

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS

INSTITUTO DE FÍSICA "GLEB WATAGHIN"

**DESENVOLVIMENTO DO PROCESSO
DE CONFEÇÃO DE REDES
DE DIFRAÇÃO HOLOGRÁFICAS**

Ivan Ferreira da Costa ✓

Orientadora: Profa. Dra. Lucila Cescato

*ESTE EXEMPLAR CORRESPONDE À REDAÇÃO FINAL
DA TESE DE MESTRADO DEFENDIDA PELO ALUNO
IVAN FERREIRA DA COSTA E APROVADA PELA
COMISSÃO JULGADORA*

CAMPINAS 18/04/95

Lucila K Cescato

Laboratório de Óptica
Departamento de Estado Sólido
Instituto de Física "Gleb Wataghin"
Universidade Estadual de Campinas - UNICAMP

Setembro de 1992

UNIDADE	IF
N.º CHAMADA	7111-1511P
V.º	Ex.
T.º	30/24659
PR.º	433/95
C	☐ D ☒
PREÇO	R\$ 11,00
DATA	23/05/95
N.º CPD	

TM/883/IFGW

Jim

CM-00069235-0

FICHA CATALOGRAFICA ELABORADA PELA
BIBLIOTECA CENTRAL - UNICAMP

Costa, Ivan Ferreira da

08284 Desenvolvimento do processo de confecção de redes de difrac-
ção holográficas / Ivan Ferreira da Costa. - - Campinas, SP :
Is.n.l., 1992.

Orientador : Lucília Cescato.

Dissertação (mestrado) - Universidade Estadual de Campinas,
Instituto de Física Gleb Wataghin.

I. Holografia. 2. Difração. I. Cescato, Lucília Helena
Dellesposte. II. Universidade Estadual de Campinas. Instituto
de Física Gleb Wataghin. III. Título.

Dedico este trabalho
aos dois que sempre me apoiaram
Nayr e Natan, meus pais.

AGRADECIMENTOS

Ao Prof. Jaime pela participação e discussão.

Ao Carlos Raimundo pela indispensável ajuda dada em todo o trabalho experimental.

Aos colegas Agnaldo, David, Paulo Magno e Valter.

Ao Alcides, do Carmo, Petrúcio e Suely pelo apoio técnico.

Ao Hiran pelos trabalhos de microscopia eletrônica e a Maria Ignês pela secretaria de pós-graduação.

E a todos que direta ou indiretamente colaboraram para a realização deste trabalho.

AGRADECIMENTOS MUITO ESPECIAIS

À Prof. Lucila Cescato por inúmeras dúvidas respondidas e pela orientação dada em cada linha deste trabalho.

Com toda minha estima, ao Bernardo pela grande amizade criada nestes anos de convivência.

Ao Cristo.

RESUMO

Neste texto é feita, pela primeira vez em nosso laboratório, uma síntese de todo o processo tecnológico que envolve a confecção de redes de difração holográficas, descrevendo a preparação do substrato, a montagem holográfica, a exposição, o sistema de estabilização, a revelação, a metalização e finalmente a caracterização.

Esta síntese mostra o que se faz, e de que forma, na confecção de redes de difração sobre fotorresina em nosso laboratório.

Foi desenvolvido um processo completo de confecção de redes de difração que permite obter redes de difração holográficas que satisfazem largamente as necessidades do mercado nacional.

Com esta finalidade foi desenvolvida uma montagem holográfica versátil onde podem ser confeccionadas redes com ampla variedade de frequências espaciais (400 a 3500 linhas/mm) e com grande abertura, possibilitando a fabricação de redes homogêneas em áreas de até 100 mm de diâmetro.

À esta montagem foi adicionado um sistema eletrônico, que permite fixar o padrão de interferência à rede que está sendo gravada durante o registro.

O monitoramento da gravação é feito em tempo real através da medida do sinal de difração, onde um sistema de aquisição de dados via placa GPIB controla a coleta de dados.

Foi feita uma análise dos resultados exatos da teoria de difração de redes de difração e uma comparação dos resultados teóricos com os resultados experimentais obtidos.

Analizou-se a influência dos ruídos, produzidos na gravação das redes, sobre a resolução e o nível de luz espúria na difração.

Houve desenvolvimento de todas as etapas do processo de confecção de redes de difração, destacando-se os resultados obtidos nos processos

de revelação, metalização e a automação da medidas da eficiência da redes produzidas.

Com o objetivo de caracterizar e otimizar as redes para espectroscopia foi feito um estudo da eficiência, do ruído e de resolução das redes de difração.

O espectro de difração das redes é fortemente dependente do perfil dos sulcos gravados. Para se obter melhor controle sobre as estruturas gravadas, estudou-se finalmente a influência dos diversos parâmetros do processo tais como a isotropia e não linearidade do revelador, ondas estacionárias, absorção do filme, etc., sobre o perfil das redes gravadas.

ÍNDICE

I - INTRODUÇÃO	1
II - PROCESSO DE CONFECÇÃO DE REDES DE DIFRAÇÃO	5
1. Preparação do filme	6
1.1. Substratos	6
1.2. Deposição da fotorresina	6
2. Montagem holográfica	7
3. Exposição	10
4. Sistema de estabilização	11
4.1. Mistura de ondas	12
4.2. Medida da resposta do piezoelétrico	14
4.3. Aquisição automática de dados	16
5. Revelação	17
6. Metalização	18
7. Caracterização	20
7.1. Medida da eficiência na montagem de Littrow	21
III - ESTUDO DAS CARACTERÍSTICAS DE REDES DE DIFRAÇÃO	24
1. Eficiência	25
1.1. Teoria escalar	27
1.2. Teoria de ondas acopladas	28
1.3. Teorias exatas	30
1.3.1. Métodos integrais	31
1.3.2. Métodos diferenciais	31
1.3.3. Resultados	32
A) Redes holográficas na montagem de Littrow ..	32
B) Desvios sobre a montagem de Littrow	34
C) Eficiência das ordens -2 e -3	35

	D) Redes de perfil lamelar	36
	E) Redes de condutividade finita	37
	F) Resumo dos resultados	38
	2. Ruído	39
	2.1. Luz espalhada ou espúria	39
	2.2. Fantasmas	41
	3. Resolução	42
IV -	ANÁLISE DO PERFIL RESULTANTE DOS SULCOS DAS REDES	44
	1. Modelo	45
	2. Perfis calculados	48
	2.1. Ataque isotrópico	48
	2.2. Luz de fundo	49
	2.3. Ataque não linear	50
	2.4. Substrato refletor	51
	3. Resultados experimentais	51
V -	CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS	56
VI -	APÊNDICES	60
	A) Programa de aquisição de dados via placa GPIB	61
	B) Relatório de medida do ruído da redes - FUNBEC	64
VII -	REFERÊNCIAS	69

CAPÍTULO I

INTRODUÇÃO

Redes de difração são estruturas periódicas que difratam a luz. Devido a diferença de fase produzida por esta estrutura ocorre interferência construtiva para cada comprimento de onda da radiação incidente que é difratada em direções diferentes. Esta propriedade de separação das cores (dispersão) faz das redes de difração componentes valiosos e amplamente utilizados em espectroscopia.

Na confecção das redes de difração até a década de 60, apenas eram utilizadas máquinas muito complexas, que riscavam mecanicamente cada sulco da rede⁰¹. Com o aparecimento do laser, foi possível gravar de uma só vez linhas, geradas por um padrão de interferência de duas frentes de onda, em um material fotossensível, o qual, após reveladas formam sulcos. Redes produzidas desta forma são denominadas de redes holográficas⁰², e possuem uma série de vantagens sobre as redes riscadas: menor custos na confecção, facilidade de produção de redes grandes, com períodos muito pequenos (grande número de linhas por milímetro) e a possibilidade de gravação de redes curvas (redes côncavas)⁰³.

A flexibilidade das redes holográficas quanto ao substratos onde são feitas (dielétricos, semicondutores ou condutores), aliada a possibilidade de gravar altas frequências, torna as redes interessantes para aplicações em optoeletrônica⁰⁴, processamento óptico⁰⁵, holografia⁰⁶ e espectroscopia.

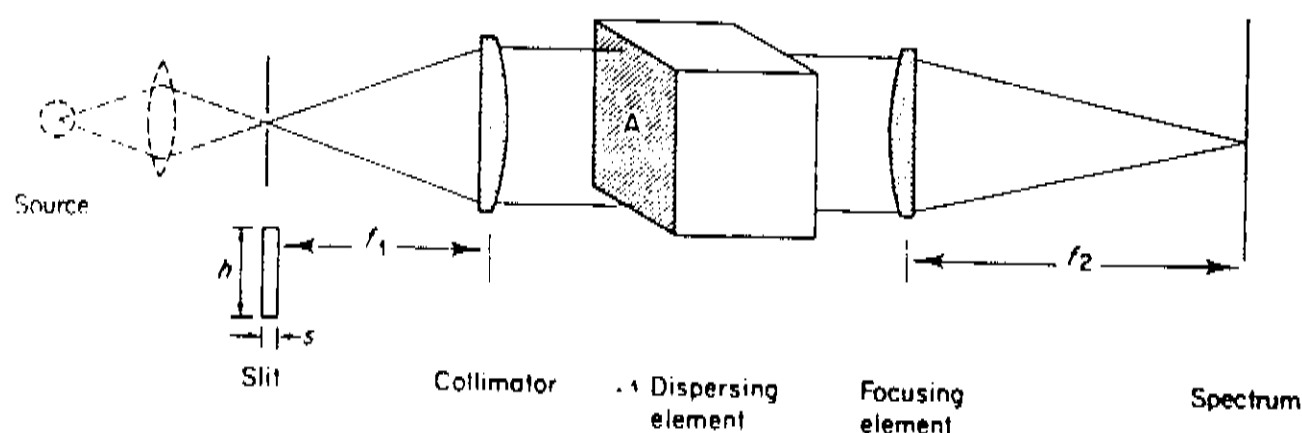


figura 1

Em espectroscopia as redes de difração são amplamente utilizadas

para realizar a separação dos comprimentos de onda. Os elementos básicos de um espectrômetro são mostrados na figura 1. A fonte, ou mais usualmente a imagem da fonte, passa por uma fenda e a radiação é colimada por uma lente ou um espelho. A radiação é então difratada pela rede, e a direção de propagação depende de seu comprimento de onda. Passando então por uma segunda lente ou espelho, a radiação é focalizada e o espectro consiste de uma série de imagens monocromáticas da fenda de entrada.

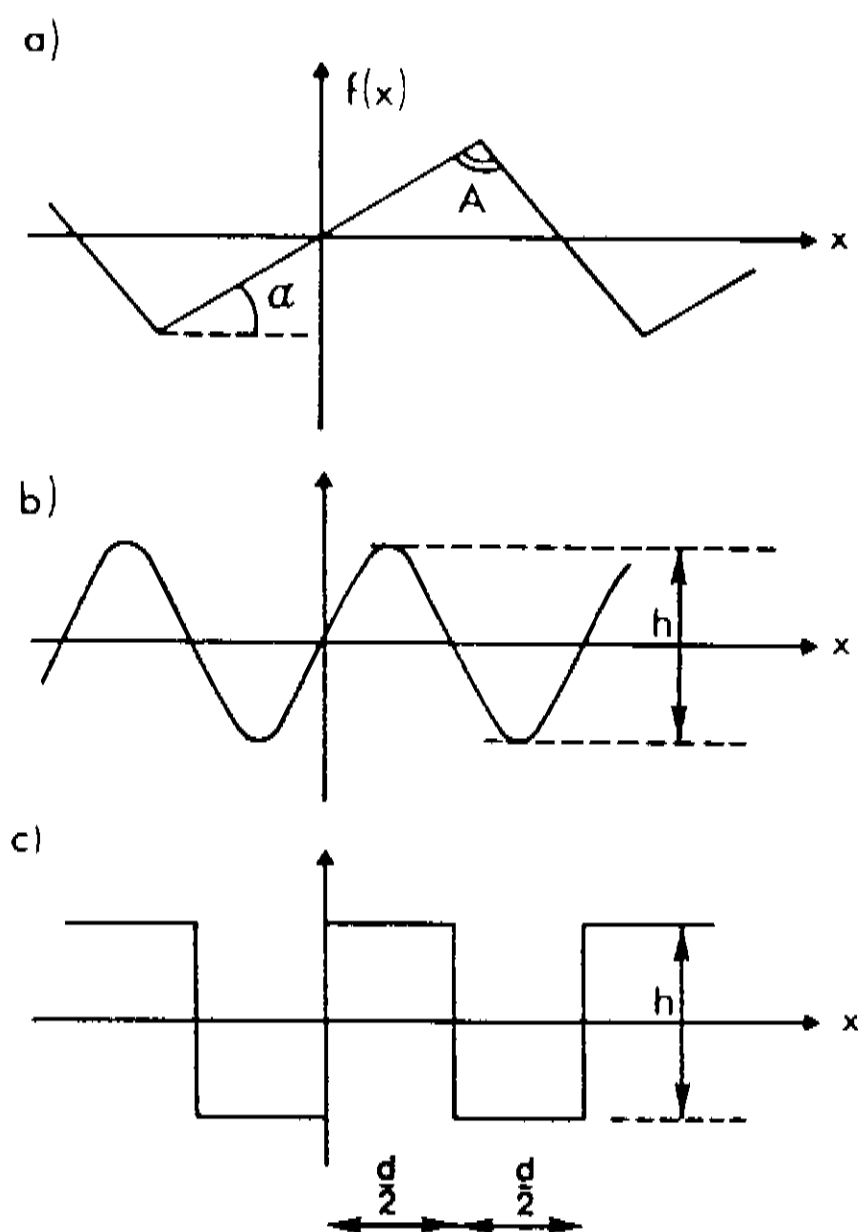


figura 2

As redes de difração podem modular a amplitude ou a fase da onda incidente. Pode-se produzir redes que trabalhem por transmissão ou por reflexão. Devido a facilidade de confecção, as redes mais usadas são as redes que produzem a diferença de fase entre as ondas incidentes através

a variação do relevo de sua superfície. Os relevos mais utilizados podem ser vistos na figura 2: triangular (a), senoidal (b) e lamelar (c).

O processo de confecção de redes de difração holográficas consiste em se depositar um filme de fotorresina sobre um substrato de vidro, sobre o qual é projetado um padrão de interferência produzido por dois feixes laser. Após a exposição, o filme é revelado quimicamente, gerando uma estrutura em relevo. Neste ponto a rede está pronta para ser usada por transmissão, pois a resina e o substrato são semi-transparentes e a luz pode ser difratada e transmitida. No caso da rede ser usada por reflexão, onde a luz é difratada e refletida, é necessário que o relevo produzido seja recoberto com um material refletor.

No capítulo II é feita uma descrição detalhada do processo de confecção de redes de difração holográficas, assim como da montagem holográfica e do sistema de estabilização. Também serão mostrados os métodos utilizados na caracterização das redes.

O estudo das características de eficiência, ruídos e resolução das redes de difração, feito no capítulo III, mostra quais são os parâmetros que devem ser obtidos na confecção de uma rede, para se otimizar sua resposta no sistema onde esta será utilizada.

O capítulo IV é dedicado à análise do perfil dos sulcos das redes e dos principais efeitos que determinam o formato do relevo, com o objetivo de controlá-los para se obter o relevo desejado.

CAPÍTULO II

PROCESSO DE CONFECÇÃO DE REDES DE DIFRAÇÃO

Neste capítulo serão mostradas as etapas do processo de confecção de redes de difração holográficas, a saber: preparação do filme, montagem holográfica, exposição, sistema de estabilização, revelação, metalização e caracterização. Serão destacados as novas técnicas utilizadas nestas etapas durante o desenvolvimento do processo.

1. Preparação do filme

1.1. Substratos

A qualidade das redes produzidas depende do uso de substratos com alta planicidade. Estes substratos são polidos no próprio laboratório ou são adquiridos na FUNBEC.

Outro aspecto importante é a limpeza do substrato no momento da deposição do filme de fotorresina. Para a limpeza normalmente se usa água deionizada, mas podem ser usados acetona, para dissolver gorduras ou resina, ácido clorídrico, para limpeza de depósitos de alumínio, além de técnicas de agitação, fervura e vibração por ultrassom.

Os substratos são então levados à estufa para secagem. No momento da aplicação da fotoresina ainda é usado um jato de gás de nitrogênio para retirar qualquer partícula que possa estar sobre a superfície do substrato.

1.2. Deposição da fotorresina

Na confecção dos filmes são depositados, sobre o substrato, gotas de fotorresina Shipley 1400-31 que é centrifugado em um "spin-coater" a uma velocidade entre 3000 e 7000 rpm durante 25 segundos. A espessura do filme é controlada pela velocidade de rotação ou pela viscosidade da fotorresina (que pode ser alterada pela quantidade de diluente que se mistura à fotorresina). Na figura 1.1 pode

Per visto um gráfico da espessura em função da porcentagem de diluente misturado à fotoresina 1400-31, sobre um substrato de vidro, centrifugado a 5000 rpm durante 25 segundos. Durante a deposição da fotoresina a umidade deve ser mantida abaixo de 60% para se obter uma melhor aderência do filme e maior reprodutibilidade na revelação.

A deposição do filme é feita dentro de uma capela de fluxo laminar para garantir a limpeza do ambiente e consequentemente do filme que está sendo confeccionado.

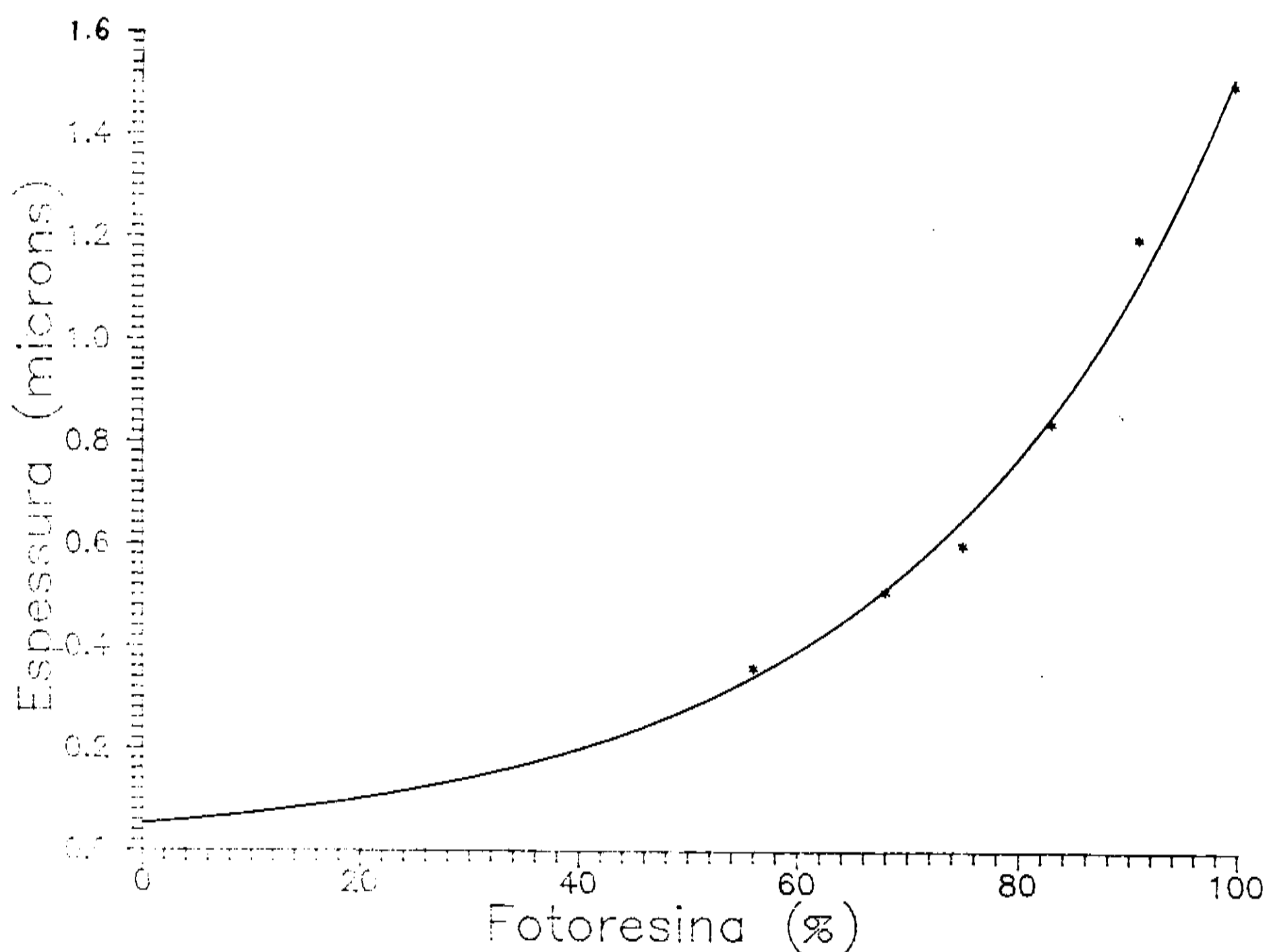


figura 1.1

Após a deposição do filme, é feito um "pre-bake", ou seja, o substrato com o filme é colocado na estufa a 70 °C durante 20 minutos, para que o resto do solvente evapore.

. Montagem holográfica

Sobre uma mesa de granito de 2,60m x 1,10m por 10 cm de espessura, flutuando sobre câmeras de ar para evitar vibrações transmitidas pelo solo, foi montado o interferômetro (figura 2.1).

Como fonte de luz foi utilizado um laser de argônio (A) sintonizado na linha λ
= 4579 Å , pois a relação "sensibilidade da fotoresina" x "potência da linha" é melhor nesta linha, para o visível.

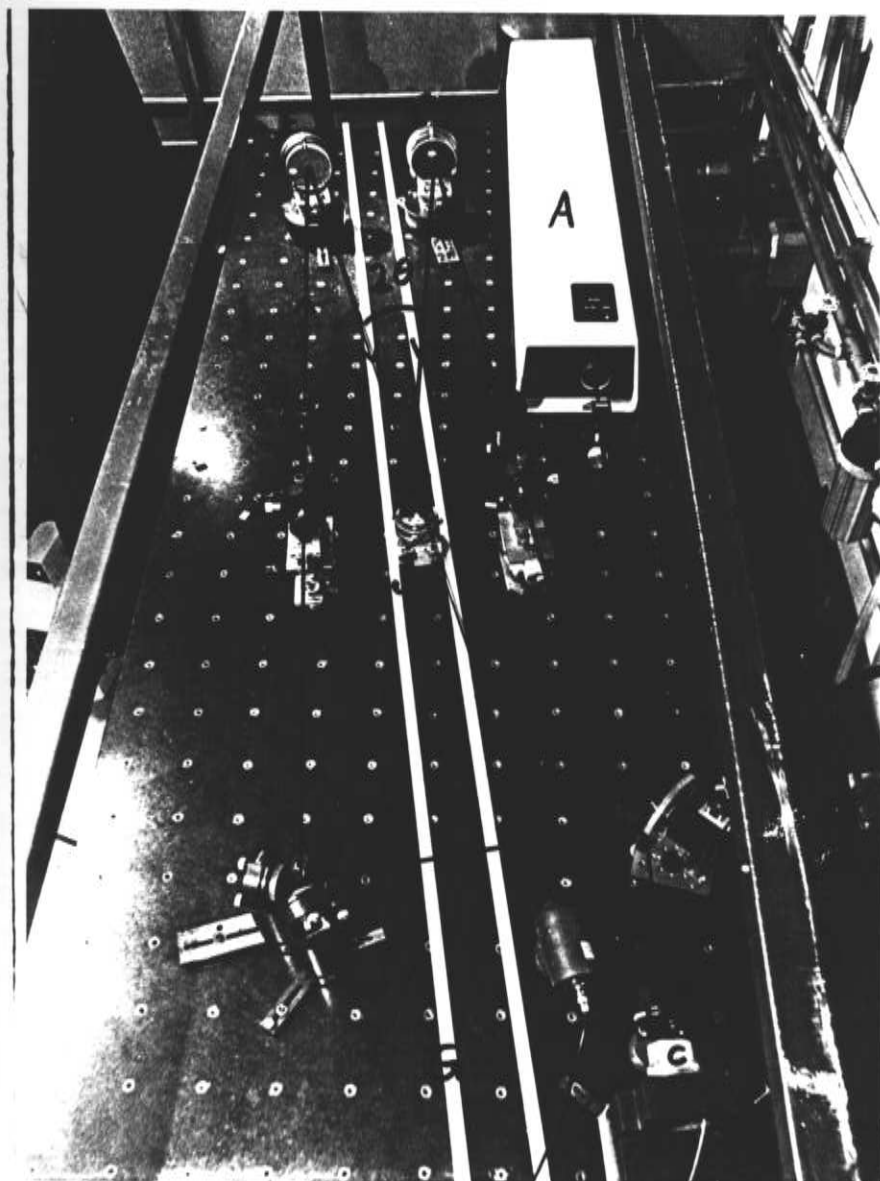


figura 2.1

Após passar pelo divisor de feixe (B) a luz é refletida por um espelho suportado por um sistema piezoelétrico (C) o qual está ligado ao sistema eletrônico.

Já o outro feixe é refletido por dois espelhos (D) mantendo a diferença entre o número de reflexões de cada feixe par, de forma que cada porção do feixe original interfere sobre si mesma, reduzindo assim a necessidade de coerência espacial da frente de onda para haver interferência.

Os feixes são então expandidos por uma objetiva e filtrados no filtro espacial (E).

Os feixes são refletidos e colimados (formando frente de ondas planas) por espelhos parabólicos (F). Estes espelhos estão sobre goniômetros os quais permitem a regulagem do ângulo (θ) de incidência entre as duas frentes de onda que determina o espaçamento (d) entre as franjas de interferência, segundo a fórmula:

$$2.d.\sin(\theta) = \lambda \quad (1)$$

Existe ainda um trilho (G) por onde o suporte de placas (J) pode correr para entrar na região de interferência.

É importante que o caminho óptico percorrido pelos dois feixes após serem divididos até interferirem sejam iguais, devido ao comprimento finito de coerência do laser de argônio, para que se tenha o máximo de visibilidade das franjas e para se minimizar as perturbações.

O padrão de intensidade da frente de onda do feixe laser no modo

E_{∞} é gaussiano, trazendo diferentes profundidades nas redes produzidas. Este problema foi solucionado expandindo-se o feixe com uma lente colimadora 10 e cortando-se o feixe com um diafragma (H), com perdas na potência.

As redes produzidas tem áreas limitadas pelo tamanho dos espelhos parabólicos colimadores. Em nossa montagem estes espelhos tem um diâmetro de 120 mm.

Esta montagem holográfica permite a confecção de redes de difração com frequência espacial de 300 a 3600 linhas/mm, com até 120 mm de diâmetro.

2. Exposição

O material fotossensível é colocado na região de interferência e alinhado normal a bissetriz entre os dois feixes (figura 2.1). Entretanto, além das franjas de interferência, produzidas pela superposição dos dois feixes R e S, devido à coerência da luz laser, há também a formação de franjas de alto contraste, quando luz espúria refletida ou espalhada interfere com a luz incidente. Estas franjas de interferência geram toda espécie de ruídos nas redes (figura 2.1 do capítulo III). Para

se minimizar estas reflexões espúrias, usa-se na montagem holográfica, sempre que possível, suportes de cor preta e máscaras que restrinjam o espalhamento da luz.

Os feixes que geram a rede podem espalhar nas laterais do substrato.

Este problema foi solucionado colocando-se uma máscara que cobre as laterais do substrato, evitando que a luz atinja as laterais.

A luz após sensibilizar o filme, pode penetrar no substrato (quando este é transparente) e refletir em suas faces. Temos utilizado dois métodos p

evitar as reflexões da face de trás do substrato. Faz-se o casamento de índice com glicerina ($n = 1,49$) entre a face de trás do substrato ($n = 1,51$) e uma placa com um filme antirefletor. Mas os filmes antireflectores não são perfeitos, e alguma quantidade de luz continua sendo refletida. O segundo método utilizado substituir a placa antireflectora por um bloco de vidro cuja a espessura seja tal que a reflexão em sua face de trás não mais atinja o substrato. Para ângulos grandes ($\theta > 15^\circ$) este método se mostrou satisfatório, mas para ângulos pequenos a espessura necessária para o bloco de vidro torna inviável a utilização deste método. Uma outra possibilidade seria utilizar substratos absorvedores, mas isto impossibilitaria o uso da luz transmitida para estabilizar e monitorar a exposição holográfica.

Devido a grande expansão do feixe, a potência do padrão de interferência é muito baixa, necessitando de tempos de exposição entre 5 a 15 minutos para se obter um holograma. Faz-se necessária portanto a estabilização do padrão de interferência durante a exposição.

4. Sistema de estabilização

A mudança de caminho óptico entre os braços do interferômetro devido às variações de temperatura, pode produzir um deslocamento das franjas durante a exposição. Um deslocamento de apenas $\lambda/2$ é suficiente para que uma franja clara substitua uma escura e aconteça o apagamento da rede. Como os tempos de exposição são da ordem de minutos e os braços do interferômetro são longos (da ordem de 4 metros) é fundamental que a montagem permita manter as franjas fixas com relação a rede que está sendo confeccionada.

Para isto foi implementado um sistema eletrônico neste novo interferômetro que é
mesmo já utilizado com sucesso em outras montagens holográficas em
esse laboratório. Uma análise desta estabilização pode ser vista na
referência 07. O sistema é composto por um espelho suportado por
cristais piezoelétricos (PZT), o qual se movimenta devido a tensão
gerada pela fonte (HV), um amplificador "Lock-in" e um detetor PIN de
resposta rápida (figura 4.1).

Através do movimento do espelho PZT pode-se modificar o tamanho de
um dos braços do interferômetro e conseqüentemente obtem-se deslocamento
do padrão de interferência. O sistema é realimentado de tal forma a
manter o padrão de interferência parado com relação a rede que está
sendo confeccionada.

Além de detectar e controlar as perturbações térmicas, o sistema de
estabilização permite que se faça o controle da fase do padrão de
interferência e o monitoramento da luz difratada pela rede que está
sendo confeccionada.

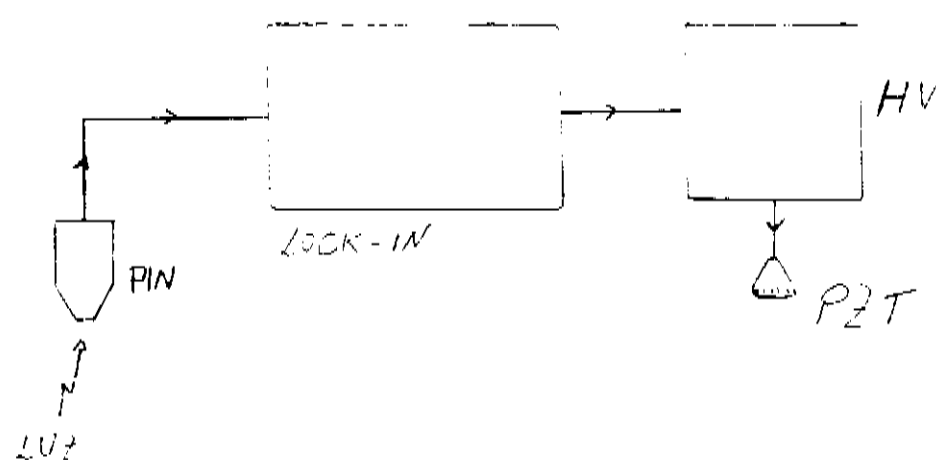


figura 4.1

4.1. Mistura de ondas

Estudaremos aqui a mistura das ondas incidentes e difratadas
que alimentam o sistema eletrônico de estabilização.

A figura 4.2 representa o padrão de luz produzido pela

interferência dos feixes R e S incidindo sobre uma rede de fase gravada pelo mesmo padrão. Assumindo que existe uma diferença de fase ϕ entre o padrão de interferência e a rede, obtém-se a seguinte mistura de ondas para cada direção R e S:

$$I_r = |R_t|^2 + |S_d|^2 - 2 \cdot |R_t| \cdot |S_d| \cdot \sin(\phi) \quad (2)$$

$$I_s = |S_t|^2 + |R_d|^2 + 2 \cdot |S_t| \cdot |R_d| \cdot \sin(\phi) \quad (3)$$

onde R_t e S_t são feixes transmitidos e R_d e S_d são difratados.

Se introduzirmos agora um sinal (V_d) de pequena amplitude e alta frequência (Ω) no PZT, será adicionado ao padrão de interferência uma fase $\phi_d \cdot \sin(\Omega t)$ onde

$$\phi_d = K_{pzt}^{\Omega} \cdot V_d \quad (4)$$

onde K_{pzt}^{Ω} é o fator de conversão do sistema todo de um sinal de voltagem para sinal de fase de frequência Ω . Assim obteremos a equação 2 na forma:

$$I_r = |R_t|^2 + |S_d|^2 - 2 \cdot |R_t| \cdot |S_d| \cdot \sin(\phi + \phi_d \cdot \sin \Omega t) \quad (5)$$

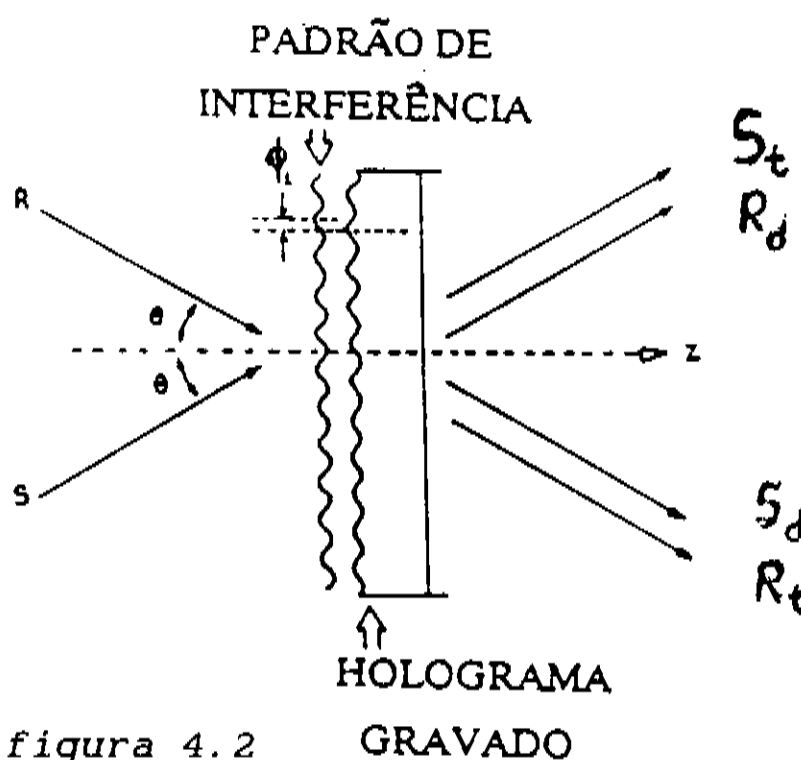


figura 4.2

GRAVADO

Se desenvolvermos o seno da equação com

$$\phi_d \ll 1 \quad (6)$$

Obteremos:

$$I_r = I_{dc} - I_{\Omega} \cdot \sin \Omega t - I_{2\Omega} \cdot \cos 2\Omega t \quad (7)$$

$$I_{dc} = |R_r|^2 + |S_d|^2 - 2 \cdot |R_d| \cdot |S_d| \cdot \sin(\phi) \cdot J_0(\phi_d) \quad (8)$$

$$I_{\Omega} = 4 \cdot |R_t| \cdot |S_d| \cdot \cos(\phi) \cdot J_1(\phi_d) \quad (9)$$

$$I_{2\Omega} = 4 \cdot |R_t| \cdot |S_d| \cdot \sin(\phi) \cdot J_2(\phi_d) \quad (10)$$

O amplificador Lock-in é alimentado pelo detetor que está posicionado em I_r ou I_s . A saída dc do Lock-in é proporcional a I_{Ω} se este estiver sintonizado em Ω (1º harmônico) ou a $I_{2\Omega}$ se estiver sintonizado em 2Ω (2º harmônico).

Desta forma, alimentando o PZT com o sinal dc do Lock-in sintonizado em Ω , amplificado pela fonte HV, obtem-se $\phi = \pi/2$ (Ref.07). Por outro lado, alimentando com o sinal do Lock-in sintonizado em 2Ω obtem-se $\phi = 0$, e assim o padrão de interferência está casado com a rede; esta segunda condição é necessária para estabilizar o padrão de interferência com a rede que está sendo gravada em fotorresina. Uma explicação mais completa de como o sistema compensa as mudanças de caminho óptico entre os braços do interferômetro, pode ser vista na referência 07.

4.2. Medida da resposta do piezoelétrico

O sistema piezoelétrico converte um sinal elétrico, introduzido através de sua fonte, num deslocamento mecânico do espelho e a montagem interferométrica converte este deslocamento mecânico num sinal de fase no padrão de interferência. Pode-se definir o fator K_{pzt}^{Ω} que é o fator de conversão do sistema todo de um sinal de voltagem para um sinal de fase de frequência Ω .

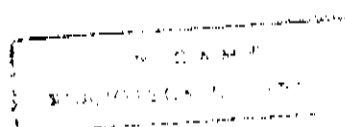
Para a medida do fator K_{pzt}^{Ω} foram utilizados três métodos diferentes para três valores da frequência Ω (0,1 e 4 kHz). Para os três métodos, foram utilizadas redes prontas e reposicionadas.

Na medida de K_{pzt}^0 ($\Omega = 0$) variou-se a tensão aplicada no PZT de um valor $\Delta V_0 = 700$ V e contou-se o número de franjas que passaram por um ponto fixo. O número de franjas contadas foram 8, assim:

$$K_{pzt}^0 = \frac{8 \cdot 2\pi}{700V} = 0,072 \text{ rad/V} \quad (11)$$

O valor avaliado para K_{pzt}^0 levando-se em conta a geometria da montagem e a sensibilidade prevista para o PZT modelo PZ-91⁰⁸ de sensibilidade igual a $0,002 \mu\text{m/V}$ é de $K_{pzt}^0 = 0,055 \text{ rad/V}$.

Na medida de K_{pzt}^1 ($\Omega = 1 \text{ kHz}$) estabilizou-se o sistema em 2Ω , obtendo-se $\phi = 0$. Assim, da equação 9, temos $I_{\Omega} \propto J_1(\phi_d)$. Mediu-se I_{Ω} em função de V_d (figura 4.3) e tomando o primeiro zero da função de Bessel e comparando com o valor do primeiro zero na figura, obteve-se $K_{pzt}^1 = 0,045 \text{ rad/V}$. Da mesma forma, estabilizou-se em Ω , obtendo-se $\phi = \pi/2$. Agora temos da equação 10 que $I_{2\Omega} \propto J_2(\phi_d)$ e tomando-se o primeiro e o segundo zeros da função de Bessel e comparando com os primeiros zeros da figura 4.4, temos que $K_{pzt}^1 = 0,046 \text{ rad/V}$.



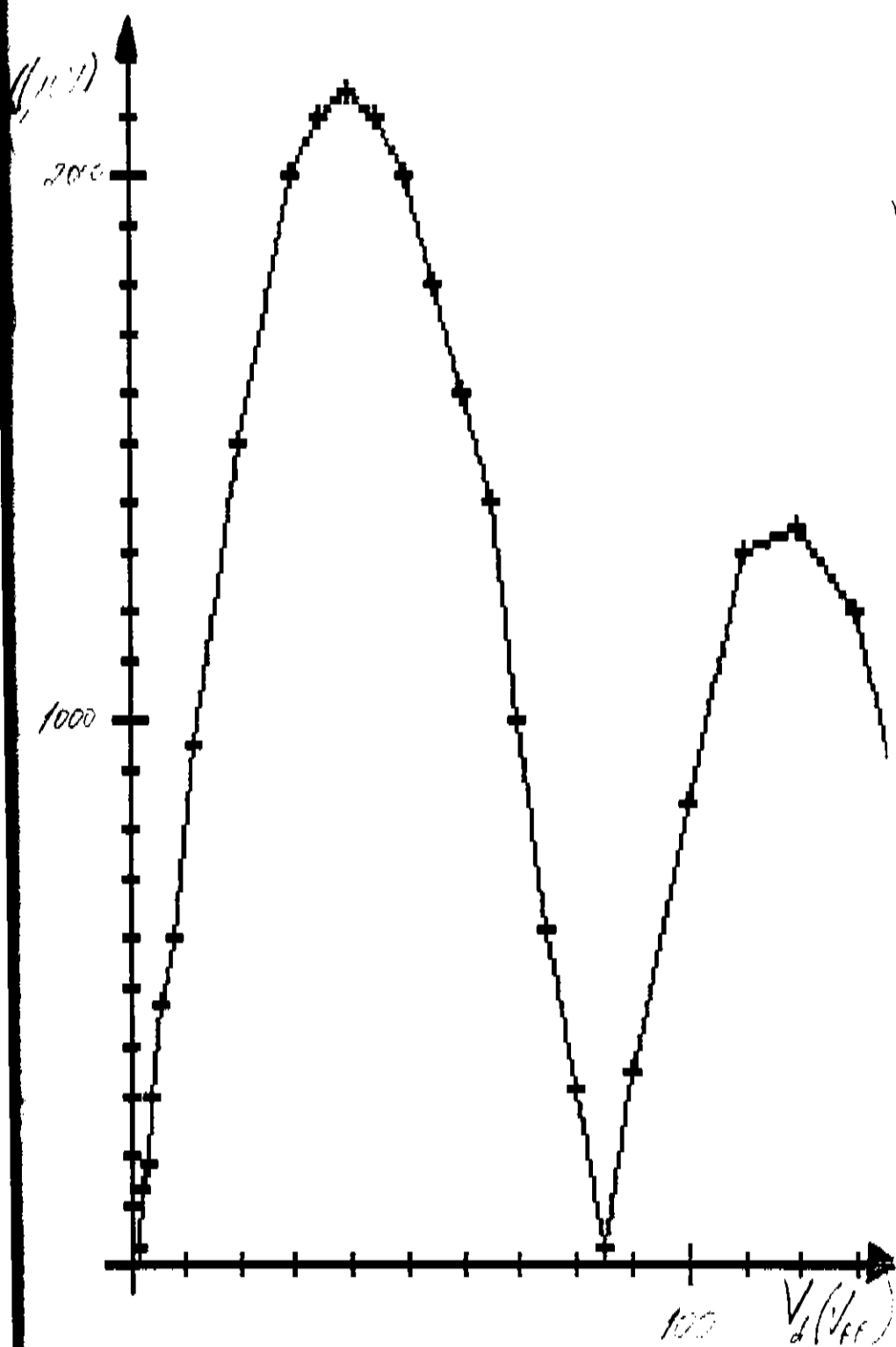


figura 4.3

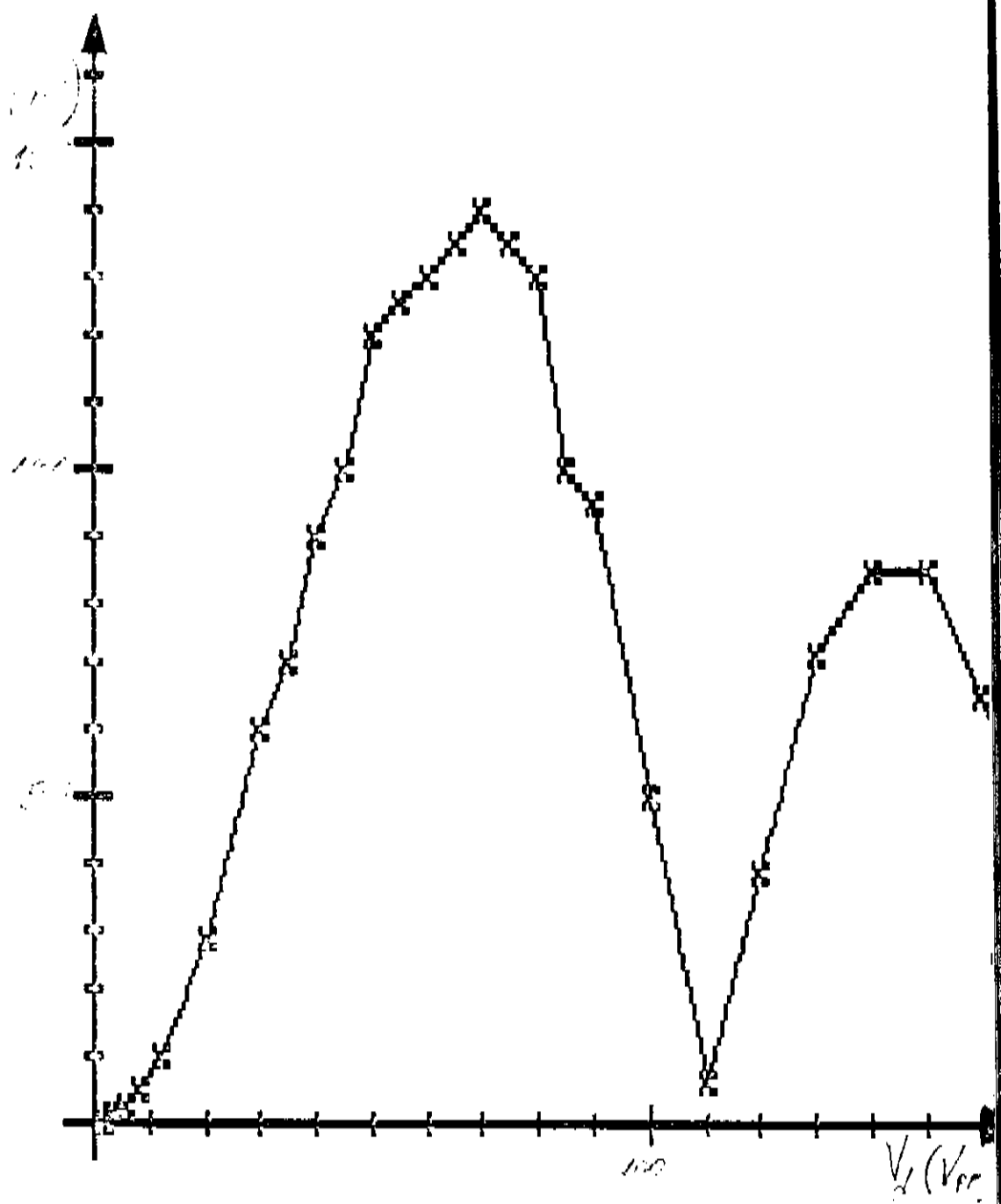


figura 4.4

Na medida de K_{pzt}^4 ($\Omega = 4$ kHz),

como $\phi_d \ll 1$ (equação 6) utilizou-se a aproximação de

$$J_1(\phi_d) \cong \phi_d/2 \quad \text{e} \quad J_2(\phi_d) \cong \phi_d^2/4 \quad (12)$$

obtendo para as equações 9 e 10

$$I_{\Omega} = 4 \cdot |R_t| \cdot |S_d| \cdot \cos(\phi) \cdot \phi_d/2 \quad (13)$$

$$I_{2\Omega} = 4 \cdot |R_t| \cdot |S_d| \cdot \sin(\phi) \cdot \phi_d^2/4 \quad (14)$$

mediu-se $I_{2\Omega}$ com $\phi = \pi/2$ (estabilizado em Ω) e mediu-se I_{Ω} com $\phi = 0$ (estabilizado em 2Ω) e fazendo o produto $I_{2\Omega}/I_{\Omega}$ obtem-se

$$\phi_d = -4 \cdot I_{2\Omega}/I_{\Omega} \quad (15)$$

as $K_{pzt}^{\Omega} = \phi_d / V_d$, obtendo-se $K_{pzt}^4 = 0,012 \text{ rad/V}$.

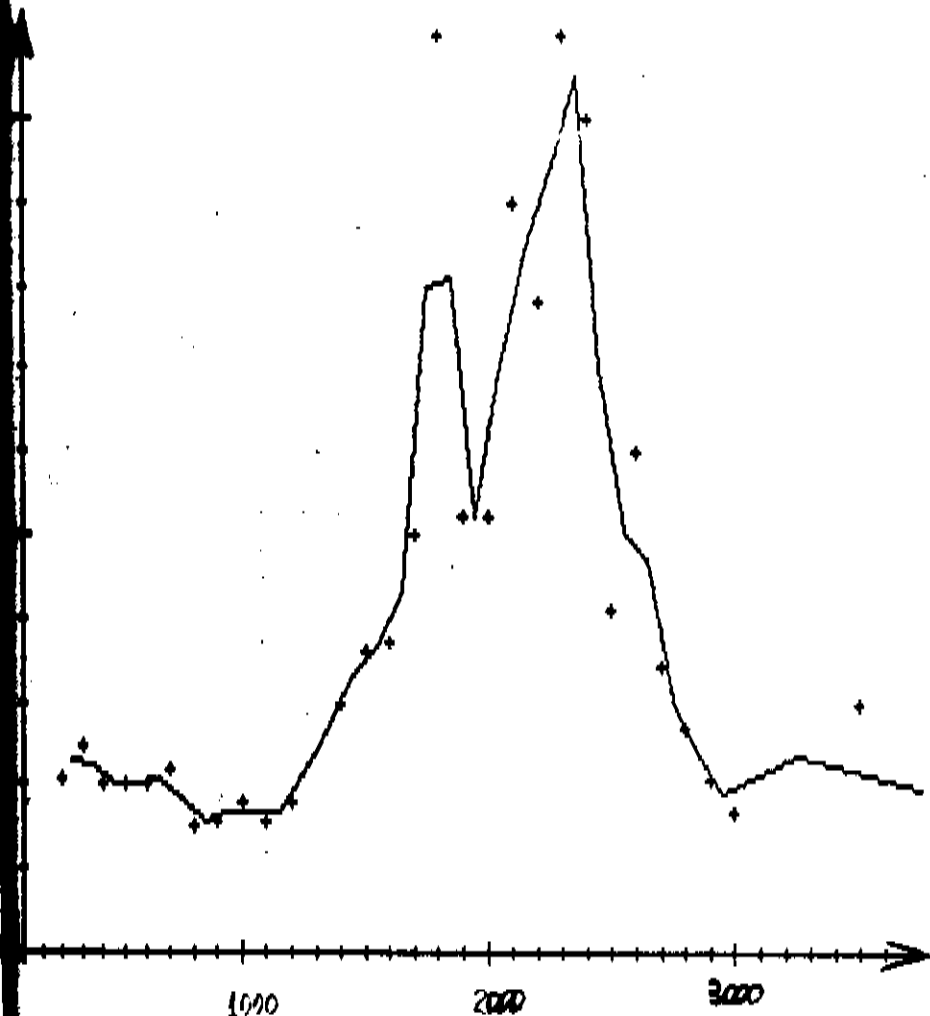


figura 4.5

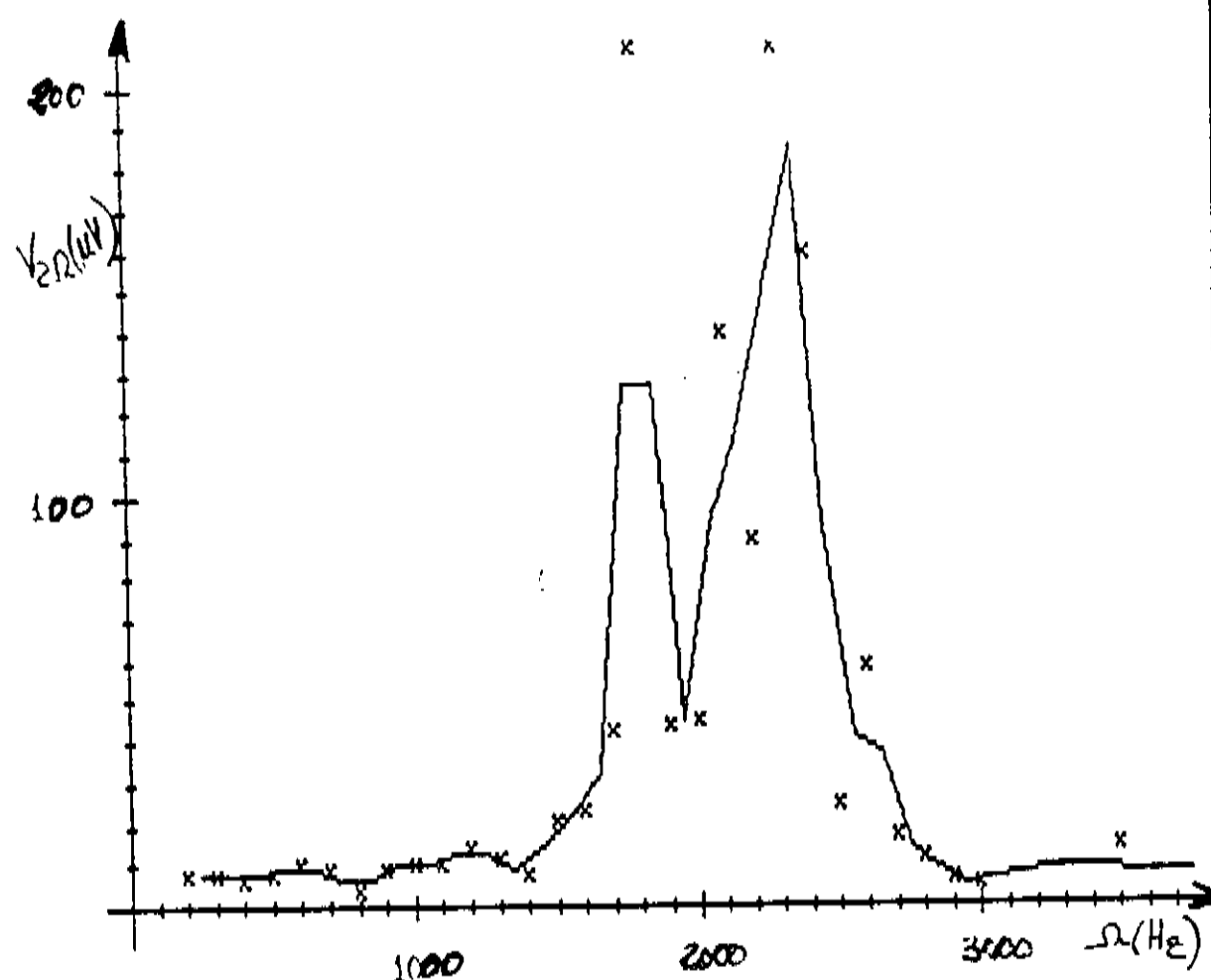


figura 4.6

Destes dados para K_{pzt}^{Ω} observou-se que a resposta do sistema é diferente para cada frequência Ω . Fez-se então o gráfico de I_{Ω} em função de Ω estabilizado em 2Ω e também o gráfico de $I_{2\Omega}$ em função de Ω estabilizado em Ω (figuras 4.5 e 4.6). Desta forma é possível se visualizar as frequências de ressonância do sistema e escolher uma frequência Ω de trabalho para o sistema eletrônico de estabilização que esteja fora destas ressonâncias, para não se ter um aumento indesejado na amplitude de vibração.

4.3. Aquisição automática de dados

Durante a exposição, o sistema de estabilização deve estar sintonizado no segundo harmônico, assim $\phi = 0$ e o padrão de interferência está casado com a rede. Das equações 13 e 14, temos que para $\phi = 0$, I_{Ω} é proporcional a $|S_d|$ pois R_t e ϕ_d são mantidos aproximadamente constantes durante a exposição, e $I_{2\Omega} = 0$. Sintonizando

Um segundo Lock-in em Ω , têm-se um sinal proporcional à amplitude da onda difratada. Medindo-se o valor deste sinal durante a exposição, pode-se monitorar a formação da rede através da amplitude do sinal difratado. Uma curva típica desta medida pode ser vista na figura 4.7, onde a subida monotônica da curva indica que a fase do padrão de interferência está se mantendo constante (as perturbações estão sendo corrigidas pelo sistema eletrônico). As perturbações que aparecem na curva correspondem a instantes onde a estabilização foi desligada para testar seu funcionamento.

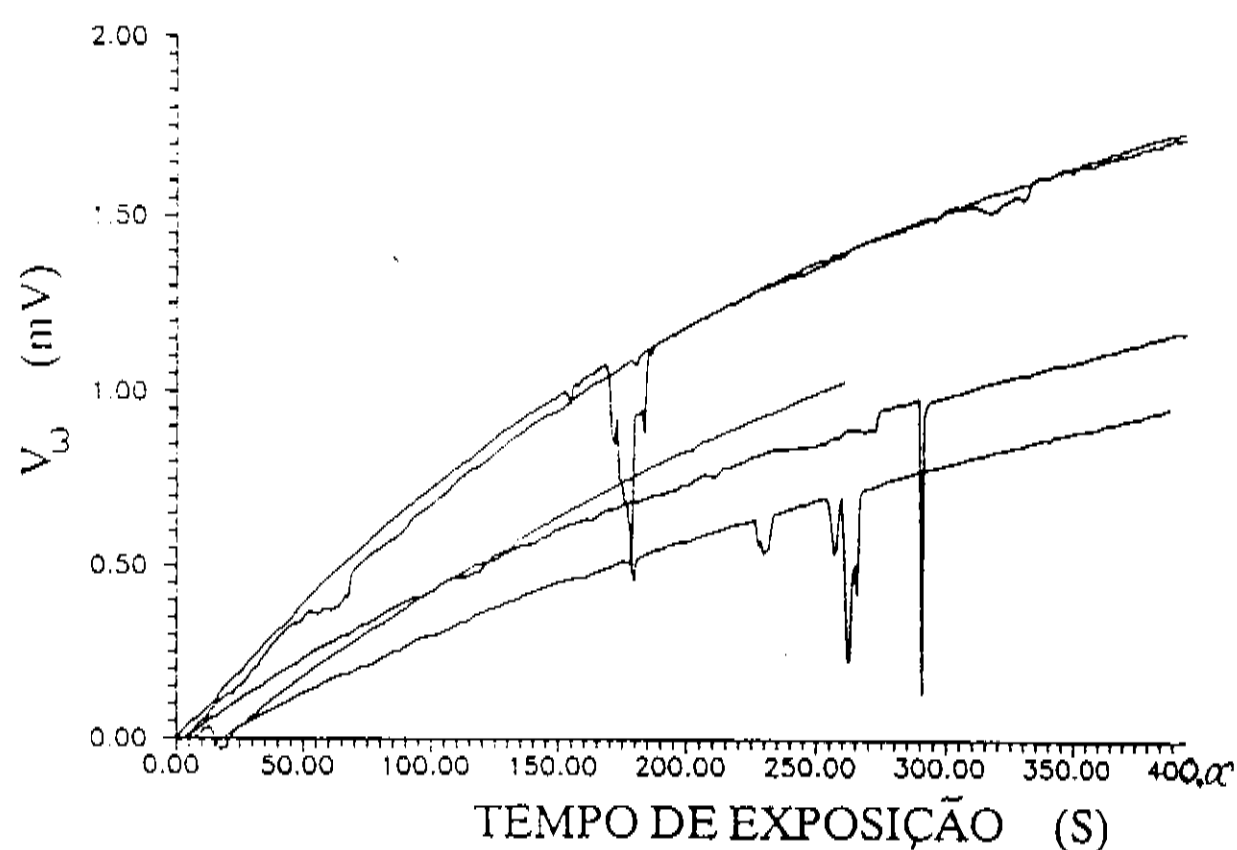


figura 4.7

É utilizado para a medida de I_{Ω} um Lock-in digital EGeG-PARK modelo 1316, o qual se comunica com um micro-computador através de placa controladora GPIB. O programa de comunicação pode ser visto no apêndice.

Revelação

Após a exposição do padrão de franjas de interferência sobre a fotoreína, é necessário revelar o filme exposto em uma solução alcalina, para se obter modulação em relevo.

Em nosso laboratório são utilizados três reveladores:

REVELADOR	CONCENTRAÇÃO (água deionizada:revelador)
Dupont 351	3:1
Dupont 303 A	12:1
NaOH 1 normal	7:1

Os tempos de revelação variam entre 20 segundos e 3 minutos. Para tempos maiores que 3 minutos a fotorresina se desprende do substrato.

Ao se retirar a amostra do revelador, inibe-se a reação através da aplicação de "Stop Bath" durante 30 segundos, lavando-se em seguida a amostra em água deionizada abundante. Este inibidor é uma mistura de ácido acético, para neutralizar a ação do revelador que é uma base, mais sabão para se processar uma lavagem da superfície.

Passa-se então ao processo de secagem, o qual pode ser feito soprando-se a amostra com nitrogênio, o que evita a deposição de sujeira nas gotas de água, ou deixando secar até que a água evapore.

4. Metalização

Neste ponto, já se tem uma rede em relevo gravada na resina, aplica-se então um material refletor de tal forma que a rede possa ser usada por reflexão.

A escolha do material para recobrir as redes é condicionada principalmente por sua refletividade, logo, são utilizados normalmente metais. A figura 6.1 mostra a refletividade, para incidência normal, de diferentes metais, desde a região do Raio-X até o infravermelho. Na região do infravermelho utiliza-se preferencialmente ouro, devido a dificuldade em se formar óxidos em sua superfície. No visível e no UV próximo é depositado, geralmente, alumínio. Para o UV de vácuo sempre se usa o alumínio, pois este é o único material com boa refletividade neste comprimento de onda. Para a região do XUV, a refletividade de todos os materiais cai abaixo de 30%, e não passa de poucos por cento para a

região do Raio-X.

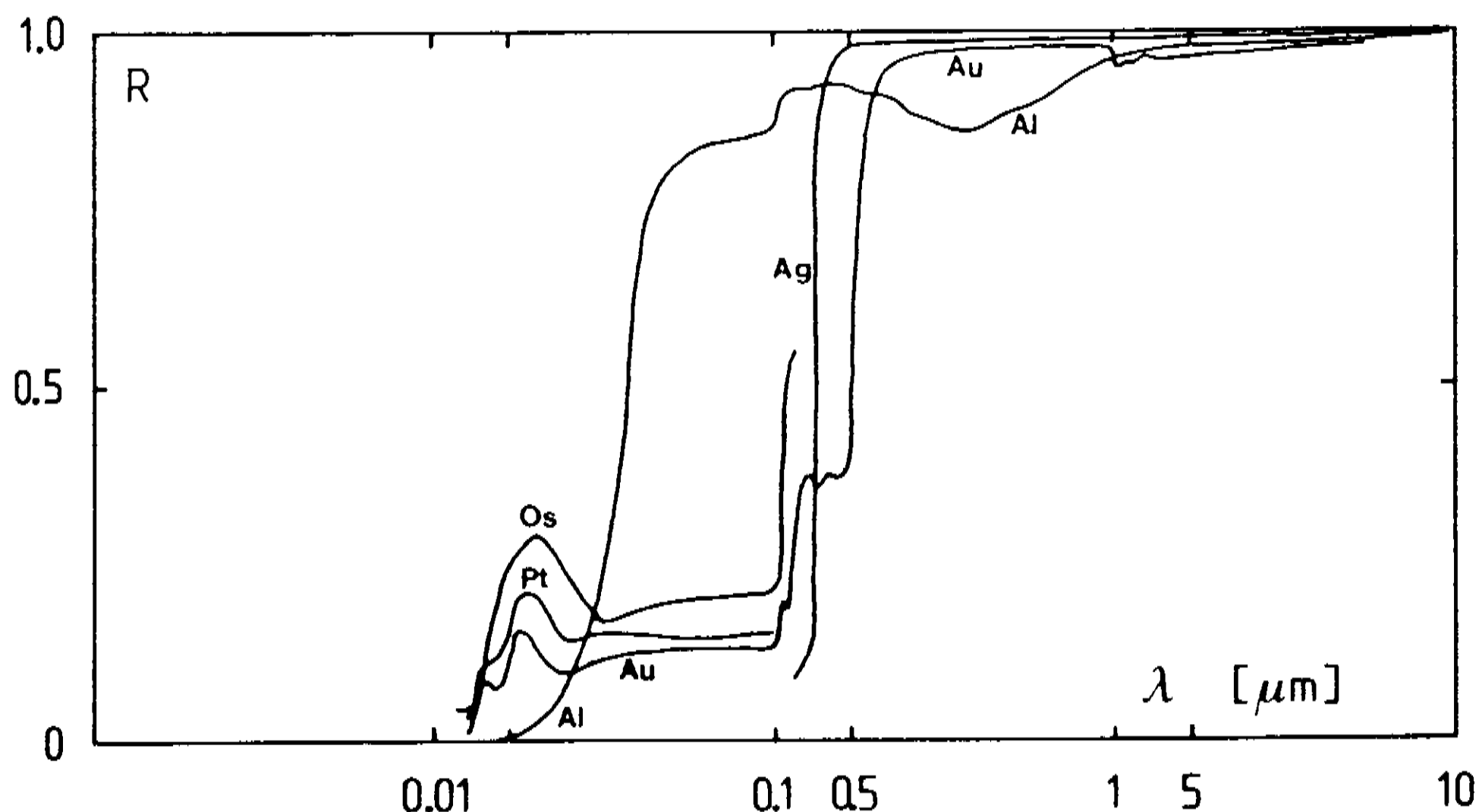


figura 6.1

Além disto, filmes podem ser depositados para proteção da superfície metalizada. Filmes finos (coatings) de fluoreto de magnésio protegem os metais (alumínio por exemplo), contra a oxidação. Até o momento, não se depositou nenhum filme protetor sobre as redes produzidas em nosso laboratório, e não se obteve dados quanto a sua interação óptica. Extraiu-se da literatura^{9,14} que se estes filmes forem suficientemente finos (25nm), sua interação óptica é desprezível. No entanto o uso de filmes finos deve ser cuidadoso. Redes recobertas com filmes acima da "espessura de corte", podem suportar modos e funcionar como um guia. O resultado é o aparecimento de novas anomalias. No caso de redes holográfica para a região do ultra-violeta, um filme de MgF_2 com 100 Å não apresenta influência óptica, mas já possui o efeito protetor desejado. O efeito de uma espessura de 250 Å é o de aumentar a eficiência, nas proximidades dos picos. Por outro lado, um filme de MgF_2 com espessura de 1000 Å torna a rede inútil.

No processo de metalização observou-se que independente do metal que se utilizará para recobrir a rede, é aconselhável se depositar uma fina camada de ouro sobre a fotorresina, pois é um metal bastante inerte e dificulta a reação entre resíduos do revelador e o material recobridor.

7. Caracterização

Após terminada a confecção de uma rede de difração, é necessário medir seu desempenho quanto a eficiência, ruídos e resolução (ver capítulo III).

Primeiramente se faz uma observação visual da superfície da rede, tentando detectar manchas, falhas, padrões espúrios, etc. Após a rede ser considerada aprovada nesta observação são feitas algumas medidas de seu desempenho: medidas da eficiência em função do comprimento de onda da luz incidente e medidas da luz espalhada (ruídos).

7.1. Medida da eficiência na montagem de Littrow

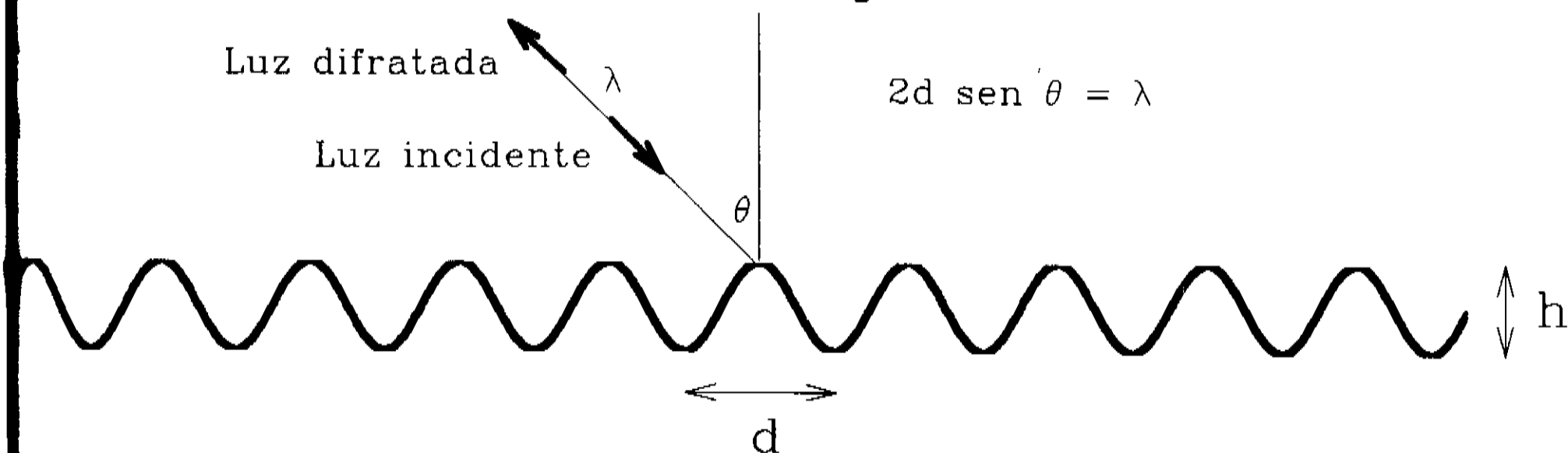


figura 7.1

Na caracterização da eficiência das redes de difração holográficas em nosso laboratório, é realizada a curva de eficiência da ordem de interesse na montagem de Littrow, que permite estimar a eficiência da rede no equipamento em que será instalada. Na montagem de Littrow a direção do feixe difratado por reflexão coincide com a direção do feixe incidente (figura 7.1).

A medida da curva de eficiência é feita numa montagem (espectrômetro) automatizada desenvolvida em nosso laboratório¹⁰.

Montagem Optica

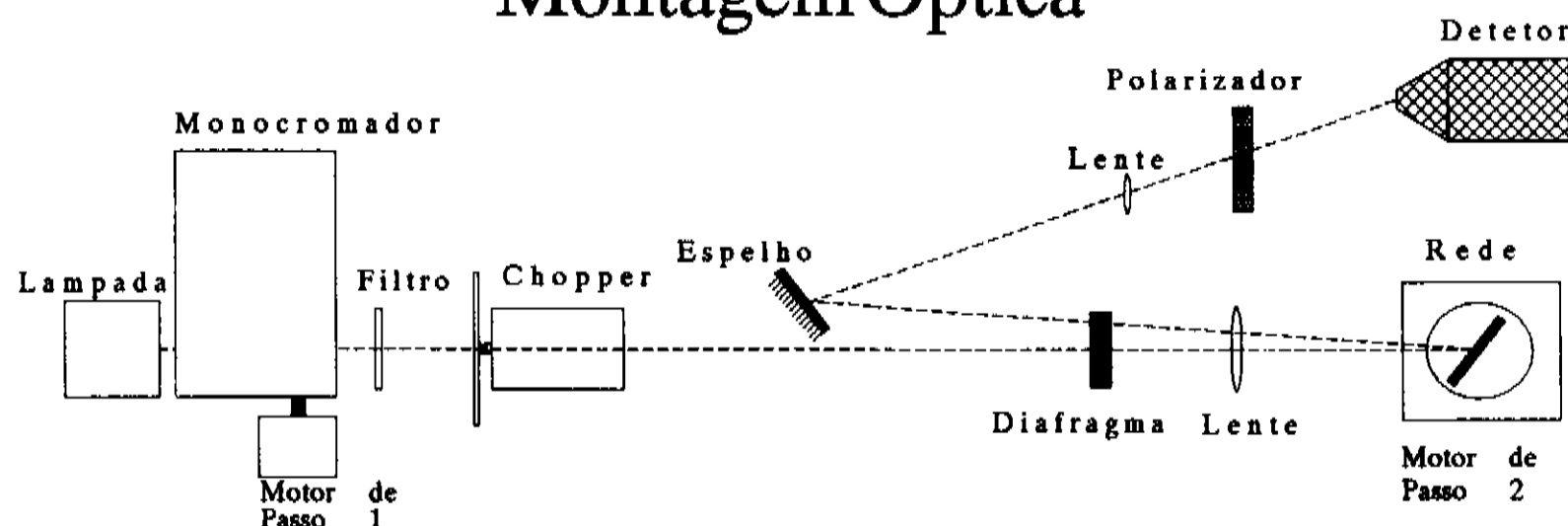


figura 7.2

O esquema do espectrômetro pode ser visto na figura 7.2, com dois motores de passo, um usado no monocromador para mudar o comprimento de onda da luz incidente e outro para girar a rede em torno de seu eixo vertical, de forma que o máximo de difração esteja na montagem de Littrow. A montagem é controlada por um computador compatível com o IBM-PC, através de um programa em pascal desenvolvido especialmente para esta aplicação, que se comunica com a montagem através de placa controladora GPIB (figura 7.3). Maiores detalhes deste espectrômetro e de seu sistema eletrônico de controle podem ser vistos na referência 10.

Controle

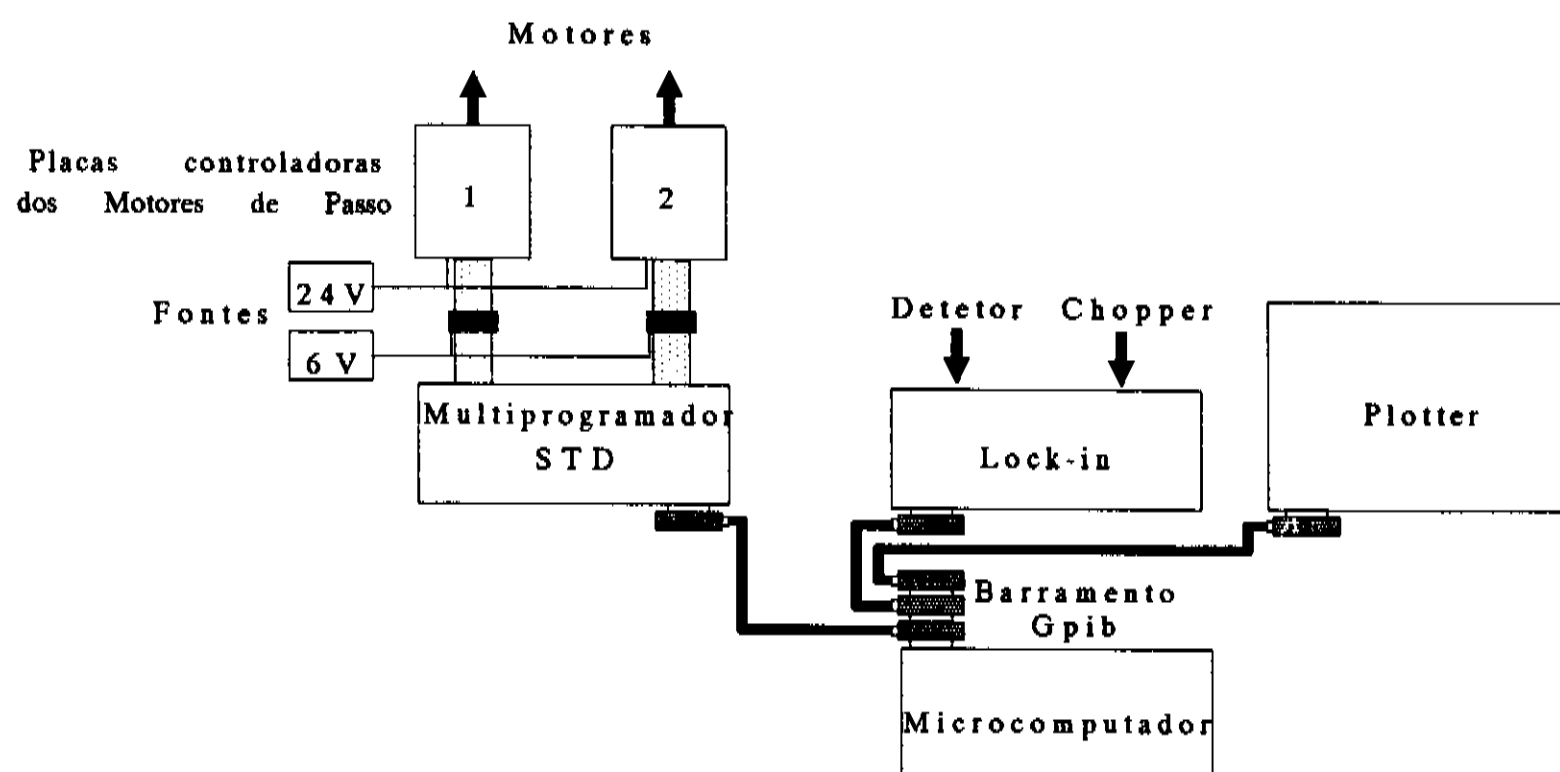
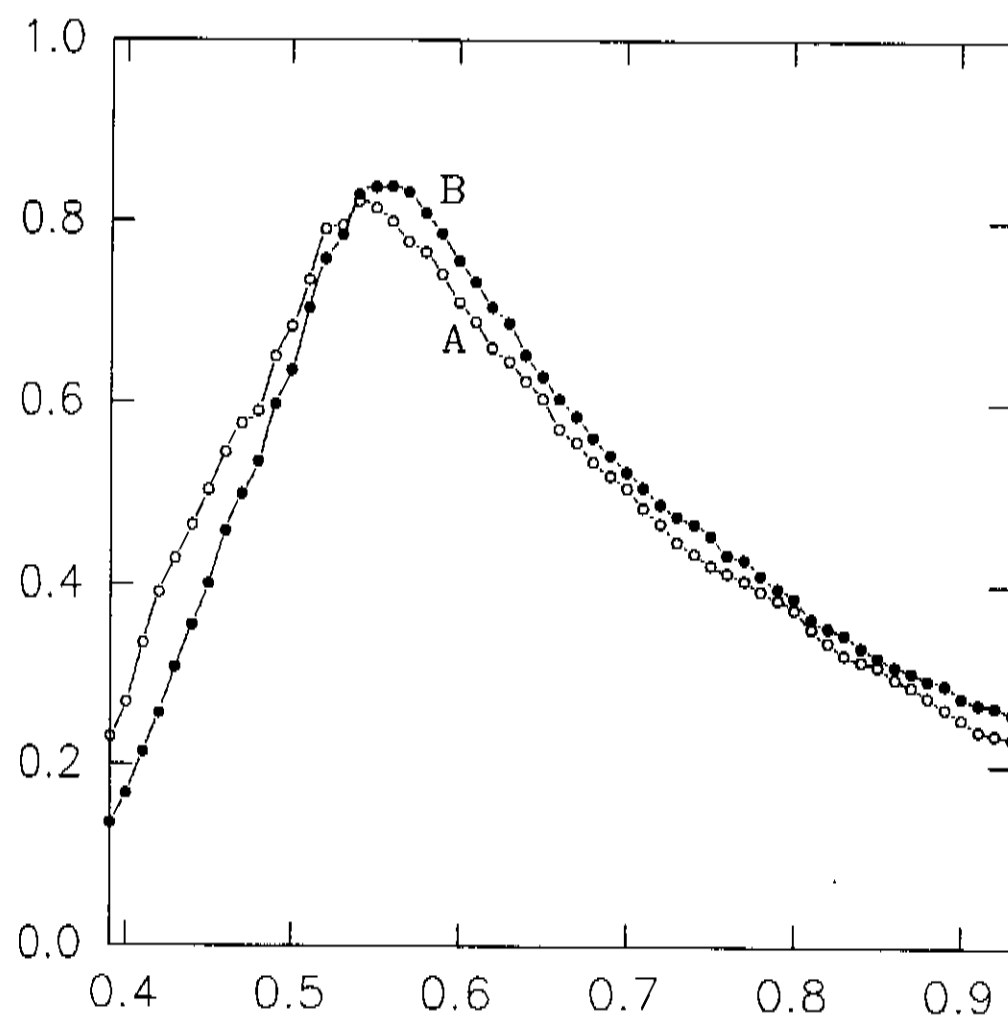


figura 7.3

Curvas típicas obtidas por esta montagem podem ser vistas na

figura 7.4. O monocromador utilizado trabalha na faixa de 0,39 a 0,93 μm e tem uma resolução espectral de 0,005 μm . Foi produzida uma rede, em nossa montagem holográfica, que ampliou até 1,80 μm a faixa de comprimento de onda que o monocromador pode alcançar. Assim o monocromador passou a trabalhar na faixa de 0,39 a 1,80 μm .

T.E.



T.M.

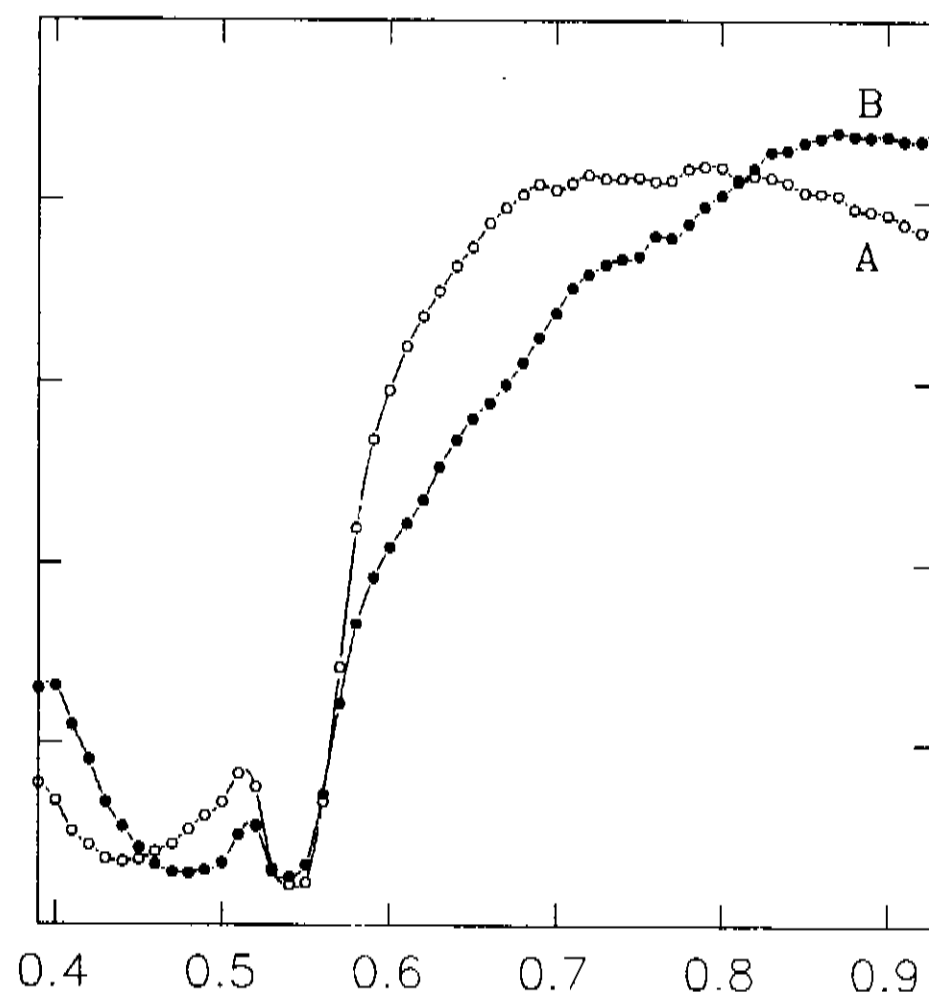
Comprimento de onda (μm)

figura 7.4

CAPÍTULO III

ESTUDO DAS CARACTERÍSTICAS DE REDES DE DIFRAÇÃO

Para aplicação em espectroscopia, três são as características fundamentais de uma rede de difração, que precisam ser analisadas: eficiência, resolução e nível de ruído. O peso de cada um desses requisitos depende da característica de cada espectrômetro.

Os espectrômetros utilizam redes de difração por reflexão, pois assim se obtém maior eficiência; e na grande maioria deles é utilizada uma configuração chamada "montagem de Littrow", onde o feixe difratado é sobreposto ao feixe incidente (figura 7.1, capítulo II). Quando uma rede de difração é usada por reflexão, e iluminada por um feixe paralelo de luz monocromática de comprimento de onda λ (figura 1); formando um ângulo α com a normal, as ordens de difração estarão na direção β dada por

$$\text{sen}\alpha + \text{sen}\beta = n\lambda/d \quad (1)$$

onde d é o período da rede e n é a ordem de difração. Para $n = 0$ obtém-se todos os comprimentos de onda na mesma direção (direção de reflexão), e não há dispersão. Uma rede está na montagem de Littrow quando $\beta = \alpha$, e então tem-se $2.\text{sen}\beta = n\lambda/d$.

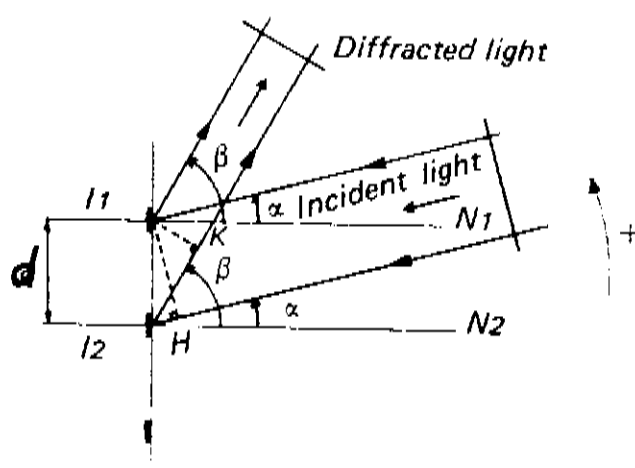


figura 1

1. EFICIÊNCIA

A eficiência de difração (η) de uma rede é definida como a razão entre a energia difratada no comprimento de onda λ na ordem de interesse

(I_n) dividido pela energia incidente na rede no comprimento de onda λ (I_i); ou seja

$$\eta = \frac{I_n}{I_i} \quad (2)$$

De uma forma geral, para se calcular a eficiência, em função dos parâmetros da rede, como período, forma e profundidade, é necessário resolver as equações de Maxwell com as condições de contorno apropriadas. Esta solução envolve geralmente cálculos numéricos. Em alguns casos particulares, em que determinadas aproximações são válidas, é possível se calcular analiticamente a eficiência de difração de redes. Duas aproximações são particularmente úteis: redes finas (teoria escalar) e redes espessas (teoria de ondas acopladas).

O fator de espessura Q , definido como:

$$Q = \frac{2\pi\lambda h}{nd^2} \quad (3)$$

onde λ é o comprimento de onda incidente, h a profundidade dos sulcos, d o período e n o índice de refração da rede (ver figura 1.1) determina a condição de validade de cada uma destas aproximações.

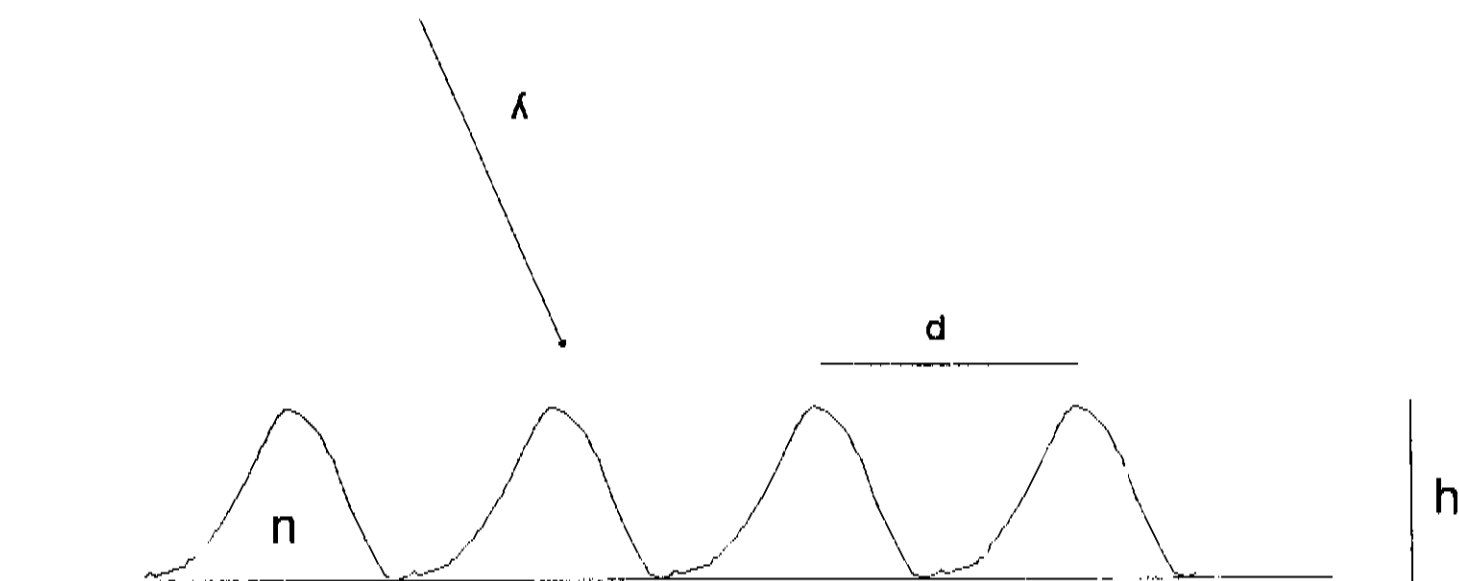


figura 1.1

É mostrado¹¹ que para $Q < 1$ a rede se comporta de acordo com a teoria escalar e para $Q > 10$ a rede se comporta de acordo com a teoria de ondas acopladas. Para $1 < Q < 10$ ambas as aproximações falham, e é necessário a solução rigorosa das equações de Maxwell.

1.1. TEORIA ESCALAR

Para $Q < 1$ (redes finas), podemos supor que nossa rede é plana e desta forma podemos utilizar a teoria escalar de difração. Esta teoria permite o cálculo do espectro de difração de um objeto qualquer que seja descrito por uma função de transmitância plana.

Considerando uma rede que module a fase da onda incidente; podemos definí-la matematicamente por uma função de transmitância que contenha o atraso de fase produzido pela rede. Na condição de validade da aproximação de Fraunhofer¹², o padrão de difração é determinado pela transformada de Fourier da função de transmitância. A intensidade difratada é dada pelo módulo quadrado deste padrão.

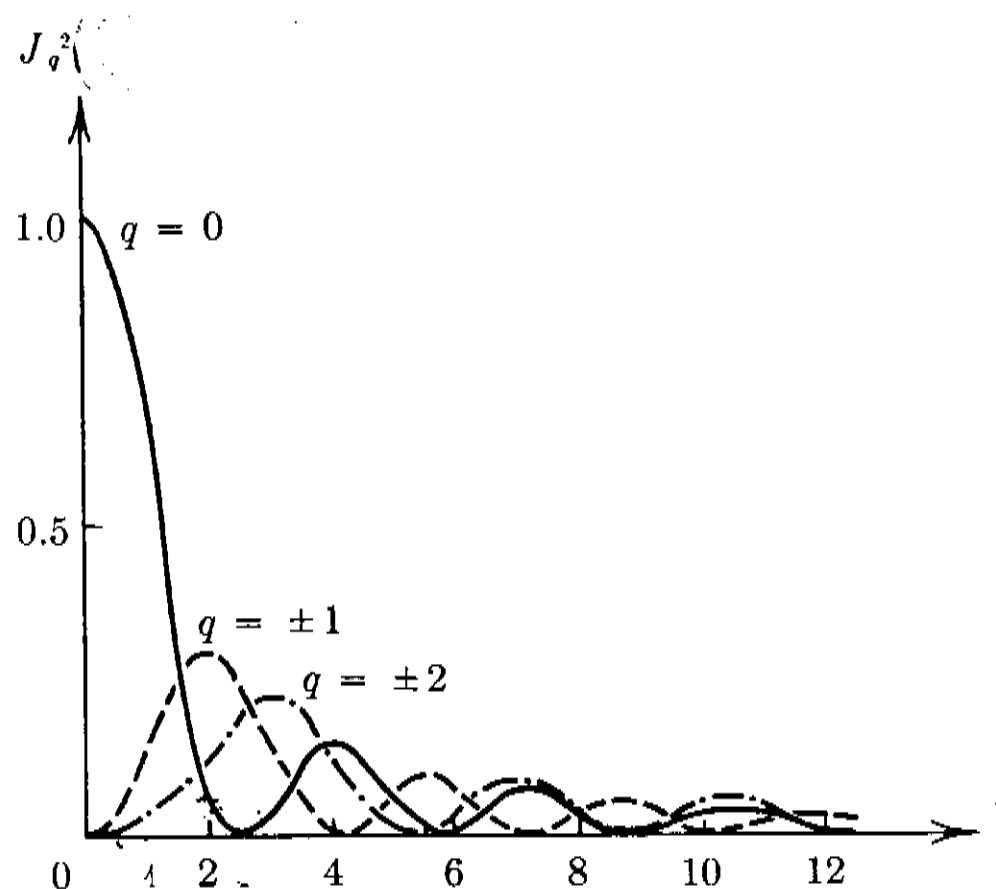


figura 1.2

Particularizando para uma rede de fase de perfil senoidal (como o das redes gravadas holograficamente), temos uma intensidade difratada na ordem q

$$I_q = \left| J_q \left(\frac{h\pi n}{\lambda} \right) \right|^2 \quad (4)$$

onde J_q é a função de Bessel de ordem q (Ref. 2). Na figura 1.2 são mostradas curvas de intensidade em função da razão $2h\pi/\lambda$ para três ordens de difração: $q = 0, 1$ e 2 , considerando $n = 1$ (difração por reflexão).

É importante notar que a intensidade máxima é 34% para a ordem 1, e diminui para ordens mais altas. A intensidade da ordem zero pode ser nula para alguns valores de h/λ .

1.2. TEORIA DE ONDAS ACOPLADAS

A teoria para redes espessas supõe uma estratificação (modulação) no meio, que se comporta como uma família de planos infinitos ou semi-espelhos paralelos infinitos. A difração nesta estrutura é a interferência entre as ondas refletidas nestes planos. Desta forma teremos difração apenas quando a onda incidente satisfaz a condição de Bragg (reflexão nos planos).

Para análise das ondas no meio estratificado, apenas as ordens de difração que obedecem a condição de Bragg, no mínimo aproximadamente, são consideradas. No caso da teoria de ondas acopladas¹³ considera-se apenas uma ordem de difração e a onda incidente se propagando no interior do meio estratificado. A modulação periódica das constantes do meio produz um acoplamento entre estas duas ondas.

Vale a pena ressaltar que aqui a eficiência em função de h/λ (mostrada na figura 1.3) segue uma função senoidal, atingindo eficiências de difração de 100%, o que se contrapõe ao máximo de 34% da teoria escalar. Nota-se também que enquanto o resultado da teoria escalar é independente do ângulo de incidência, o resultado da teoria de ondas acopladas só é válido para luz incidindo no ângulo de Bragg, com a eficiência caindo rapidamente para outros ângulos de incidência.

Na figura 1.4 são desenhadas curvas da intensidade difratada

em função de λ/d , para uma rede senoidal de fase, com profundidade $h/d = 0,6$, cujos planos de modulação são perpendiculares à superfície da rede, na condição incidência de Bragg. Na polarização TE o campo elétrico é paralelo as linhas da rede e na polarização TM o campo elétrico é perpendicular as linhas da rede. Note que as curvas obedecem a mesma forma geral das curvas exatas, que serão mostradas a seguir.

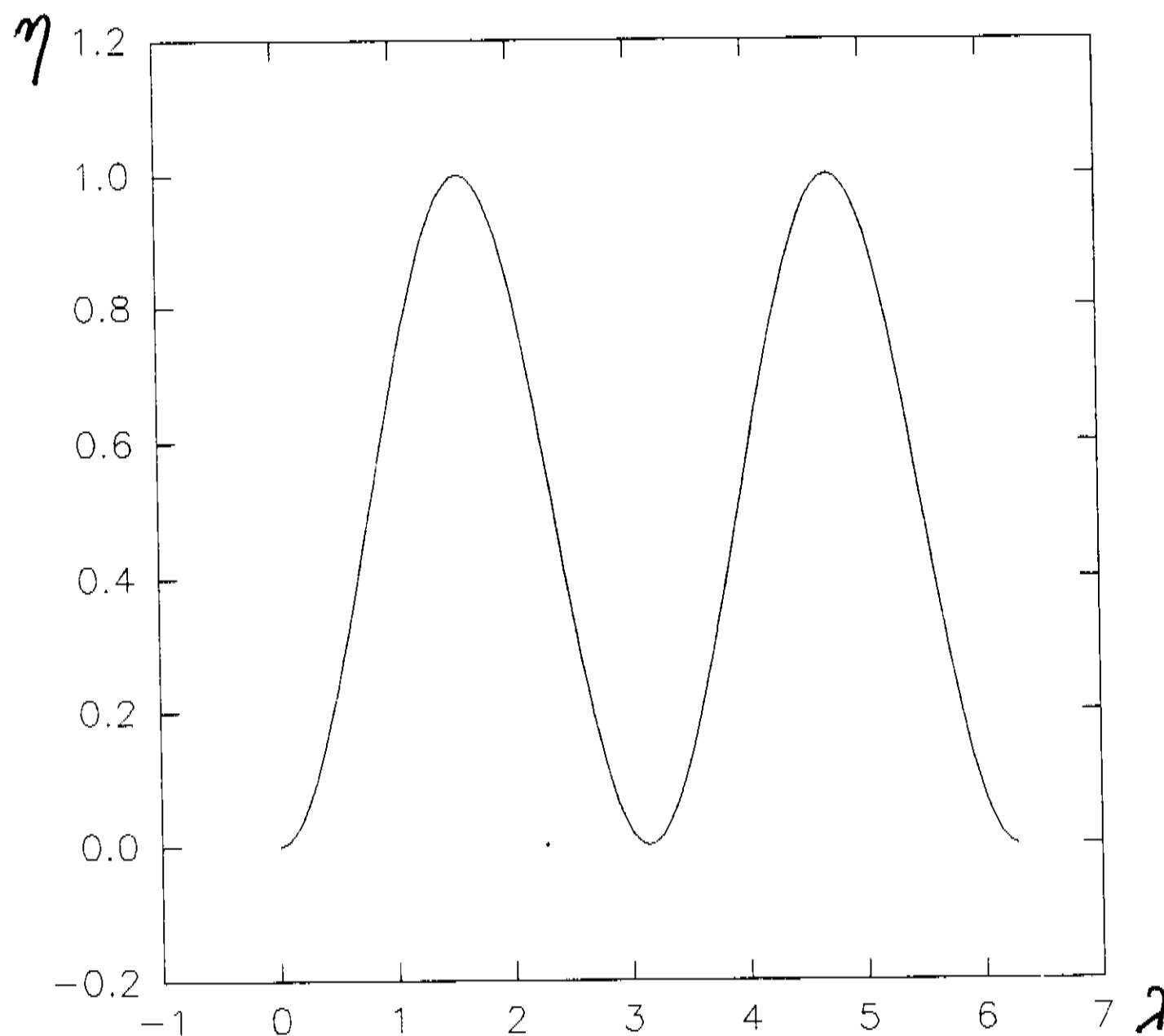


figura 1.3

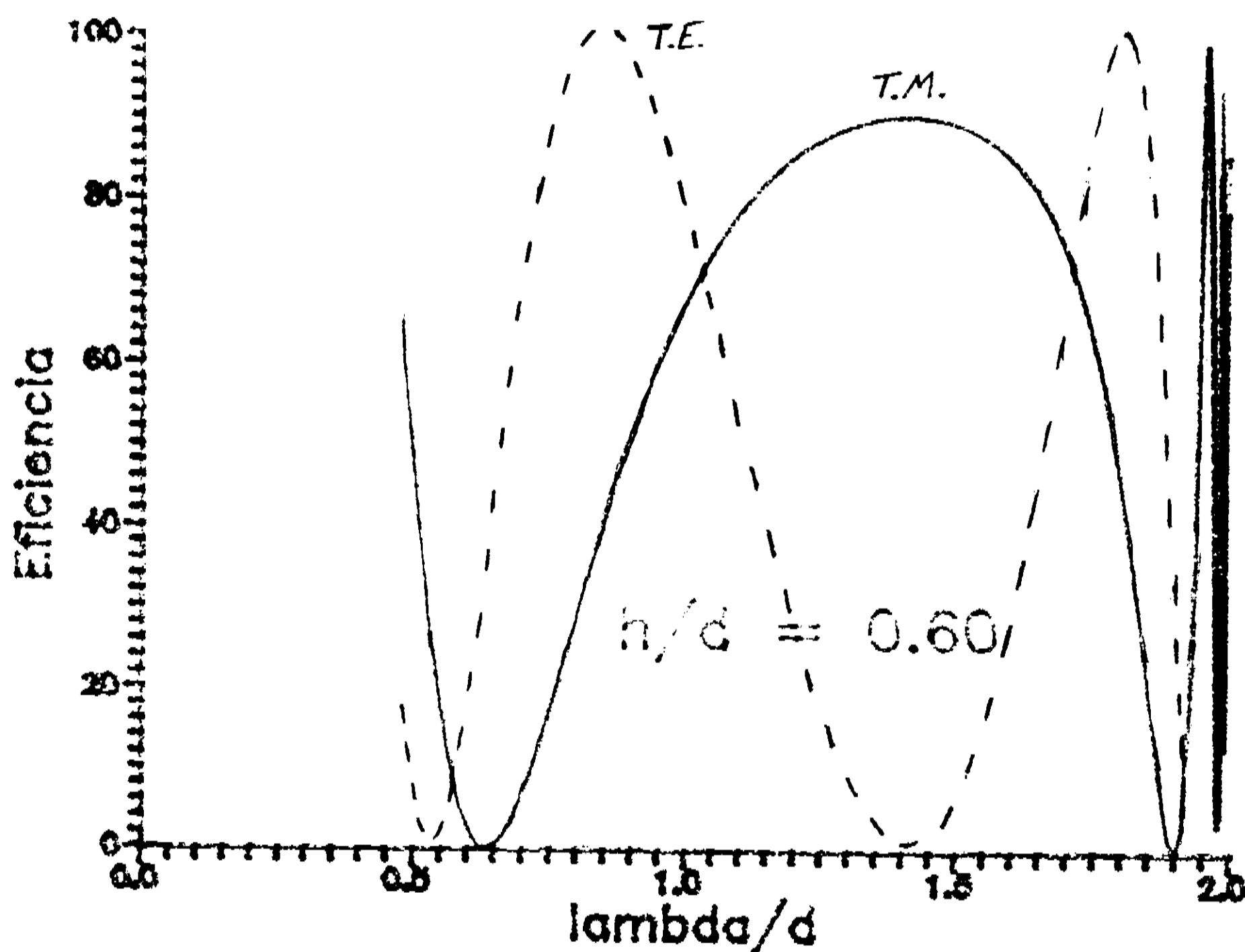


figura 1.4

1.3. TEORIAS EXATAS

Quando $1 < Q < 10$, que é o caso das redes de difração em relevo com altas eficiências de difração, é necessário o uso de teorias exatas, com a utilização das equações de Maxwell e soluções numéricas, para a solução de problema da difração.

Uma compilação de trabalhos sobre "Teoria Eletromagnética de Redes" foi realizada¹⁴ em 1980. O estudo das teorias exatas aqui descritos baseam-se neste livro. Desde então, novos métodos computacionais têm sido desenvolvidos, mas as idéias originais continuam as mesmas. Deve ser destacado a publicação de estudos do método de formalismo de operadores¹⁵ em 1990, que não será descrito aqui.

Podemos dividir os métodos de solução do problema de redes de difração em dois tipos:

1.3.1. MÉTODOS INTEGRAIS

Os métodos integrais¹⁶ reduzem de maneira rigorosa o problema da difração por uma rede à solução de uma equação integral¹⁷ ou de um sistema de equações integrais acopladas.

Embora atualmente o cálculo para qualquer rede, mesmo dielétrica, possa ser resolvido utilizando-se métodos integrais, a solução fica cada vez mais simples quanto mais condutora for a rede; desta forma estes métodos são mais adequados para cálculos de redes de difração metalizadas, que cobrem a maior parte das redes usadas para espectroscopia.

1.3.2. MÉTODOS DIFERENCIAIS

Nestes métodos, a solução rigorosa do campo eletromagnético difratado por uma rede pode ser obtida diretamente de equações diferenciais. Estes são os chamados métodos diferenciais.

A integração numérica do sistema de equações diferenciais foi desenvolvida e bons resultados foram obtidos para redes dielétricas com permissividade moderada, mas apareceram dificuldades sérias para materiais condutores. O uso de algoritmos mais sofisticados removeram esta limitação.

O método diferencial é o mais adequado no cálculo de redes por transmissão (dielétricas). A versatilidade deste método vai além de redes simples, podem ser estudados objetos mais complicados, como redes recobertas com camadas dielétricas¹⁸, redes acopladas^{19,20}, antenas não planares^{21,22}, redes cruzadas²³, obstáculos não periódicos^{24,25} e cilindros espalhadores^{26,27}. Para as regiões do UV e

XIV este é o método mais apropriado, pois os metais são maus condutores nestas regiões.

1.3.3. RESULTADOS

Em nosso laboratório são produzidas redes holográficas, geradas pela exposição de um padrão de interferência em fotorresinas, que geram estruturas em relevo com perfis aproximadamente senoidais.

As redes de difração são metalizadas para utilização por reflexão, o que torna válida a aproximação de redes perfeitamente condutoras.

Na maioria das aplicações em espectroscopia as redes são utilizadas na montagem de Littrow (figura 7.1, capítulo II) onde a luz difratada na ordem -1 retorna muito próxima à luz incidente.

A) REDES HOLOGRÁFICAS NA MONTAGEM DE LITTROW

As curvas de eficiência de difração da ordem -1, calculadas utilizando-se métodos integrais, para um condutor perfeito, na montagem de Littrow, supondo-se uma rede de perfil senoidal, são dadas em função do comprimento de onda dividido pelo período (λ/d) nas figuras 1.5-12; (---) para o campo elétrico paralelo ao plano da rede, polarização TE ; (—) quando o campo elétrico é perpendicular ao plano da rede, polarização TM .

É importante observar que na montagem de Littrow não há nenhuma ordem de difração para $\lambda/d > 2$, pois isto implica em um ângulo de incidência maior que 90° . Entre $2/3 < \lambda/d < 2$ apenas as ordens 0 e -1 são difratadas. E para $\lambda/d < 2/3$ aparecem outras ordens de difração.

Como atualmente é praticamente impossível fazer redes

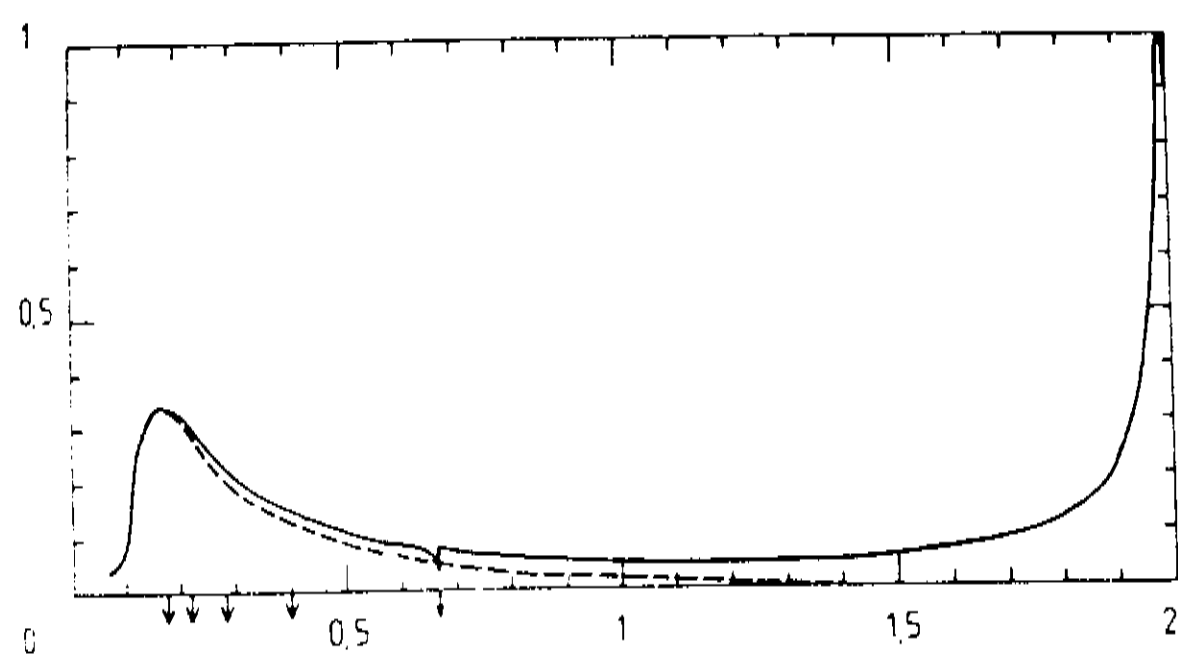


figura 1.5

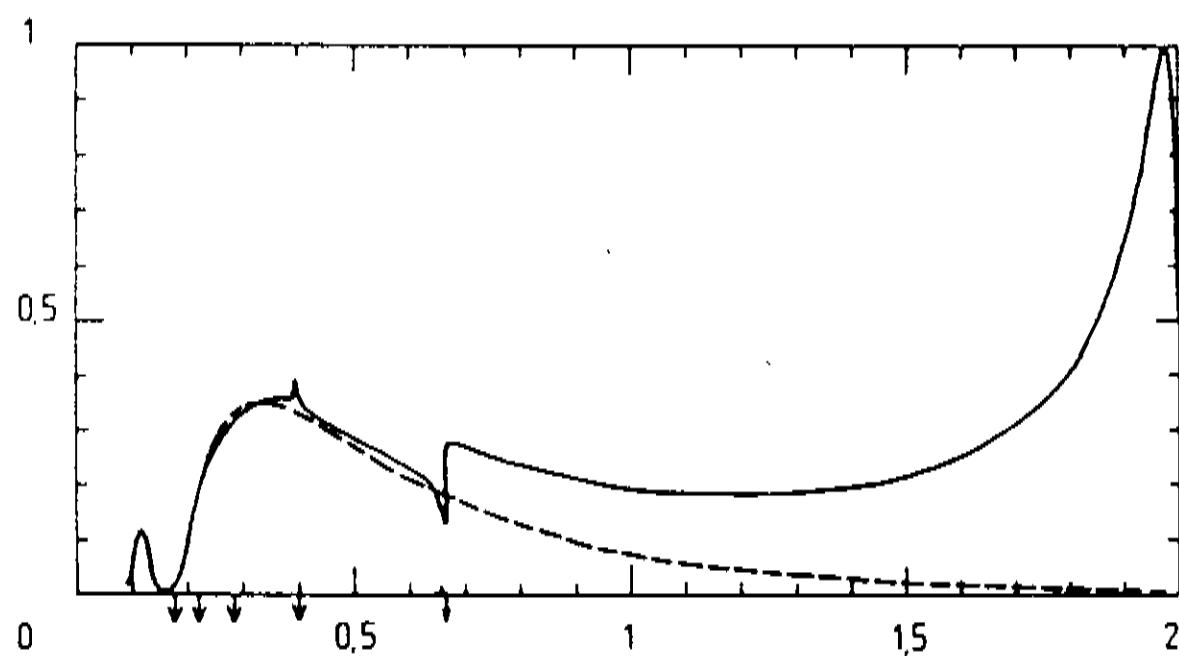


figura 1.6

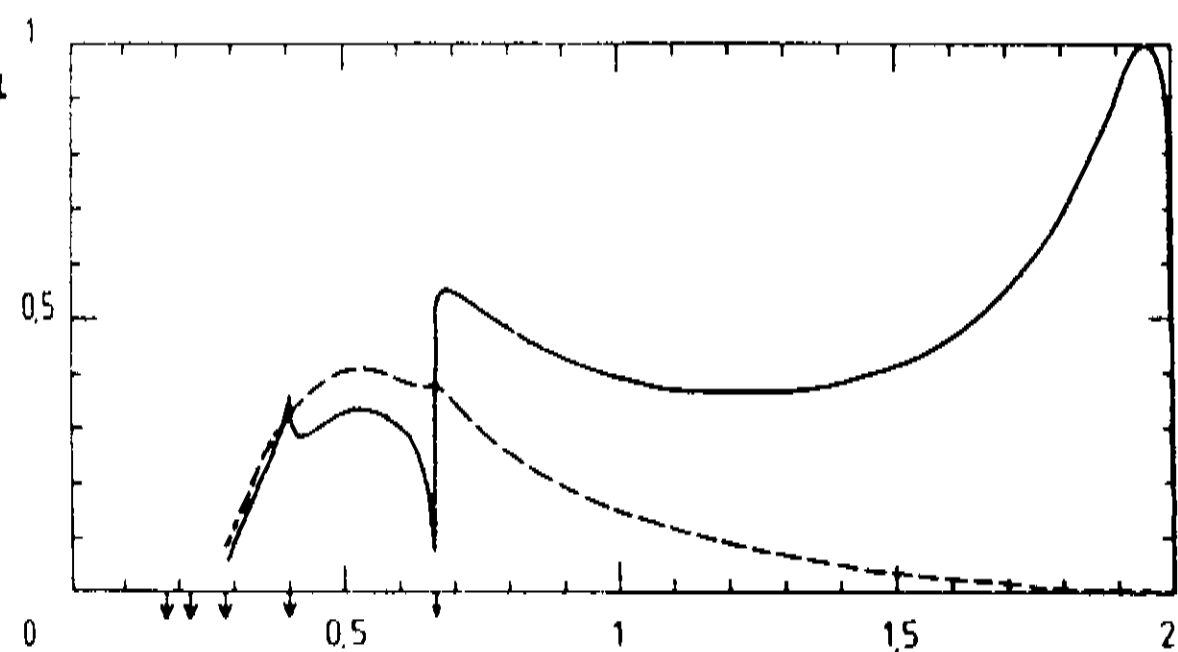


figura 1.7

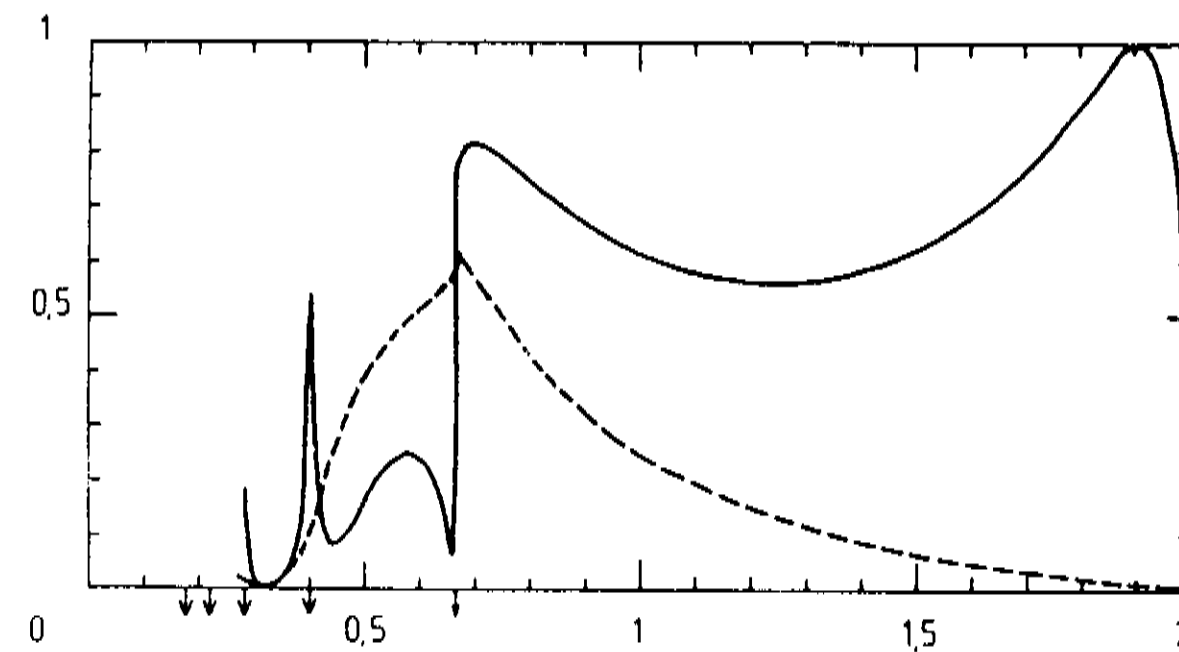


figura 1.8

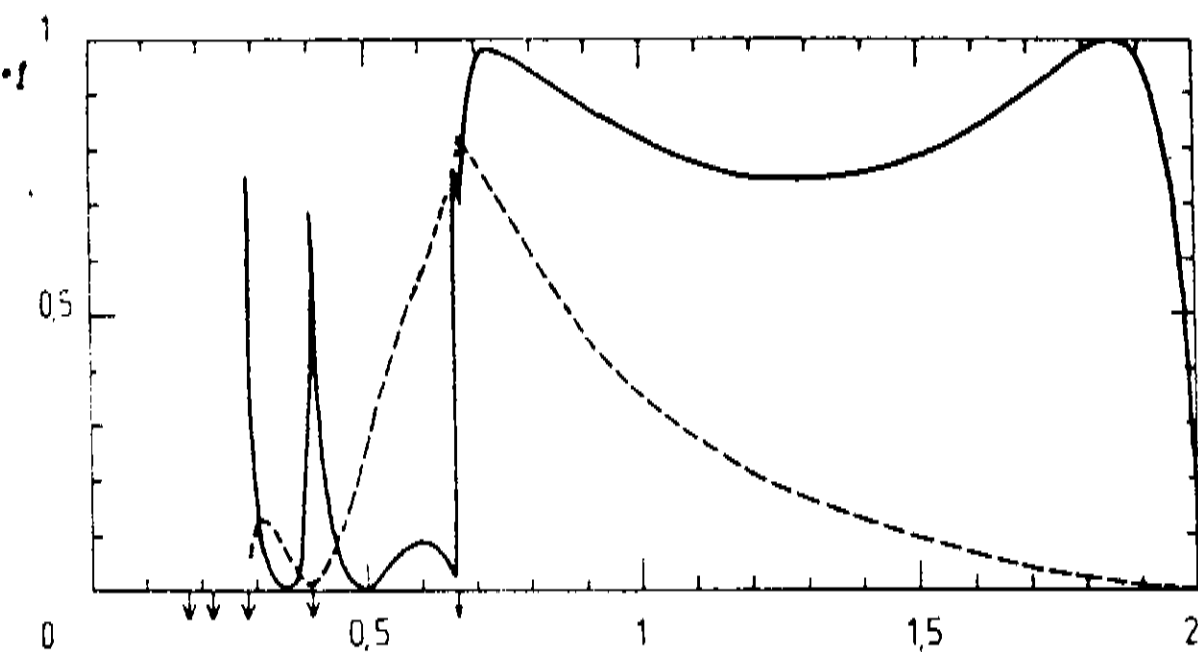


figura 1.9

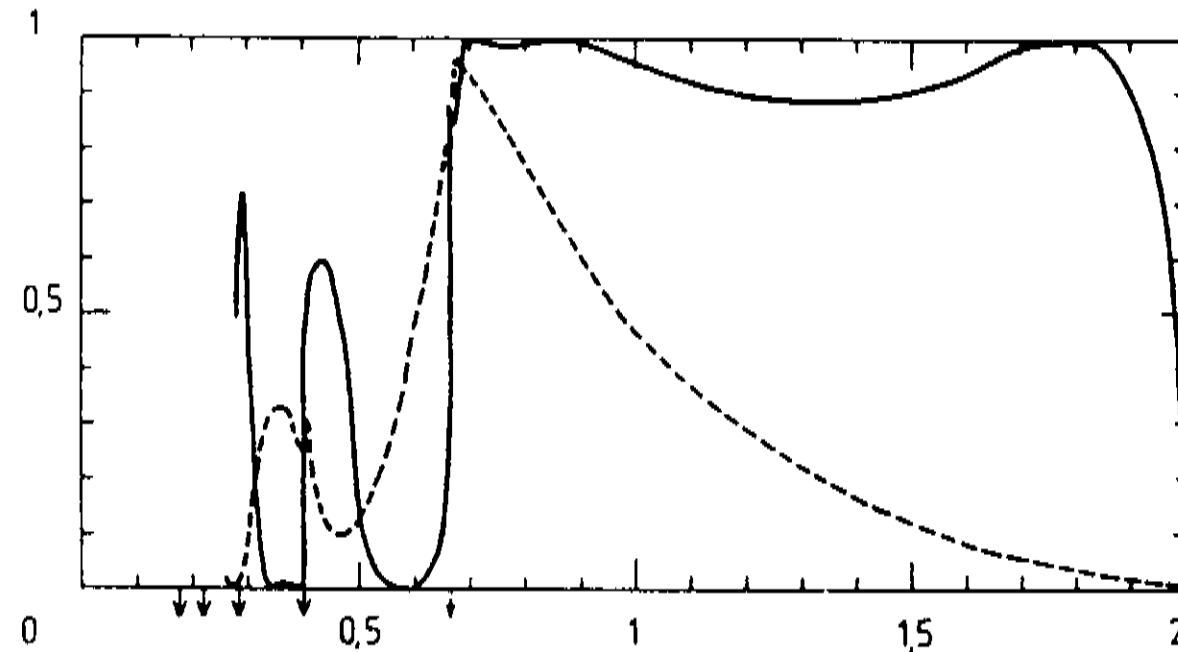


figura 1.10

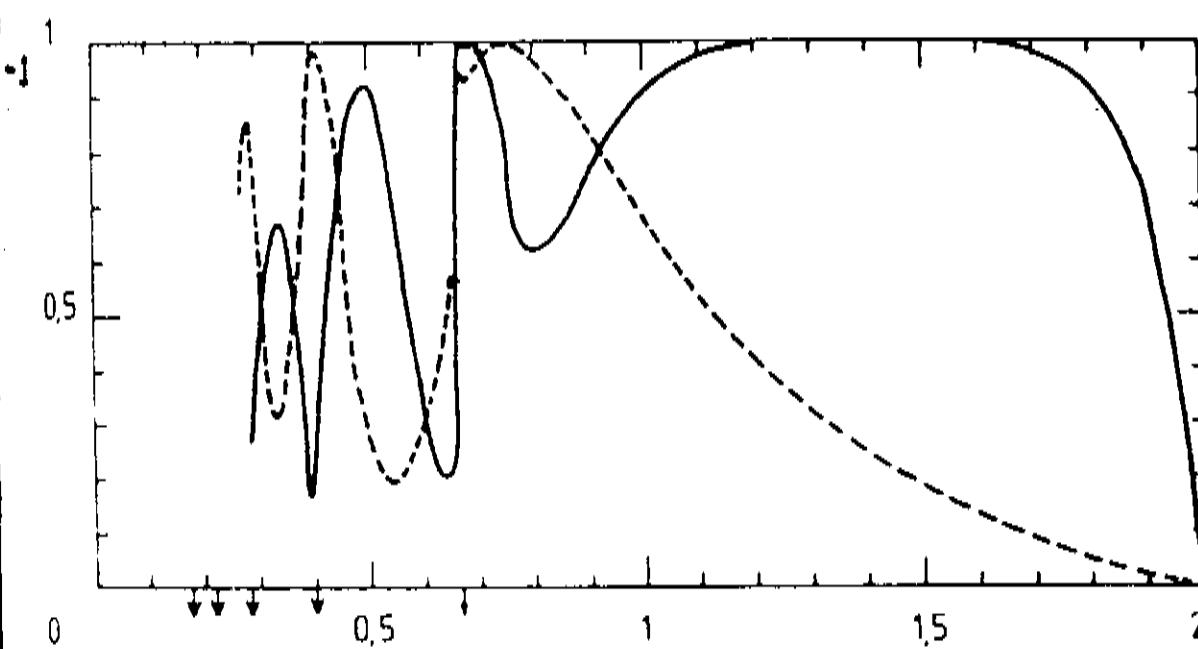


figura 1.11

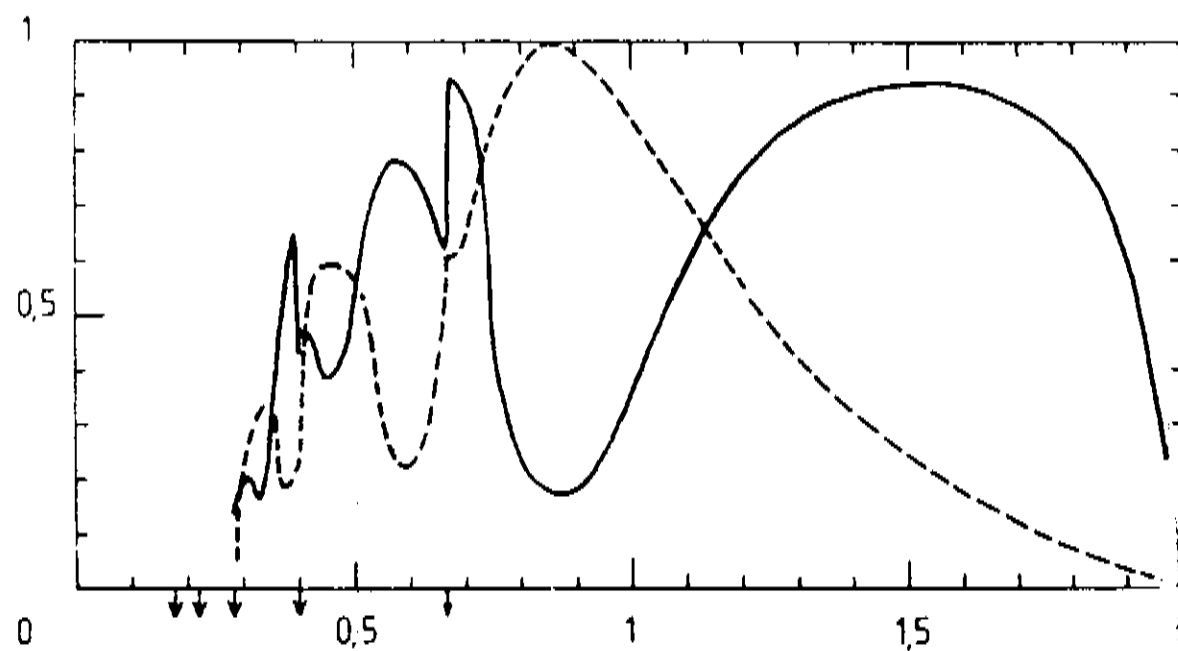


figura 1.12

de frequências muito altas (> 6000 linhas/mm), se torna necessário na região do UV trabalhar com redes de pequena modulação (figura 1.5). Para este tipo de rede, o "blazing" obtido em incidência rasante para a polarização TM, não é útil para espectroscopia. Para λ/d menores que $2/3$ esta rede obedece perfeitamente a teoria escalar, a qual prevê um valor máximo de 34% para o pico de eficiência. Como o pico de eficiência de redes riscadas no domínio da teoria escalar é 100%, assim redes holográficas operam em uma desvantagem de 3 para 1.

Efeitos importantes de polarização aparecem com o aumento da profundidade (figura 1.6,7). A eficiência cresce lentamente para TE. Na região de interesse para espectroscopia a eficiência para luz despolarizada continua baixa, cerca de 25% para $\lambda/d = 1,2$.

Efeitos fortes de polarização podem ser vistos nas figuras 1.8,9. Percebe-se um aumento dos picos em ambas as polarizações. A eficiência para TM mantém-se geralmente acima de 50% para $\lambda/d > 2/3$ (onde se tem apenas as ordens -1 e 0 difratadas), mas se mantém bastante baixa para $\lambda/d < 2/3$.

Com o aumento da modulação, a eficiência de redes senoidais e riscadas tornam-se equivalentes, figura 1.10,11, no mínimo para a região onde $\lambda/d > 2/3$. Esta é a modulação que produz as maiores eficiência de difração para redes senoidais.

Para modulações ainda maiores, figura 1.12, tem-se uma diminuição da eficiência de difração para a polarização TM, e na polarização TE o pico de eficiência continua alcançando 100% e se desloca para a direita. Logo a eficiência para luz despolarizada diminui.

B) INFLUÊNCIA DE DESVIOS SOBRE A MONTAGEM DE LITTROW

Exceto para sintonizar lasers, redes de difração nunca

são utilizadas perfeitamente na montagem de Littrow. Monocromadores e espectrômetros normamente são montados de forma que o feixe incidente e o feixe difratado estão separados por um pequeno ângulo. Os efeitos, para o mesmo desvio da montagem de Littrow, variam desde desprezível até significativa, dependendo da modulação^{28,29}. A regra geral é que quanto maior a modulação maior o efeito do desvio, ou seja, quanto maior a modulação mais se manifesta o comportamento das redes em volume ou de ondas acopladas.

C) EFICIÊNCIAS DAS ORDENS -2 E -3

Ordens mais altas de difração são utilizadas para aumentar a eficiência de difratação em comprimentos de onda menores ou para aumentar a dispersão, a qual é proporcional a tangente do ângulo de difração. Resultados numéricos e experimentais²⁹ mostram que o comprimento de onda do pico de difração aproxima-se do previsto pela teoria escalar a medida que se utiliza ordens de difração mais altas.

D) REDES DE PERFIL LAMELAR

Com desenvolvimento do processo de "ion etching"³⁰ tornou-se possível a confecção de redes de difração com perfil lamelar, através da abertura de janelas na fotorresina e então o uso do ataque direcionado.

As curvas de eficiência da ordem -1 são dadas em função do comprimento de onda dividido pelo período (λ/d) na figura 1.13-20, onde os cálculos foram feitos na aproximação de condutor perfeito, com perfil lamelar simétrico (quando em um período a dimensão do sulco é a mesma dimensão do topo), na montagem de Littrow, na polarização TE (---) e na polarização TM (—).

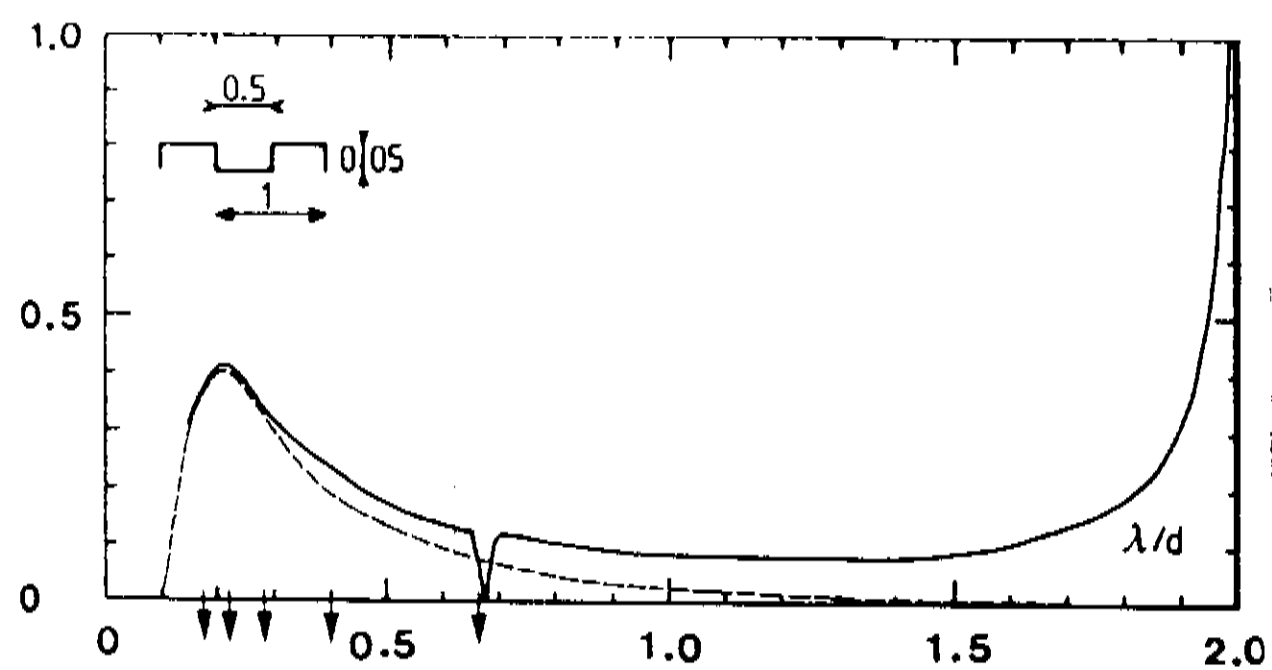


figura 1.13

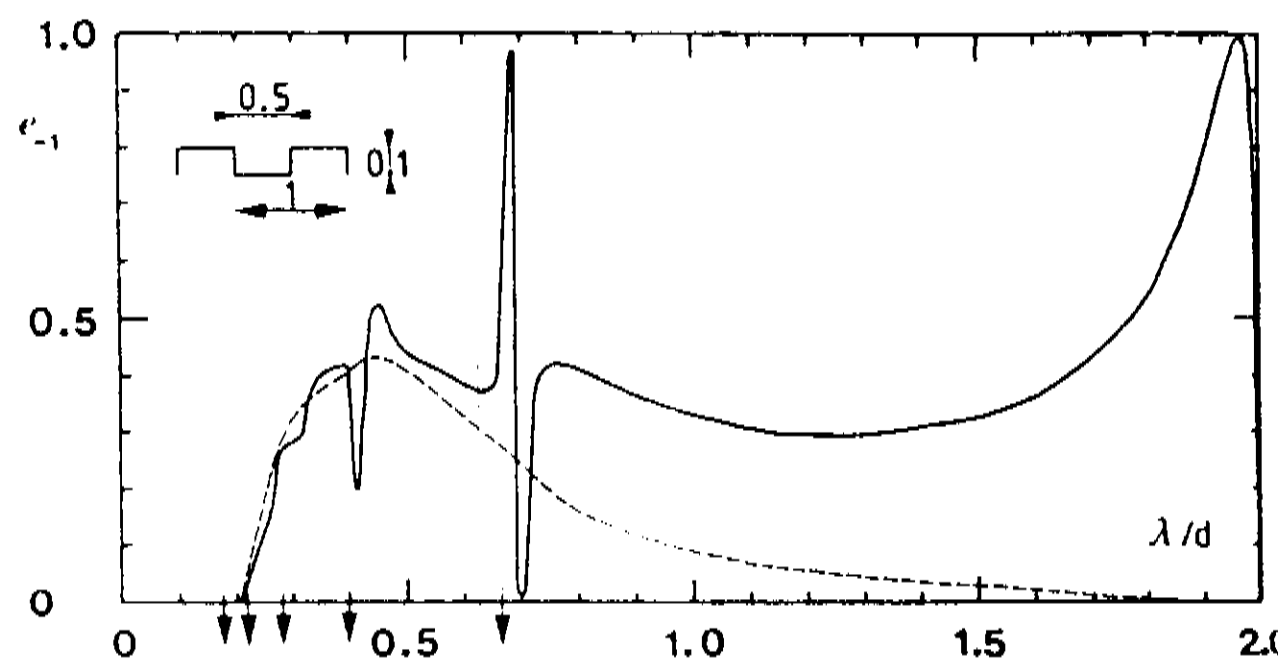


figura 1.14

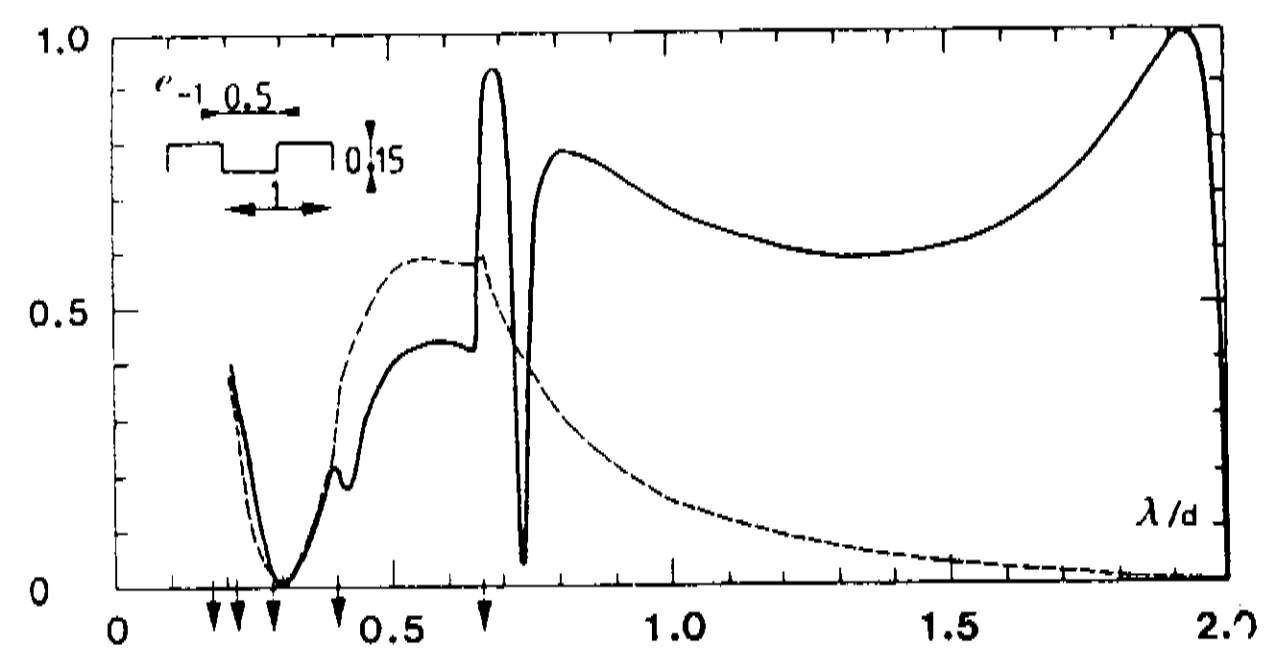


figura 1.15

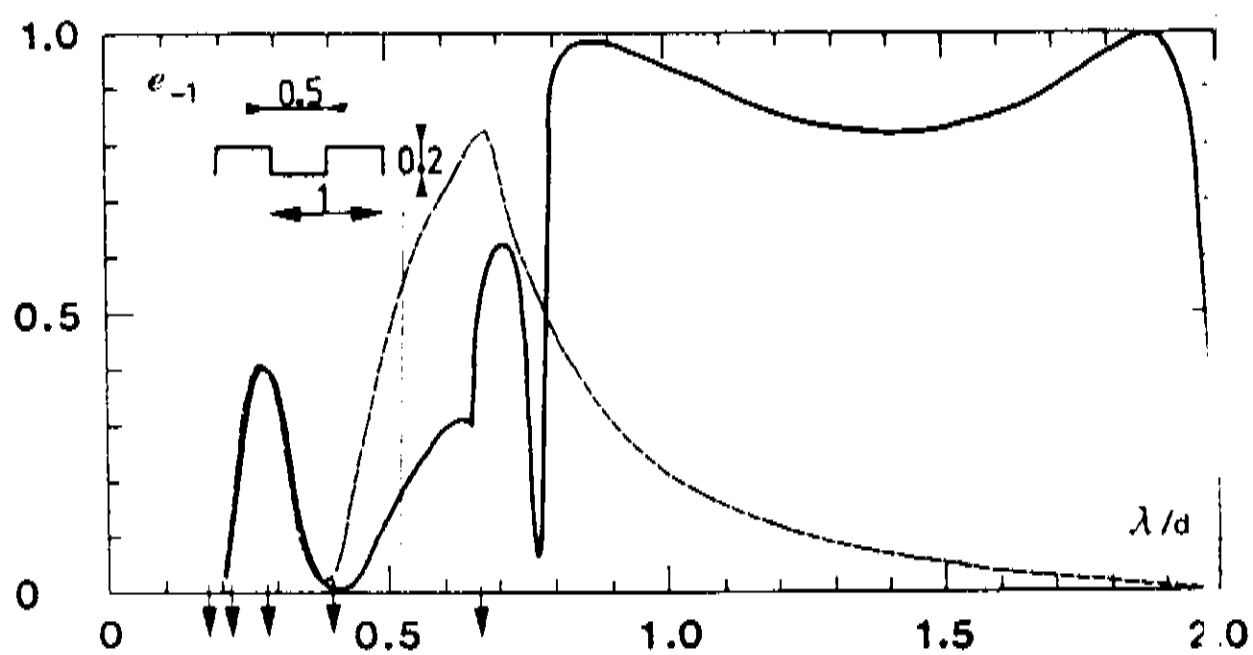


figura 1.16

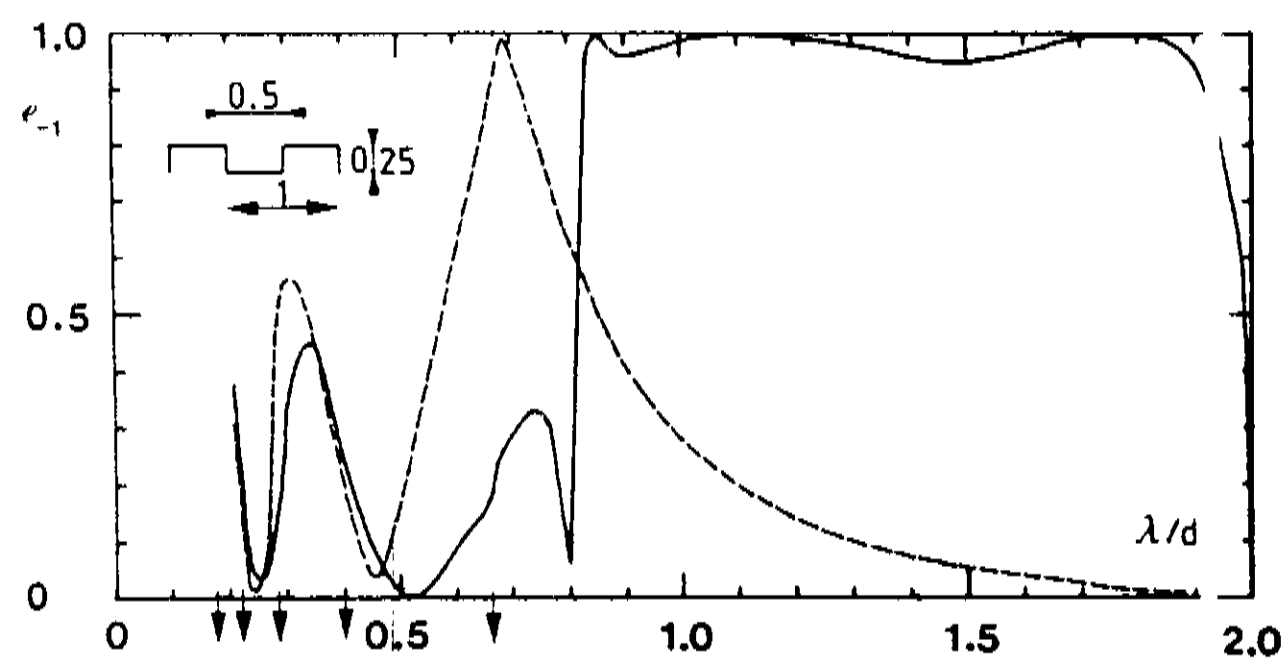


figura 1.17

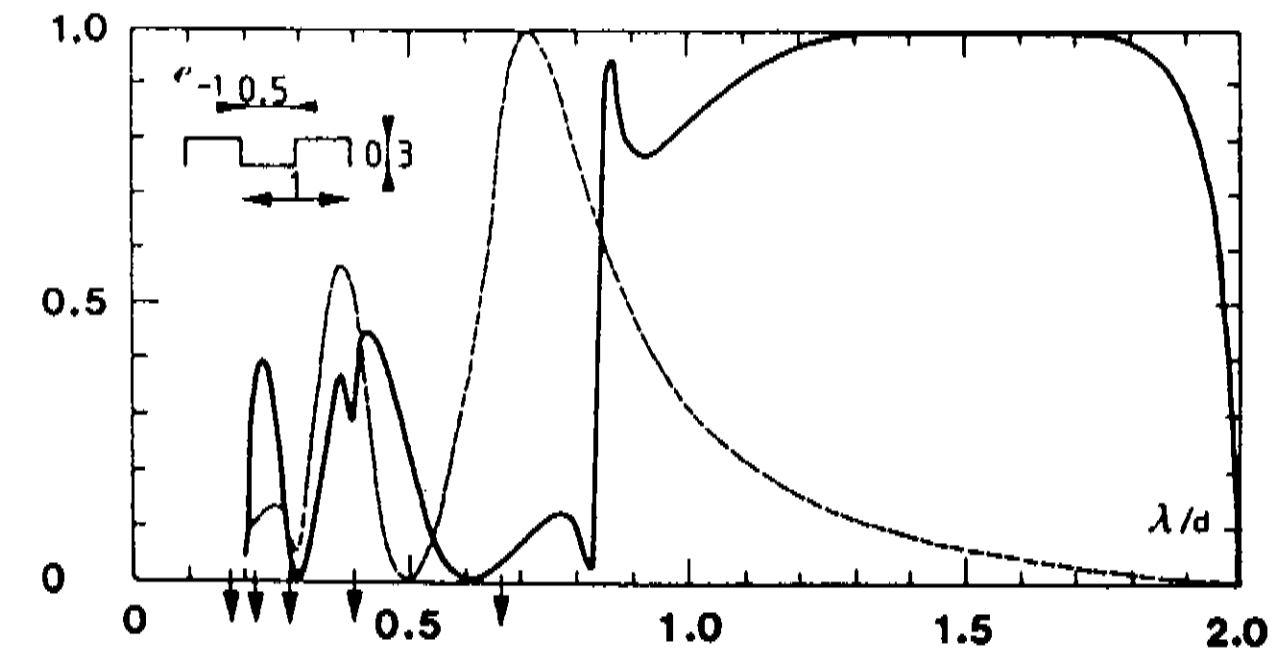


figura 1.18

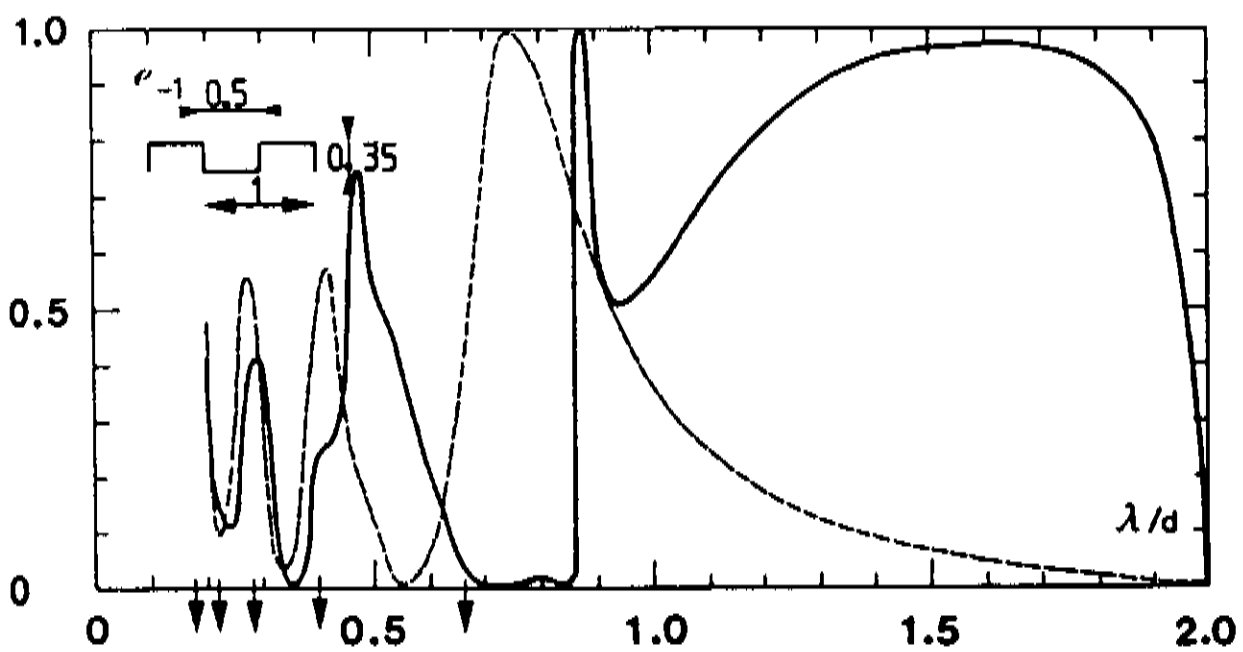


figura 1.19

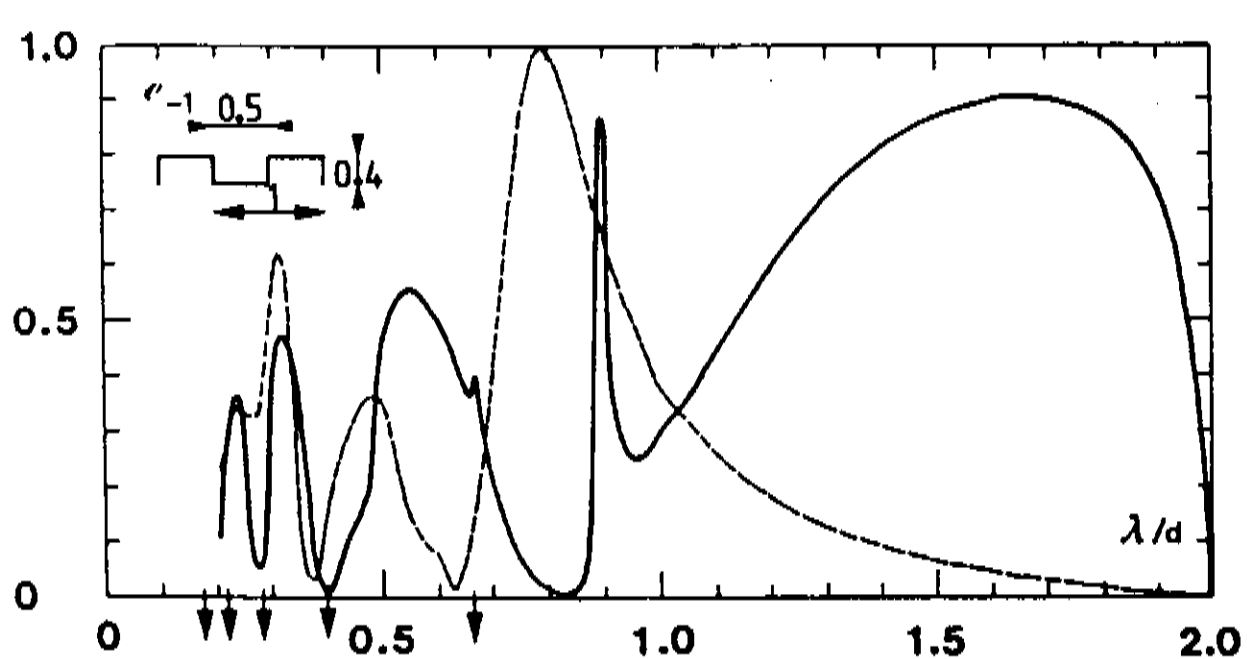


figura 1.20

Para $\lambda/d > 2/3$ pode-se dizer que as curvas de

eficiência das redes lamelares simétricas são muito próximas das curvas para redes de perfil senoidal. Mas dois pontos importantes devem ser ressaltados. Primeiro, as curvas na polarização TM das redes lamelares são menos interessantes para espectroscopia do que as curvas das redes senoidais, devido a forte anomalia, que ocorre na proximidade de $\lambda/d = 2/3$, para redes com pouca modulação e caminha para a direita para modulações maiores. Devido a esta anomalia, a eficiência de difração da rede muda muito rapidamente com o comprimento de onda λ , o que dificulta sua utilização em monocromadores e espectrômetros, pois um pequeno desvio na localização de λ altera enormemente a quantidade de luz difratada, assim como traz grandes erros à normalizações. precisa dos picos assim como na normalização da eficiência. Segundo, a largura do pico na polarização TE é um pouco menor para redes lamelares do que para redes senoidais; e isto gera um distanciamento entre os picos de TE e TM (causando uma diminuição da eficiência para luz despolarizada), principalmente para redes profundas. Por estas razões, redes lamelares simétricas são menos interessantes para espectroscopia que redes holográficas.

Por outro lado, redes lamelares com modulações pequenas e com $\lambda/d < 2/3$ têm melhor eficiência que redes senoidais correspondentes. A teoria escalar e também resultados numéricos mostram que se pode alcançar eficiência de 40,5% para $\lambda = 4h$.

Pode-se mostrar³² que o perfil simétrico gera, na maioria dos casos, maiores eficiências que outros perfis lamelares, na ordem -1. Entretanto, pode-se obter "blazing simultâneo" para as duas polarizações (TE e TM) em um comprimento de onda para alguns perfis lamelares não simétricos, o que não é possível para perfis senoidais ou lamelares simétricos.

E) REDES DE CONDUTIVIDADE FINITA

Existem, geralmente, fortes efeitos devido a condutividade finita para comprimentos de onda $\lambda < 1\mu\text{m}$. Estes efeitos são mais acentuados para a polarização TM do que para a polarização TE.

Para regiões de pequenas modulações (quando λ/d diminui), a eficiência aproxima-se do domínio da teoria escalar, que é caracterizado por pequenas anomalias e poucos efeitos de polarização. Neste caso a influência da condutividade finita limita-se a reduzir a eficiência de difração na proporção da refletância, em ambas as polarizações.

Também quando são usadas ordens de difração mais altas, geralmente basta multiplicar a eficiência pela refletância.

A condutividade finita gera o aparecimento de anomalias na polarização TM (devido provavelmente ao aparecimento de plasmons de superfície), e sua influência cresce com o aumento da modulação e com a diminuição do período²⁸.

F) RESUMO DOS RESULTADOS

Observa-se dos resultados mostrados que, quando se tem apenas as ordens 0 e -1 difratadas, ou seja, para $2/3 < \lambda/d < 2$ na montagem de Littrow, o pico de eficiências de difração é da ordem de 100% para as polarizações TE e TM; resultados que já aparecem na teoria de Kogelnik, mostrando assim que pode se obter altas eficiências com redes de perfis senoidais. A curva da polarização TE é sempre mais estreita em λ e a curva de TM é mais larga devido ao aparecimento de um segundo pico quando a incidência na montagem de Littrow é rasante.

As curvas geradas pelos cálculos exatos mostram que obtêm-se as melhores eficiências para luz despolarizada em redes holográficas recobertas com metal (na aproximação de condutor perfeito)

quando $\lambda/d = 1,1$ e $h/d = 0,36$. Por exemplo, para uma rede com eficiência máxima centrada em $\lambda = 0,5 \mu\text{m}$ deve se confeccionar uma rede com período $d = 0,55 \mu\text{m}$ e com profundidade $h = 0,2 \mu\text{m}$.

2. Ruído

2.1. Luz espalhada ou espúria

Toda a luz espalhada durante a exposição interfere com a luz incidente, gerando diversos padrões superpostos à rede gravada (figura 2.1).



PADRÃO DE INTERFERÊNCIA
DA FACE DE FAS
DO SUBSTRATO

MANCHAS DEVIDO À
PELA - QUE INTERFERE
PELO LÂMINA
DO SUBSTRATO

FRENTE DE ONDA
ESFÉRICA.

figura 2.1

Por exemplo, poeira sobre os espelhos após os filtros espaciais, podem gerar uma frente de onda esférica que interfere com as outras ondas incidentes, gerando uma distribuição de anéis.

Padrões de interferência superpostos, manchas devido à revelação, inhomogeneidade na planicidade dos sulcos (devido a inhomogeneidade da luz incidente) e até as deformações do substrato ou do filme podem ser representadas pela teoria escalar de difração por uma função de transmitância $R(x,y)$ que aparece multiplicada pelo padrão

periódico principal $P(x,y)$. Assim a transmitância desta rede com ruído pode ser representada por (Ref. 12)

$$T(x,y) = R(x,y) \cdot P(x,y) \quad (5)$$

onde $k = 2\pi/d$ (d é o período da rede)

$$P(x,y) = P_0 \cdot e^{i(m \cdot \text{sen} kx)} \quad (6)$$

$$m = \frac{2\pi h}{\lambda} = \text{modulação de relevo} \quad (7)$$

$$P_0 = \text{refletância da rede} \quad (8)$$

Pela teoria escalar, na condição de Fraunhofer, o espectro de difração é dado pela transformada de Fourier da função de transmitância:

$$I = F\{T(x,y)\} = F\{R(x,y) \cdot P(x,y)\} \quad (9)$$

$$I = F\{R(x,y)\} * F\{P(x,y)\} \quad (10)$$

onde $R(x,y)$ pode ser uma função de fase ou amplitude que representa o ruído. $P(x,y)$ para uma rede por reflexão em relevo infinita sem ruído é dada por

$$F\{P(x,y)\} = \sum_{n=-\infty}^n J_n(h\pi/\lambda) \delta(f_x - nf_0) \quad (11)$$

$$f_0 = \lambda/2d \quad (12)$$

onde cada ordem de difração tem largura angular infinitesimal (uma função delta em direção).

O efeito do produto de convolução é alargar cada pico de difração ou abrir em torno da transformada de Fourier do ruído, assim, ruídos de baixa frequência espacial (dimensões muito maiores que o período da rede) produzirão um alargamento pequeno para cada ordem da rede. Ruídos de alta frequência espacial (dimensões comparáveis com o período da rede) produzem um grande alargamento em cada pico de difração, aumentando o ruído de um comprimento de onda na direção do eixo, figura 2.2.

Os ruídos desta forma produzem luz espúria de outros comprimentos de onda, na direção de difração correspondente a um dado comprimento de onda de interesse. O nível de luz espúria praticamente

determina a qualidade de uma rede e é, do ponto de vista de aplicação das redes em espectroscopia, o parâmetro mais importante da rede.

Além de gerarem luz espúria, os ruídos aumentam a largura da mancha de difração, diminuindo a resolução da rede (ver próximo item sobre resolução) e diminuindo a seletividade do comprimento de onda

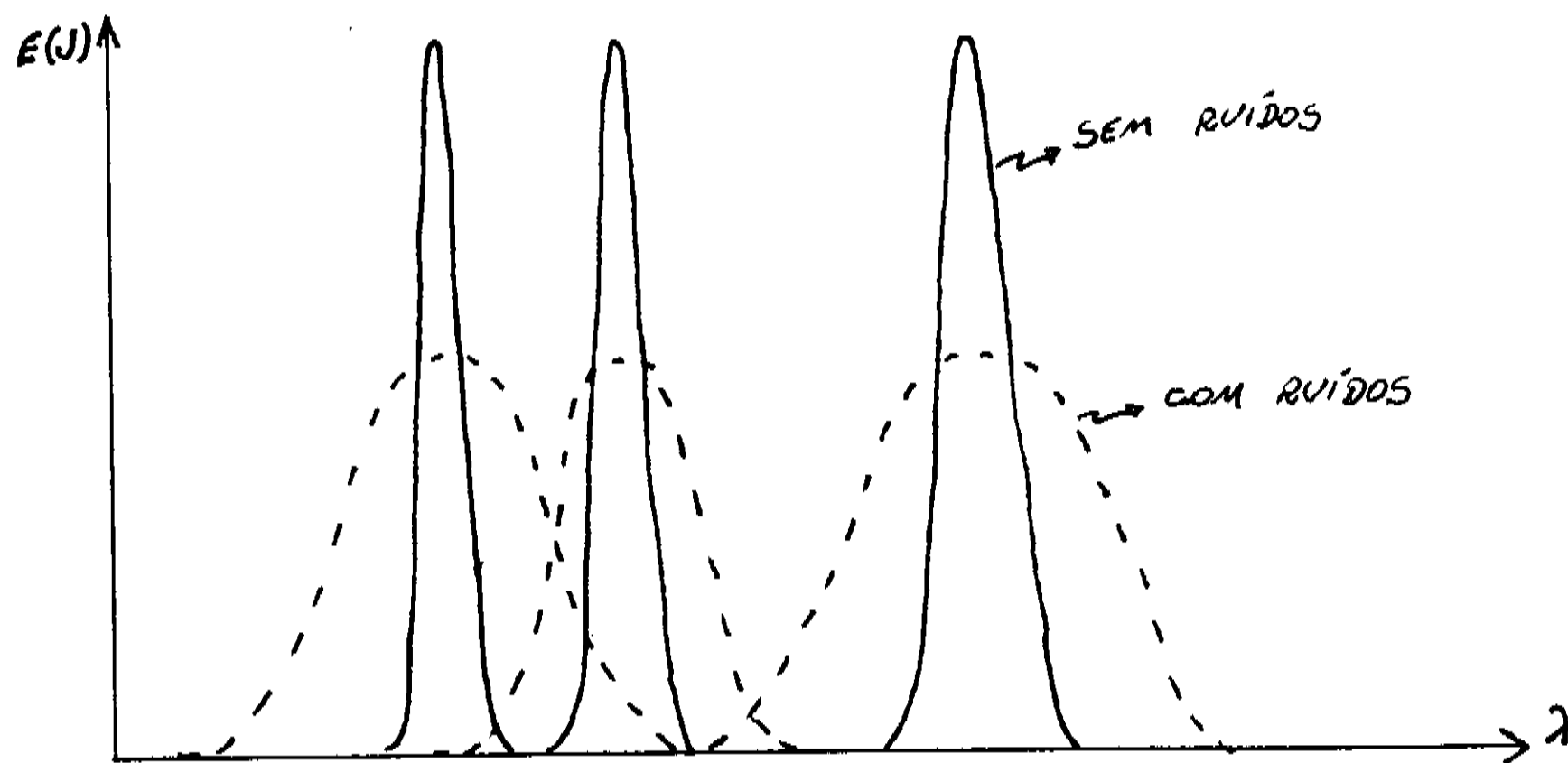


figura 2.2

2.2. Fantasmas

Em geral o termo fantasma é usado para linhas espectrais espúrias, causadas por imperfeições periódicas nas redes; devido normalmente a erros periódicos das máquinas de precisão, usadas para riscar as redes.

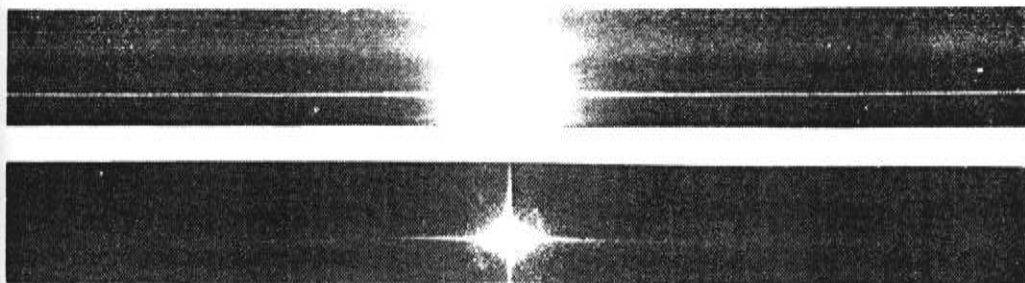


figura 2.3

Redes produzidas por métodos holográficos, que são gravadas a partir de um fenômeno de interferência, têm o espaçamento entre as linhas perfeitamente idêntico, logo, não podem ter fantasmas e também apresentam níveis de luz espalhada muito menores que as redes riscadas; como pode ser visto na figura 2.3 (respectivamente rede riscada e rede holográfica).

Resolução

A resolução de um instrumento óptico mede sua capacidade de separar linhas espectrais adjacentes. Isto é geralmente definido como $R = \lambda/\Delta\lambda$. Dois picos são considerados resolvidos se a distância entre eles é de forma que o máximo de um está sobre o mínimo do outro. Este é o chamado critério de Rayleigh.

Tomando a figura 3.1, a largura angular da uma imagem quando, limitada por difração, é definida como "o comprimento de onda dividido pela abertura" ou seja

$$d\theta = \frac{\lambda}{L \cdot \cos\beta} \quad (13)$$

derivando a equação 1 obtemos

$$\cos\beta \, d\beta = \frac{n}{\lambda} d\lambda \quad (14)$$

Neste caso, dois comprimentos de onda estão separados pelo critério de Rayleigh quando $d\beta = d\theta$

$$\frac{\lambda}{L \cdot \cos \beta} = \frac{n \cdot d\lambda}{d \cdot \cos \beta} \quad (15)$$

Assim, a resolução de uma rede limitada por difração no tamanho de sua abertura (tamanho da rede) pode ser escrita como

$$\frac{\lambda}{d\lambda} = \frac{n \cdot L}{d} = nN \quad (16)$$

onde N é o número total de linhas na rede.

$$R = nN \quad (17)$$

Desta forma a resolução depende diretamente do número total de sulcos da rede de difração. Logo, se o número de linhas por milímetro já está fixo, com base na faixa de comprimento de onda que se deseja maior eficiência, a resolução será definida pela área da rede. Desta forma, quanto maior a resolução requerida, maior será o tamanho da rede utilizada.

Entretanto, quando um sistema não está otimizado, quem determina o tamanho da mancha ou largura espectral de cada comprimento de onda λ , não é a difração, mas sim as aberrações dos sistemas ópticos utilizados ou no caso de redes de difração os ruídos ou a qualidade da rede. Como vimos na secção anterior os ruídos superpostos às linhas da rede produzem um alargamento do pico de difração, devido a convolução entre a difração das linhas da rede e a difração produzida pelo ruído. Este efeito, assim como a qualidade da frente de onda utilizada no espectrômetro, definem a resolução do espectrômetro.

Como o alargamento do pico de difração de cada comprimento de onda, maior quanto menor as dimensões do ruído, ruídos de alta frequência (como franjas e anéis) devem piorar a resolução (assim como aumentar a luz espúria) mais do que ruídos de baixa frequência, como por exemplo, a planicidade do substrato.

CAPÍTULO IV

ANÁLISE DO PERFIL DOS SULCOS DAS REDES

A eficiência de difração das redes ou de outros componentes ópticos holográficos é extremamente dependente do perfil da estrutura difratante (ver capítulo III), e propriedades interessantes destas estruturas podem ser exploradas se a forma do perfil puder ser controlada³³.

Por esta razão, o controle do perfil da estrutura gravada é indispensável para se dominar o processo de confecção de redes de difração. Neste capítulo será feita uma análise de todos os efeitos possíveis que influenciam na formação do relevo em uma exposição holográfica.

Dill³⁴ e Mack³⁵ estudaram estes efeitos para fazerem o modelamento da litografia óptica usando máscaras. Austin em 1976³⁶ calculou pela primeira vez os efeitos da não linearidade do revelador como uma função da energia na formação de perfis de redes holográficas. Maschev em 1981³⁷ considerou os efeitos da absorção e das ondas estacionárias no interior da filme de fotorresina, e Zaidi em 1988³⁸ mostrou que a isotropia do ataque limitava a profundidade dos sulcos ("aspect ratio").

Os efeitos da isotropia da revelação são, pela primeira vez, calculados juntamente com os outros efeitos citados acima, para prever o perfil resultante das redes de difração, e este efeito aparece como um dos mais significativos na determinação do formato do perfil dos sulcos.

1. Modelo

Como é bem conhecido³⁹ a fotorresina positiva é composta basicamente de três componentes: um composto fotoativo (inibidor), uma resina básica e um solvente. A resina básica é solúvel em reveladores quosos alcalinos e a presença do composto fotoativo inibi fortemente a sua dissolução. A ação da luz neutraliza o composto fotossensível (inibidor) e aumenta a dissociação do filme (resina básica).

De acordo com o modelo de Dill³⁴, a fotossensibilização pode ser

descrita de acordo com a concentração de inibidor $m(x,z)$ como uma função da energia luminosa $E = I(x,z) \cdot t$, assim:

$$m(x,z) = \exp [-C I(x,z) t] \quad (1)$$

onde

$I(x,z)$ é irradiância de luz sobre o filme,

$$I(x,z) = [I_b + I_p \sin(k_x x) + I_s \sin(k_z z + \delta)] \exp(-\alpha z),$$

I_b = fundo de luz

$I_p = 2\sqrt{I_r I_s}$ = amplitude de irradiância do padrão

I_s = amplitude de irradiância das ondas estacionárias

$k_x = 2\pi/d$ (d é o período do padrão de exposição)

$k_z = 2\pi/d_e$ (d_e é o período das ondas estacionárias)

δ = fase na reflexão na interface filme/substrato

α = coeficiente de absorção da fotorresina

t é o tempo de exposição,

C é a constante de exposição descrita por Dill³⁴,

z é a variável espacial na direção da espessura do filme e

x é a variável no plano do filme, perpendicular as linhas da rede.

A razão de dissolução (v) da fotorresina sob a ação de um revelador

pode ser descrita como uma função da concentração de inibidor $m(x,z)$

por³⁵:

$$v(x,z) = v_{\max} \frac{(a+1) [1 - m(x,z)]^n}{a + [1 - m(x,z)]^n} + v_{\min} \quad (2)$$

onde a , n , $v_{\max}$ e $v_{\min}$ são constante que podem ser determinadas experimentalmente, dependendo das condições do sistema fotorresina/revelador, assim como da concentração do revelador, temperatura, condições de "pre-bake", etc.

$v_{\max}$ é a taxa de dissociação da fotorresina completamente exposta,

$v_{\min}$ é a taxa de dissociação da fotorresina sem ter sido exposta,

$a = \frac{(n + 1)}{(n - 1)} [1 - m_{th}(x, z)]^n$ onde m_{th} é o valor do ponto de inflexão

da curva $v \times$ Energia (curva de resposta da fotorresina),

n é o número de moléculas do produto da fotoreação que age com o revelador para dissolver uma molécula da resina.

O significado físico destas constantes é melhor discutido na Ref.34 e seus valores podem ser calculados apartir do ajuste da curva de resposta da razão de dissociação $v \times$ energia de exposição experimental à equação 2.

Considerando que a profundidade aumenta linearmente com o tempo de exposição e negligenciando os efeitos da indução³⁵ que ocorre quando a primeira camada de fotorresina ($< 0,1 \mu m$) é revelada, o perfil resultante pode ser calculado pela integração da taxa de dissociação da equação 2 durante o tempo de revelação.

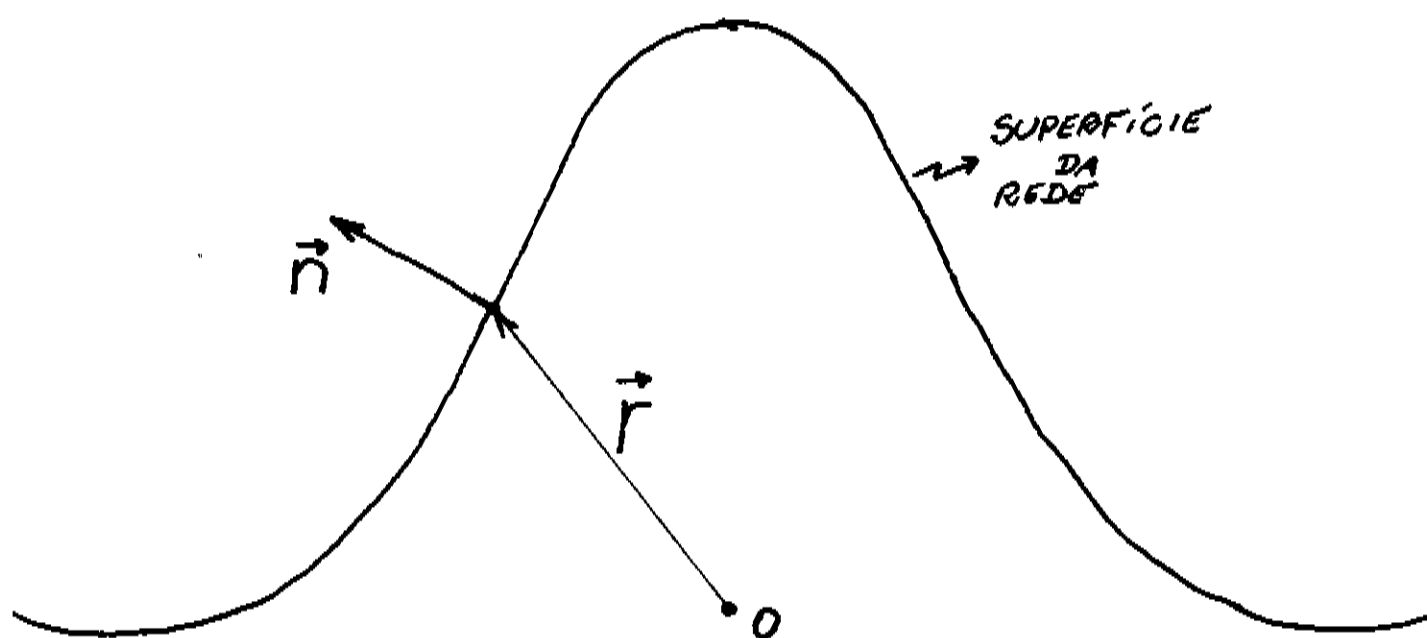


figura 1.1

O revelador age difundindo-se através dos sulcos que estão sendo formados. Portanto o ataque do revelador se dá na direção normal à superfície do filme em cada instante, então além do ataque na direção z também haverá ataque na direção x . Este efeito é chamado de ataque

isotrópico, e a velocidade de dissociação da superfície deve levar em consideração a direção do ataque. Assim:

$$\frac{\partial \mathbf{r}}{\partial t} = - v[E(\mathbf{r})] \hat{\mathbf{n}} \quad (3)$$

onde $\mathbf{r}$ é uma função vetorial que mapeia a superfície da rede em cada instante e $\hat{\mathbf{n}}$ é o vetor normal à superfície no ponto $\mathbf{r}$, ver figura 1.1.

1. Perfis calculados

No cálculo dos perfis foi feito por Bernardo de A. Mello¹⁰ um programa em pascal que aplica toda a teoria descrita acima.

Para se estudar a influência de cada efeito sobre o perfil resultante, estudou-se a influência de um parâmetro de cada vez, mantendo os demais fixos.

2.1. Ataque isotrópico

Na figura 2.1 pode ser visto o perfil resultante devido a um ataque isotrópico, onde a taxa de ataque foi considerada linear com a energia, sem luz de fundo e sem reflexão no substrato. Cada curva representa um tempo de exposição.

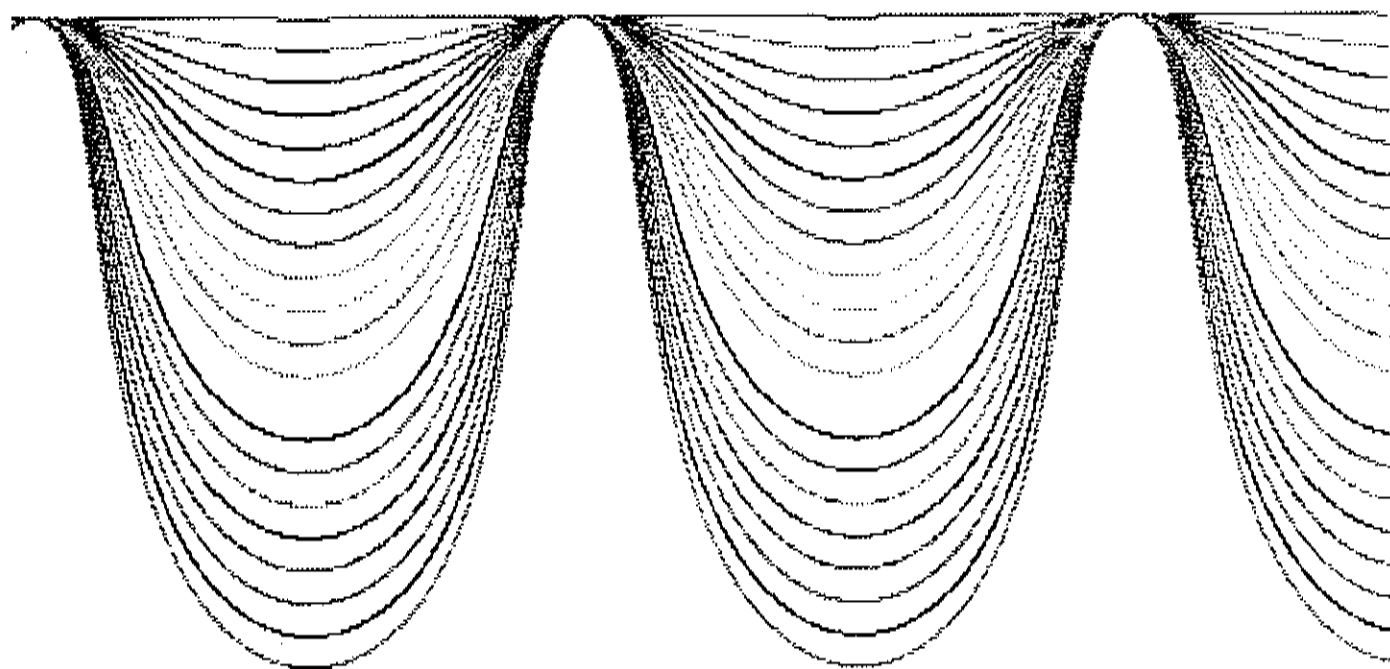


figura 2.1

Observa-se que para h/d menor que 0,3 a rede é praticamente senoidal, tendo pouca influência da isotropia do ataque, mas para

profundidades maiores, a forma se diferencia bastante do formato senoidal.

Nestas condições é possível se fazer redes tão profundas quanto se queira, pois na posição da franja escura, não haverá nenhum desgaste do topo da rede, apenas ocorrendo um estreitamento no topo das estruturas.

2.2. Luz de fundo

Na figura 2.2 acrescentou-se às condições anteriores, uma luz de fundo constante. A taxa de ataque ainda é mantida linear e não existe luz refletida no substrato.

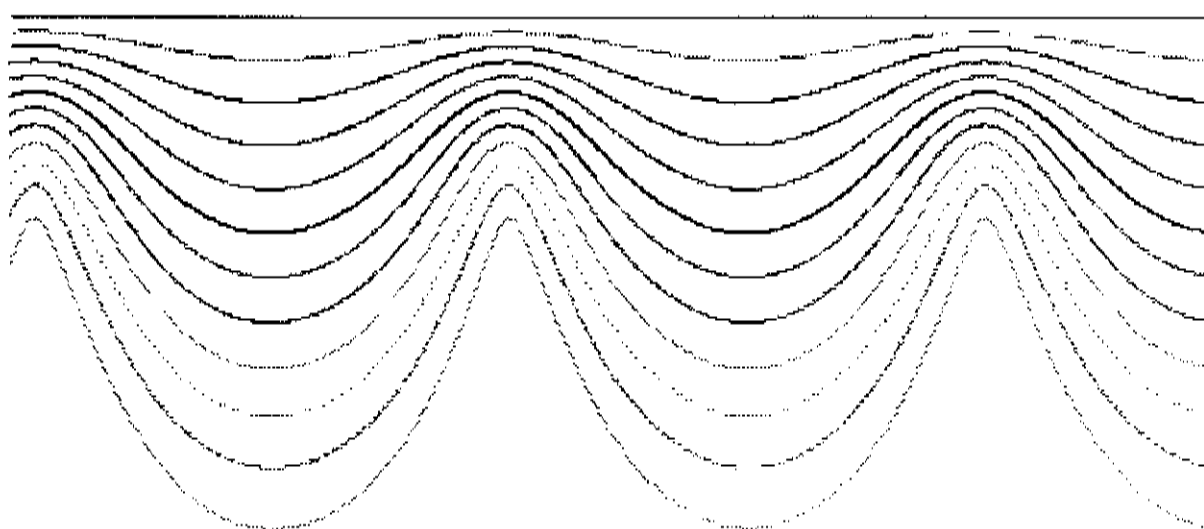


figura 2.2

É importante observar que a presença de luz de fundo limita fortemente a profundidade da rede ("aspect ratio"), pois devido aos efeitos da isotropia do ataque, após a rede alcançar uma certa profundidade, a taxa de ataque do vale e da crista da rede será a mesma.

Estes resultados mostram como é importante obter-se franjas de alto contraste (sem luz de fundo) em exposições holográficas e reforça a necessidade do uso de sistemas de estabilização (ver capítulo I) para gravação de redes profundas.

2.3. Ataque não linear

Às condições anteriores foi adicionada a não linearidade do revelador. O efeito devido a esta mudança pode ser visto na figura 2.3, onde o topo da rede se torna mais quadrado quanto menos linear for o revelador. Isto implica que, trabalhando na região não linear do revelador, pode-se obter redes com "aspect ratio" maior que no caso anterior, mesmo na presença de luz de fundo.

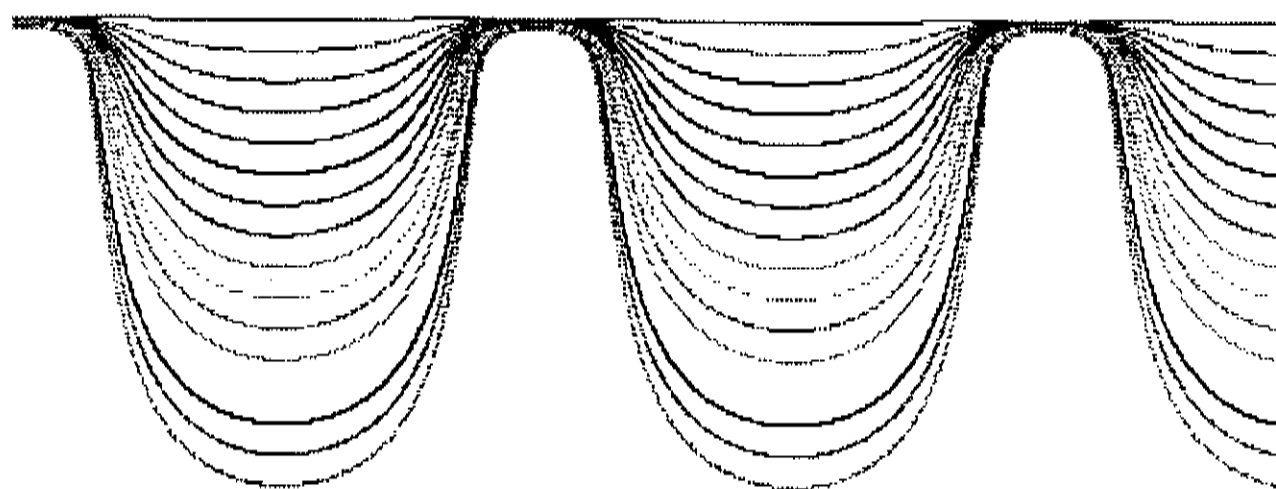


figura 2.3

Se a energia de exposição for suficiente para se alcançar a saturação da fotoresina, pode-se obter um perfil praticamente lamelar, mesmo para redes holográficas com revelação química convencional (figura 2.4)

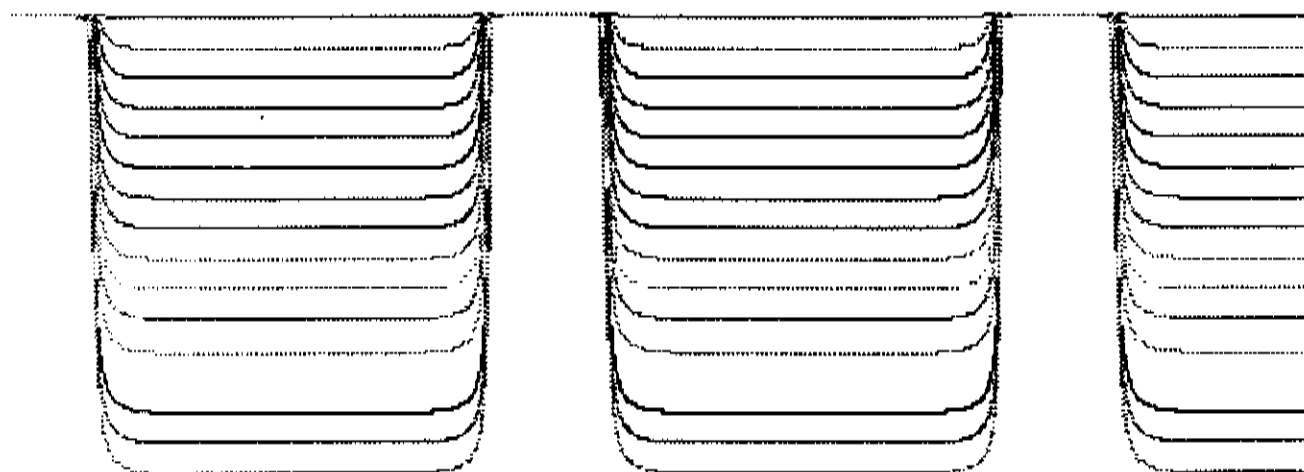


figura 2.4

2.4. Substrato refletor

O efeito de substratos refletores é o aparecimento de ondas estacionárias dentro do filme de fotorresina, gerando nodos de energia em planos ao longo da espessura do filme. Neste caso o perfil resultante depende de quão forte são estes nodos e da espessura do filme, pois dependendo da posição da superfície do filme com relação a distância d entre dois nodos, o perfil da rede se modificará.

Na figura 2.5 pode ser visto a simulação de um ataque onde a reflexão no substrato foi intensificada (80% da luz incidente). A curva 1 mostra o caso em que a superfície do filme está $d/100$ abaixo do nodo, a curva 2 está a $3d/100$ e na curva 3 a $10d/100$.

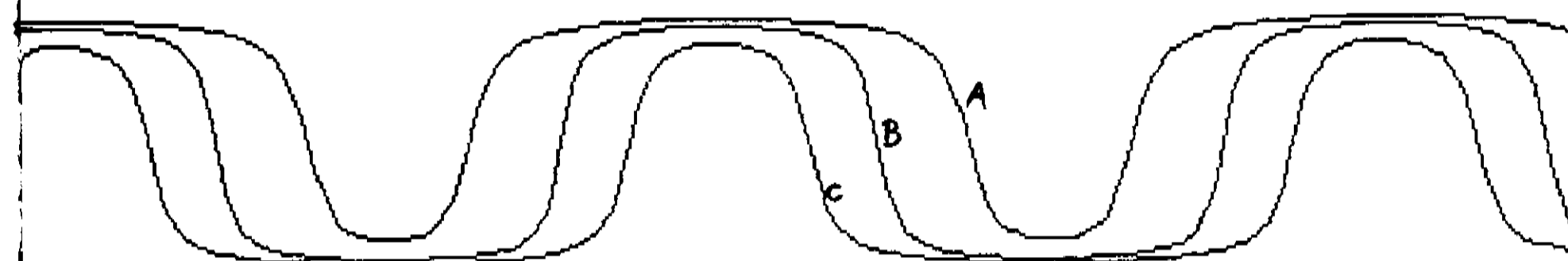


figura 2.5

Aumentando-se o tempo de revelação, é possível se revelar abaixo do primeiro nodo de energia. A figura 2.6 mostra uma rede nas mesmas condições da curva 1 da figura anterior, mas com o tempo de revelação sendo três vezes maior.



figura 2.6

Resultados experimentais

Curvas típica da taxa de ataque em função da energia de exposição pode ser vista na figura 3.1 para o NaOH em três taxas de diluição e na figura 3.2 para o revelador da Shipley 351 em duas taxas de diluição.

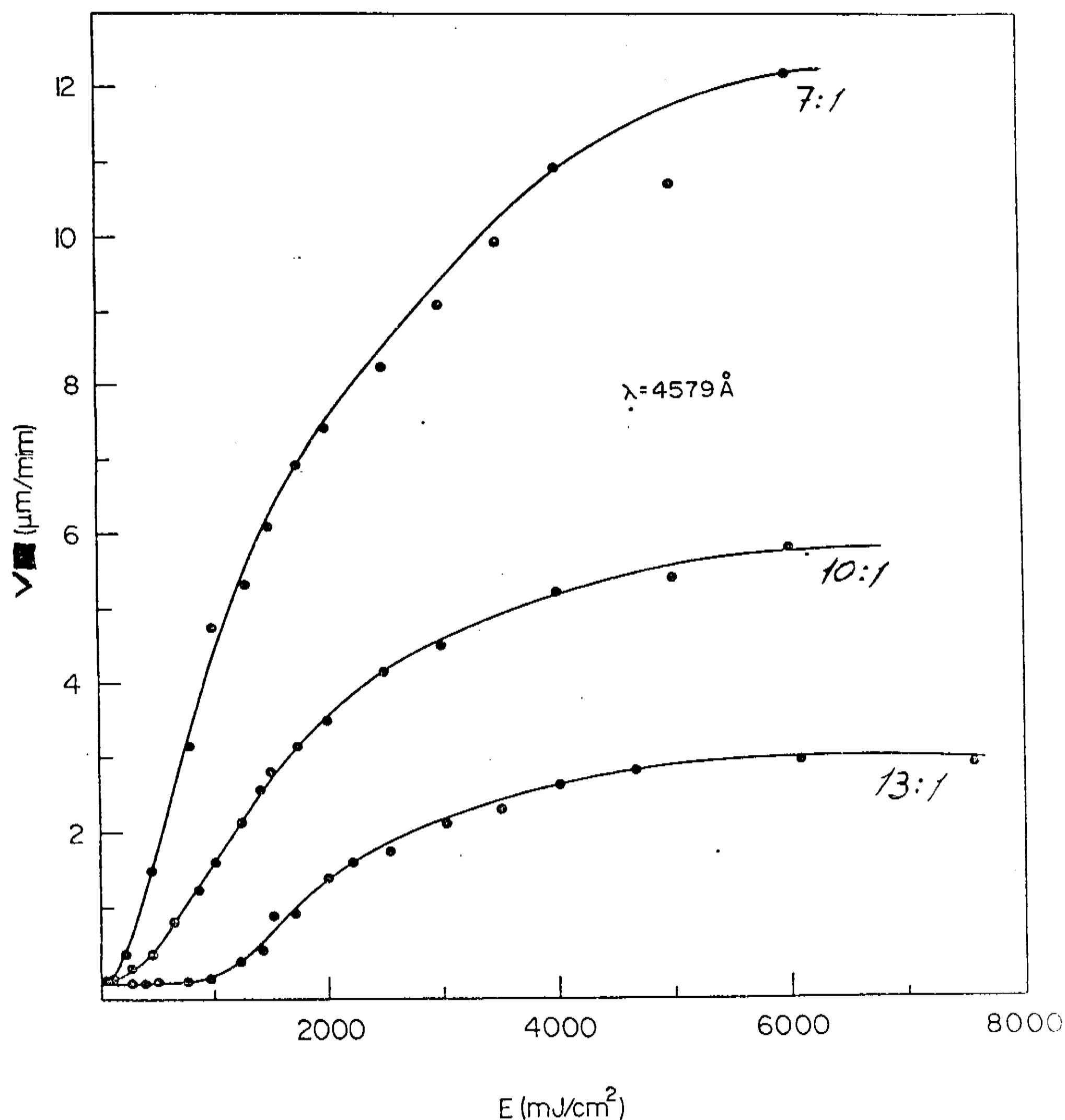


figura 3.1

O coeficiente de absorção da fotorresina foi medido para o comprimento de onda $\lambda = 0,4579 \mu\text{m}$ e obteve-se um valor $\alpha = 0,08 \mu\text{m}^{-1}$. Nesta forma, para exposições neste comprimento de onda e nas espessuras dos filmes utilizados (da ordem de $1 \mu\text{m}$) o efeito da absorção pode ser desprezado.

Utilizando-se 4 partes de fotorresina Shipley 1400-31 diluída em 6 partes de solvente, foram feitos filmes em substratos de vidro, que foram centrifugados a 3000 rpm durante 25 segundos. Estes filmes, após

expostos, foram revelados no revelador Shipley 351 diluído na relação de 3 partes de água deionizada para cada parte de revelador. O ângulo entre os feixes laser é tal que o período da rede formada é $0,8 \mu\text{m}$.

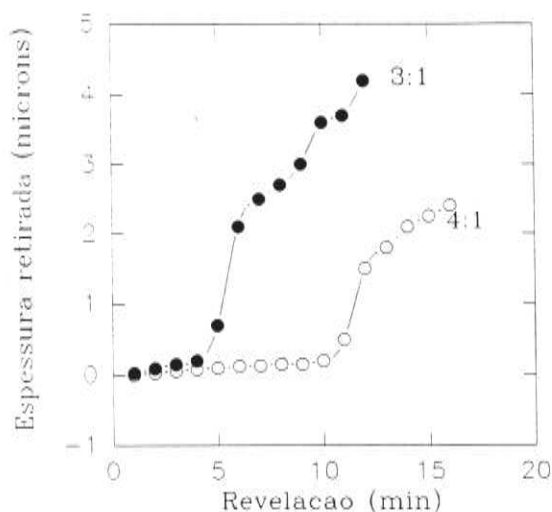


figura 3.2

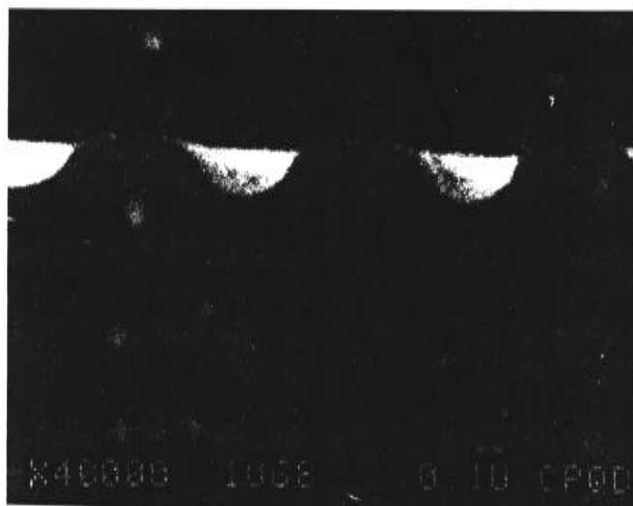


figura 3.3

Sob estas condições, foi feita uma exposição com energia igual a 60 mJ e a rede foi revelada durante 1,5 minutos. Na figura 3.3 é mostrado uma foto desta rede, onde podem ser vistos efeitos devido a não linearidade do revelador, pois o topo dos sulcos são praticamente

planos, lembrando a figura 2.4. A energia utilizada é tal que não é alcançada a saturação da fotorresina, o que produz um fundo arredondado.

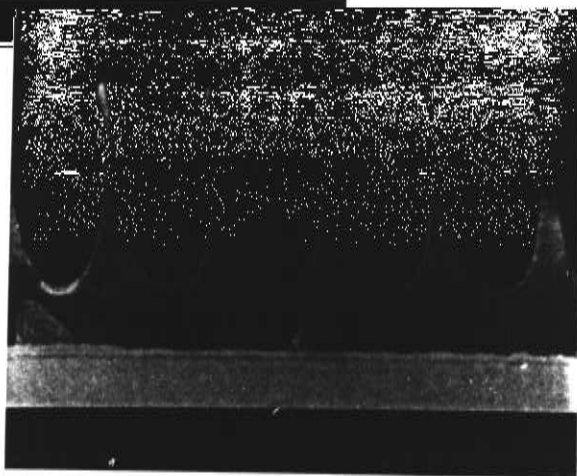


figura 3.4

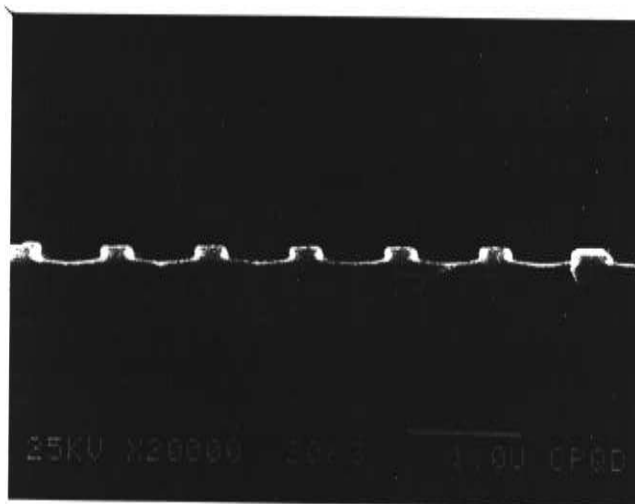


figura 3.5

posição foi da Na confecção da rede da figura 3.4, a energia de exp
ortes efeitos ordem de 320 mJ e um tempo de revelação de 1 minuto. F
de desta rede devido a isotropia do ataque podem ser vistos. A profundida

muito grande (aspect ratio da ordem de $h/d = 1,9$) o que mostra que a profundidade de fundo é muito pequena e que a exposição está sendo feita com grande estabilidade.

Foram também confeccionadas redes sobre substratos aluminizados, onde a reflexão é muito forte. A energia de exposição utilizada foi de 10 mJ. Para revelações da ordem de 1 minuto obteve-se a rede que pode ser vista na figura 3.5. Para revelações de 2 minutos, obteve-se para a amostra a rede da figura 3.6.



figura 3.6

CAPÍTULO V
CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS

Um interferômetro com grande abertura foi montado, de forma a produzir redes em áreas de até 100 mm de diâmetro e com versatilidade para períodos de $3,3 \mu\text{m}$ (300 linhas/mm) a $0,27 \mu\text{m}$ (3600 linhas/mm). Esta montagem holográfica produz redes de difração que suprem amplamente o mercado nacional.

Foi implementado com sucesso, a esta montagem, o sistema de estabilização que já era utilizado em outras interferômetros em nosso laboratório, podendo-se desta forma controlar a fase do padrão de interferência com relação a rede e assim manter o padrão fixo durante a exposição, além de se poder monitorar a difração.

O processo de confecção de redes de difração foi aperfeiçoado em todas as suas etapas, destacando a qualidade dos filmes obtidos, a homogeneidade da exposição e o processo de metalização.

Para a diminuição dos ruídos e o aumento da resolução é muito importante que se tenha um ambiente isento de poeira, tanto durante a confecção dos filmes, assim como durante a exposição.

É necessário desenvolver uma forma mais eficaz para se evitar a reflexão na face de trás do substrato, pois os métodos utilizados ainda não são práticos ou completamente eficientes.

Os estudos da eficiência mostraram que é necessário um controle rigoroso da profundidade dos sulcos. Não é possível fazer um controle rigoroso apenas controlando o tempo de exposição e revelação. Uma possibilidade interessante é o monitoramento da revelação em tempo real, de forma a se poder controlar a profundidade dos sulcos durante a revelação.

Foi feito um estudo detalhado das características de eficiência, ruídos e resolução de redes de difração holográficas. Tendo sido dado mais ênfase ao estudo da eficiência.

Estes estudos mostram que obtem-se teoricamente eficiência de 100%

Para redes de perfil senoidal, na montagem de Littrow, recoberta com condutor perfeito quando o comprimento de onda da luz difratada na ordem 1 é igual ao período da rede e a razão entre a profundidade dos sulcos e seu período é $h/d = 0,35$.

Através do estudo dos ruídos pode-se concluir que a convolução entre os ruídos e rede alargam o pico de difração trazendo comprimentos de onda espúrios para a direção de difração de interesse. Quanto maior a frequência espacial destes ruídos maiores são seus efeitos.

A resolução da rede depende de sua abertura (limite de difração), da quantidade de ruídos e do aparelho no qual ela será acoplada.

Foram estudadas as influências dos parâmetros (exposição, fotossensibilização e revelação) na formação do perfil das redes.

Para redes em fotorresina sobre substratos de vidro os parâmetros mais relevante na determinação da forma do perfil são a isotropia e a não linearidade do processo de gravação. Para exposições no azul ($\lambda = 0,4579 \mu\text{m}$) o efeito da absorção na fotorresina pode ser desprezado, assim como a influência das ondas estacionárias geradas pela reflexão na interface resiste vidro.

A isotropia aliada à luz de fundo limita a profundidade máxima atingida pelas redes (devido o estreitamento do topo dos sulcos). Este efeito pode ser compensado parcialmente trabalhando-se em condições de forte não linearidade do revelador.

Quando se utiliza substratos altamente refletivos, a influência das ondas estacionárias aparecem como um efeito dominante na determinação do perfil da rede, para $\lambda = 0,4579 \mu\text{m}$.

Atualmente estamos produzindo redes de difração que satisfazem largamente as necessidades para a maioria dos espectrômetros e monocromadores nacionais. Resta ainda diminuir o nível de ruído destas redes para torná-las competitivas as redes do mercado internacional.

O uso de um padrão de interferência de alto contraste e com pouca luz de fundo (devido ao uso do sistema de estabilização) aliado ao controle dos principais parâmetros do processo que determina o perfil da rede, permite a confecção de estruturas de alta "aspect ratio" ($h/d \approx 2$). Tais estruturas têm grande interesse para fabricação de componentes ópticos holográficos de ordem zero, tais como lâminas de onda, filtros de cor e camadas antirefletoras.

Por outro lado a possibilidade de se obter perfis retangulares (utilizando o efeito de ondas estacionárias em substratos metalizados ou utilizando a não linearidade do revelador) facilita o uso de redes de difração holográficas como máscaras para litografia.

CAPÍTULO VI

APÊNDICES

A) Programa de aquisição de dados via placa GPIB

```

program Comunica;

uses Gpib,Crt,Graph,Dos;

const
  PlGpib=1;
  Lockin=4;
  CLI:LongInt=1;
  TabSen:array[0..20] of real=(100e-6,200e-6,500e-6,001e-3,002e-3,005e-3,
                                010e-3,020e-3,050e-3,100e-3,200e-3,500e-3,
                                001e00,002e00,005e00,010e00,020e00,050e00,
                                100e00,200200,500e00);

var
  Escape:boolean;
  I1,I2,I3,I4,Sen,NumMedidas,Sensibilidade:integer;
  W1,W2,W3,W4:word;
  S,Nome,Parametro,Parame:string;
  Arquivo:text;
  MedidaMedia,TempoMedio,Linha,Sensi:real;
  Cseg,Cseg0,CsegPorTela,UltGrav:longint;
  Interv,Seg:integer;

procedure LockInEsc(Texto:string);
var
  I:integer;
  T:cbuf;
  Status1,Status2:char;
begin
  for I:=1 to length(Texto) do
    T[I]:=Texto[I];
  T[length(Texto)+1]:=chr(13);
  Status1:=#0;
  repeat
    Status2:=Status1;
    iblsp(PlGpib,Lockin,status1);
  until (ord(Status2) and (ord(Status1) and 1)) = 1;
  ibesc(PlGpib,Lockin,T,length(Texto)+1);
end;

function LockInLer:string;
var
  Texto:string;
  T:cbuf;
  Status1,Status2,Status3:char;
  I:integer;
begin
  Texto:='';
  I:=1;
  Status1:=#0;
  repeat
    Status2:=Status1;
    iblsp(PlGpib,Lockin,status1);

```

```

until (ord(Status2) and (ord(Status1) and 128)) = 128;
iblsp(PlGpib, Lockin, status1);
ibler(PlGpib, Lockin, T, 50);
while (T[I]<>chr(13)) and (I<50) do
begin
  Texto:=Texto+T[I];
  I:=I+1;
end;
LockInLer:=Texto;
end;

begin
  libtmo(PlGpib, 30);
  libsic(PlGpib);
  libeos(PlGpib, 8*256+13);
  repeat
    write('Segundos por tela: ');
    readln(CSegPorTela);
    CSegPorTela:=CSegPorTela*100;
    write('Sensibilidade Inicial (mV): ');
    readln(Sensi);
    Sensibilidade:= (-1);
    repeat
      Sensibilidade:=Sensibilidade+1;
    until TabSen[Sensibilidade]>=(Sensi-Sensi/100);
    write('Nome do Arquivo: ');
    readln(Nome);
    if Nome<>' ' then
      begin
        Nome:='c:\dados\' + Nome;
        assign(Arquivo, Nome);
        rewrite(Arquivo);
        write('Intervalo de Gravacao (mS): ');
        readln(Interv);
        Interv:=round(interv/10);
      end;
    ibsre(PlGpib, 1);
    Escape:=false;
    i1:=vga;
    i2:=vgahi;
    initgraph(i1, i2, 'c:\util\pascal');
    setcolor(15);
    for i2:=0 to 11 do
      begin
        if i2=5 then setcolor(1);
        line(0, i2*45, 600, i2*45);
        str(1-i2/5:4:1, parame);
        setcolor(15);
        OutTextXY(602, i2*45, parame);
        line(i2*60, 450, i2*60, 0);
        Seg:=round(CSegPorTela/1000);
        str(i2*Seg, Parametro);
        OutTextXY(i2*60, 460, Parametro);
      end;
    OutTextXY(600, 470, '(seg)');
    gettime(W1, W2, W3, W4);
    Cseg0:=W1*360000*CLI+W2*6000*CLI+W3*100*CLI+W4*CLI;
    UltGrav:=Cseg0;
    str(Sensibilidade, S);

```

```

LockInEsc('SEN'+S);
LockInEsc('SEN');
val(lockInLer, Sen, i2);
setcolor(sen);
OutTextXY(602, 30, '(mV)');
OutTextXY(602, 10, ' x ');
str(sensi:4:2, S);
OutTextXY(602, 20, S);
NumMedidas:=0;
I4:=0;
repeat
  LockInEsc('X');
  gettime(W1, W2, W3, W4);
  cseg:=W1*360000*CLI+W2*6000*CLI+W3*100*CLI+W4*CLI;
  val(lockInLer, i1, i2);
  if abs(i1)>16000 then
    begin
      LockInEsc('SEN');
      val(lockInLer, Sen, i2);
      Sen:=Sen+1;
      str(Sen, S);
      LockInEsc('SEN'+S);
      i4:=i4+1;
      setcolor(sen);
      OutTextXY(602, 30+45*i4, '(mV)');
      OutTextXY(602, 10+45*i4, ' x ');
      str(TabSen[sen]:4:2, S);
      OutTextXY(602, 20+45*i4, S);
    end;
  putpixel(((cseg-cseg0)*600 div CSegPorTela) mod
600, 225-round(i1/16000*225), Sen);
  TempoMedio :=(TempoMedio *NumMedidas+(Cseg-Cseg0))/(NumMedidas+1);
  MedidaMedia:=(MedidaMedia*NumMedidas+I1)/(NumMedidas+1);
  NumMedidas:=NumMedidas+1;
  if (Nome<>'') and ((Cseg-UltGrav)>=Interv) then
    begin
      NumMedidas:=0;
      UltGrav:=UltGrav+Interv;
      writeln(Arquivo, TempoMedio/100, ' ', MedidaMedia*TabSen[Sen]/16000);
    end;
  if keypressed then escape:=readkey=#27;
until Escape;
ibsre(PlGpib, 0);
if Nome<>' ' then
  close(Arquivo);
repeat until keypressed;
restorecrtmode;
if keypressed then escape:=readkey=#27;
until Escape;
end.

```

B) Relatório de medida do ruído das redes - FUNBEC

Fundação Brasileira para o Desenvolvimento do Ensino de Ciências

Av. Prof. Lúcio Martins Rodrigues, trav. 4 n.º 67 CEP 05508

Caixa Postal 2089 CEP 01051 Tel. (011) 815-7555

Cidade Universitária USP São Paulo / Brasil

CGC. 60.925.955/0001-81 Insc. Est. 105.883.782.118



FUNBEC

FUNBEC - 009/92

São Paulo, 29 de Janeiro de 1992.

Ao

Laboratório Óptico - Instituto de Física

Caixa Postal - 6165 - UNICAMP

CEP- 13081 - CAMPINAS - SP

A/C Prof. JAIME FREJLICH

Prezado Senhor,

Estamos enviando quinze substratos para rede de difração. Em cada um deles a face indicada com uma seta está polida com precisão de $\lambda/2$, as demais receberam apenas um polimento grosseiro, para evitar a difusão. Também com o objetivo de evitar difusão não chaframos as peças.

Colocamos-nos a disposição para o trabalho de recobrimento refletor.

Segue anexo relatório com avaliação da primeira remessa de redes.

Atenciosamente

Rogerio Marcos Brancaccio

Projetos Óptica

Fundação Brasileira para o Desenvolvimento do Ensino de Ciências

Av. Prof. Lúcio Martins Rodrigues, trav. 4 nº 67 CEP 05508

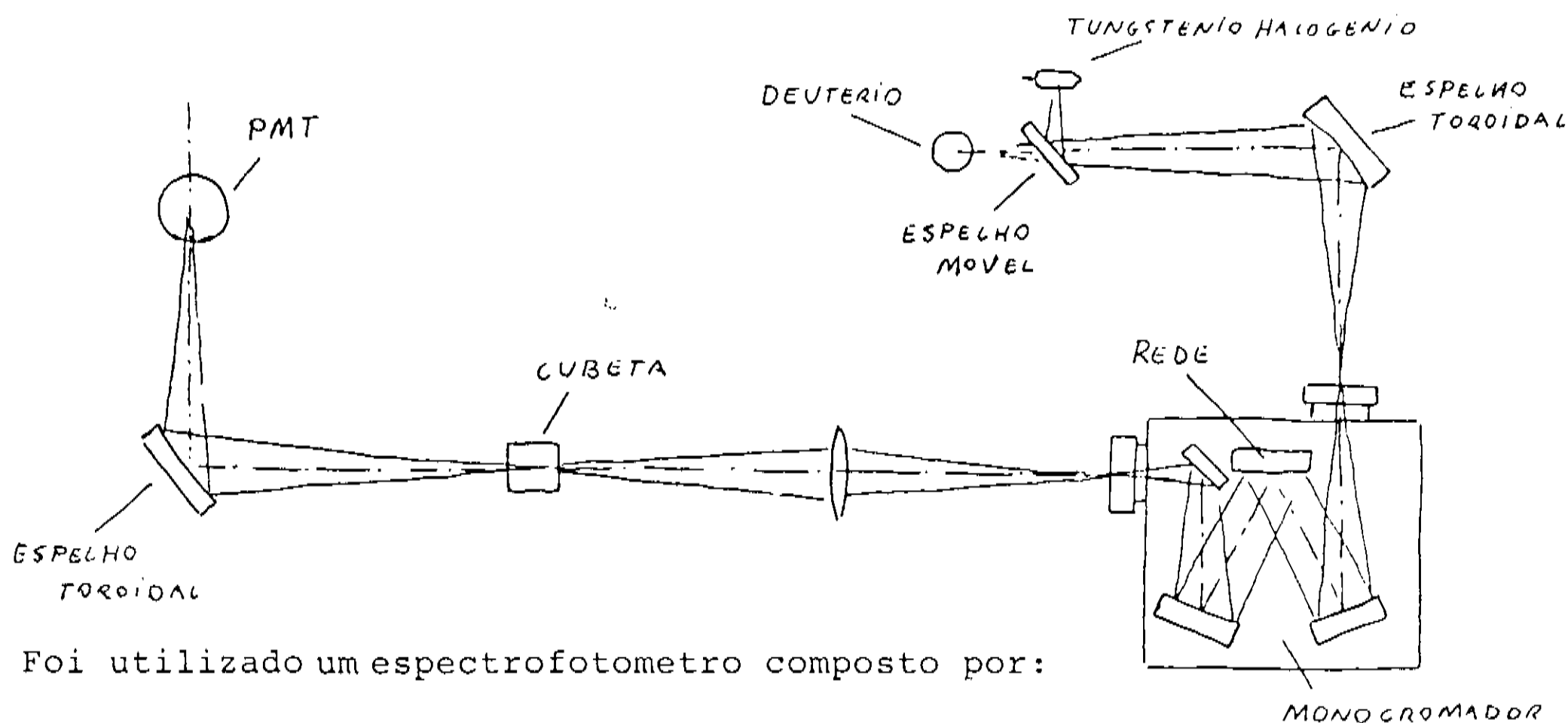
Caixa Postal 2089 CEP 01051 Tel. (011) 815-7555

Cidade Universitária USP São Paulo / Brasil

CGC.60.925.955/0001-81 Insc. Est.105.883.782.118

AVALIAÇÃO DOS NÍVEIS DE LUZ ESPURIA DAS REDES DE DIFRAÇÃO HOLOGRÁFICAS PRODUZIDAS PELA UNICAMP

DESCRIÇÃO DO EQUIPAMENTO



Foi utilizado um espectrofotometro composto por:

- Lâmpada de deuterio marca Beckman cat. nº 597140
- Lâmpada de Tungstenio Halogenio 12v 50w marca Osram " Halo Star 64440"
- Espelho plano para seleção de fonte
- Espelho Toroidal para iluminação da fenda de entrada do monocromador
- Monocromador UNICROM 100 com as seguintes características
 - a) Configuração CZERNY-TUNER em " L " na saída
 - b) Fendas fixas de 0,53 mm
 - c) Largura de banda média de 5 nm
- Lente de QUARTZO para iluminação da cubeta
- Cubetas padrão 10 mm de QUARTZO
- Espelho Toroidal para iluminação do detector
- Fotomultiplicadora marca HAMAMATSU "R 372"

Fundação Brasileira para o Desenvolvimento do Ensino de Ciências

Av. Prof. Lúcio Martins Rodrigues, trav. 4 n: 67 CEP 05508

Caixa Postal 2089 CEP 01051 Tel. (011) 815.7555

Cidade Universitária USP São Paulo / Brasil

CGC.60.925.955/0001-81 Insc. Est.105.883.782.118



FUNDEC

OBS.: Todos os espelhos do sistema foram recobertos por alumínio protegido com $MgF_2 \lambda/2$ em 25 nm

MÉTODO

Foi empregado o método dos filtros de corte descrito na seção "E 387" do manual ON PRACTLES IN MOLECULAR ESPECTROSCOPY A.S.T.M.

FILTROS USADOS

$\lambda = 190$ nm : solução aquosa de NaBr 10g/l

$\lambda = 300$ nm : acetona PA

$\lambda = 380$ nm : GG-420 SCHOTT

OBS.: Para $\lambda = 190$ nm e $\lambda = 300$ nm usamos lâmpada de deuterio. Para $\lambda = 380$ nm usamos lâmpada de TUNGSTENIO HALOGENIO

Testamos inicialmente uma rede replicada da P.T.R. 1200 l/mm BLAZE em 350 nm

λ	LUZ ESPURIA
190	2,6 %
300	0,2 %
380	0,6 %



Fundação Brasileira para o Desenvolvimento do Ensino de Ciências

Av. Prof. Lúcio Martins Rodrigues, trav. 4 nº 67 CEP 05508

Caixa Postal 2089 CEP 01051 Tel. (011) 815-7555

Cidade Universitária USP São Paulo / Brasil

CGC.60.925.955/0001-81 Insc. Est.105.883.782.118

REDE A (UNICAMP)

λ	LUZ ESPURIA
190	43,7 %
300	5,2 %
380	5,4 %

REDE C3 (UNICAMP)

λ	LUZ ESPURIA
190	2,3 %
300	0,9 %
380	2,2 %

REDE RLF1 (UNICAMP)

λ	LUZ ESPURIA
190	21,4 %
300	3,8 %
380	4,9 %



Fundação Brasileira para o Desenvolvimento do Ensino de Ciências

Av. Prof. Lúcio Martins Rodrigues, trav. 4 n: 67 CEP 05508

Caixa Postal 2089 CEP 01051 Tel. (011) 815-7555

Cidade Universitária USP São Paulo / Brasil

CGC. 60.925.955/0001-81 Insc. Est. 105.883.782.118

FUNBEC

CONCLUSÃO

Das 3 redes testadas a "C3" foi a única que apresentou níveis satisfatórios de luz espúria. Porém para a utilização comercial seria desejável obter níveis mais baixos, da ordem 0,5 %.

Sugerimos que seja melhorado o recobrimento de alumínio usado talvez uma camada protetora de MGF2.

Atenciosamente

Rogério Marcos Brancaccio

Projetos Ópticos

CAPÍTULO VII

REFERÊNCIAS

- (01) M. C. Hutley: Diffraction Gratings - Academic Press (1982)
- (02) A. Labeyrie, J. Flamand: Opt. Comm. 1, 5 (1969)
- (03) M. C. Hutley: J. Physics 9, 513 (1976)
- (04) M. Nakamura, K. Aiki, J. Umeda, A. Yariv: Appl. Physics Letters 27, 403 (1975)
- (05) G. Pauliat, G. Roosen: Proceedings of IOCC SPIE vol 700 (1986)
Israel
- (06) R. C. Enger, S. K. Case: Opt. Soc. Am. 73, 1113 (1983)
- (07) J. Frejlich, L. Cescato, G. F. Mendes: Applied Optics 27, 1967
(1988)
- (08) Catálogo da Burleigh - PZT 91
- (09) Catálogo da I.S.A. Jobin Yvon - Diffraction Gratings
- (10) Bernardo de A. Mello: Tese de Mestrado - IFGW - UniCamp (1992)
- (11) R. Magnusson, T. K. Gaylord: J. Opt. Soc. Am. 68, 809 (1978)
- (12) J. W. Goodman: "Introduction to Fourier Optics" (McGraw-Hill)
- (13) H. Kogelnik: Bell Syst. Tech. J. 48, 2909 (1969)
- (14) "Electromagnetic Theory of Gratings", Topics in Current Physics,
Vol. 22 (Springer, Berlin, Heidelberg, New York 1980)
- (15) R. Petit, M. Cadilhac: J. Opt. Soc. Am. A 7, 1666 (1990)
- (16) J. L. Uretski: Ann. Phys. 33, 400 (1965)
- (17) Bernardo de A. Mello: Exame de Qualificação para Mestrado
UniCamp (1992)
- (18) M. Nevière, D. Maystre, P. Vincent: J. Opt. 8, 231 (1977)
- (19) M. Nevière, P. Vincent, R. Petit, M. Cadilhac: Opt. Commun 9, 48
(1973)
- (20) M. Nevière, R. Petit, M. Cadilhac: Opt. Commun 8, 113 (1973)
- (21) P. Vincent, M. Nevière, D. Maystre: Nucl. Instrum. Methods 152, 123
(1978)
- (22) M. Nevière, P. Vincent, D. Maystre: Appl. Opt. 17, 843 (1978)

- (23) P. Vincent: Opt. Commun. 26, 293 (1978)
- (24) J.P. Hugonin, R. Petit: Opt. Commun. 20, 360 (1977)
- (25) J.P. Hugonin, R. Petit: Opt. Commun. 22, 221 (1977)
- (26) P. Vincent, R. Petit: Opt. Commun. 5, 261 (1972)
- (27) P. Vincent: Appl. Phys. 17, 239 (1978)
- (28) E. G. Loewen, M. Nevière, D. Maystre: Appl. Opt. 16, 2711 (1977)
- (29) I.J. Wilson, L. C. Botten, R. C. MacPhedran: J. Opt. 8, 217 (1977)
- (30) H. L. Garvin, E. Garmire, S. Somekh, H. Stoll, A. Yariv: Appl. Opt. 12, 445 (1973)
- (31) A. Franks, V. Lindsay, J. M. Bennet, R. J. Speer, D. Turner, D. J. Hunt: Philos. Trans. R. Soc., Ser. A 277, 503 (1975)
- (32) E. G. Loewen, M. Nevière, D. Maystre: J. Opt. Soc. Am. 68, 496 (1978)
- (33) M. Iida, K. Hagiwara, H. asakura: Appl. Opt. 31, 16, 3015, (1992)
- (34) F. H. Dill, A. R. Neureuther, J. A. Tuttle, E. J. Walker: IEEE Trans. Elec. Dev., 22, 456 (1975)
- (35) C. A. Mack: J. of Eletrochem. Soc., Solid State Science and Technology, 134, 148 (1987)
- (36) S. Austin, F. T. Stone: Appl. Opt., 15, 1071 (1976)
- (37) L. Mashev, S. Tonchev: Appl. Phys., A26, 143 (1981)
- (38) S. H. Zaidi, S. R. J. Brueck: Appl. Opt., 27, 2999 (1988)
- (39) F. H. Dill, W. Hornberger, P. S. Hauge, J. M. Shaw: IEEE Trans. Elec. Dev., 22, 445 (1975)