outras ordens de difração. Analisando a figura 5.3 podemos observar que a ordem zero possui quase que totalmente somente a polarização TM, enquanto que a ordem -1 possui apenas a polarização TE (para $\lambda=633\text{nm}$), que é o comportamento desejado para nosso componente.

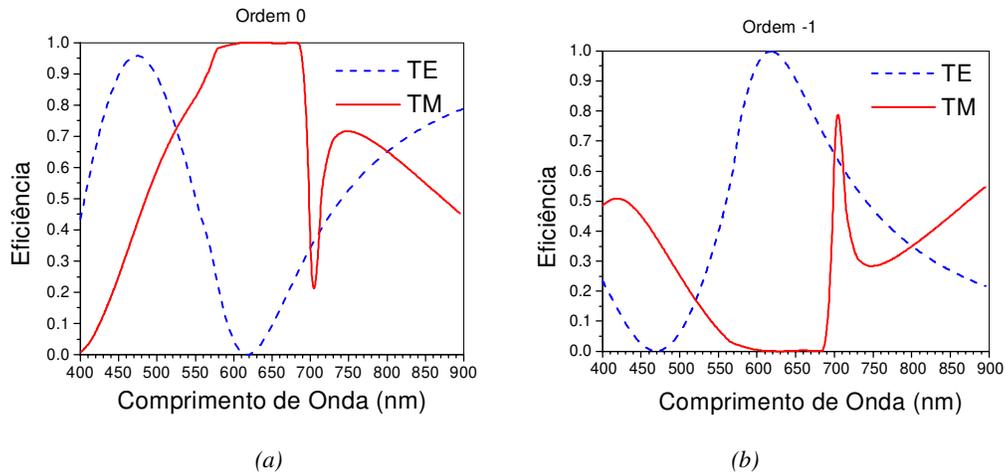


Figura 5.3 – Eficiência de difração calculadas para profundidade de 300nm, período espacial de 855nm e fator de preenchimento 0,53, em função do comprimento de onda da luz incidente sob o ângulo de Littrow: a) Ordem 0 b) Ordem -1

Os dois estudos realizados, tanto da dependência da eficiência em função da profundidade quanto do comprimento de onda sugere uma dependência muito crítica do comportamento óptico do componente com relação ao fator de preenchimento da estrutura, por isto para que haja um completo entendimento das propriedades ópticas do componente devemos também estudar a sua dependência em função do fator de preenchimento, o que está mostrado na figura 5.4. O cálculo das eficiências nos dá um resultado surpreendente, pois para a polarização TM é praticamente constante e igual a um para quase todos os fatores de preenchimentos, exceto para valores com 0,6 e 0,21, onde ocorrem alguns picos (anomalias de Wood), o que não causarão problemas desde

que o valor projetado não esteja próximo a estas anomalias. Quem realmente determina o valor do fator de preenchimento a ser utilizado é a polarização TE para ordem 0, e analisando a figura 5.4, podemos concluir que o melhor valor para o fator de preenchimento deve ser entre 0,52 e 0,53.

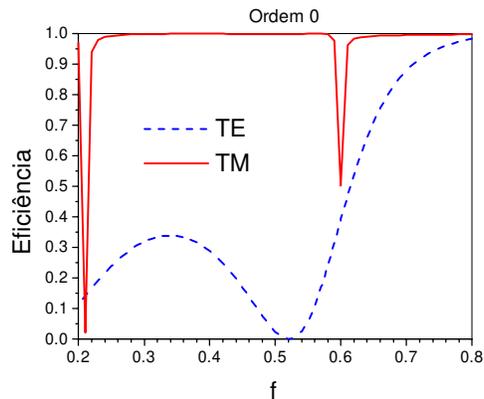


Figura 5.4- Os dados foram calculados para profundidade de 300nm, período espacial de 855nm e comprimento de onda 633nm (He-Ne), em função do fator de preenchimento, está ilustrada a ordem 0 para as duas polarizações ortogonais.

Portanto o dispositivo para se comportar como um divisor de polarização para o comprimento de onda 633nm (He-Ne) ele deve possuir as seguintes características:

- perfil: lamelar.
- profundidade: 300nm.
- período espacial: 855nm.
- fator de preenchimento: 0,52-0,53.

O parâmetro cujo controle é mais difícil é justamente o fator de preenchimento, pois ele depende de uma série de fatores, principalmente das condições de exposição holográficas e de revelação. Além deste problema, há também ruídos na exposição holográficas, que afetam diretamente o fator de preenchimento, provocando variações na largura das linhas. Com este programa só foi possível realizar cálculos com estrutura que apresentem perfis lamelares e perfeitamente condutoras.

5.1.2 Divisor de Polarização em fotorresina coberta com alumínio

O projeto descrito nesta seção foi realizado utilizando-se o programa *grating solver*. Devido às dificuldades encontradas no processo de litografia de estruturas perfeitamente retangular (lamelar) com rigoroso controle no fator de preenchimento, foi estudada a hipótese de uma rede gravada diretamente na fotorresina e recoberta com filme metálico (alumínio, por exemplo) se comportar como um divisor de polarização. Embora redes senoidais não apresentem este comportamento de divisor de polarização¹⁷, uma rede cujo perfil é uma combinação entre uma rede senoidal e retangular poderia apresentar tal comportamento. Para verificar esta hipótese, foi calculada a eficiência de difração da primeira ordem em função do comprimento de onda, na incidência de Littrow, para uma rede cujo perfil aparece mostrado na figura 5.5. Este perfil é obtido quando a fotorresina é revelada até atingir o substrato, resultando num perfil com o topo arredondado e fundo achatado.

Utilizando-se a mesma técnica, descrita na seção 2.2.2, a partir da fotografia via microscopia eletrônica da seção transversal de uma rede gravada em AZ 1518 foi criado um perfil formado de camadas retangulares que foi inserido no programa *grating solver* para cálculo da eficiência de difração. Considerou-se também o fato de que a rede foi recoberta com uma camada de alumínio (condutor finito).

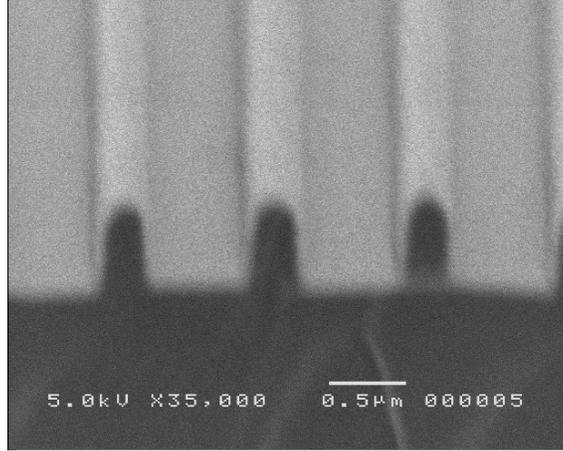


Figura 5.5 – Fotografia de microscopia eletrônica de uma rede gravada em AZ 1518, cujo perfil foi utilizado para projetar o divisor de polarização.

A figura 5.6 mostra os resultados do cálculo das eficiências de difração das ordens zero (TE_{0R} e TM_{0R}) e -1 (TE_{-1R} e TM_{-1R}) por reflexão, para as polarizações TE e TM respectivamente, em função da profundidade da rede, para incidência no ângulo de Littrow, no comprimento de onda $\lambda=633\text{nm}$ (He-Ne) para 3 fatores de preenchimento. Como pode se observar ocorre um efeito semelhante ao que ocorre para as redes lamelares só que para fatores de preenchimento bem menores, em torno de 0.25 e para profundidades de 290nm.

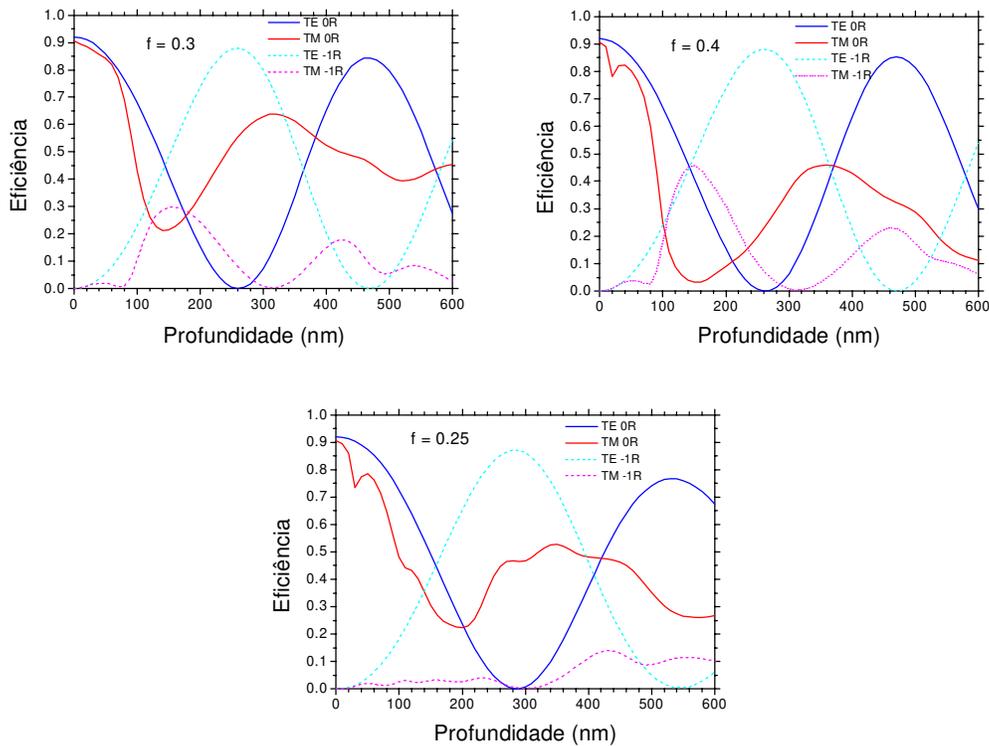


Figura 5.6 - Gráficos das eficiências de difração das ordens zero e -1, na montagem de Littrow, em função da profundidade das redes com $\Lambda=855\text{nm}$ e $\lambda=633\text{nm}$ e diferentes fatores de preenchimentos

A figura 5.7 mostra o cálculo da eficiência de difração por reflexão das ordens -1 e zero por reflexão, para a polarização TE e TM, na montagem de Littrow, em função do comprimento de onda incidente. A figura 5.7 a) e b) correspondem a variações do fator de preenchimento entre

0,25 e 0,30, enquanto que em c) e d) variou-se as espessuras em torno de 290nm. O período utilizado para o cálculo foi de 855nm. Observe que agora, devido ao filme de alumínio não ser um condutor perfeito as eficiências de difração nunca atingem o valor de 100%.

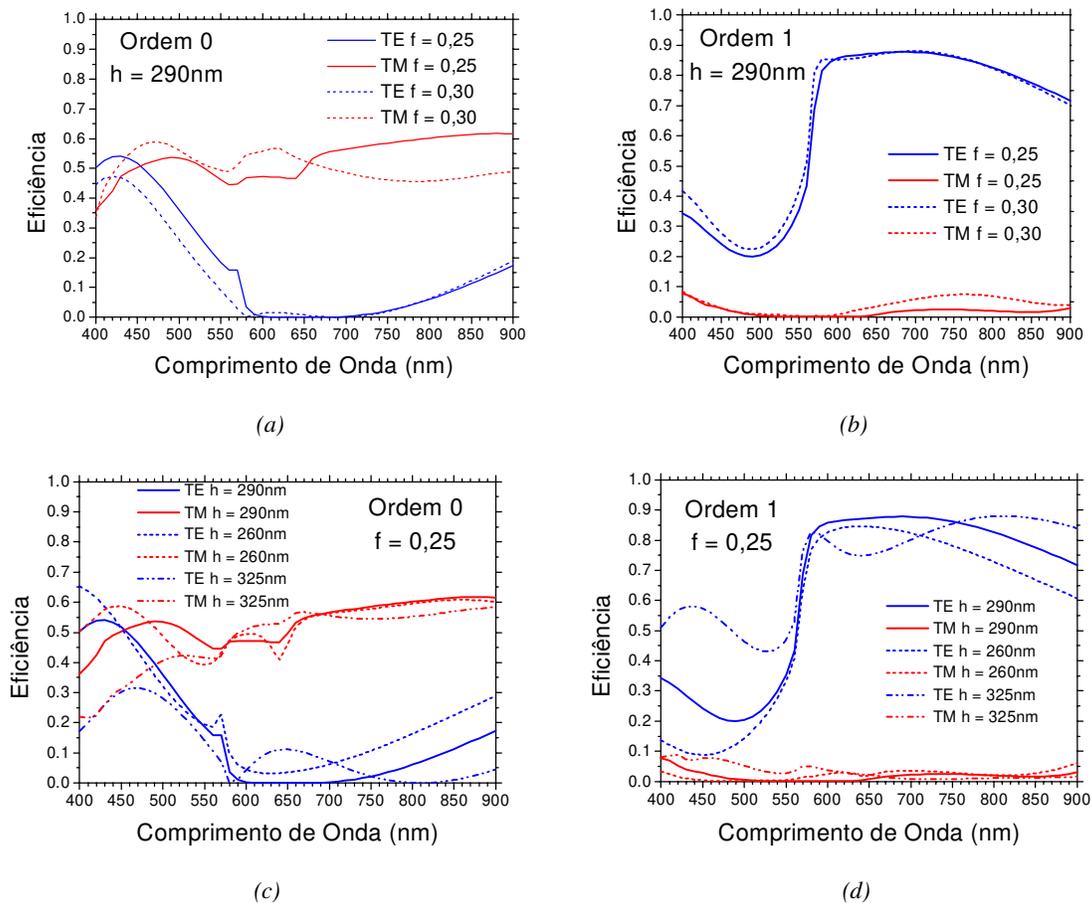


Figura 5.7 - Gráficos da eficiência de difração das ordens zero e -1 por reflexão na montagem de Littrow em função do comprimento de onda de incidência

Note que neste caso, diferentemente do caso do perfil retangular, o fator de preenchimento afeta as duas polarizações TE e TM, sendo que a variação é mais forte para a ordem zero. Note também que a profundidade correta é imprescindível para que as eficiências de difração atinjam o mínimo. Esta dependência com a profundidade é mais acentuada na ordem zero.

A partir destes resultados podemos concluir que para que uma estrutura gravada em fotorresina, revelada até atingir o substrato, recoberta com alumínio, se comporte como um divisor de polarização para o comprimento de onda 633nm (He-Ne) ela deve possuir as seguintes características geométricas:

- profundidade: 290nm.
- período espacial: 855nm.
- fator de preenchimento: 0,25.

5.2 Resultados

Para podermos demonstrar este efeito foram realizadas algumas amostras em fotorresina AZ 1518, com espessura inicial de aproximadamente 290nm. Estas amostras foram expostas ao padrão de interferência holográfico com energia de $280\text{mJ}/\text{cm}^2$ e período espacial de 855nm, sendo reveladas com o revelador AZ351 (1:3) com tempos de revelação diferentes afim de produzir estruturas com diferente fatores de preenchimento. Após reveladas foi evaporado termicamente uma camada de alumínio, esta metalização foi realizada obliquamente e em duas etapas para que a parede lateral também receba uma camada do material. A fotografia de duas estruturas resultante utilizando este processo está mostrada na figura 5.8. Note que a estrutura possui uma rugosidade devido a metalização de alumínio, porém esta granulação é muito menor do que o comprimento de onda da luz incidente, não comprometendo o bom funcionamento do dispositivo projetado.

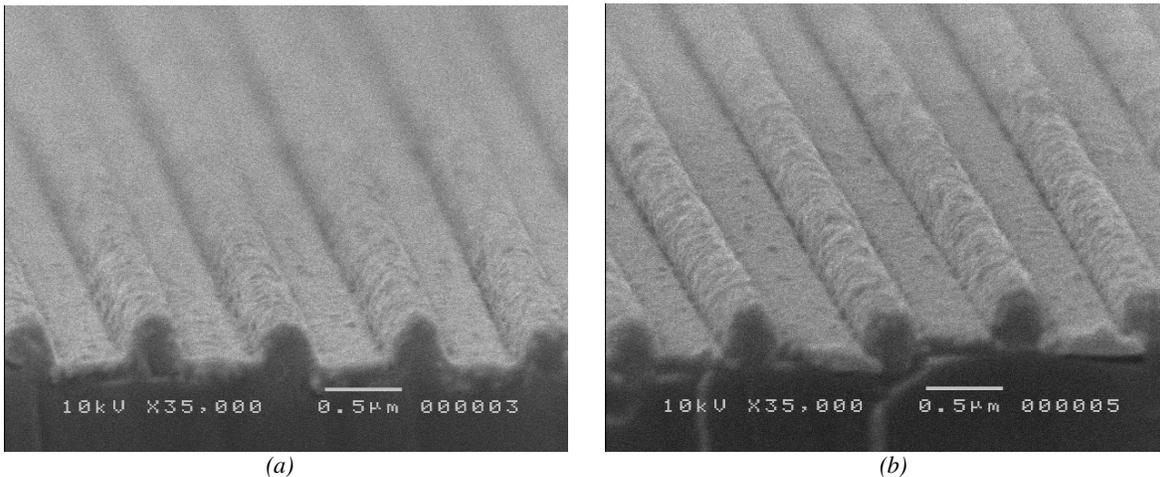


Figura 5.8 - Foto de Microscopia Eletrônica de varredura de duas redes gravadas sobre fotorresina seguida de metalização de alumínio

A caracterização óptica é realizado com espectrômetro especialmente construído para a medida de redes de difração, utilizando a montagem de Littrow. O espectrômetro faz uma varredura em função do comprimento de onda e encontra o ângulo para o qual a luz difratada pela primeira ordem retorna na mesma direção da luz incidente, este valor é normalizado por uma referência de alumínio, fornecendo assim a eficiência da primeira ordem de difração, realizando uma pequena modificação é possível medir também a ordem zero, que ocorre na direção da reflexão especular. A figura 5.9 mostra a medida da eficiência da primeira ordem de difração em função do comprimento de onda da luz incidente de quatro amostras realizadas para desempenhar a função de divisor de polarização.

Conforme as medidas realizadas, a característica do espectro obtido é bastante parecido com o calculado, porém o valor onde ocorreram os mínimos é ligeiramente diferente para cada caso. Os valores obtidos foram:

- amostra 2: 0,4% em 645nm
- amostra 3: 0,2% em 615nm
- amostra 4: 0,8% em 570nm
- amostra 5: 2,0% em 610nm

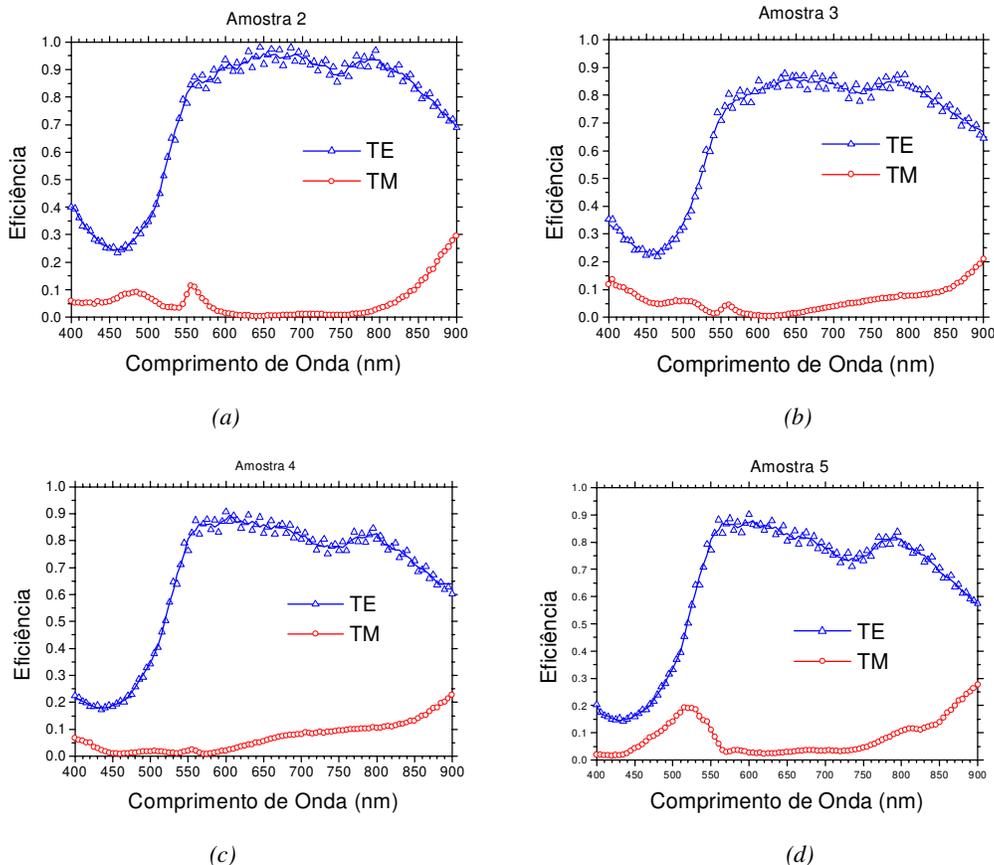


Figura 5.9 - Medida da eficiência da primeira ordem de difração em função do comprimento de onda para a montagem de Littrow

A figura 5.10 mostra as medidas da eficiência da ordem zero em função do comprimento de onda, realizadas com uma referência de alumínio, das mesmas amostras. Conforme o ocorrido com a primeira ordem o valor onde ocorre o mínimo é ligeiramente diferente. Os valores obtidos foram:

- amostra 2: 0,6% em 680nm
- amostra 3: 0,8% em 680nm
- amostra 4: 0,7% em 630nm
- amostra 5: 1,0% em 620nm

O dispositivo foi projetado para operar como um divisor de polarização para o comprimento de onda do laser de He-Ne (633nm), portanto foi feita a medida da eficiência de difração absoluta para estas amostras com um laser de He-Ne incidindo na montagem de Littrow. O resultado destas medidas estão apresentados na Tabela 5.1 em comparação com os resultados teóricos do projeto e com um divisor de polarização de calcita comercial.

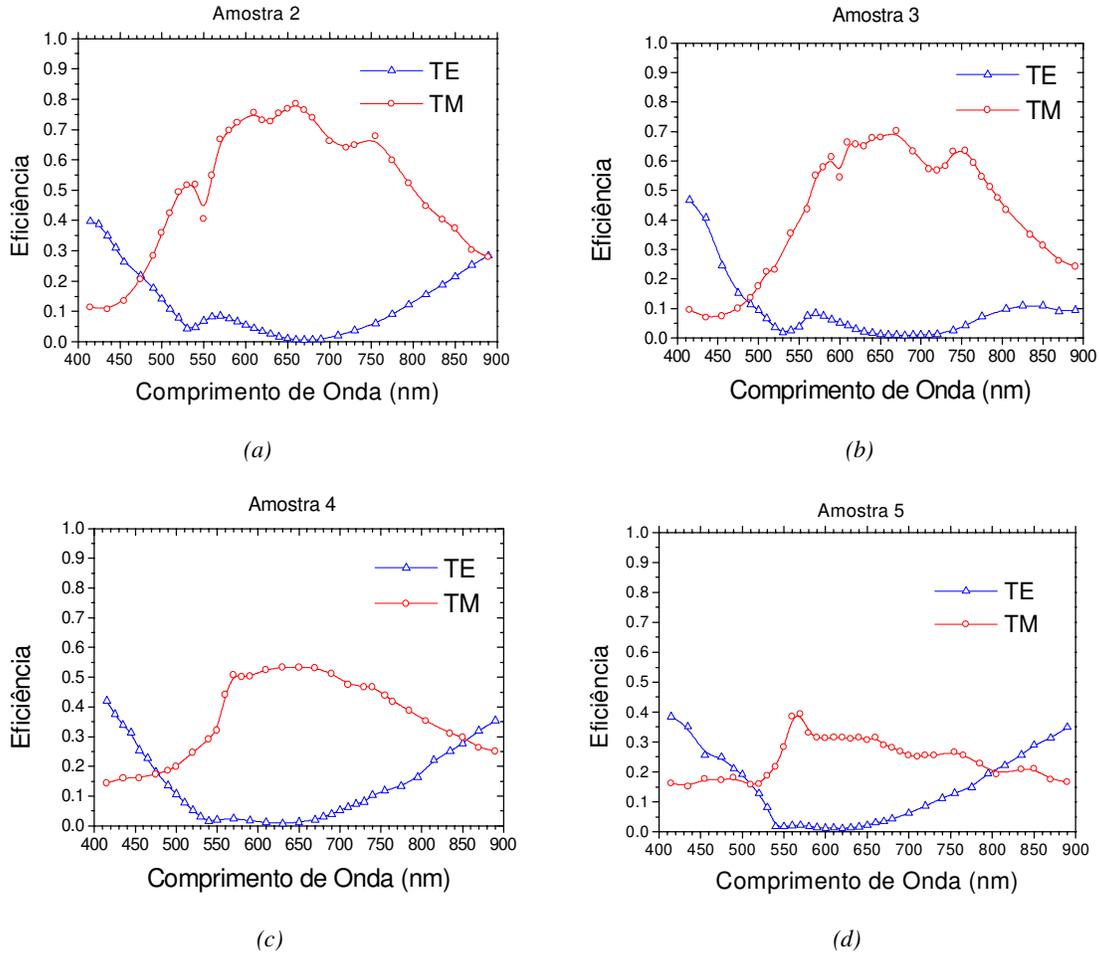


Figura 5.10 - Medida da eficiência da primeira ordem de difração em função do comprimento de onda para a montagem de Littrow

Analisando os resultados apresentados, observamos que as amostras não apresentam um casamento perfeito entre os valores mínimo para as duas polarizações: a amostra 2 apresenta a maior atenuação para a ordem -1 , estando próximo do valor teórico, enquanto a amostra 4 apresenta a maior atenuação para a ordem 0 . Embora este divisor foi projetado para um perfil experimental de fotorresina coberta com alumínio que não é necessariamente o perfil que apresenta melhor desempenho, as razões e eficiências medidas para este componente são melhores que as descritas até hoje na literatura^{34,6} para este tipo de componente. Um cubo divisor de polarização comercial (para o comprimento de onda do He-Ne) apresenta um fator de atenuação de 1000:1 para ambas as polarizações. Este componente é um bom exemplo do avanço no desenvolvimento de componentes ópticos difrativos apresentada pelo programa grating solver.

	Ordem 0		Ordem -1		Atenuação	
	TE	TM	TE	TM	OR	$-1R$
Teórico	$6 \cdot 10^{-4}$	0,467	0,869	0,0026	780:1	334:1
Amostra 2	0,0305	0,706	0,803	0,0027	23:1	297:1
Amostra 3	0,0355	0,683	0,830	0,0041	19:1	202:1
Amostra 4	0,0048	0,551	0,849	0,0184	114:1	46:1
Comercial					1000:1	

Tabela 5.1 Eficiência de difração medida com He-Ne

Além disso foram obtidas para as redes atenuações da ordem de 300:1 (ordem -1) e de 100:1 (ordem 0) com altas eficiências de difração. Isto indica que estas redes podem ser utilizadas como polarizadores com desempenho melhor do que 100:1 e podem ser projetadas e realizadas para outras regiões do espectro, como por exemplo o infravermelho, onde os polaróides não apresentam um bom desempenho.

Capítulo 6

Filtro Difrativo

Trabalhos recentes utilizando teoria de redes de difração demonstraram a capacidade de estruturas periódicas em relevo se comportarem como filtros³⁵ de ressonância. Este efeito é observado em filmes finos de dielétricos ou semicondutores formando um elemento difrativo (rede de difração) e uma camada de guia de onda. Altas eficiências são atingidas na ordem zero quando a onda se acopla ao guia, impondo que as outras ordens de difração se tornem evanescentes. Associando-se propriedades de difração de estruturas com elevada frequência espacial com as propriedades antirrefletoras características de filmes finos é possível se projetar filtros com altíssima eficiência para um desejado comprimento de onda (100%), com reflexão em faixas de comprimento de ondas muito estreitas (<10nm) e baixas bandas laterais. Propriedades antirrefletoras de filmes finos são utilizadas para reduzir as bandas laterais em torno da ressonância, podendo ser utilizado outros efeitos para isto, como por exemplo o ângulo de Brewster³⁶. Este efeito de ressonância é tipicamente representado por uma variação espectral (com um ângulo de incidência constante) ou angular (com um comprimento de onda constante) na eficiência de difração das ondas transmitidas e refletidas. Porém estes filtros, ao contrário dos filmes de filmes finos, são muito sensíveis ao ângulo de incidência, por isso, estes filtros sofrem significantes reduções nos picos, mesmo se o feixe incidente é largo³⁷. Quanto mais estreito o feixe maior será a sua abertura angular (por difração).

Várias configurações para a confecção deste filtro foram propostas na literatura³⁸, porém muito difíceis de serem realizadas experimentalmente. Os projetos apresentados abaixo foram realizados com materiais e processos que possam ser realizada no nosso laboratório.

6.1 Projeto

6.1.1 Filtro litografado em a-C:H

O cálculo das eficiências de difração nesta etapa foram realizados através do uso da demonstração do programa **Grating Solver**, portanto estes cálculos são preliminares e visam apenas o estudo da viabilidade e das dependências deste componente com os seus parâmetros geométricos. Todos os cálculos foram efetuados considerando-se a factibilidade do componente, portanto as dimensões utilizadas e os valores geométricos estão todos dentro dos valores possíveis de serem realizadas no nosso laboratório.

A condição para que ocorra antirreflexão para os demais comprimentos de onda, a fim de reduzir as bandas laterais é dada pela relação (6.1) e também é necessário que a espessura óptica seja de um quarto de onda para o comprimento de onda utilizado³⁸, no nosso caso o comprimento de onda de operação escolhido foi de 900nm.

$$\frac{\epsilon_2^2}{\epsilon_{1,médio}^2} = \frac{\epsilon_s}{\epsilon_{ar}} \quad (6.1)$$

Devido a alta modulação da rede não podemos determinar com exatidão o valor médio da constante elétrica da primeira camada, esta aproximação é feita tomando o valor do fator de preenchimento da estrutura ($f=a/\Lambda$) e obtendo-se assim um valor médio da constante elétrica na rede de difração.

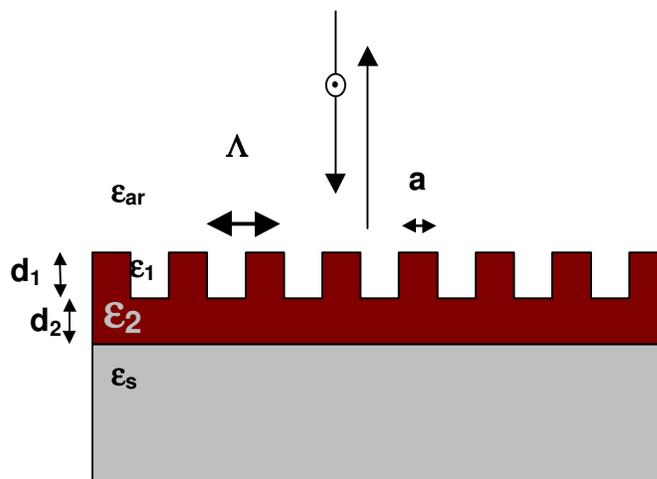


Figura 6.1 – Elemento proposto para se comportar como Filtro Difrativo

O primeiro passo do projeto é a definição das condições de operação e da geometria da estrutura a ser litografada. A configuração mais fácil de ser confeccionada utilizando os materiais e técnicas disponíveis em nosso laboratório consiste de um elemento de três camadas que devidamente calculadas causam os efeitos necessários para o funcionamento do filtro difrativo. Os cálculos foram realizados considerando a luz incidindo normalmente e polarizada linearmente em direção das ranhuras da rede (TE). Esta estrutura está ilustrada na figura 6.1 e consiste de uma rede de difração em relevo com duas constantes elétricas diferentes (ϵ_1 e ϵ_2) sobre um filme com mesma constante elétrica. O substrato utilizado para a realização deste projeto é o quartzo cuja a

constante elétrica (ϵ_s) vale 2.1. O material a ser utilizado para a gravação é o carbono amorfo hidrogenado, cuja a constante elétrica pode variar entre 3.24 e 5.76²⁸ segundo as condições de deposição, deixando assim mais um parâmetro a ser determinado pelo projeto da estrutura.

Para o cálculo do filtro difractivo, foi fixado o valor em que ocorre o pico de reflexão em 900nm, o que determina os outros parâmetros a serem utilizados. O período da rede será de 587nm. As espessuras das duas camadas são calculadas para que a sua espessura óptica atinja os valores de um quarto de onda, ou seja, a espessura da primeira camada (d_1) será de 143nm e a segunda (d_2) será de 118nm. O substrato utilizado é o quartzo ($\epsilon=2.1$) e a constante elétrica do filme de carbono amorfo utilizado foi de 3,61, portanto o valor do fator de preenchimento deve ser de 0,57 para que satisfaça a condição (2.5). O cálculo da eficiência de difração da ordem zero por reflexão desta rede, em função do comprimento de onda está ilustrado na figura 6.2.

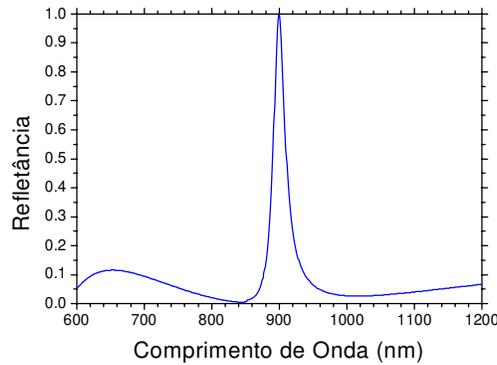


Figura 6.2 – Refletância calculada em função do comprimento de onda para uma rede de difração com as seguintes características: $\Lambda=587\text{nm}$; $d_1=143\text{nm}$; $d_2=118\text{nm}$; $\epsilon_1=1$; $\epsilon_2=3,61$; $\epsilon_s=2,10$ e $f=0,57$; A luz incide normalmente com polarização TE.

Baseado neste resultado foram calculadas outras estruturas fazendo-se pequenas variações em torno dos parâmetros geométricos do filtro proposto. O primeiro parâmetro a ser variado foi o fator de preenchimento, pois este parâmetro é o mais difícil de ser controlado no nosso processo de litografia, portanto o componente não pode depender fortemente deste parâmetro. Variando-se seu valor entre 0,5 e 0,64 observou-se que a resposta do filtro é basicamente a mesma, apenas deslocando o pico para 898nm (para $f=0,5$) e 902nm (para $f=0,64$). Pequenas variações nas espessuras das camadas (d_1 e d_2) de 10nm não afetam a resposta do filtro, apenas as bandas laterais sofrem pequenas modificação.

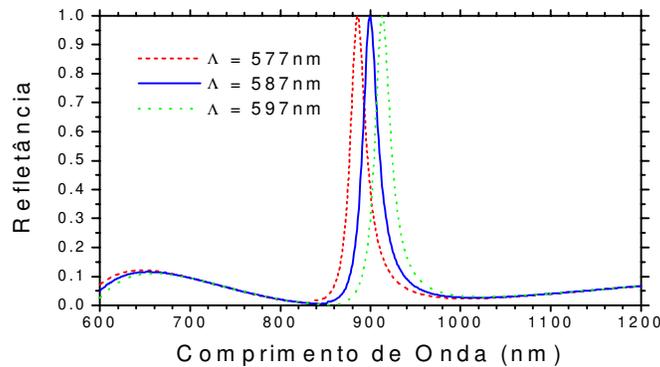


Figura 6.3 – Refletância calculada em função do comprimento de onda para uma rede de difração com as seguintes características: $d_1=143\text{nm}$; $d_2=118\text{nm}$; $\epsilon_1=1$; $\epsilon_2=3,61$; $\epsilon_s=2,10$ e $f=0,57$ A luz incide normalmente com polarização TE. e $\Lambda=577\text{nm}$, 587nm e 597nm ;

O parâmetro que se mostrou mais interessante foi o período espacial das redes. Foram feitas variações de 10nm no seu valor, e o que se observa é o deslocamento do pico de reflexão do filtro em comprimento de onda. Este resultado está mostrado nas figuras 6.3 a) e b).

Os picos mostrados na figura se encontram em 886nm (para $\Lambda=577\text{nm}$), 900nm (para $\Lambda=587\text{nm}$) e 913nm (para $\Lambda=597\text{nm}$). A relação entre o período e o valor onde ocorre o pico de ressonância é praticamente constante. Este resultado mostra que podemos “sintonizar” o filtro em comprimento de onda através do período, vale a pena ressaltar que este é o parâmetro das redes que temos o melhor controle no nosso processo de gravação.

Devido a problemas apresentados na deposição e corrosão dos filmes de carbono amorfo, não foi possível a realização deste componente utilizando esta configuração, então foi estudada a possibilidade da realização destes filtros através da gravação direta sobre a fotorresina.

6.1.2 Filtro gravado em fotorresina

O cálculo deste componente foi realizado utilizando a versão completa do programa **Grating Solver**. O filtro apresentado na seção anterior possui perfil lamelar e índice de refração de 1.9 litografado em carbono amorfo. Nesta seção o projeto será realizado considerando-se um perfil experimental gravado sobre a fotorresina conforme mostra a figura 6.4. A estrutura do filtro é semelhante ao anterior, porém é constituído de uma camada de fotorresina (AZ 1518) que é revelada até obter-se a altura da rede de difração, portanto a espessura do filme abaixo da rede de difração é a espessura inicial de fotorresina menos a altura da rede gravada. O substrato utilizado para o cálculo deste filtro é o quartzo e o índice de refração da fotorresina foi considerado constante e igual a 1,60 nesta região do espectro.

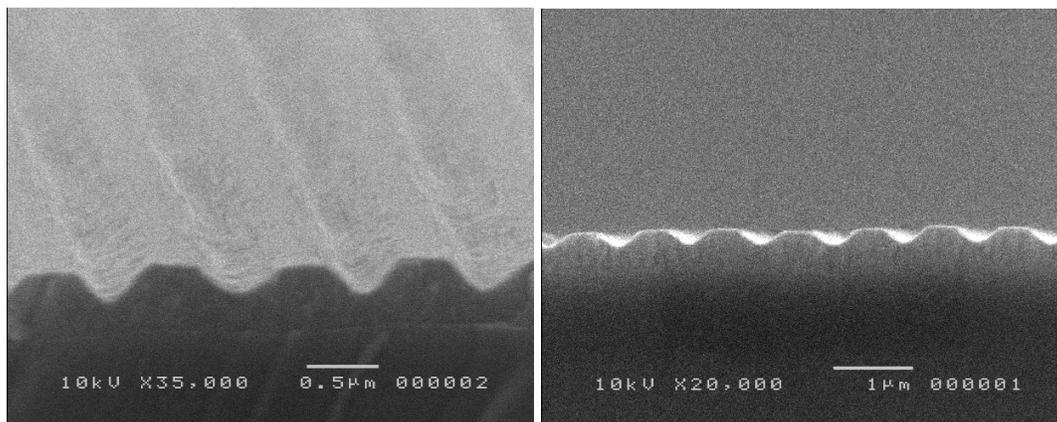


Figura 6.4 – Foto de microscopia eletrônica de uma rede gravada em AZ 1518, cujo perfil foi utilizado para projetar o filtro difrativo.

Utilizando-se da mesma técnica apresentada na seção 2.2.2, a partir da fotografia da seção transversal da rede gravada em AZ1518, obtida através de microscopia eletrônica, foi criado um perfil formado de camadas retangulares (9 camadas) que foi inserido no programa grating solver completo para cálculo da eficiência de difração. O programa permite também a utilização de camadas homogêneas com um índice arbitrário para a formação desta estrutura.

O efeito do filtro difrativo pode ser observado de duas formas: com incidência normal o efeito é observado em função do comprimento de onda ou com um comprimento de onda constante o efeito é observado em função do ângulo de incidência.

A figura 6.5 a) mostra o cálculo da eficiência da ordem 0 por reflexão (refletância) de um filtro com diferentes alturas da rede de difração em função do comprimento de onda. A altura da rede mais a camada de fotorresina é fixa e vale 470nm para estes cálculos e o período da estrutura é de 818nm. A figura 6.5 b) mostra o mesmo gráfico destacando a região do espectro onde ocorre o pico de reflexão.

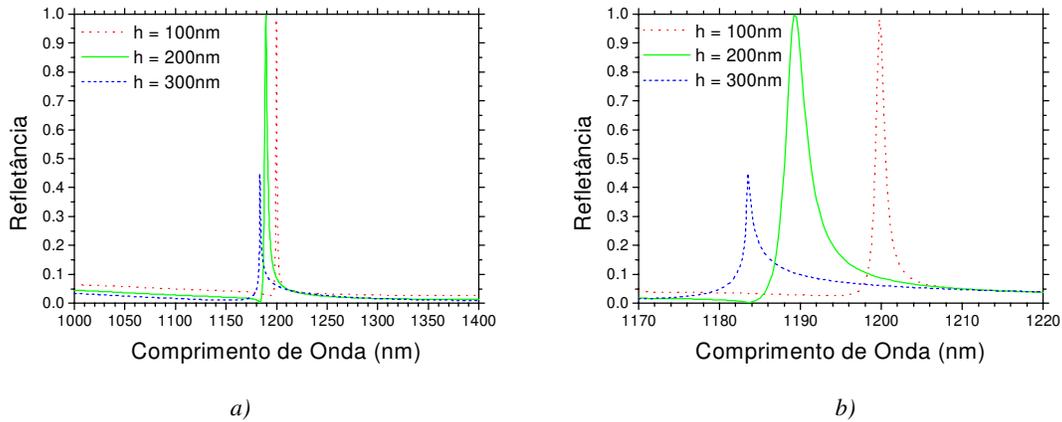


Figura 6.5 - Eficiência da ordem 0 por reflexão (refletância) em função do comprimento de onda para três valores de alturas da rede. A altura da camada de fotorresina mais a altura da rede é fixa e vale 470nm e o período espacial da estrutura é de 818nm

Note que a estrutura calculada, mesmo para diferentes valores da altura da rede gravada apresenta o efeito desejado, mudando ligeiramente o valor onde ocorre a pico de reflexão. A largura do filtro é muito estreita e o valor calculado para largura a meia altura (50%) é 3,1nm, para a rede gravada com 200nm de altura.

Um problema apresentado por estes dispositivos é uma forte dependência com o ângulo de incidência, mesmo pequenos ângulos são capazes de reduzir significativamente os efeitos desejados, desta forma a medida da reflexão da estrutura para incidência estritamente normal é difícil de ser realizada. Porém este efeito também é observado no espectro angular quando o filtro é iluminado com uma fonte luminosa monocromática. A figura 6.6 mostra o cálculo da eficiência da ordem zero por transmissão (transmitância) de um filtro com diferentes alturas em função do ângulo de incidência. O comprimento de onda da luz incidente foi escolhida em 1300nm, para facilitar a medida experimental (laser InP).

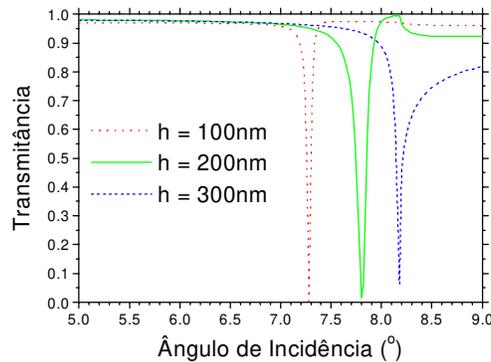


Figura 6.6 - Eficiência da ordem 0 por transmissão (transmitância) em função do ângulo de incidência para três valores de alturas da rede. A altura da camada de fotorresina mais a altura da rede é fixa e vale 470nm e o período espacial da estrutura é de 818nm.

A partir dos resultados acima, para que uma estrutura em fotorresina sobre quartzo funcione como filtro difrativo, deve ser preparada com uma espessura inicial de fotorresina de 470nm, e revelada apenas até se atingir uma profundidade entre 100nm e 300nm. O perfil resultante deve ser semelhante ao mostrado na figura 6.4, que foi utilizado no projeto.

6.2 Resultados

Para poder medir este efeito foram construídos alguns filmes com 470nm de fotorresina AZ1518. As amostras foram expostas ao padrão holográfico com intensidade de $280\text{mJ}/\text{cm}^2$, e reveladas em AZ 351 (1:3). Cada amostra foi revelada com um tempo diferente para produzir redes de difração com alturas diferentes. Três destas amostras foram selecionadas e a figura 6.7 mostra uma foto da sua vista em perspectiva. O período espacial das amostras foi medido com um laser de He-Ne obtendo-se o valor de 818nm.

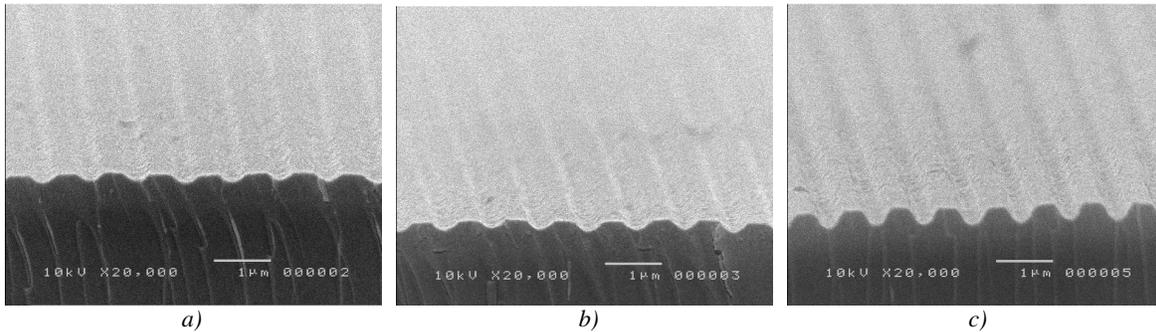


Figura 6.7 - Foto de microscopia eletrônica de três amostras utilizadas para observar o efeito do filtro difrativo
a) amostra 2 b) amostra 3 e c) amostra 5

O efeito de ressonância observado para incidência normal é muito crítico com relação ao ângulo de incidência, quando este ângulo é diferente de zero, aparecem dois picos no espectro, porém mesmo para ângulos pequenos (da ordem de $0,1^\circ$) ocorrem este fenômeno. Portanto para a medida deste efeito foi utilizado um laser de fosfato de índio ($\lambda_0 = 1300\text{nm}$) e o suporte da amostra foi acoplada a um motor de passo com precisão de $0,01^\circ$, desta forma o efeito foi observado para um determinado ângulo e foi medida a luz transmitida através da amostra, ou seja, a ordem zero por transmissão. O resultado destas medidas estão mostrados na figura 6.8.

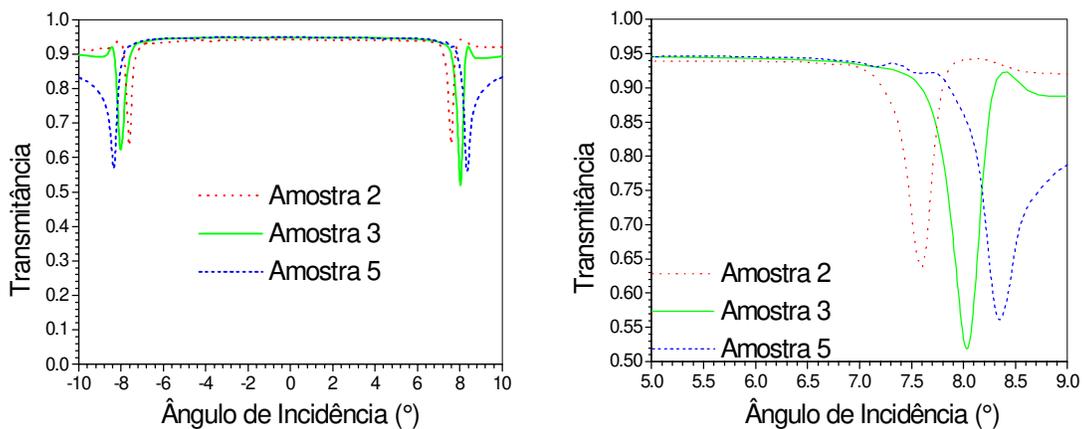


Figura 6.8 - Medida da Transmitância das amostras em função do ângulo de incidência

O efeito pode ser observado porém o valor não atinge o zero como era previsto no projeto. Isto deve ser causado principalmente pelo fato do laser, apesar de utilizar uma lente de índice gradual não ser totalmente colimado e ter um diâmetro muito pequeno, apresentando grande abertura angular, diminuindo o efeito esperado conforme apontado na literatura³⁷. Entretanto pode-se observar que as amostras seguem rigorosamente os comportamentos previstos no projeto com o aumento da espessura (tanto no deslocamento dos picos como em sua forma).

Embora a redução da eficiência com a dispersão angular seja portanto um problema intrínseco deste tipo de filtro, sua largura continua sendo muito estreita, o que ainda torna estes

filtros assunto de grande interesse tecnológico como por exemplo aplicações em laser de cavidade vertical³⁹.

No nosso caso podemos melhorar o desempenho deste filtro, retornando as gravações com filmes de carbono onde os parâmetros geométricos da estrutura tais como forma do perfil e profundidade podem ser melhor controlados, além do índice de refração mais elevado o que aumenta as possibilidades de projeto.

Capítulo 7

Polarizador de Grade

O polarizador de grade é um componente óptico, que consiste em faixas (ou fios) paralelos metálicos, semelhantes aos polarizadores utilizados em microondas, que possuem a propriedade de transmitir a direção de polarização perpendicular as faixas metálicas, impedindo a transmissão da luz polarizada na direção paralela aos fios.

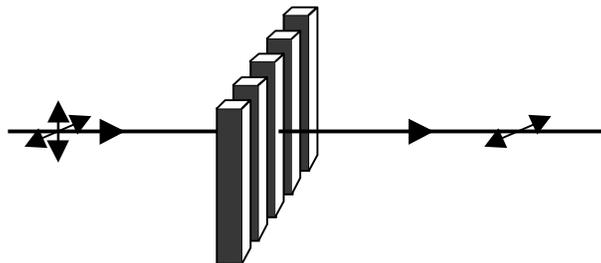


Figura 7.1 - Polarizador de Grade

O polarizador de grade atenua a polarização TE (campo elétrico na direção das linhas da grade), pois o este campo elétrico induz corrente nos fios que reemite a radiação para o mesmo

meio. O desempenho deste componente é ruim se os fios são grossos (a polarização TM também é atenuada), se o período espacial é grande (a polarização TE pode vazar através da grade) ou se os fios possuírem alta resistividade. Para que o efeito seja significativo o espaçamento entre as faixas (período espacial), deve ser no mínimo duas a três vezes menor do que o comprimento de onda incidente⁴⁰. Isto limita o comprimento de onda mínimo para a operação, entretanto não possui limite para o máximo comprimento de onda de operação, apenas limitado pela absorção do substrato. Estes componentes são promissores como polarizador miniaturizáveis no campo de óptica integrada. Até hoje nenhum polarizador de grade foi construído para operar no visível ou infravermelho próximo de maneira satisfatória.

7.1 Projeto

O cálculo deste componente foi realizado utilizando o programa **Grating Solver** e foi considerada uma rede de difração formadas por tiras de alumínio com perfil lamelar depositadas sobre vidro. O programa permite a utilização de um modelo polinomial de ordem 9 para a utilização dos índices de refração (real e imaginário) em função do comprimento de onda, desta forma os índices de refração do alumínio e do vidro são corrigidos pelo programa toda vez que o comprimento de onda é alterado.

Os primeiros cálculos foram realizados para estudar a eficiência da ordem 0 por transmissão (transmitância) para a luz com comprimento de onda 1300nm e nas duas polarizações ortogonais em função de dois parâmetros fundamentais: o período espacial e o fator de preenchimento das estruturas para uma espessura e um comprimento de onda fixo. A figura 7.2a) mostra estes cálculos para uma estrutura com $f = 0,50$ e a figura 7.2b) para $\Lambda = 500\text{nm}$. Nos dois casos foi considerado uma espessura de 200nm.

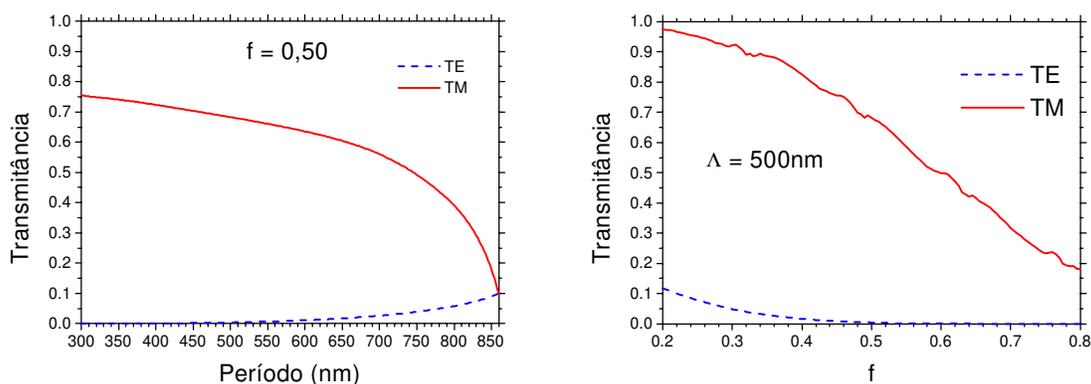


Figura 7.2 - Transmitância para uma estrutura lamelar de alumínio sobre vidro com profundidade de 200nm e comprimento de onda da luz incidente de 1300nm para as duas polarizações ortogonais em função: a) do período espacial b) do fator de preenchimento

Os resultados acima mostram que quanto menor o período da estrutura gravada, melhor será o desempenho do dispositivo, pois melhora as duas características mais importantes do polarizador: a razão de atenuação entre as polarizações e a eficiência do dispositivo. Com relação ao fator de preenchimento, para estruturas com tiras mais largas de alumínio, a eficiência do dispositivo cai, porém a razão de atenuação cresce acentuadamente.

A profundidade da rede de 200nm é grande se considerarmos a dimensão do período que está sendo estudada e os processos de deposição utilizados no laboratório. Para estudos posteriores o período de nossa estrutura foi fixado em 420nm, pois é um valor factível na nossa montagem experimental. Com este valor foi realizado o cálculo da eficiência de difração da ordem 0 por transmissão para dois valores diferentes de fator de preenchimento, as figuras 7.3 a) e b) mostram estes resultados em função da profundidade da estrutura de alumínio.

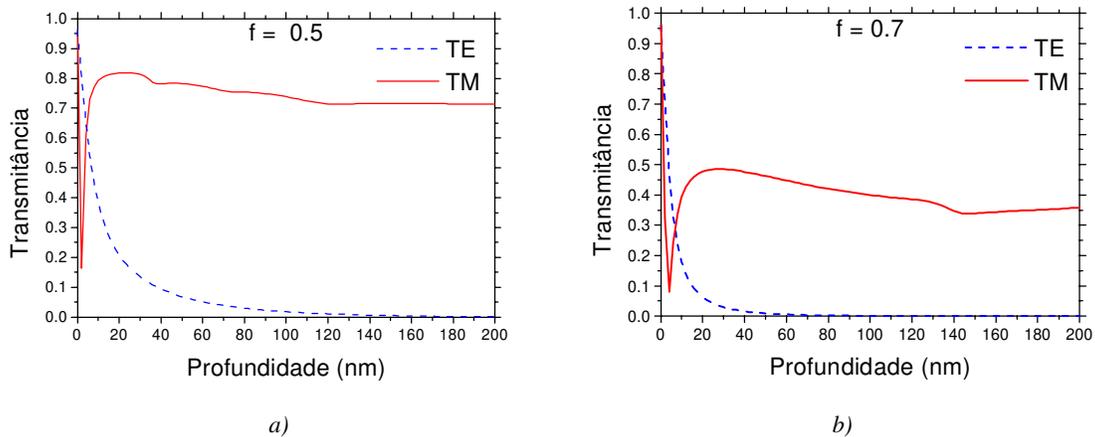


Figura 7.3 - Eficiência da ordem 0 por transmissão para uma estrutura lamelar de alumínio sobre vidro com período espacial de 420nm e comprimento de onda da luz incidente de 1300nm para as duas polarizações ortogonais em função da profundidade para: a) $f = 0,50$ b) $f = 0,70$

Pelos resultados obtidos observamos que para um fator de preenchimento maior é necessário uma menor profundidade de alumínio, o que permite a confecção do dispositivo, porém a eficiência também é afetada. Analisando os resultados observa-se que com uma espessura de alumínio de 100nm é possível confeccionar um polarizador. A figura 7.4a) mostra a transmitância de uma estrutura com profundidade de 100nm e período de 420nm em função do comprimento de onda para a polarização TM para diversos fatores de preenchimento. A figura 7.4b) mostra a razão de atenuação do dispositivo teórico (eficiência TM / eficiência TE).

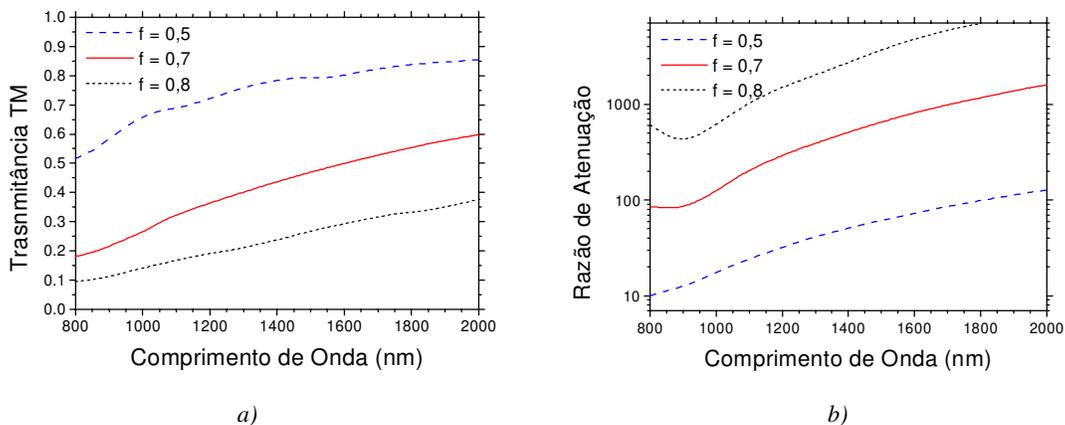


Figura 7.4 - Cálculos realizados para uma estrutura com profundidade de 100nm de alumínio e período espacial de 420nm em função do comprimento de onda. a) Eficiência da ordem 0 por transmissão b) razão de atenuação entre as duas polarizações ortogonais.

Analisando-se os resultados acima observa-se que quanto maior o comprimento de onda, melhor o desempenho do polarizador, conforme esperado. Porém pode-se observar também que aumentando a largura das tiras de alumínio (fator de preenchimento maior) o componente apresenta uma razão de atenuação elevada, porém a eficiência total do dispositivo é muito baixa. Por outro lado para um fator de preenchimento menor o componente apresenta uma razão de atenuação baixa, porém alta eficiência do dispositivo.

Para analisar o desempenho teórico deste componente, uma rede de difração com um período espacial de 420nm, fator de preenchimento de 0,70 e altura da camada de alumínio de 100nm, se comportaria teoricamente como um polarizador com fator de atenuação maior do que 1000 para comprimentos de onda maiores que 1700nm, nesta faixa do espectro a sua eficiência é

superior a 0,53. Porém estes valores podem ser alterados conforme a aplicação do dispositivo para se valorizar a transmitância da polarização TM ou a razão de atenuação.

7.2 Resultados

Para testar o efeito de polarização causado por este dispositivo, foi construída uma rede de difração em fotorresina com período espacial de 785nm e utilizado o processo de deposição seletiva com alumínio para fabricar uma rede de difração constituída de tiras de alumínio. A rede resultante tem período de 785nm e a espessura de alumínio é de aproximadamente 100nm com um fator de preenchimento de 0,74. Uma foto de microscopia eletrônica de varredura da vista superior da estrutura resultante está mostrada na figura 7.5.

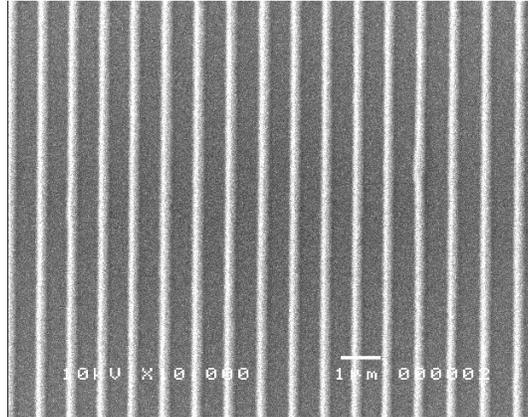


Figura 7.5 – Foto de microscopia eletrônica de uma amostra constituída de tiras de alumínio sobre vidro. O alumínio corresponde as faixas escuras.

Para se medir o efeito da polarização foi realizada a caracterização óptica utilizando um espectrômetro Lambda-9 Perkin-Elmer com a luz sendo polarizada com um prisma tipo Glan-Thompson de calcita A figura 7.6 mostra a curva teórica calculada para a estrutura gravada, em função do comprimento de onda, juntamente com os valores medidos experimentalmente para esta estrutura. Para o cálculo foi considerado o índice de refração complexo do alumínio evaporado para cada comprimento de onda, e obtém-se razões de atenuação de 190:1 (para $\lambda=2000\text{nm}$) e 400:1 (para $\lambda=2600\text{nm}$).

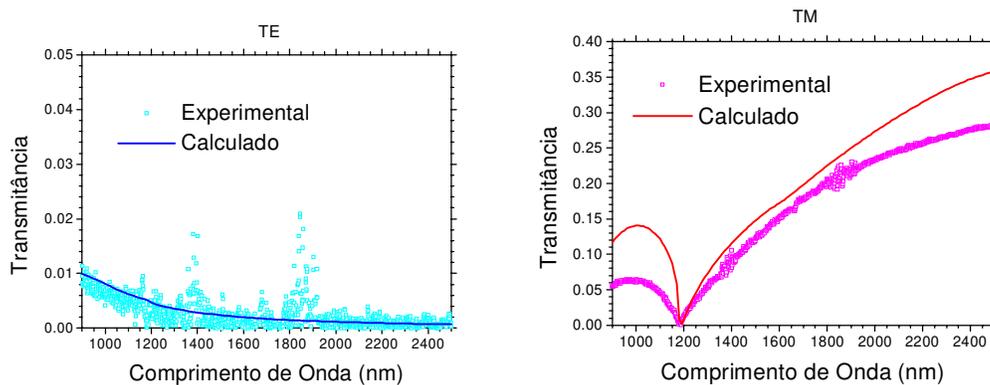


Figura 7.6 - Transmitância de uma rede de difração constituída por tiras de alumínio com $\Lambda=785\text{nm}$, $h=100\text{nm}$ e $f=0,74$ calculada e medida em função do comprimento de onda da luz incidente a)TE e b)TM

Os resultados medidos mostram uma boa concordância com a curva teórica. As perdas na transmitância se devem provavelmente à espalhamento em defeitos na rede gravada. Apesar disso a razão de atenuação medida para esta rede é melhor que 100:1 para comprimentos de onda

superior a 2000nm. Não foi possível realizar uma medida mais precisa com o espectrofotômetro porque as intensidades para a polarização TE são menores do que o erro do aparelho. Estes resultados, entretanto, são bastante interessantes pois apresentam alta razão de atenuação na região do infravermelho e permite a utilização de altas potência incidentes.

Capítulo 8

Conclusões

O desenvolvimento de componentes ópticos difrativos de alta frequência espacial é um problema que envolve muitas etapas interligadas e é necessário o conhecimento de todas elas para poder tornar possível a confecção destes componentes.

Para o projeto dos componentes é fundamental uma poderosa ferramenta para o cálculo das estruturas, para que possam ser considerados os perfis obtidos experimentalmente nos processos de fabricação e materiais reais. Os primeiros componentes projetados no laboratório foram realizados utilizando-se dados da literatura. Posteriormente com os programas doados pelo Dr. Helmut Haidner (Erlangen e Standard) foi possível a realização dos primeiros projetos com estruturas lamelares que apesar de serem difíceis de serem obtidas no laboratório, nos permitiu estudar a dependência da difração com os parâmetros da estrutura. Finalmente com a aquisição do programa Grating Solver, já no último semestre, foi possível considerar os perfis obtidos experimentalmente e realizar projetos mais completos. O divisor de polarização e o filtro difrativo gravados em fotorresina foram exemplos de componentes que só puderam ser projetados e realizados devido à flexibilidade do perfil permitido pelo programa Grating Solver. Embora ele tenha sido um grande avanço ainda temos limitações como por exemplo, não é possível estudar o efeito dos ruídos nas larguras das linhas e da frente de onda não ser estritamente plana (ou convergente, etc).

No processo de fabricação a etapa que mais ocupou tempo e trabalho foi a redução dos ruídos (principalmente a variação nas larguras das linhas) apresentados nas máscaras gravadas

holograficamente sobre a fotorresina, uma vez que esta etapa é utilizada em todos os processos, a qualidade desta máscara é fundamental para a fabricação das estruturas. Para a solução deste problema foi necessário a caracterização da montagem holográfica juntamente com o seu sistema de estabilização. Uma vez resolvido este problema foi possível realizar estruturas uniformes e repetitivas numa área de aproximadamente uma polegada quadrada. Além disso foi possível gravar máscara com alta razão de aspecto o que possibilita o uso da técnica de deposição seletiva como uma alternativa à litografia para gravação de estruturas ou máscaras intermediárias.

Para a caracterização das etapas de gravação foi fundamental o uso de microscopia eletrônica, que nos fornece informações importantes sobre as estruturas gravadas, como perfil, altura, uniformidade, rugosidade, etc. A caracterização óptica depende especificamente de cada componente, Há casos que usamos espectrofotômetros comerciais (λ -9) ou de Littrow e há casos em que foram feitas montagens específicas. Os resultados das caracterizações são importantes para realimentar todo o processo.

Para exemplificar como estas etapas estão interligadas podemos citar o filtro difrativo. Primeiramente foi projetado um componente composto de uma camada de fotorresina e uma rede de difração senoidal. Para este componente foram obtidas as alturas necessárias para que se comportasse como um filtro, que foram então realizadas no laboratório. Através da caracterização da estrutura, utilizando-se microscopia eletrônica, observou-se que o perfil formado não era senoidal. O projeto foi então refeito para o perfil apresentado e foram obtidas novas profundidades para as estruturas, que foram então realizadas. Um outro exemplo de componente realizado a partir de estruturas obtidas experimentalmente é o divisor de polarização realizado na fotorresina.

A associação do projeto às técnicas de fabricação de microestruturas em relevo alcançadas durante este trabalho de mestrado representou um grande avanço na linha de pesquisa e desenvolvimento de componentes ópticos difrativos. Os componentes obtidos demonstram o potencial desta associação, que pode gerar produtos comercializáveis no futuro próximo.

Capítulo 9

Referência Bibliográfica

1. G. M. Morris, K. F. Walsh e K. J. McIntyre, “Optical System Design with Diffractive Lenses”, Proceedings of the EOS Topical Meeting “Diffractive Optics”, Savonlinna – Finland, 1997
2. T. Suhara and H. Nishihara, “Integrated optics components and devices using periodic structures”, IEEE J. Quantum Elet., **QE-22**, 845, (1986).
3. Magnusson R, Wang SS, “New principles for Optical Filters”, Appl. Phys. Let., **61**, 1022, (1992).
4. H. Tamada, T. Doumuki, T Yamaguchi and S. Matsumoto, “Al wire-grid polarizer using s-polarization resonance effect at the 0.8- μm -wavelength band”, Opt. Let., **22**, 419, (1997).
5. K. H. Brenner and F. Sauer, “Diffractive-reflective optical interconnects”, Appl. Opt., **27**, 4251, (1988).
6. M. Schmitz, R. Brauer and O. Bryngdahl, “Grating in the resonance domain as polarizing beam splitters”, Opt. Let., **20**, 1830, (1995).
7. L. Cescato, E. Gluch and N. Streibl, “Holographic quarter-wave plate”, Applied Optics, **29**, 3286 (1990).

8. S.M. Norton, G.M. Morris and T. Erdogan, "Experimental investigation of resonant-grating filter lineshapes in comparison with theoretical models", *J. Opt. Soc. Am. A*, **15**, 464, (1998).
9. Rolf C. Enger and Steven K. Case, "Optical elements with ultrahigh spatial frequency surface corrugations", *Applied Optics*, **22**, 3220, (1983).
10. M. David Levenson, "DUV Lithography and Beyond", *Microlithography World*, Summer 1995, 6, (1995).
11. J. W. Goodman, "Introduction to Fourier Optics", (Ed. McGraw-Hill, USA, 1968).
12. M. Born and E. Wolf, "Principles of Optics", Sixth edition, (Cambridge Press, United Kingdom, 1993).
13. D. Maystre, chapter 3, in "Eletromagnetic Theory of Gratings", Edited by R. Petit, (Ed. Springer-Verlag, Berlin, 1980), p. 63.
14. P. Vincent, chapter 4, in "Eletromagnetic Theory of Gratings", Edited by R. Petit, (Ed. Springer-Verlag, Berlin, 1980), p. 101.
15. M. G. Moharam and T. K. Gaylord, "Rigorous coupled-wave analysis of planar-grating diffraction", *J. Opt. Soc. Am.*, **71**, 811, (1981).
16. H. Kogelnik, "Coupled wave theory for thick hologram gratings", *Bell Syst. Tech. J.*, **48**, 2909 (1969).
17. R. Petit, "Eletromagnetic Theory of Gratings", (Ed. Springer-Verlag, Berlin, 1980).
18. M. G. Moharan and T. K. Gaylord, "Diffraction analysis of dielectric surface-relief gratings", *J. Opt. Soc. Am.*, **72**, 1385, (1982).
19. H. Haidner, "Theorie der Subwellenlängenstrukturen für diffraktive optische Elemente, P.H.D. Thesis", Universität Erlangen-Nürnberg, (1994).
20. <http://www.gsolver.com>.
21. M. Françon, "Laser Speckle and Applications in Optics" (Academic Press, 1979 London).
22. L. L. Soares, C. R. A. Lima, E. L. Rigon and L. Cescato, "Speckle noise in holographic patterns", proceeding of the Symposium on Lasers and Their Applications, 59,(1997)
23. B. A. Mello, I. F. Da Costa, C. R. A. Lima, and L. Cescato, "Developed profile of holographically exposed photoresist gratings", *Appl. Opt.*, **34**, 597-603(1995).
24. J. Frejlich, L. Cescato, "Analysis of a phase-modulating recording mechanism in negative photoresist", *J. Opt. Soc. Am.*, **71**, 873-878 (1981).
25. A.A. Freschi, P.M. Garcia, J. Frejlich, "Phase-controlled photorefractive running holograms", *Opt. Com.*, **143**, 257-260, (1997).
26. L. Cescato, J. Frejlich, "Self diffraction for intrinsic optical modulation evolution measurement in photoresist", *Appl. Opt.*, **27**, 1984, (1988).
27. L. Cescato, L.L. Soares and E. L. Rigon, "Noise reduction in the recording of holographic photoresist masks", submitted to SPIE Symposium on Micromachining and Microfabrication.
28. J. C. Angus, P. Koidl and S. Domitz : "Plasma Deposited Thin Films", eds. J. Mort and F. Jansen (CRC Press, Boca Rayton, 1986) p. 89.

29. C. R. A. Lima, L. L. Soares, L. Cescato, M. A. R. Alves and E. S. Braga, "Diffractive structures holographically recorded in amorphous hydrogenated carbon (a-C:H) films", *Opt. Let.*, **22**, 1805 (1997).
30. R. C. Enger and S. K. Case, "High frequency holographic transmission grating in photoresist", *J. Op. Soc. Am.*, **73**, 1113 (1983).
31. E. D. Palik, "Handbook of Optical Constants of Solids", (Academic Press, Washington DC, 1985).
32. L. L. Soares, C. R. A. Lima, L. Cescato, M. A. R. Alves and E. S. Braga, "Recording of relief structures in amorphous hydrogenated carbon (a-C:H) films for infrared diffractive optics", *J. Mod. Opt.*, **45**, 1479 (1998).
33. C. R. A. Lima, L. L. Soares, A. L. Gobbi and L. Cescato, "Reflecting polarizing beam splitter", *Opt. Let.*, **22**, 203, (1997).
34. S. Habraken, O. Michaux, Y. renotte and Y. Lion, "Polarizing holographic beam splitter on a photoresist", *Opt. Let.*, **20**, 2348, (1995).
35. S. Tibuleac and R. Magnusson, "Reflection and transmission guided-mode resonance filters", *J. Opt. Soc. Am. A*, **14**,1617 (1997).
36. R. Magnusson, D. Shin and ZS Liu, "Guided-mode resonance Brewster filter", *Opt. Let.*, **23**, 612, (1998).
37. F. Lemarchand, A. Sentenac and H. Giovannini, "Study of the resonant behavior of waveguide-gratings increasing the angular tolerance of guided-mode filter", *OSA technical digest series*, **10**, (OSA, Washington DC, 1998), p. 27.
38. S. Tibuleac and R. Magnusson, "Reflection and transmission guided-mode resonance filters", *J. Opt. Soc. Am. A*, **14**,1617 (1997).
39. R. A. Morgan, J. A. Cox, R. Wilke and C. Ford, "Applications of guided-mode resonant filters to VCSELs", *OSA technical digest series*, **10**, (OSA, Washington DC, 1998), p. 18.
40. M. T.Gale, "Microfabricated Diffractive Polarizers – Fabrication and Applications" ,*Proceeding to DGaO, Interlaken, 1990 May* (anais do encontro da Sociedade Alemã de Óptica).