

MARCELO SILVA STHEL

"MEDIDA DE RUGOSIDADE POR CORRELAÇÃO FOTOGRÁFICA  
SIMULTÂNEA DE GRANULAÇÃO ÓPTICA"

Este exemplar corresponde a redação final da  
tese defendida pelo aluno Marcelo Silva Sthel  
e aprovada pela comissão julgadora.  
29 de setembro de 1987.

Tese apresentada ao Instituto de Física "Gleb Wataghin"  
da Universidade Estadual de Campinas, para a obtenção  
do título de Mestre em Física.

Orientador: Prof. José J. Lunazzi

Campinas - Julho de 1987.

**UNICAMP**  
BIBLIOTECA CENTRAL

## AGRADECIMENTOS

Ao Prof. J.J. LUNAZZI pela dedicação e a constante amizade a mim dispensada durante a realização deste trabalho.

A Profa. NATÁLIA (UFES) pela sua incansável luta e incentivo a formação de novos físicos no país.

Ao pessoal do Grupo de óptica que me recebeu com amizade e carinho, Jaime, Geraldo, Lucila, Betty, Aparecida, Alcides e Délcio.

Ao Toninho (Secretário Lab. óptica) pela excelente datilografia e atenção na composição desta tese.

Ao Paulo Acioly pelo importante apoio dado ao início do trabalho.

Ao Eng<sup>o</sup> Naoyuki do Lab. Metrologia (CTU).

A Profa. Elsa Hogert (INTI - Argentina) pela valiosa ajuda na resolução de problemas teóricos.

Ao CNPq e a FAPESP pela concessão de bolsa.

A minha mãe D. Loirinha, aos queridos irmãos e parentes que sempre incentivaram e apoiaram os meus estudos, Luiz Carlos, Graça, Sonia, Lúcia,, Roberto, Paulo, Jayme, Samuel, Aparecida, e Mauricéa.

A Alba pelo incentivo, carinho e compreensão a minha dedicação intensa a este estudo.

Ao Alfredo pela amizade sincera, e a sua companhia. Já que formamos uma pequena família em Campinas.

Aos amigos da "SAUDOSA MALOCA": Azarias, Artêmio, Carlos e Sebastião, pelo excelente convívio que me proporcionaram.

## RESUMO

Através da compreensão e do estudo de um campo luminoso espalhado por uma superfície rugosa, quando sobre a mesma incide luz coerente, podemos determinar um parâmetro chamado desvio médio quadrático das alturas da superfície em questão, definindo-o como a rugosidade. Obtivemos para isto um sistema mais prático com possibilidade direta de acesso de dados ao micro computador.

### ABSTRACT

The measurement of roughness as an statistical mean over the height profile of a rough surface (R.M.S) was achieved through the knowledge and understanding of the light field that is scattered under coherent light illumination, obtaining an improved system for the detection technique. A microcomputer can now easily perform the data processing.

Este trabalho é dedicado aos meus pais  
e irmãos.

## SUMÁRIO

<u>CAPÍTULO - I</u>	<u>PÁGS.</u>
1) GRANULAÇÃO ÓPTICA	3
2) CONCEITOS FÍSICOS FUNDAMENTAIS	4
a) Interferência	4
b) Difração	5
c) Considerações matemáticas de Fresnel	6
3) CONSIDERAÇÕES GERAIS SOBRE GRANULAÇÃO ÓPTICA	7
4) MODELOS QUE DESCREVEM A GRANULAÇÃO ÓPTICA	9
a) Modelo de Hopkins e Tiziani	9
b) Modelo de Goldfischer do Difusor	10
5) PROPRIEDADES GERAIS DA GRANULAÇÃO ÓPTICA	12
a) Diâmetro médio do grão	12
b) Efeitos nos grãos considerando rotações e translações do difusor.	14
c) Efeitos nos grãos considerando o deslocamento do plano focal.	17
d) Efeitos nos grãos quando a orientação do feixe incidente é alterada.	18

## CAPÍTULO - II

PÁGS.

1)	CARACTERIZAÇÃO DO PARÂMETRO RUGOSIDADE.	19
2)	DIFERENTES MÉTODOS PARA AFERIMENTO DE RUGOSIDADE.	20
	a) Métodos mecânicos	20
	b) Métodos ópticos	21
3)	CONDIÇÕES ESTATÍSTICAS IMPOSTA A SUPERFÍCIE.	22
4)	DETERMINAÇÃO DA CORRELAÇÃO ENTRE AS AMPLITUDES.	24
5)	DETERMINAÇÃO DA CORRELAÇÃO ENTRE AS INTENSIDADES.	30

## CAPÍTULO - III

1)	ELEMENTOS UTILIZADOS NA CORRELAÇÃO DOS GRÃOS ÓPTICOS.	32
2)	ALINHAMENTO DO SISTEMA.	33
3)	PROCEDIMENTO PARA OBTENÇÃO DA CORRELAÇÃO EXPERIMENTALMENTE.	34
4)	DADOS EXPERIMENTAIS.	41
5)	ANÁLISE DOS ERROS EXPERIMENTAIS.	42
-6)	COMENTÁRIOS FINAIS	44

## LISTA DAS FIGURAS

- 1) INTERFERÊNCIA
- 2) PRINCÍPIO DE HUYGENS
- 3) DIFRAÇÃO
- 4) REPRESENTAÇÃO DO DIFUSOR
- 5) ILUSTRAÇÃO DA GRANULAÇÃO ÓPTICA
- 6) PRODUÇÃO DA GRANULAÇÃO NO ANTEPARO
- 7) MODELO de HOPKINS E TIZIANI
- 8) REPRESENTAÇÃO ANALÍTICA DO DIFUSOR
- 9) DIÂMETRO MÉDIO DOS GRÃOS
- 10) DETERMINAÇÃO DAS DIFERENÇAS DE FASES
- 11) TRANSFORMAÇÕES DOS GRÃOS, PARA TRANSLAÇÃO DO DIFUSOR
- 12) ROTAÇÃO DO DIFUSOR
- 13) TRANSLAÇÃO DO PLANO DE DETECÇÃO
- 14) FORMAS ALONGADAS DOS GRÃOS
- 15) TRANSFORMAÇÃO DOS GRÃOS PARA UMA VARIAÇÃO DO ÂNGULO DE INCIDÊNCIA
- 16) DEFEITOS DE UMA SUPERFÍCIE
- 17) ALTURA DE UMA SUPERFÍCIE EM RELAÇÃO A UM NÍVEL MÉDIO
- 18) CORRELAÇÃO DAS AMPLITUDES, PARA VARIAÇÃO DO ÂNGULO DE INCIDÊNCIA
- 19) MONTAGEM EXPERIMENTAL PARA REALIZAÇÃO DA CORRELAÇÃO DA GRANULAÇÃO
- 20) ILUSTRAÇÃO DOS ELEMENTOS UTILIZADOS
- 21) a) PORTA PLACAS  
b) PORTA FILMES
- 22) OBTENÇÃO DA CORRELAÇÃO EXPERIMENTALMENTE
- 23) MEDIDA DE RUGOSIDADE PELO MÉTODO MECÂNICO
- 24) GRÁFICO COM OS DADOS OBTIDOS DAS AMOSTRAS
- 25) GRANULAÇÃO UNIDIMENSIONAL

## INTRODUÇÃO

A importância do desenvolvimento e aplicação de técnicas de medição óptica de dimensão, provém do fato das mesmas não serem destrutivas e apresentarem boa precisão, existindo portanto a possibilidade de um controle a distância da medida, não havendo a necessidade de contato entre o instrumento e a amostra, o que ocorre nos métodos mecânicos convencionais.

O trabalho proposto e desenvolvido no laboratório de óptica (correlação dos grãos ópticos), visou o domínio de uma dessas técnicas, para a determinação do parâmetro rugosidade, o que é interessante na engenharia Mecânica, principalmente no controle de qualidade, e no acabamento de peças avaliando sua durabilidade.

Sendo esta técnica não destrutiva, pode-se aferir rugosidades de materiais brandos tais como: papel, tintas, tecidos onde as técnicas mecânicas tradicionais, certamente danificariam a amostra.

Apesar do trabalho visar principalmente o maior conhecimento do fenômeno da granulação, e do domínio da técnica de correlação, isto é um estudo de física experimental básica. Não é excluída a possibilidade de ser feito um protótipo de um rugosímetro óptico. No entanto novos ensaios e aperfeiçoamentos do sistema atual devem ser introduzidos.

No Capítulo I é descrito a granulação óptica e as suas propriedades, e uma breve revisão dos conceitos de interferência e difração é mostrada, de modo a facilitar a compreensão deste fenômeno. No Capítulo II caracterizo o parâmetro rugosidade, sendo desenvolvido um

estudo da correlação entre as amplitudes do campo espalhado pela superfície. A correlação entre as intensidades é também obtida. No Capítulo III, o sistema experimental é apresentado bem como o procedimento que leva à determinação da rugosidade.

CAPÍTULO - I

GRANULAÇÃO ÓPTICA

## GRANULAÇÃO ÓPTICA

A granulação óptica ou padrão granular é uma distribuição aleatória de intensidade luminosa, produzida quando uma luz coerente, por exemplo laser, propaga-se num meio cujo índice de refração sofre pequenas flutuações ou quando essa luz é refletida em uma superfície rugosa. O padrão pode ser observado num anteparo ou registrado por uma emulsão fotográfica e consiste de manchas claras e escuras em formas variadas, apresentando uma disposição completamente aleatória.

O padrão é completamente aleatório, e um tratamento estatístico é o mais indicado a sua descrição, onde as propriedades estatísticas dependem basicamente da coerência da luz incidente bem como das propriedades da superfície espalhadora e do meio aleatório em questão.

O padrão granular vem sendo estudado mais ativamente depois do advento do laser, apesar da detecção e estudo da granulação anteceder em muitos anos o mesmo.

Apesar de ser considerado um ruído indesejável em Holografia, o padrão granular tem importantes aplicações em metrologia particularmente em medidas de rugosidades, bem como no processamento de imagens. Os padrões citados são gerados por fonte de radiação dentro do visível, mas não elimina a possibilidade dos mesmos serem formados por fontes de radiação fora deste espectro.

## 2) CONCEITOS FÍSICOS FUNDAMENTAIS

### a) Interferência(1,10)

Consideremos duas fontes luminosas pontuais  $F_1$  e  $F_2$  conforme mostra a (Fig 1), sendo ambas coerentes e aproximadamente monocromáticas. Para cada ponto do campo luminoso definiremos uma amplitude complexa, sendo  $a_1 e^{i\phi_1}$  e  $a_2 e^{i\phi_2}$  as amplitudes referentes as fontes  $F_1$  e  $F_2$  respectivamente.

A amplitude complexa no ponto S num plano situado a uma distância D das fontes pode ser escrita como a soma das exponências complexas referentes a cada fonte individualmente.

$$A = a_1 e^{i\phi_1} \cdot e^{iK\overline{F_1S}} + a_2 e^{i\phi_2} \cdot e^{iK\overline{F_2S}}$$

Sendo  $K = 2\pi/\lambda$ ,  $\overline{F_1S}$  e  $\overline{F_2S}$  os caminhos ópticos entre  $F_1$  e  $F_2$  e o ponto S.

A intensidade luminosa resultante no ponto S sera:

$$I = A \cdot A^* = |a_1|^2 + |a_2|^2 + a_1 a_2^* \cdot e^{i\{(\phi_1 - \phi_2) + K(\overline{F_1S} - \overline{F_2S})\}} + a_1^* a_2 e^{i\{(\phi_2 - \phi_1) + K(\overline{F_2S} - \overline{F_1S})\}}$$

$$I = |a_1|^2 + |a_2|^2 + a_1 a_2^* \{ \cos\{(\phi_1 - \phi_2) + K(\overline{F_1S} - \overline{F_2S})\} + i \sin\{(\phi_1 - \phi_2) + K(\overline{F_1S} - \overline{F_2S})\} \}$$

$$+ a_1^* a_2 \{ \cos\{(\phi_2 - \phi_1) + K(\overline{F_2S} - \overline{F_1S})\} + i \sin\{(\phi_2 - \phi_1) + K(\overline{F_2S} - \overline{F_1S})\} \}$$

$$a_1 a_2^* = a_1^* a_2 \quad a_1 \text{ e } a_2 \text{ são reais}$$

$$I = |a_1|^2 + |a_2|^2 + 2a_1 a_2 \cos \{(\phi_1 - \phi_2) + K(\overline{F_1 S} - \overline{F_2 S})\}$$

A expressão acima mostra que a intensidade é um termo constante mais um termo que varia com o coseno, quando o ponto S move-se ao longo do plano V. Sendo a variação periódica, é possível observar um padrão de interferência, que para D grandes são linhas retas paralelas e equidistantes e de igual intensidade, franjas de Young.

#### b) Difração (2,3,10)

As primeiras interpretações mecânicas das experiências com a luz eram extremamente sofisticadas, pois havia a necessidade de explicar o desvio sofrido pela luz por obstáculos materiais. A existência de figuras estranhas e a combinação da energia luminosa requeria uma nova conceituação.

Mesmo que fosse aceito os desvios dos raios pelo contorno do objeto como um fato puramente mecânico a presença de mínimos na distribuições de intensidades, necessitava considerar a existência de direções privilegiadas. Esta interpretação é um pouco estranha

Já que esses fenômenos se enquadram bem na teoria ondulatória, pois o fato era conhecido com experimentos realizados com o som.

Com o surgimento das equações de Maxwell confirma-se a idéia de que a luz é um fenômeno eletromagnético com propagação própria segundo as equações de ondas vetoriais. A solução completa dessas equações requeria um tratamento vetorial que é demasiadamente complexo e de pouco uso prático. A suposição aproximada de que a luz é uma onda escalar, leva a soluções mais fáceis tornando a formulação mais simples para o fenômeno da difração.

O passo inicial para a evolução da teoria ondulatória da luz foi dado por Huygens. Ele considerava que cada ponto da frente de onda da perturbação luminosa, seria uma nova fonte secundária de perturbação (Fig. 2 a,b,c). Com as idéias de Huygens e com o princípio de interferências de Young, Jean Fresnel pode fazer algumas suposições sobre as amplitudes e as fases das ondas secundárias de Huygens, admitindo que os vários comprimentos de onda interferem-se mutuamente. Sendo assim, Fresnel foi capaz calcular a distribuição de luz do padrão difratado com excelente exatidão.

### c) Considerações matemáticas de Fresnel

Um plano é limitado por uma função  $P(x)$ , conhecida como função pupila, em cada ponto do mesmo define-se uma amplitude complexa dada por  $a(x) \cdot e^{i\phi(x)}$  (Fig. 3).

Podemos determinar a amplitude complexa num ponto  $S(V)$  localizado a uma distância  $D$  do plano definido pela função pupila. O princípio de Huygens e as considerações de Young, permitem o cál-

culo da distribuição de luz do padrão de difração no plano. .  
A amplitude complexa é dada pela integral de Fresnel Kirchoff:

$$A = \int P(x) \cdot a(x) e^{i\phi(x)} \cdot e^{iK\sqrt{r^2 + x^2}} dx$$

Não considerando a constante multiplicativa, pois não afeta o resultado final.

Com a amplitude determinada podemos definir  $I = A \cdot A^*$  (intensidade) sabemos como é o padrão de difração no plano.v.

### 3) CONSIDERAÇÕES GERAIS DA GRANULAÇÃO ÓPTICA (4)

Uma definição importante no estudo do padrão granular é a do objeto difusor, que são basicamente de dois tipos. 1) Difusor refletor ou 2) Difusor transparente. Variação de espessuras de reflexão e absorção e mudança de índice de refração geralmente produzem espalhamento de luz. E para o caso de objetos conhecidos como "objetos difusores" essas variações são grandes comparadas ao comprimento de onda da luz.

Superfície rugosa como metal despolido, é um difusor de reflexão. Vidro despolido é um conhecido exemplo de difusor transparente. Existe uma dificuldade de estabelecer um limite mínimo sobre o qual o objeto é considerado bem polido, porque não é somente a variação de espessura que é levada em conta, mas também a distribuição espacial, das inclinações, e declives do perfil do difusor.

Considerando um objeto difusor, por exemplo do tipo transparente, iluminado por uma fonte luminosa extensa, podemos formar a imagem do objeto com o uso de uma lente. Cada ponto do objeto gera um padrão de interferência cujas dimensões dependem da lente usada em questão, todos os pontos do objeto são iluminados pela fonte extensa e incoerente, sendo assim a imagem do difusor gerada pela fonte será incoerente, pois a mesma é formada pela superposição de intensidade de todos os padrões de interferência devido aos diferentes pontos do objeto.

Quando o objeto difusor  $O$  é iluminado com laser (Fig. 4), que é efetivamente uma fonte pontual emitindo espacialmente e temporalmente luz coerente, todos os pontos do objeto espalham a luz coerentemente, fornecendo assim a capacidade de interferência. Quando o objeto é observado no plano imagem, uma fina estrutura aleatória de pequenas manchas claras e escuras é notada (Fig. 5). Estas estruturas são os grãos ópticos, que são produzidos pelas interferências entre as ondas provenientes dos vários pontos do objeto.

A imagem é o resultado da superposição das amplitudes do padrão de difração devido aos diferentes pontos do objeto. Consideremos raios provenientes de uma fonte laser (Fig. 6) que incidem em diferentes pontos da superfície com caminhos ópticos diferentes. As ondas espalhadas têm fases e amplitude aleatórias, a variação de fase é devida a mudança de espessura do difusor. A interferência dessas ondas defasadas porém coerentes geram a granulação no anteparo  $E_2$ .

A distribuição aleatória do campo é função apenas das coordenadas espaciais, isto é estacionária para um observador fixo, mas ao mover-se notará variações rápidas de intensidade, o que é conhecido como efeito de cintilação.

#### 4) MODELOS QUE DESCREVEM A GRANULACÃO ÓPTICA

##### a) Modelo de Hopkins e Tiziani (5,10)

Neste modelo as imperfeições no meio (difusor) são representados por um conjunto aleatório de micro lentes negativas e positivas..

A (Fig. 7), mostra um feixe de luz que passa pela lente convexa (convergente) fornecendo uma frente de onda  $S_1$ , e o outro feixe passa pela lente côncava (divergente) fornecendo uma frente de onda  $S_2$ .

No plano de difração a amplitude resultante será devido a interferência mútua entre ondas coerentes vindas dos pontos difratores (micro lentes) do objeto em questão. Como a espessura óptica é variável, essas ondas terão fases aleatórias.

O ponto  $Q_1$  receberá luz de todos os pontos do objeto, assim um ponto mais distante do centro do anteparo, como  $Q_2$  só recebe luz dos elementos que espalham em ângulos grandes. Sabemos também que quanto maior a inclinação entre os raios menor o espaçamento entre as franjas, assim a estrutura fina ou padrão é produzido por ondas de grande inclinação, pelos raios provenientes das bordas.

O máximo de intensidade cresce com o número de ondas que se interferem, logo a intensidade do padrão de difração será maior em  $Q_1$  do que em  $Q_2$ , pois este recebeu luz de todos os pontos do objeto. Como o desvio dos elementos espalhadores em relação a uma média, obedece a uma 'distribuição gaussiana', teremos um máximo para a difração em  $K$  decrescendo continuamente até as bordas.

Para uma situação pouco provável, porém possível onde todos os elementos tenham o mesmo tamanho e curvaturas, a onda vai ser espalhada com o mesmo ângulo. O padrão de difração formado terá um largo envelope de intensidades constantes, caindo rapidamente a zero nas bordas.

b) Modelo de Goldfischer para representar o difusor (6,10)

O modelo mostra como o difusor modifica uma onda incidente e coerente. Uma superfície rugosa é considerada uma sequência contínua de centros espalhadores abrangendo o interior do domínio limitado pela forma geométrica do objeto (Fig. 8).

Definindo um coeficiente de reflexão de amplitude  $\mu(x,y)$  para cada centro espalhador do difusor,

$$\mu(x,y) = R(x,y) \cdot e^{i\phi(x,y)}$$

$R(x,y)$  é o fator de atenuação e  $\phi(x,y)$  é a fase. Cada ponto é afetado pelo fator de fase  $\phi(x,y)$  aleatório, que descreve as imperfeições da superfície. Os termos de fase variam no intervalo  $-\pi$  a  $\pi$  e seus valores são igualmente prováveis.

O fator de atenuação  $R(x,y)$  depende da natureza da superfície. Considerando a hipótese que o fator seja o mesmo em toda a superfície difusora temos:

$$\mu(x,y) = R \cdot e^{i\phi(x,y)}$$

Definindo  $A(x,y) = a_0 \exp [i\phi_0(x,y)]$  como a amplitude complexa incidente no difusor. Teremos uma amplitude refletida no difusor dada por.

$$A(x,y,o) = a_0(x,y) \cdot e^{i\phi_0(x,y)} \cdot \mu(x,y)$$

Assim

$$A(x,y,o) = R a_0(x,y) \cdot e^{i\{\phi(x,y) + \phi_0(x,y)\}}$$

Supondo que um feixe incidente possa iluminar a superfície de maneira uniforme, tornando o termo  $a_0(x,y)$  constante sobre toda a superfície difusora.

O termo de fase  $\phi(x,y)$  só depende do elemento difusor, nele está contido a aleatoriedade dos centros espalhadores. A amplitude da onda difusora conserva portanto a informação relativa aos detalhes finos da superfície difusora, para conservar a aleatoriedade da fase  $\phi$ , a fase  $\phi_0$  referente a onda incidente será considerada invariante ou estacionária.

A amplitude complexa  $A(x,y)$  no processo aleatório, deve obedecer algumas condições que permita a construção de uma estatística para seu estudo, considerando que o despolimento na produção do difusor é feita de maneira aleatória.

1) Os módulos das amplitudes das ondas espalhadas são variáveis aleatórias estatisticamente independentes (eventos mutuamente independentes).

2) As fases das ondas espalhadas são variáveis aleatórias estatisticamente independentes distribuídas uniformemente no intervalo  $(-\pi, \pi)$  [espaço amostra] e são independentes das amplitudes.

#### 05) PROPRIEDADES DA GRANULAÇÃO ÓPTICA

##### a) Diâmetro médio do Grão óptico (10)

É o diâmetro de uma região cuja intensidade luminosa permanece constante. Experimentalmente a medida que o observador afasta-se do objeto difusor as dimensões médias dos grãos aumentam, logo a medida que a dimensão angular  $\theta$  do objeto difrator diminui a dimensão do grão aumenta. No caso de corresponder uma proporcionalidade simples, o diâmetro é dado como:

$$g = \frac{\lambda}{\theta} = \frac{\lambda D}{t}$$

$\lambda$  = comp. da luz incidente

$t$  = diâmetro da área iluminada

$D$  = distância do objeto ao plano de observação

Considerando um plano de observação, onde existem dois pontos vizinhos  $S (v)$  e  $S' (v + \Delta v)$ . Com a variação do caminho óptico o vetor correspondente para um ponto  $F$  apresenta uma diferença de fase vide (Fig. 9):

$$\Delta \phi = \frac{K(v-x)\Delta v}{D}$$

Se para todos os pontos da pupila  $P(x)$  a fase adicional permanece pequena comparada com  $\pi$  (numa mudança de fase  $\pi$  a mancha clara torna-se escura e vice-versa). A intensidade obtida pela soma vetorial permanece aproximadamente constante, assim é o mesmo grão (Fig. 10).

$$I(S) \approx t+t \cos \{ \phi_2(x) - \phi_1(x) \} \quad \text{se} \quad \cos \{ \phi_2(x) - \phi_1(x) \} = 1 \quad I(S)_{\max} = 2t$$

$$I(S') \approx I(v+\Delta v) = t+t \cos \{ \phi_2'(x) - \phi_1'(x) + \Delta\phi \} \quad \text{onde} \quad \Delta\phi = \frac{K(v-x)\Delta v}{D}$$

para  $\Delta\phi = \pi$  
$$\frac{2\pi(v-x)\Delta v}{\lambda D} = \pi$$

$$\Delta v = \frac{\lambda D}{2t} \quad \text{logo} \quad g = 2 \cdot \Delta v = \frac{\lambda D}{t}$$

Confirmando-se nossa hipótese inicial. Quando a área iluminada tiver abertura circular de diâmetro  $t$ , o diâmetro médio do grão será:

$$g = \frac{\lambda D}{t}$$

Isto significa que o disco de Airy é o dobro do raio de correlação. Isto ocorre pois na difração de ordem zero é significativa a contribuição dos raios da parte central do feixe. Experiências qualitativas mostram que no disco de Airy comporta em média dois grãos ópticos. Pode parecer que o poder de resolução resulta dobrado, mas isto não poderia ser afirmado sem considerar:

1) Uma análise completa da definição dos grãos considerando que a intensidade destes é menor que a do disco de Airy.

2) Não está sendo transmitida nenhuma informação ponto a ponto de detalhes do objeto, e sim grãos cuja posição é aleatória e portanto independe da posição de algum ponto particular do objeto.

b) Efeitos no Grão considerando rotações e translações do difusor

(11)

Iluminando um difusor, que está localizado nas coordenadas  $(x, y, 0)$  com uma onda esférica originada há uma distância  $C$ , teremos uma onda refletida  $\Sigma_R$  e uma onda transmitida  $\Sigma_T$  a uma distância  $J$  do objeto difusor. As características dessas ondas serão determinadas, pela curvatura da onda incidente e pelas propriedades de reflexão e transmissão do difusor, onde essas propriedades são designadas por  $W(x)$ . Consideremos  $(u, v)$  as coordenadas de ambos os planos a uma distância  $J$  do difusor, (Fig. 11).

O difusor está localizado simetricamente com respeito a onda luminosa com coordenadas nos extremos  $H/2$  e  $-H/2$  no plano  $X$ . A onda emergente que se propaga a partir do difusor a uma distância  $J$  resultando uma onda de amplitude.

$$\Sigma(u) \sim \int_{-H/2}^{H/2} e^{\frac{iK(u-x)^2}{2J}}, W(x) \cdot e^{\frac{iKx^2}{2C}} dx \quad (1)$$

Onde  $e^{\frac{iK(u-x)^2}{2J}}$  é fase referente a onda transmitida,  $e^{\frac{iKx^2}{2C}}$  é fase referente a onda iluminadora.

O diâmetro do feixe luminoso é considerado maior que o tamanho do difusor, quando o mesmo é transladado através de uma pequena distância  $\Delta X$ , corresponde a substituir  $W(X) \rightarrow W(X')$  onde  $X' = X - \Delta X$ , usando essas modificações na eq. 1.

$$\Sigma'(u) = \int_{-H/2 - \Delta x}^{H/2 - \Delta x} e^{\frac{iK(u-x' - \Delta x)^2}{2J}} \cdot W(x') \cdot e^{\frac{iK(x' + \Delta x)^2}{2C}} dx' \quad \Delta x \ll H/2$$

$$\Sigma'(u) = e^{\frac{iKu\Delta x}{C}} \int_{-H/2}^{H/2} e^{\frac{iK\{(u-x')^2 - 2(u-x')\Delta x(1+J/C) + \Delta^2 x(1+J/C)\}}{2I}} \cdot W(x') e^{\frac{iKx'^2}{2C}} dx'$$

$$\Sigma'(u) = e^{\frac{iKu\Delta x}{C}} \int_{-H/2}^{H/2} e^{\frac{iK\{u-x' - \Delta x(1+J/C)\}^2}{2J}} \cdot W(x') \cdot e^{\frac{iKx'^2}{2C}} dx' \quad (2)$$

Identificando 1 com 2

$$\Delta u' = \Delta x(1+J/C) \quad (3)$$

Esta expressão mostra que encontramos a mesma distribuição de intensidades, mas deslocada de:  $\Delta u'$

Quando o objeto sofre rotações em ângulos pequenos de  $\theta$ , a distribuição de intensidade é deslocada pela quantidade  $2 J\theta$  (Fig. 12), usando a lei de reflexões, para difusor refletor. Nesta situação obtemos com boa sensibilidade a posição do padrão granular diante de rotações e translações laterais, enquanto que no caso do difusor de transmissão a sensibilidade a pequena rotações é desprezível. Em ambos os casos pode se obter simultaneamente os valores de translações e rotações, isso requer aproximações apropriadas na transmissão e reflexão do difusor. No caso da reflexão existe maior facilidade na detecção, podendo acoplar o iluminador e o detetor no mesmo aparelho (montagem). A expressão permite considerar 2 tipos de iluminação: 1) onda colimada  $C=\infty$ , 2) onda esférica  $C=J$ .

Logo obteremos um padrão granular cujo deslocamento correspondem as duas situações.

$$C = \infty \rightarrow \Delta'u = \Delta x + 2.J\theta$$

$$C = J \rightarrow \Delta'u = 2\Delta x + 2.J\theta$$

c) Efeitos dos Grãos considerando o deslocamento do plano focal

Consideremos um difusor transparente G, iluminado com laser como mostra (Fig. 13). O difusor terá sua imagem formada no plano  $\pi'$ . Deslocando o plano na direção perpendicular ao mesmo, o padrão de difração dos vários pontos do difusor G é modificado. Os grãos em  $\pi'$  modificam-se também, pois estes são resultantes das interferências entre os padrões de difrações. Entretanto se o deslocamento  $\delta l$  não for tão grande, permanece ainda alguma correlação entre os padrões granulares em  $\pi'$  e  $\pi''$ , cada centro espalhador do difusor G produz um padrão de difração numa forma alongada, cujo comprimento é igual  $4/\lambda \alpha^2$  e cujo diâmetro menor será  $\lambda / \alpha$ , que é o diâmetro da mancha central do padrão de difração. As formas alongadas estão descritas na (Fig. 14), naturalmente essas formas são distribuídas aleatoriamente. Se o deslocamento  $\delta l$  é pequeno comparado a metade do comprimento das manchas alongadas, então os padrões estão correlacionados em  $\pi'$  e  $\pi''$ .

Os grãos em  $\pi'$ , podem ser obtidos através dos grãos em  $\pi''$ , pelo fator de escala abaixo.

$$\frac{M''P''}{M'P'} = \frac{l - \delta l}{l}$$

Em vez de deslocarmos o plano  $\pi'$  podemos mover o objeto G, o resultado obtido é o mesmo.

d) Efeitos nos grãos quando a orientação do feixe incidente é alterada

A (Fig. 15) ilustra o princípio experimental. O difusor G é iluminado por feixe de raios paralelos de um laser, os grãos serão observados no plano  $E_2$ , localizados a uma distância  $r$ . O feixe incidente, inicialmente é perpendicular ao difusor G. Ao fazermos uma pequena rotação no feixe de um ângulo  $\beta$ , veremos novos grãos. Experimentalmente mostra-se que para o mesmo difusor os dois padrões granulares permanecem idênticos. A rotação do feixe incidente produz uma simples translação dos grãos no plano  $E_2$ , esta translação é igual a  $\beta \cdot r$ , isto é válido para  $\beta \ll 1$ .

## CAPÍTULO - II

### CARACTERIZAÇÃO DO PARÂMETRO RUGOSIDADE

## 01) CARACTERIZAÇÃO DO PARÂMETRO RUGOSIDADE

Os defeitos que uma superfície apresenta ao se afastar de uma geometria ideal, são divididos em quatro tipos.

O desvio na forma geométrica da superfície que se deseja medir, por exemplo não respeitar o paralelismo e a retilidade em relação a geometria ideal, devido a uma falta de precisão da máquina ou erro de posicionamento de peça, não são considerados defeitos de superfície.

Ondulações são defeitos periódicos de baixa frequência produzidos pela vibração de uma máquina, podendo ser considerados defeitos de segunda ordem (Fig 16).

Os defeitos de terceira e quarta ordens (rugosidades) reúnem os defeitos periódicos (3º ordem) e aperiódicos (4º ordem) sendo produzidos basicamente pelo contato com ferramentas.

O método proposto por nós, avalia irregularidades cuja natureza física é puramente aleatória, portanto defeitos de quarta ordem.

Podemos definir distintos parâmetros para caracterizar o estado de uma superfície, aos quais dividem-se em dois grandes grupos: os parâmetros estatísticos e parâmetros físicos.

O que será avaliado por meio do procedimento experimental proposto é o desvio médio quadrático das alturas da superfície (rugosidade).

$$\sigma = \left( \frac{1}{L} \int_0^L h^2 dl \right)^{1/2}$$

onde L é comprimento da medida ( Fig.17 ).

## 02) DIFERENTES MÉTODOS PARA AFERIMENTO DE RUGOSIDADES

### a) Métodos Mecânicos

Estes métodos consistem no uso de um elemento com uma pequena ponta sensora, que desliza sobre a amostra em uma determinada direção. Transformando-se as variações mecânicas produzidas pela superfície em estudo em variações de tensão elétrica, sendo estas amplificadas e registradas. Um filtro adequado permite a separação das irregularidades de alta e baixas frequências, reproduzindo o perfil da superfície em uma linha.

A precisão do método é da ordem de 15 % a 20 %, e um dos fatores limitantes será:

"Detalhe da ordem do raio da ponta sensora ( $r=3 \mu\text{m}$ ) não pode ser avaliado satisfatoriamente".

Mas o maior inconveniente é o contato do material a ser aferido com a ponta do aplicador, podendo danificar a superfície, tornando-o inviável para superfície brandas tais como: papel, tintas, e material biológico. Como a medida é feita sobre uma linha, é necessária sua repetição em diferentes posições para se obter o valor médio da rugosidade.

## b) Métodos ópticos

A grande vantagem destes métodos está no fato de não necessitar de contato com a superfície como nos métodos mecânicos, logo muitos inconvenientes são eliminados.

### 1) Microscópio

Permite observar o perfil ampliado de uma parte distorcida da superfície real. Projetando obliquamente sobre a mesma, a imagem de uma fenda, observamos esta imagem com ajuda de um microscópio. Pode avaliar somente superfície muito rugosa (precisão de  $2 \mu\text{m}$ ).

### 2) Métodos fotométricos

Estão baseados no estudo da luz difundida e refletida especularmente por uma superfície rugosa, logo depende da rugosidade  $\sigma$  e do comprimento de onda  $\lambda$ .

Se a superfície não apresentar irregularidades, a razão  $\sigma/\lambda$  vai a zero, a superfície comporta-se como um espelho perfeito, e a reflexão é puramente especular. Quando a superfície é rugosa há um aumento na reflexão difusa diminuindo a reflexão especular. O método permite aferir rugosidade de  $3 \mu\text{m}$  com boa precisão.

### 3) Método Interferométrico

O princípio desse método está baseado na interferência das ondas luminosas. Uma das quais se deforma por reflexão ao encontrar a superfície em estudo, a outra é uma onda de referência. E a avaliação do estado da superfície é feita por meio das franjas de in-

terferência, fornecendo bons resultados quando a rugosidade a se medir é menor que o comprimento da onda utilizada.

#### 4) Método da Granulação (Padrão granular)

Diversos métodos tem sido propostos para avaliar rugosidade usando o padrão granular. Certos autores relacionam o contraste do padrão com a rugosidade e o comprimento de coerência da fonte, baseado no fato que o contraste do padrão diminui para uma fonte parcialmente coerente quando a rugosidade aumenta.

Outro método consiste em estudar a correlação existente entre os padrões obtidos a partir de uma mesma superfície rugosa quando esta é iluminada com ondas ligeiramente diferentes.

Os métodos baseados nas correlações dos padrões granulares tem a particularidade de determinar diretamente o parâmetro estatístico, permitindo medir superfície cuja rugosidade está compreendida entre  $1 \mu\text{m}$  a  $30 \mu\text{m}$ .

### 03) CONDIÇÕES ESTATÍSTICAS IMPOSTAS À SUPERFÍCIE

Admitindo que a distribuição das alturas em torno valor médio da superfície é uma distribuição gaussiana. Para avaliarmos algum parâmetro que forneça informação sobre repartição de picos e vales na amostra rugosa, é introduzida a função de autocorrelação da superfície  $C(\tau)$ .

Uma superfície rugosa aleatória pode ser considerada como uma função:

$$h = \zeta(x,y)$$

onde  $h$  é a altura da superfície a um ponto  $(x,y)$  do plano médio.

Define-se para a função aleatória  $\zeta(x,y)$ , uma densidade de probabilidade  $Y(h)$  tal que:

$$\text{Prob } [h \leq \zeta(x,y) \leq h+dh] = Y(h).dh$$

onde o valor médio do ensemble  $\zeta(x,y)$  é nulo

$$\langle \zeta(x,y) \rangle_E = 0$$

Supondo válida a hipótese ergódica, pode-se substituir o valor médio sobre um ensemble por um valor médio espacial sobre a superfície.

$$\langle \zeta(x,y) \rangle_S = \langle \zeta(x,y) \rangle_E$$

Considerando a superfície estacionária,  $\zeta(x,y)$  admite uma função de autocorrelação  $C(\tau)$  que depende somente da distância entre os pontos da superfície.

Sabendo que  $\zeta(x,y)$  provém de um processo estacionário, gaussiano e ergódico. A densidade de probabilidade  $Y(h)$  será:

$$Y(h) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{h^2}{2\sigma^2}\right)$$

$\sigma$  = desvio médio quadrático das alturas (R.M.S.).

A função característica associada a distribuição será

$$\chi(u) = \int_{-\infty}^{\infty} Y(h) \cdot \exp(iuh) dh = \langle \exp(iuh) \rangle = \exp \left\{ \frac{-\sigma \cdot u}{2} \right\}$$

De modo a cumprir com as exigências imposta a função de correlação da superfície, assumimos que:

$$C(\tau) = \exp\left(-\frac{\tau^2}{T^2}\right) \approx 1 - \frac{\tau^2}{T^2} \dots$$

T é o comprimento de correlação da superfície.

#### 04) DETERMINAÇÃO DA CORRELAÇÃO ENTRE AS AMPLITUDES

No capítulo anterior, foi mostrado como é formado o padrão granular, e que os grãos ópticos podem sofrer deslocamentos e transformações quando variamos algum parâmetro envolvido em sua produção, por exemplo se mudarmos ângulo de incidência da luz laser sobre a superfície. Determinaremos a correlação das amplitudes da luz espalhada, quando provocamos uma pequena mudança no ângulo de incidência, desta forma correlacionamos o campo dos grãos ópticos com o campo dos grãos transformados após a rotação.

A (Fig. 18) mostra de forma esquemática a situação acima. O laser incide na superfície S, e posteriormente sofre uma pequena rotação  $\delta\theta_1$ . Num anteparo P podemos registrar o deslocamento e transformações sofrida pelos grãos.

Com a obtenção da correlação das amplitudes, é possível determinar a correlação entre as intensidades permitindo assim o ajuste com os dados experimentais. A correlação das amplitudes é importante como formulação teórica, pois o que é registrado na emulsão fotográfica (usada no procedimento experimental) é a intensidade e não a amplitude da luz. Usando o formalismo de Beckeman (28) para cálculo.

A amplitude  $A(\theta_2)$  do campo espalhada será:

$$A(\theta_2) = \frac{A_0 F_2}{2L} \int_0^L \exp [i(Ux + Vz \zeta(x))] dx \quad (1)$$

onde

$$U = \frac{2\pi}{\lambda} (\sin\theta_1 - \sin\theta_2)$$

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} (\cos\theta_1 + \cos\theta_2)$$

$\zeta(x)$  é a distribuição das alturas,  $F_2$  é devido a fatores puramente geométricos (cte)  $A_0$  é o campo refletido na direção especular, isto é referente a uma superfície completamente polida.

A amplitude  $A(\theta_2 + \delta\theta_2)$  do campo espalhado depois da rotação do feixe incidente:

$$A(\theta_2 + \delta\theta_2) = \frac{A_0 F_2}{2L} \int_0^L \exp \{ i(V'_x \cdot x + V'_z \cdot \zeta(x)) \} dx \quad (2)$$

Correlacionando as amplitudes obtidas em 1 e 2

$$A(\theta_2) \cdot A^*(\theta_2 + \delta\theta_2) = \left( \frac{A_0 F_2}{2L} \right)^2 \int_0^L \exp(iV_z \cdot \zeta(x_1)) \cdot \exp(iV'_x \cdot x_1) dx_1 \quad (3)$$

$$\int_0^L \exp(-iV'_z \zeta(x_2)) \cdot \exp(-iV'_x \cdot x_2) dx_2$$

introduzindo a média no ensemble

$$\langle A(\theta_2) \cdot A^*(\theta_2 + \delta\theta_2) \rangle = \left( \frac{A_0 F_2}{2L} \right)^2 \int_0^L \int_0^L \langle \exp\{iV_z \zeta(x_1) - iV'_z \zeta(x_2)\} \rangle \quad (4)$$

$$\cdot \exp i(V'_x x_1 - V'_x x_2) dx_1 dx_2$$

A quantidade  $\langle \exp i[V_z \zeta(x_1) - V'_z \zeta(x_2)] \rangle$  é a função característica  $\chi(V_z, -V'_z)$  associada a uma distribuição bidimensional  $\chi[\zeta(x_1), \zeta(x_2)]$ , introduzindo a notação  $\Delta V_x = V'_x - V_x$ , e uma mudança de variável conveniente  $x_1 - x_2 = \tau$  e  $x_2 = x$ . Assim

$$\langle A(\theta_2) \cdot A^*(\theta_2 + \delta\theta_2) \rangle = \left( \frac{A_0 F_2}{2L} \right)^2 \int_0^L \exp(i\Delta V_x x) dx \int_0^L \chi(V_z, -V'_z) \exp(iV_x \tau) d\tau \quad (5)$$

Devendo-se avaliar a integral

$$M = \int X(V_z, -V_z) \exp(iV_x \tau) d\tau \quad (6)$$

Como assumimos que a distribuição para  $\zeta(x)$  é gaussiana teremos

$$X(X_z, -V_z) = \exp - (\sigma^2/2) \cdot [V_z^2 + V_z^2 + 2C(\tau) \cdot V_z \cdot V_z] \quad (7)$$

introduzindo 7 em 6

$$M = \exp \left( \frac{-\sigma^2 \Delta V_z^2}{2} \right) \int_{-\infty}^{\infty} \exp \{ \sigma^2 V_z V_z' [1 - C(\tau)] \} \cdot \exp(iV_x \tau) d\tau \quad (8)$$

Para uma superfície suficientemente rugosa ( $\sigma > \lambda$ ) a quantidade  $\sigma^2 V_z V_z'$  é muito maior que um. Existirá somente contribuição da integral na região próxima  $\tau = 0$ . Podendo então substituir o funcional próximo de zero na equação 8 por:

$$C(\tau) = 1 - \frac{\tau^2}{T^2}$$

A equação 8 torna-se

$$M = \exp\left(-\frac{\sigma^2 \Delta V_z^2}{2}\right) \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \exp\{-\sigma^2 V_z V_z' (\tau/T)^2\} \cdot \exp(iV_x \tau) d\tau \quad (9)$$

Usando uma integral do tipo

$$\int_{-\infty}^{\infty} \exp(-at^2) \cdot \exp(ibt) dt = \frac{\sqrt{\pi}}{\sqrt{a}} \cdot \exp\left(-\frac{b^2}{4a}\right) \quad a > 0$$

onde  $a = \frac{\sigma^2 V_z V_z'}{T^2}$  e  $b = V_x$

Podemos reescrever a equação 5

$$\langle A(\theta_2) \cdot \dot{A}^*(\theta_2 + \delta\theta_2) \rangle = \left(\frac{A_0 F_2}{2L}\right)^2 \cdot 2L \operatorname{sinc}(\Delta V_x L) \cdot \exp\left(-\frac{\sigma^2 \Delta V_z^2}{2}\right) \cdot \frac{T}{\sigma} \left(\frac{\pi}{V_z V_z'}\right)^{1/2} \cdot \exp\left(\frac{-V_x^2 T}{4V_z V_z' \sigma^2}\right) \quad (10)$$

$$\Delta V_x = \frac{2\pi}{\lambda} \{ \cos(\theta_1) \cdot \delta\theta_1 - \cos(\theta_2) \cdot \delta\theta_2 \} \quad (11)$$

$$\Delta V_z = \frac{2\pi}{\lambda} \{ \sin(\theta_1) \cdot \delta\theta_1 + \sin(\theta_2) \cdot \delta\theta_2 \}$$

Definimos como

$$\langle A(\theta_2) \dot{A}^*(\theta_2) \rangle = I_0$$

facilmente deduzida da equação 10, se assumirmos que.

$$\delta\theta_1 = \delta\theta_2 = 0, \quad \Delta V_x = \Delta V_z = 0, \quad V_z' = V_z$$

$$I_0 = \left(\frac{A_0 F_2}{2L}\right)^2 \cdot 2L \frac{T}{\sigma} \left(\frac{\pi}{V_z}\right)^2 \cdot \exp\left(\frac{-V_x T}{4V_z^2}\right) \quad (12)$$

Introduzimos na Equação 10:

$$\langle A(\theta_2) \cdot \dot{A}(\theta_2 + \delta\theta_2) \rangle = I_0 \cdot \text{sinc}(\Delta V_x L) \cdot \exp\left(\frac{-\sigma^2 \Delta V_x^2}{2}\right) \quad (13)$$

No sistema experimental proposto, a placa de emulsão fotográfica será fixada de modo a ficar paralela ao plano de incidência. E considerando que a rotação inicial é muito pequena ( $\delta\theta_1 \ll 1$ ) consequentemente a rotação do padrão também o será ( $\delta\theta_2 \ll 1$ ), através da equação 11 obtemos:

$$\Delta V_x \sim 0 \quad \text{e} \quad \text{sinc}(\Delta V_x L) \sim 1 \quad (14)$$

Fazendo uma mudança na rotação, podemos reescrever a equação 13:

$$C_A(\theta, \delta\theta) = I_0 \cdot \exp\left(-\frac{\sigma^2 K^2 \text{sen}^2 \theta \cdot \delta\theta^2}{2}\right) \quad (15)$$

é a correlação das amplitudes do campo espalhado.

Definimos como correlação das amplitudes normalizada a expressão abaixo

$$c_A(\theta, \delta\theta) = \exp\left(-\frac{\sigma^2 K^2 \sin^2\theta \cdot \delta\theta^2}{2}\right) \quad (16)$$

$K = 2\pi/\lambda$  e  $\sigma$  = parâmetro que define a rugosidade

#### 05) DETERMINAÇÃO DA CORRELAÇÃO ENTRE AS INTENSIDADES

Com a obtenção da correlação normalizada entre as amplitudes do campo, é possível obter a correlação entre as intensidades com mostra Yamaguchi (29), pois o que é registrado na placa fotográfica é a intensidade do campo. A correlação entre as intensidades dos grãos é obtida, grãos esses originados em regiões diferentes da amostra, e que sofreram transformações. O que é fisicamente similar ao sistema proposto, já que correlacionamos os grãos proveniente de uma região com grãos produzido pela mudança do ângulo de incidência, assim o que faremos é também correlacionar grãos com grãos que sofreram transformações em suas formas geométricas..

Através da expressão abaixo, define-se a correlação das intensidades normalizadas (29).

$$C_I(0, \delta\theta) = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} |C_A(0, \delta\theta)|^2 \quad (17)$$

$C_A(0, \delta\theta)$  = correlação normalizada das amplitudes

usando a equação 16, finalmente obtemos:

$$C_I(0, \delta\theta) = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \exp[-(\sigma K \operatorname{sen}\theta \cdot \delta\theta)^2] \quad (18)$$

$C_I(0, \delta\theta)$  = correlação normalizada das intensidades

Com a expressão acima é possível fazer um ajustamento com a correlação obtida no procedimento experimental, possibilitando a determinação do parâmetro  $\sigma$  (rugosidade) R.M.S para  $\sigma \gg \lambda$ .

CAPÍTULO - III

PROCEDIMIENTO EXPERIMENTAL

## 01) ELEMENTOS USADOS NA CORRELAÇÃO DE GRÃOS ÓPTICOS

O sistema foi proposto inicialmente por Groh (13) para medir deslocamentos e fadiga de materiais. Muramatsu e Lunazzi desenvolveram e aperfeiçoaram a técnica em nosso laboratório dando novas aplicações e sugerindo o uso para medir rugosidade.

Modificações foram introduzidas na proposta inicial, possibilitando a realização das correlações e finalmente as medidas de rugosidade.

As (Figs. 19 e 20) ilustram a montagem e os elementos que serão descritos a seguir.

Um braço giratório marca micro-controle, com precisão de  $1'$  e ajuste de  $360^\circ$ .

Sobre o braço foi instalado um laser (He-Ne) tipo Standart com potência 2 mW.

Na parte central do Goniômetro a amostra (2 cm x 2 cm) feita em latão, e fixada de modo a permitir uma incidência a  $45^\circ$  do feixe laser.

Para o registro da granulação óptica, usaremos um porta placas onde é fixado o filme fotográfico (Panatomic X da Kodak) (Fig. 21). Um obturador retangular é utilizado garantindo que a luz espalhada projete apenas sobre o filme.

Uma lente ( $f=20$  cm) para coletar toda a luz que vai ser transmitida pelo filme, depois do mesmo ser revelado e reposicionado nas condições iniciais.

O sistema de detecção é composto por uma fibra óptica ( $\phi = 300 \text{ m}$ ) convenientemente colocada ao foco da lente coletora. A fibra está acoplada a uma fotomultiplicadora e ligada a um fotômetro digital da Pacific (mod. 124), de precisão em 4 dígitos. O uso da fibra óptica deve-se a necessidade da utilização do fotômetro em vários experimentos diferentes.

## 02) O ALINHAMENTO DO SISTEMA

Há necessidade de garantir que o feixe laser incida perpendicularmente e o mais próximo possível do eixo central do goniômetro (eixo de giro da amostra), permitindo, assim, termos certeza de que a área iluminada na amostra é sempre a mesma no decorrer da experiência, onde o feixe laser sofre pequenos deslocamentos angulares em relação a sua incidência inicial.

Dividimos o alinhamento em duas fases. A primeira consiste em garantirmos que o feixe incida perpendicularmente no plano da amostra. Obtemos isto, ao colocarmos um espelho no lugar da amostra, produzindo uma retroreflexão. A segunda fase consiste em conseguir que o feixe laser atinja o eixo central do goniômetro, onde está localizada a amostra. Como este eixo é uma linha imaginária, é usado um guia durante o alinhamento: substituímos a amostra da parte central do suporte por uma placa com um furo ( $\phi = 1,5 \text{ cm}$ ) onde é fixado um fio de cabelo que representa o eixo central imaginário. O feixe laser é dirigido ao fio. Num anteparo ao fundo, observa-se um padrão de difração. Ao girarmos a parte central do goniômetro as franjas correm, indicando que o fio ainda não está justaposto com o eixo imaginário. Usando um para-

fuso micrométrico, que permite deslocar transversalmente a parte central do suporte, buscamos a situação ideal de alinhamento, que é atingida quando movemos a parte central do goniômetro e verificamos a imobilidade das franjas. Determinamos, assim, a posição do eixo imaginário, tendo certeza da incidência do laser no mesmo.

Ao provocarmos uma rotação de  $\delta\theta$  no ângulo de incidência do laser na amostra, considerando  $\delta\theta$  suficientemente pequeno, os grãos sofrem um deslocamento no anteparo definido por

$$\rho = d \cdot \cos\theta \cdot \delta\theta$$

$d$  = distância da amostra ao plano observação

$\theta$  = ângulo incidência inicial

Este fato tem uma consequência interessante, podendo ser empregado de modo a facilitar o alinhamento, pois, através do controle visual do posicionamento dos grãos, pode-se voltar à condição inicial. Assim, é possível uma tentativa de eliminar grande parte do alinhamento tradicional, embora se precise realizar alguns experimentos para se confirmar tal fato.

### 03) PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL

O padrão granular é função da estrutura microscópica da amostra e do sistema utilizado para a sua observação.

O padrão granular, que é gerado pela incidência da luz laser na amostra, é registrado num filme que, imediatamente após sua revelação,

ção, é recolocado na posição onde sofreu a exposição; o negativo fica exposto ao padrão real que o gerou, funcionando, assim, como um filtro. Quando o reposicionamento é perfeito, existe uma coincidência entre os dois padrões (o real e o registrado no filme), apresentando-se o negativo com transmitância mínima, pois, nesta condição os grãos estão perfeitamente justapostos.

No registro do filme, o laser está incidindo com um ângulo de  $45^\circ$  sobre a amostra, passando a ser esta a condição inicial do experimento. Depois da reposição do filme (negativo), na condição onde sofreu a exposição, e havendo a constatação da transmitância mínima, passamos a produzir pequenas variações no ângulo de incidência ( $45^\circ$ ). Isso provoca um deslocamento do padrão real e a sua conseqüente transformação, pois, ao mudarmos o ângulo de incidência, estamos alterando as relações entre as diferenças de caminho óptico e, conseqüentemente, as fases das ondas espalhadas que geram os grãos e determinam suas formas geométricas, causando transformações nas formas dos mesmos.

Necessitamos fazer o reposicionamento do padrão real que está deslocado e transformado, enquanto o padrão registrado continua fixo. Portanto, giramos o braço junto com a parte central do goniômetro, assim o laser e a amostra sofrem rotações. Desta forma, o reposicionamento é feito e os padrões ficam novamente justapostos. Nesta condição, nota-se um ligeiro aumento da transmitância no negativo, este aumento é constatado em relação ao valor da transmitância mínima, que é conhecida antes de promover os pequenos desvios no ângulo de incidência. Esta variação era esperada, já que os grãos reais se transformaram e, quando houve a justaposição, ela não era mais coincidente como no caso inicial; logo, o sinal transmitido tem que mudar.

Produzindo variações sucessivas de  $\delta\theta$  no ângulo de incidência com um posterior reposicionamento dos grãos para cada variação realizada, e registrando as alterações ocorridas na transmitância do filme, é possível determinar-se experimentalmente as correlações de intensidade entre o padrão real e o padrão negativo.

A transmitância do filme pode ser fornecida (Fig. 22) pela expressão a seguir:

$$T(x, y) = \alpha_1 - \alpha_2 I_0(x, y) \cdot t \quad (1)$$

onde  $\alpha_1$  e  $\alpha_2$  são parâmetros fotográficos do filme utilizado. Como procurei trabalhar sempre dentro da resposta linear do filme, utilizando tempos de exposição entre 1 s e 1/2 s, e nesta faixa obtive boa repetibilidade dos dados, posso considerar  $\alpha_1$  e  $\alpha_2$  como constantes.

$I_0(x, y)$  é a distribuição de intensidade registrada no filme na condição inicial (padrão negativo).

Esse negativo age como um filtro onde a intensidade transmitida cresce em função da diferença entre o padrão registrado em real distribuição de intensidade  $I(x, y)$ . A luz transmitida é coletada pela lente e levada pela fibra ao sistema de detecção.

A intensidade detetada será:

$$\langle I_D \rangle = \frac{\int T(x, y) \cdot I(x, y) \, dx dy}{\int dx dy} = \alpha_1 \cdot \frac{\int I(x, y) \, dx dy}{\int dx dy}$$

$$- t \cdot \alpha_2 \frac{\int I_0(x, y) \cdot I(x, y) \, dx dy}{\int dx dy} \quad (2)$$

onde o primeiro termo é constante e o segundo depende da correlação entre as duas intensidades de campo. No caso de um deslocamento de  $(\delta x, \delta y)$  no campo real, é possível escrever.

$$\langle I_D(\delta x, \delta y) \rangle = \alpha_1 \langle I \rangle - \alpha_2 t \int \frac{I_0(x, y) I(x - \delta x, y - \delta y) dx dy}{\int dx dy} \quad (3)$$

$$\langle I_D(\delta x, \delta y) \rangle = \alpha_1 \langle I \rangle - \alpha_2 t C_N(\delta x, \delta y) \langle I^2 \rangle \quad (4)$$

onde  $C_N(\delta x, \delta y) =$  a correlação das intensidades normalizada.

Como o sinal lido  $V(\delta x, \delta y)$  é proporcional a  $\langle I_D(\delta x, \delta y) \rangle$

$$V(\delta x, \delta y) \sim \langle I_D(\delta x, \delta y) \rangle \quad (5)$$

$$V(\delta x, \delta y) = \alpha_1 \langle I \rangle - \alpha_2 t C_N(\delta x, \delta y) \langle I^2 \rangle$$

$$C_N(\delta x, \delta y) = \frac{\alpha_1 \langle I \rangle - V(\delta x, \delta y)}{\alpha_2 t \langle I^2 \rangle} = \frac{\alpha_1 \langle I \rangle}{\alpha_2 t \langle I^2 \rangle} - \frac{V(\delta x, \delta y)}{\alpha_2 t \langle I^2 \rangle} \quad (6)$$

Usando as condições de autocorrelação de um granulado óptico, verificadas experimentalmente por Muramatsu - Lunazzi (10), também Stiel - Lunazzi, fez-se um teste para determinar os limites da correlação. O mesmo consiste em correlacionar os grãos produzidos em duas regiões diferentes da amostra. Os grãos provenientes de uma das regiões são registrados e, se provocarmos um deslocamento da amostra, produzimos, assim, grãos que são provenientes de uma outra região. Portanto, os grãos das duas situações acima estão completamente descorrelacionados. Neste caso, determinamos o limite inferior da correlação com uma precisão em torno de 2%. Com os experimentos realizados, foi possível definir as condições limites da correlação

$$\begin{aligned} C_N(0) = 1 & \quad \rightarrow \quad V(\delta x, \delta y) = V_m \\ C_N(\infty) = \frac{1}{2} & \quad \rightarrow \quad V(\delta x, \delta y) = V_M \end{aligned} \quad (7)$$

dando

$$\frac{1}{2} = \frac{\alpha_1 \langle I \rangle}{\alpha_2 t \langle I^2 \rangle} - \frac{V_M}{\alpha_2 t \langle I^2 \rangle} \quad (8)$$

$$\frac{\alpha_1 \langle I \rangle}{\alpha_2 t \langle I^2 \rangle} = 1 + \frac{V_M}{\alpha_2 t \langle I^2 \rangle} \quad (9)$$

introduzindo 9 em 8

$$\alpha_2 t \langle I^2 \rangle = 2(V_M - V_m) \quad (10)$$

introduzindo 10 em 6

$$C_N(\delta x, \delta y) = 1 + \frac{V_m - V(\delta x, \delta y)}{2(V_M - V_m)} \quad (11)$$

$$C_N(\delta x, \delta y) = \frac{V_M - \frac{(V_m + V(\delta x, \delta y))}{2}}{V_M - V_m} \quad (12)$$

$C_N(\delta x, \delta y)$  = correlação das intensidades (obtida via experiência)

$V_m$  = Valor inicial do sinal, corresponde a situação de transmitância mínima. Padrões completamente correlacionados.

$V_M$  = Valor máximo de sinal. Quando os padrões estão completamente des-correlacionados.

$V(\delta x, \delta y)$  = Valor lido quando reposicionamos os padrões, após cada variação  $\delta\theta$  do ângulo de incidência.

Através da equação (12), é possível determinar experimentalmente a correlação de intensidades, usando as variações de  $\delta\theta$ , e a leitura de sinais no fotodetector.

No capítulo II, foi obtida a correlação de intensidades (teórica) e definido o parâmetro rugosidade; logo, o casamento das equações pode ser realizado.

Os dados obtidos experimentalmente na equação 12 podem ser ajustados pelo processo dos mínimos quadrados à expressão teórica desenvolvida anteriormente. Conhecendo um conjunto de dados, é possível determinar o valor de  $\sigma$ , que melhor ajusta os mesmos à curva.

Reescrevendo a expressão da correlação (cap. II)

$$C_N(\theta, \delta\theta) = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \exp[-(K \cos\theta \cdot \delta\theta)^2] \quad (13)$$

Onde os dados  $\delta\theta$  e  $C(\theta, \delta\theta)$  são fornecido pelo experimento

$$\theta = 45 \quad K = 2\pi/\lambda \quad \lambda = 0.6 \mu m \quad \sigma = ?$$

Obs: A variação do ângulo de incidência equivale a um deslocamento padrão de  $\delta x$ .

$$C(\delta x) \sim C_N(\delta\theta)$$

#### 04) DADOS EXPERIMENTAIS

Foram preparadas 3 amostras, despolidas de maneira aleatória, segundo as condições estatísticas imposta a superfície no cap. II.

Na amostra 1, foi usado um abrasivo de grau 60, para despolimento; na 2, foi usado o grau 180, e na 3 foi usado o grau 300.

As rugosidades foram aferidas no Laboratório de Metrologia do Instituto de Tecnologia da UNICAMP, por método mecânico de contato, segundo indicação do próprio laboratório, o qual afirma que essa técnica apresenta erro de 15% a 20% (Fig. 23).

$$\text{Amostra 1} \quad \sigma_m = 6,5 \pm 1,2 \mu\text{m}$$

$$\text{Amostra 2} \quad \sigma_m = 4 \pm 0,8 \mu\text{m}$$

$$\text{Amostra 3} \quad \sigma_m = 1,9 \pm 0,4 \mu\text{m}$$

$\sigma_m$  = rugosidade aferida por método mecânico

Determinado o conjunto de dados  $C(\theta, \delta\theta)$  e  $\delta\theta$  referente às 3 amostras, e utilizando o método de ajuste mencionado anteriormente, foi possível avaliar o  $\sigma$  que melhor ajustava os dados experimentais à curva teórica. Assim, obtivemos: (Fig. 24).

$$\text{Amostra 1} \quad \sigma_o = 7,6 \pm 0,7 \mu\text{m}$$

$$\text{Amostra 2} \quad \sigma_o = 5,3 \pm 0,6 \mu\text{m}$$

$$\text{Amostra 3} \quad \sigma_o = 2,8 \pm 0,3 \mu\text{m}$$

$\sigma_o$  = rugosidade aferida por método óptico

## 05) ANÁLISE DOS ERROS EXPERIMENTAIS

### 1) PRECISÃO DA LEITURA DO SINAL

A alinearidade da resposta do fotodetector é conhecida usando-se, como referência, as variações produzidas quando um polarizador atenua o feixe laser. A precisão resultante foi melhor que 1%.

Os ruídos elétricos do sistema de fotodetecção e amplificação são um fato muito importante na limitação da precisão da medida. A válvula fotomultiplicadora e os sinais induzidos são geradores de ruído.

### 2) INSTABILIDADE LASER

A causa de maior limitação da precisão da técnica de correlação óptica é, sem dúvida, a instabilidade da intensidade do laser. Foi observada uma instabilidade no sinal do laser de 10%. Como causas principais, podemos mencionar variações de frequências da emissão, variações de temperaturas que mudam a configuração da cavidade laser por dilatação.

### 3) POSSÍVEIS ERROS SISTEMÁTICOS

O reposicionamento do filme após seu processamento não apresentou dificuldades, pois os grãos são de tamanhos razoáveis

(3 mm) e o reposicionamento não é um fator crítico; o porta-filme estava construído (Fig. 21) de modo a garantir a fixação com ótima rigidez.

É possível um erro de posicionamento inicial do ângulo de incidência do laser na amostra, se admitido um erro de  $\Delta\theta$  no posicionamento, o que isto produziria na expressão 13, veremos abaixo que o erro é desprezível

$$\text{sen}(\theta \pm \Delta\theta) = \text{sen}\theta \cdot \cos\Delta\theta \pm \cos\theta \cdot \text{sen}(\Delta\theta) \approx \text{sen}\theta$$

As medidas de variações de  $\delta\theta$  não eram diretamente lidas no vernier do goniômetro, pois, sendo as variações muito pequenas ( $11'$ ), um erro na leitura seria inevitável. Utilizou-se, então, um relógio comparador ( $10 \mu\text{m}$ ), fixando-o no braço do goniômetro a um ângulo reto. Aumentou-se a precisão na leitura de rotações via translações do braço. Os possíveis erros na conversão  $\delta z \rightarrow \delta\theta$  são:

Um erro  $\Delta\alpha$  de posicionamento do ângulo reto (relógio x braço) é dado por

$$\frac{1 - \cos\Delta\alpha}{1} \cdot 100\%$$

considerando que tenha cometido erro  $\Delta\alpha = 3$ , obtemos

$$\frac{1 - \cos 3^\circ}{1} \cdot 100\% = 0,06\%$$

Outro erro seria na conversão translação em rotação expressa pela tangente.

$$\frac{\text{tag } (\delta\theta) - \delta\theta \cdot 100\%}{1}$$

Como no procedimento o valor máximo de  $\delta\theta$  é 1, temos:

$$\frac{\text{tag } (1_r) - 1_r}{1_r} \cdot 100\% \approx 0.012\%$$

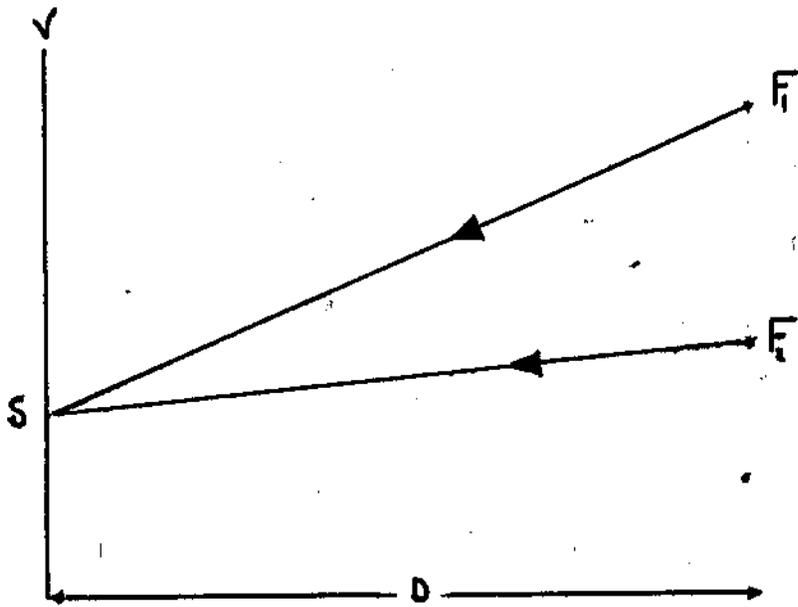
#### 06) COMENTÁRIOS FINAIS

Ao término do trabalho, foi constatada a possibilidade de eliminar-se o processamento fotográfico, passando-se a um processamento em tempo real, onde as correlações e a consequente determinação da rugosidade seria obtida via micro computador.

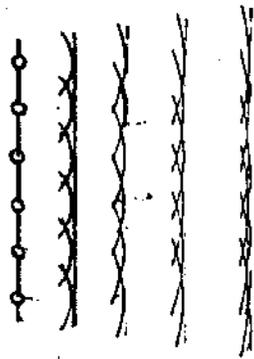
Utilizando-se uma lente cilíndrica para focalizar o laser sobre a amostra, produzimos uma granulação diferente da que tínhamos obtido com uma exposição direta do laser. O que agora é visto é uma granulação unidimensional (Fig. 25). Portanto, no lugar de usarmos o material fotográfico, é possível o uso de um conjunto linear de detectores acoplados ao micro computador, onde são feitas as correlações.

A granulação unidimensional permite um menor tempo de processamento computacional, o que não ocorre com um processamento bidimensional que seria necessário para a granulação obtida por exposição direta do laser.

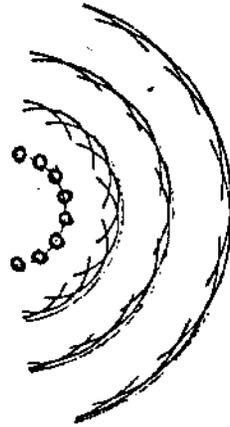
Foram efetuados testes de laboratório que comprovaram que as propriedades e a formulação desenvolvida para granulação bidimensional são perfeitamente compatíveis com a granulação unidimensional, tornando-se viável a proposta acima.



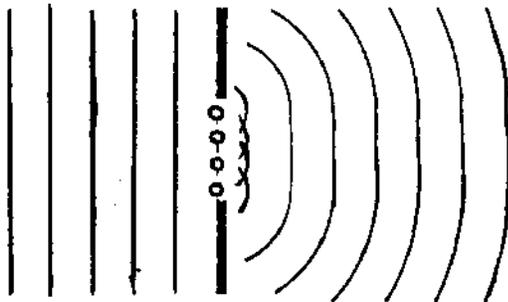
1



(a)

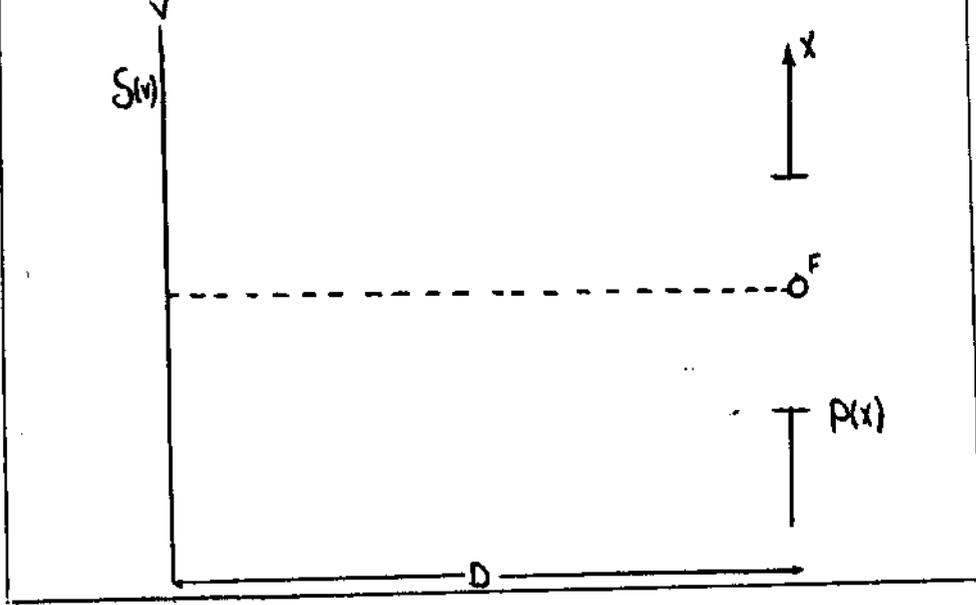


(b)

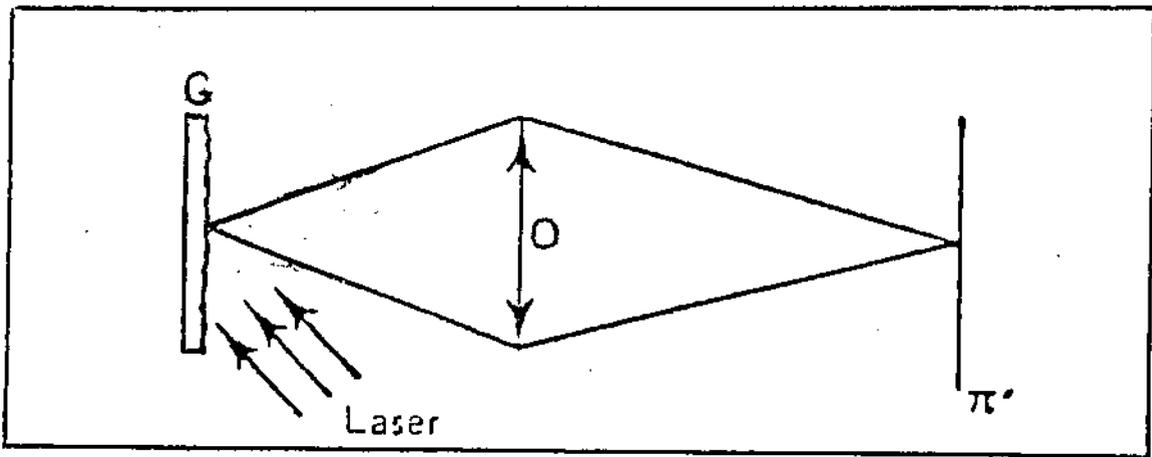
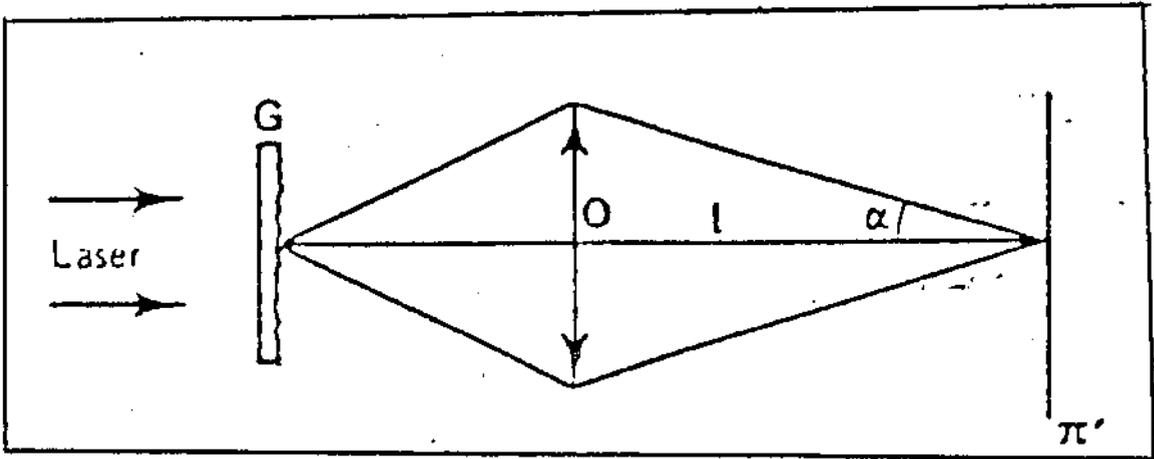


(c)

2



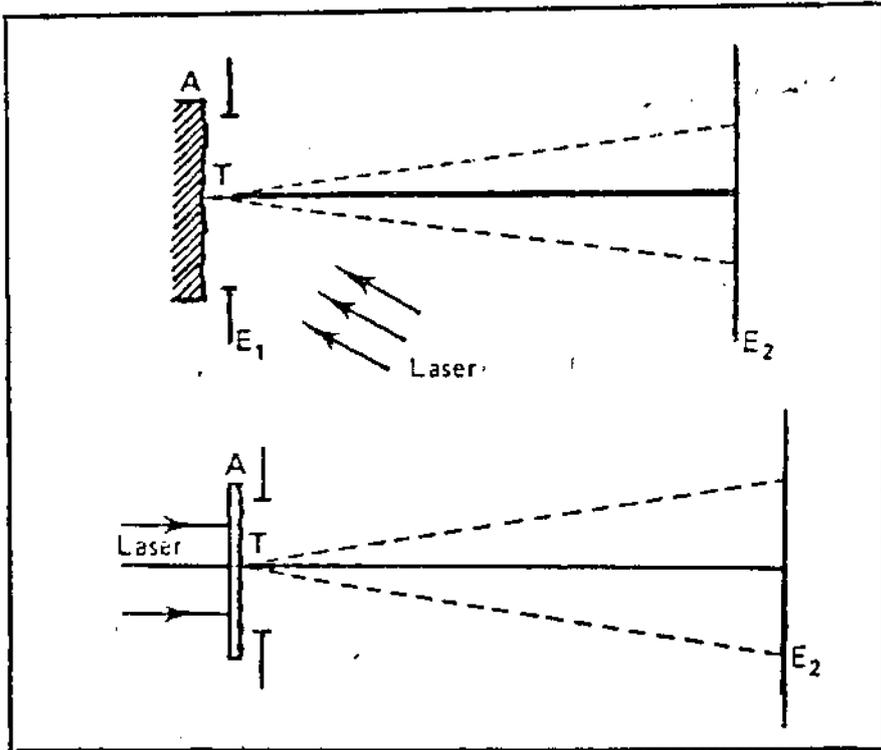
3



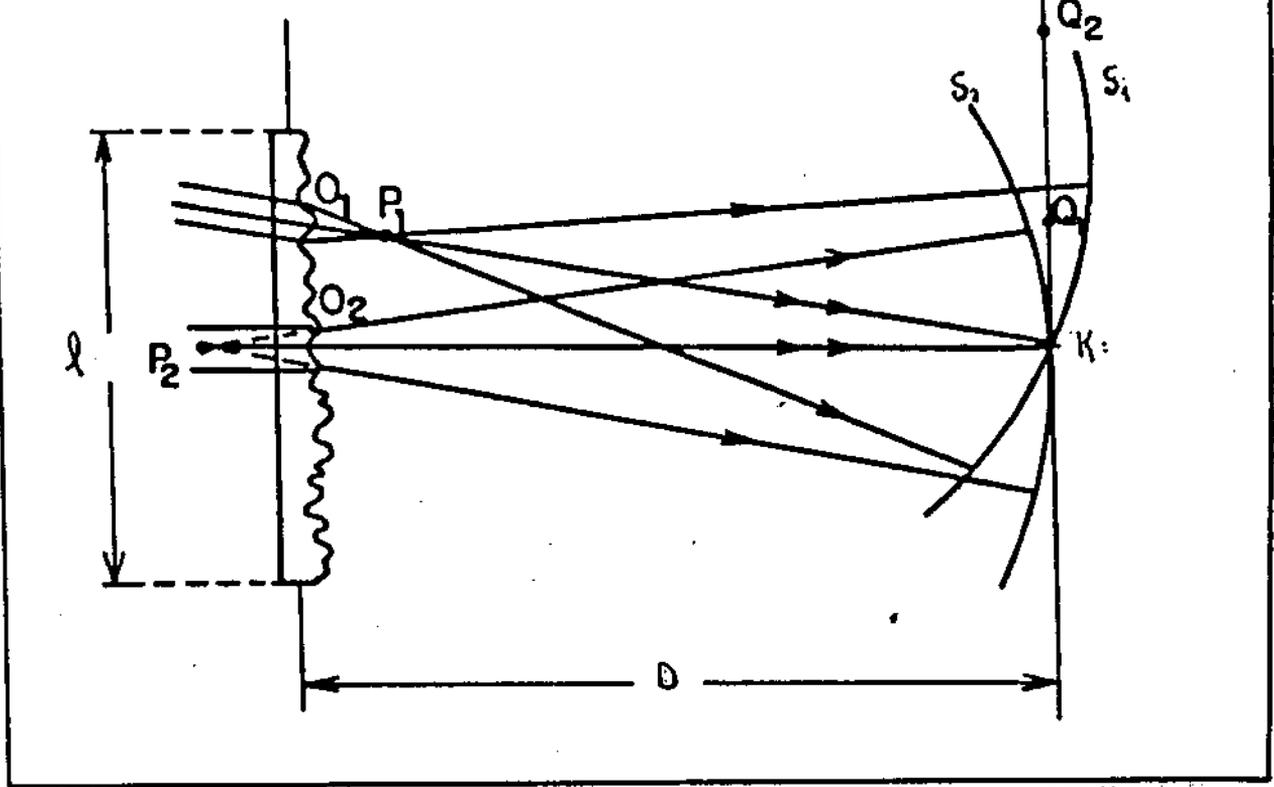
4



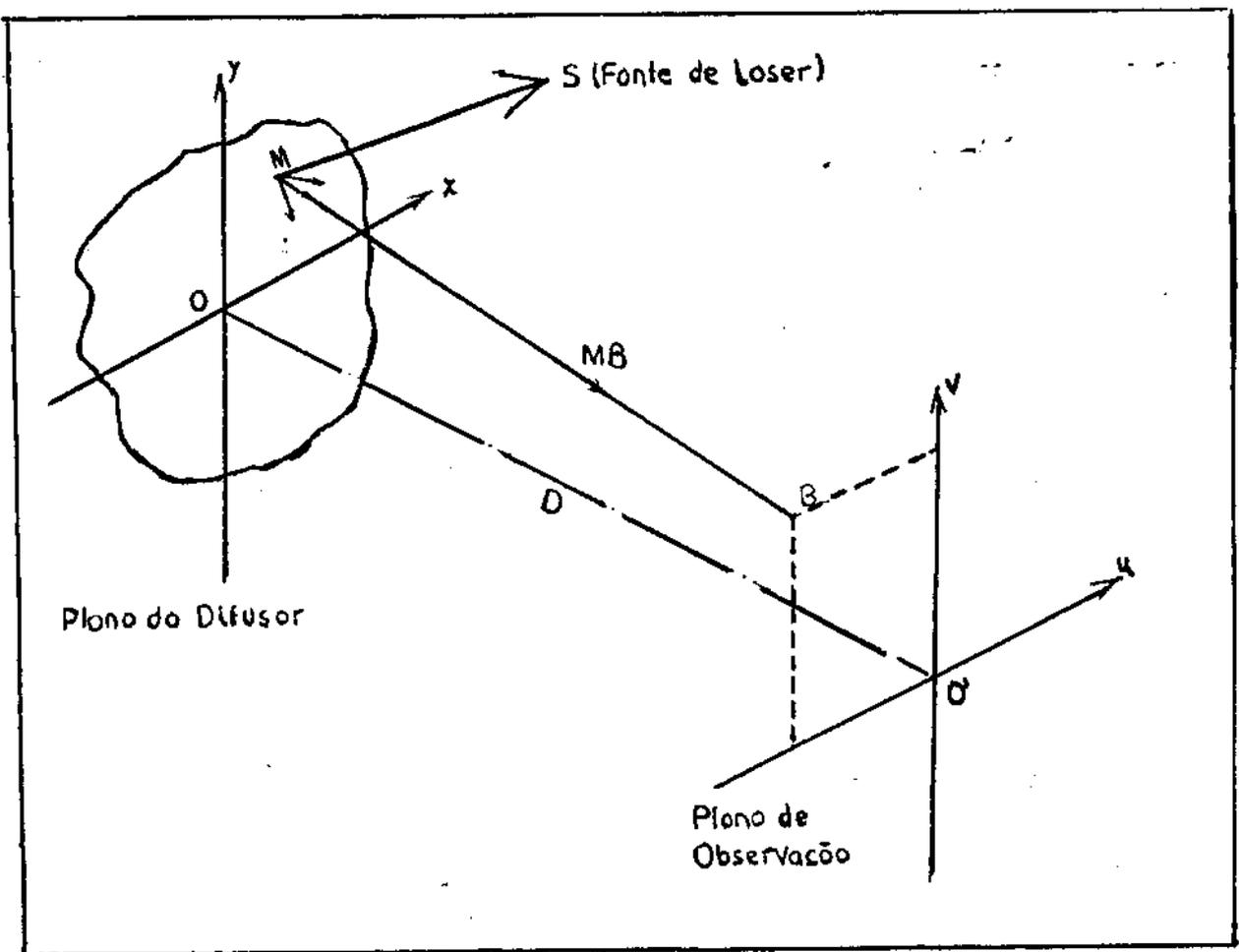
5



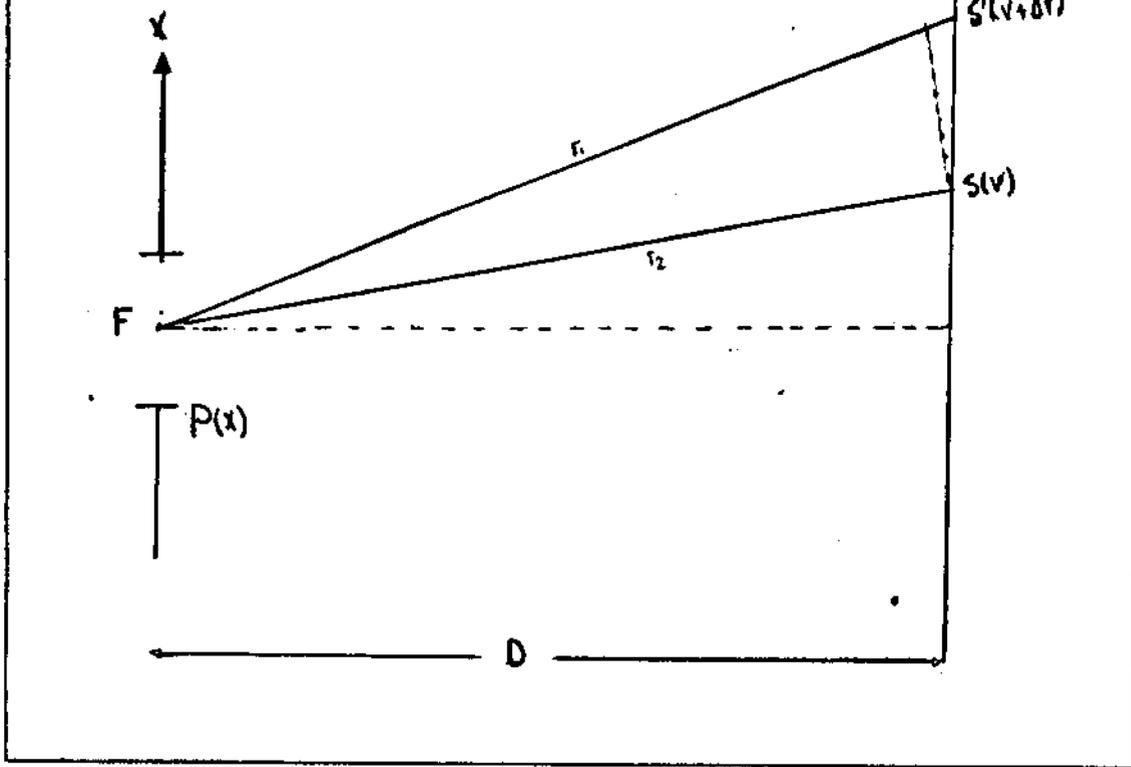
6



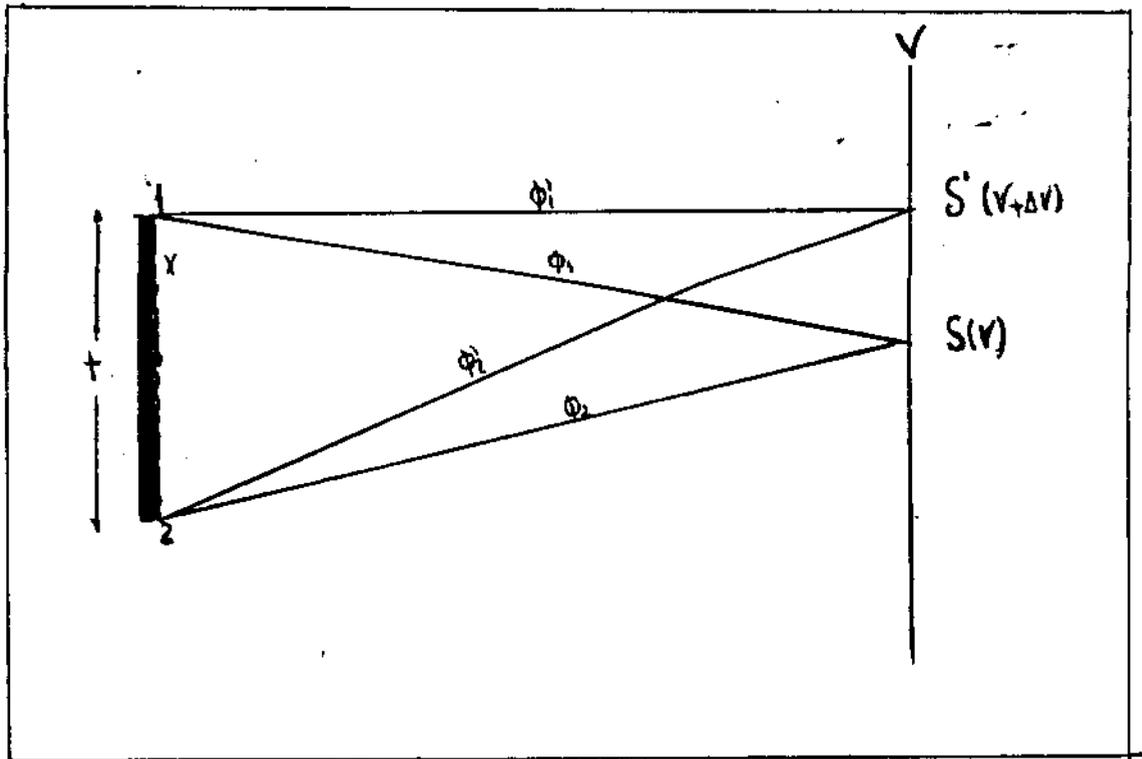
7



8

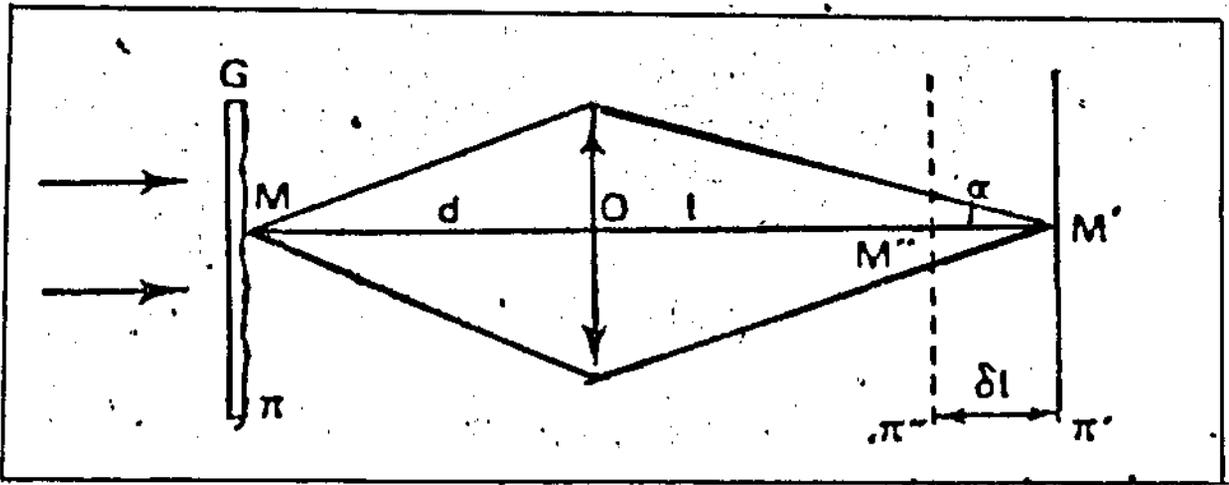


9

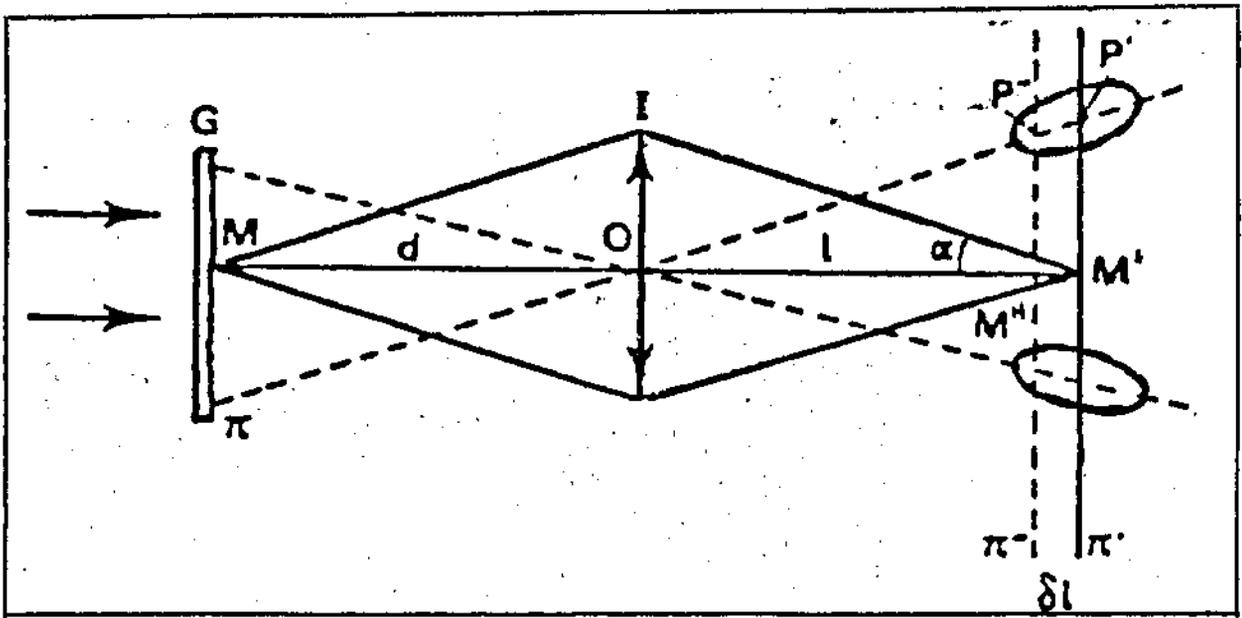


10

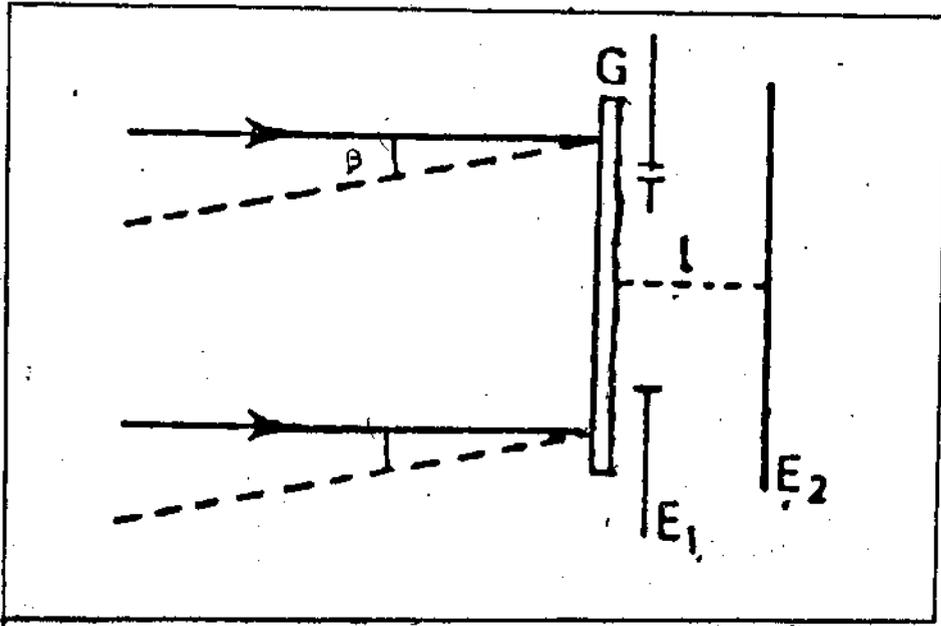




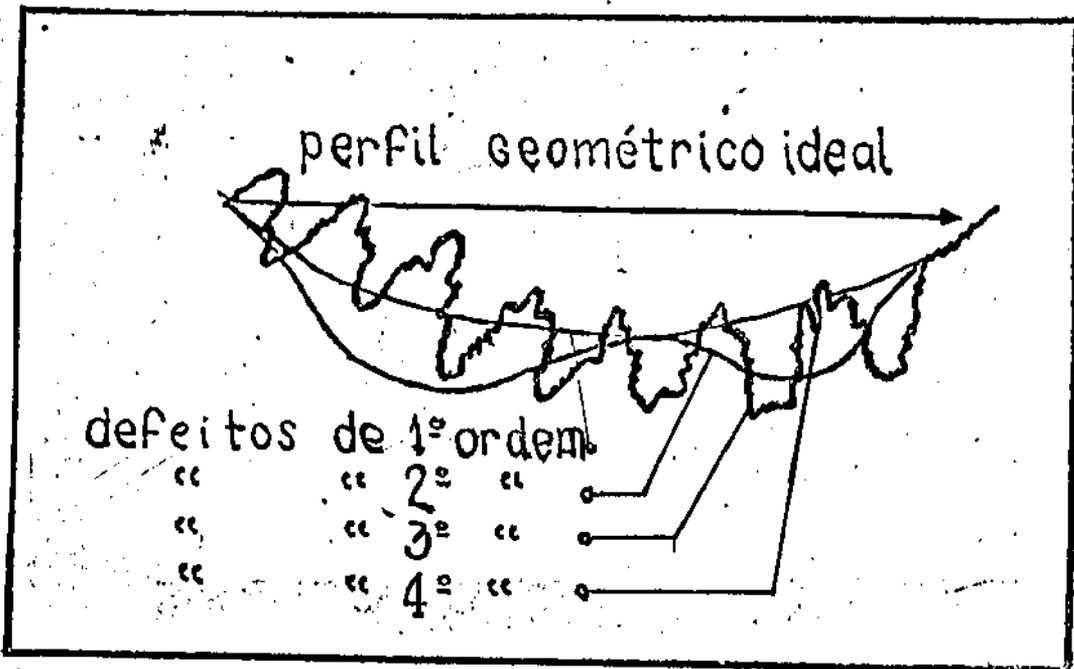
13



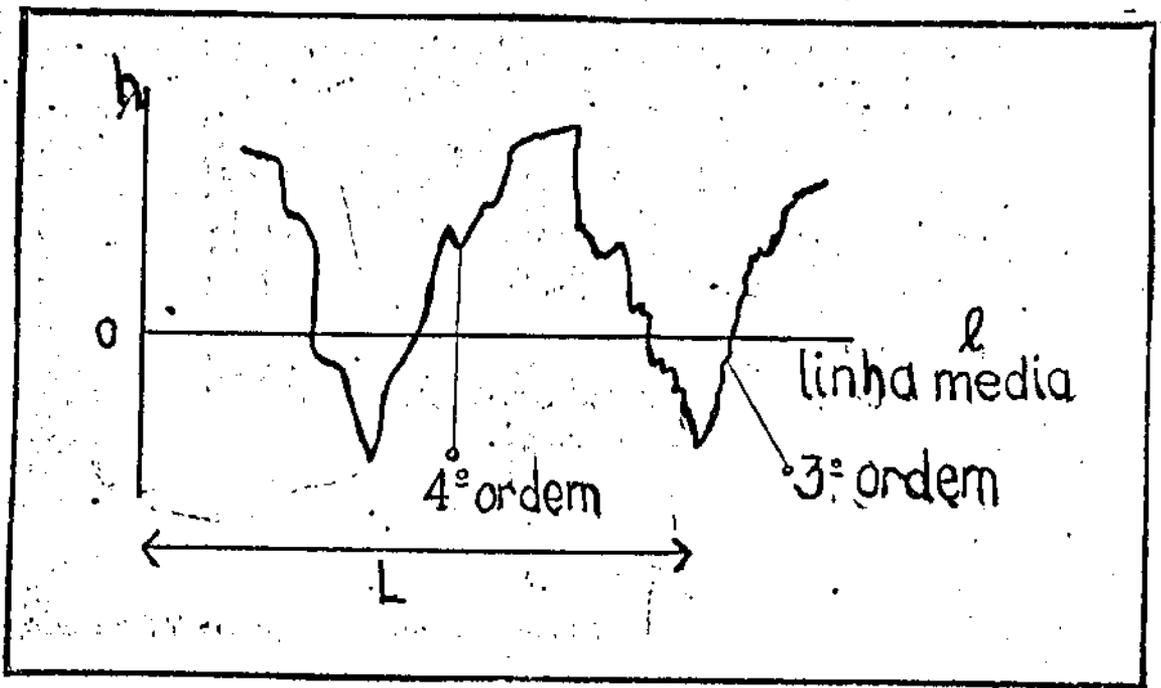
14



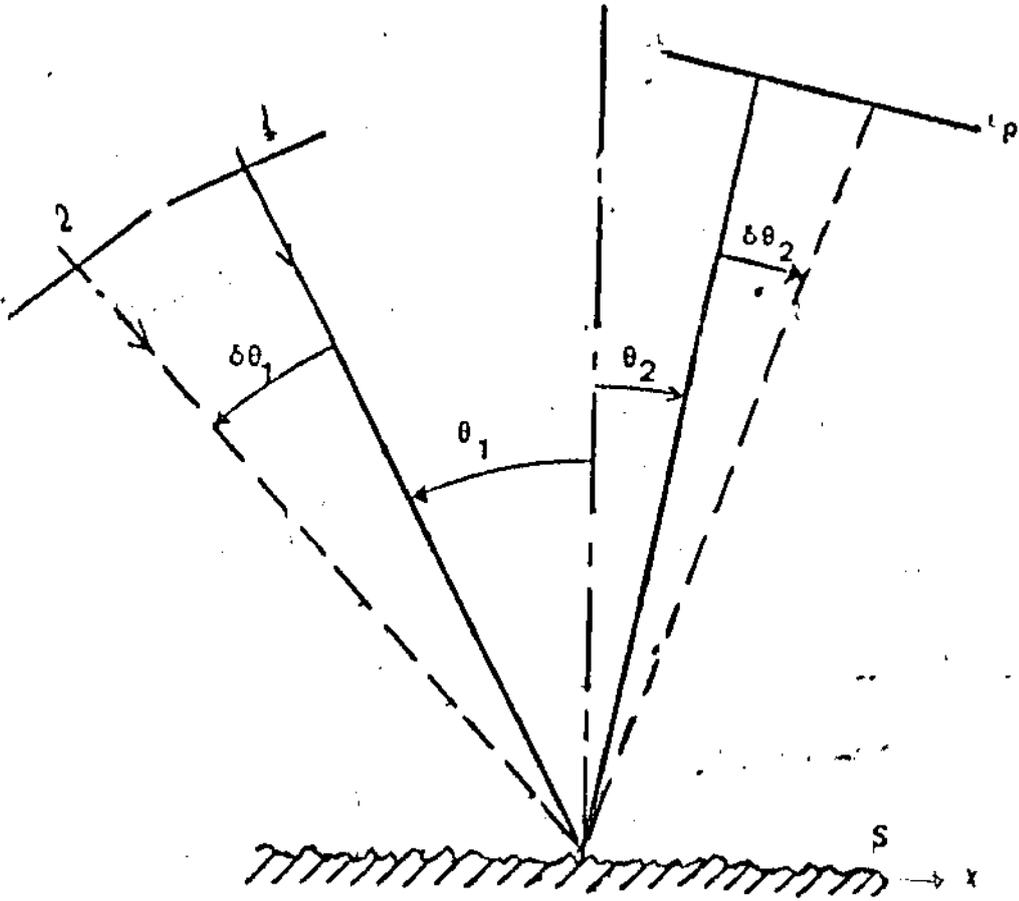
15



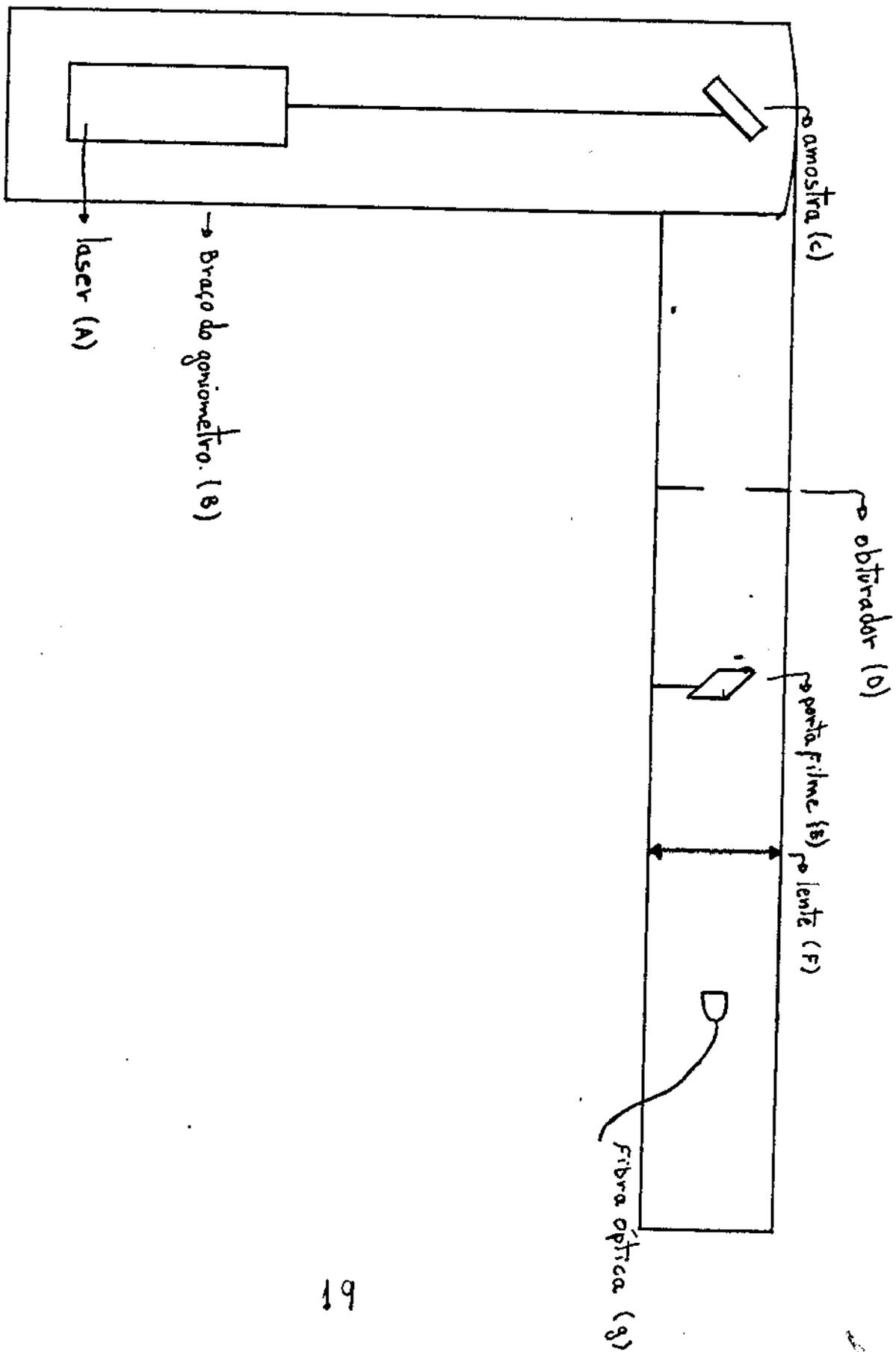
16

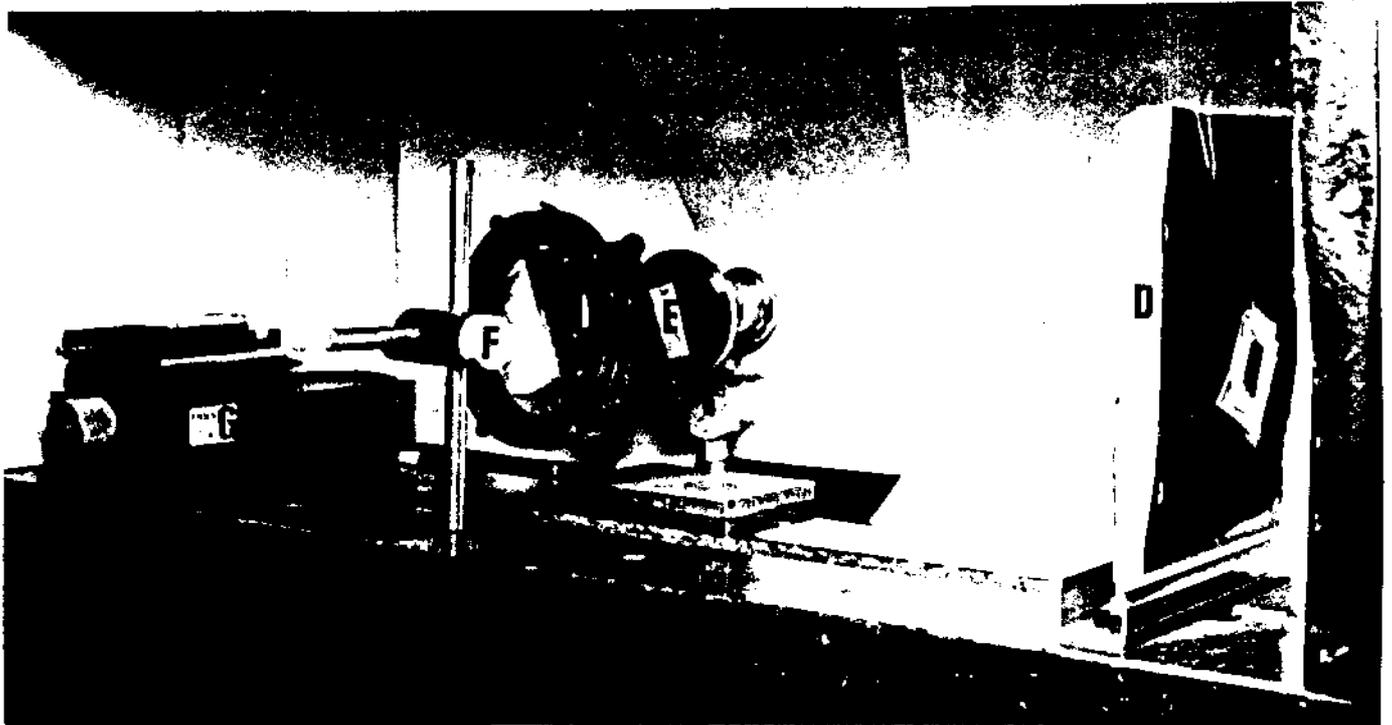
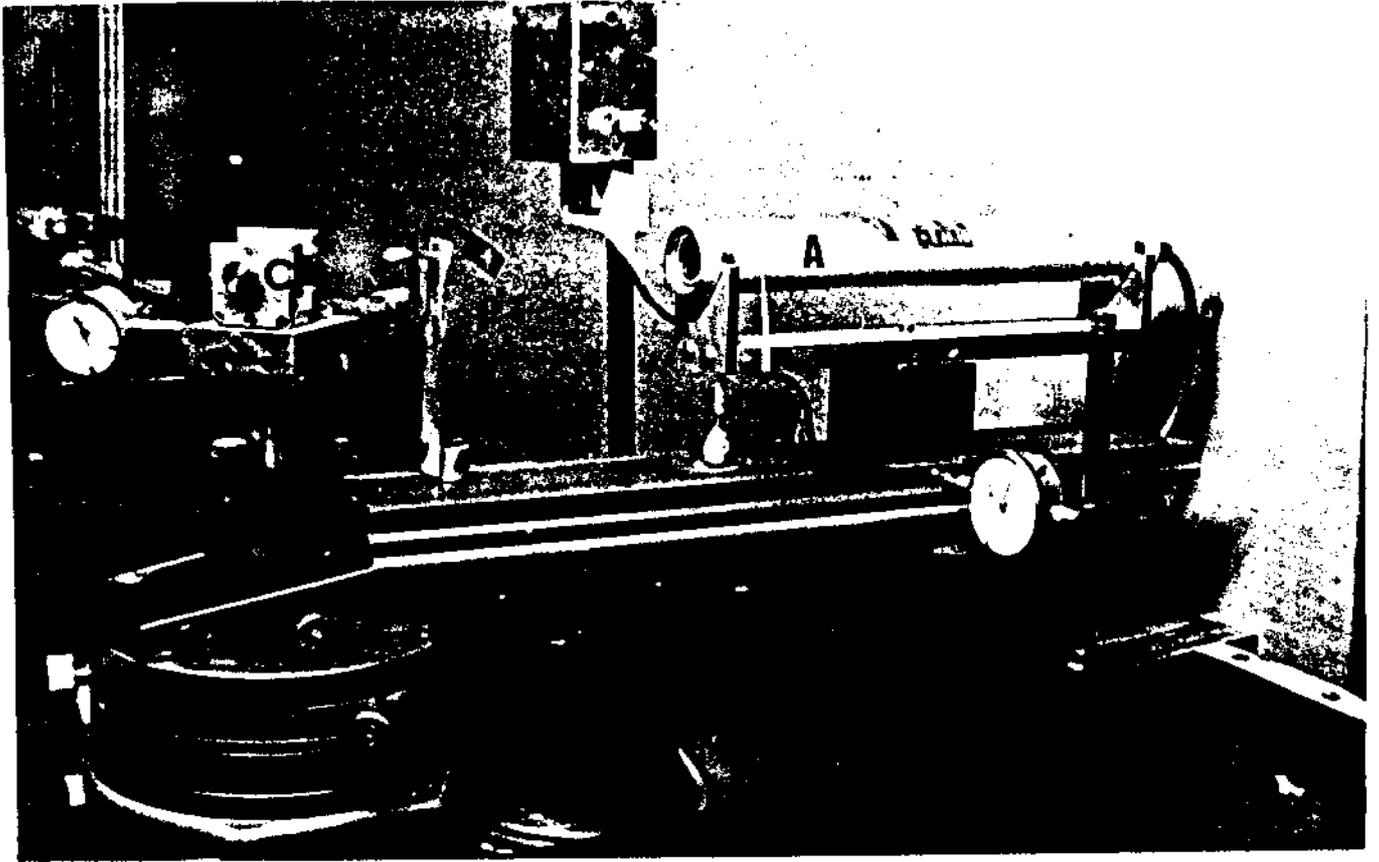


17

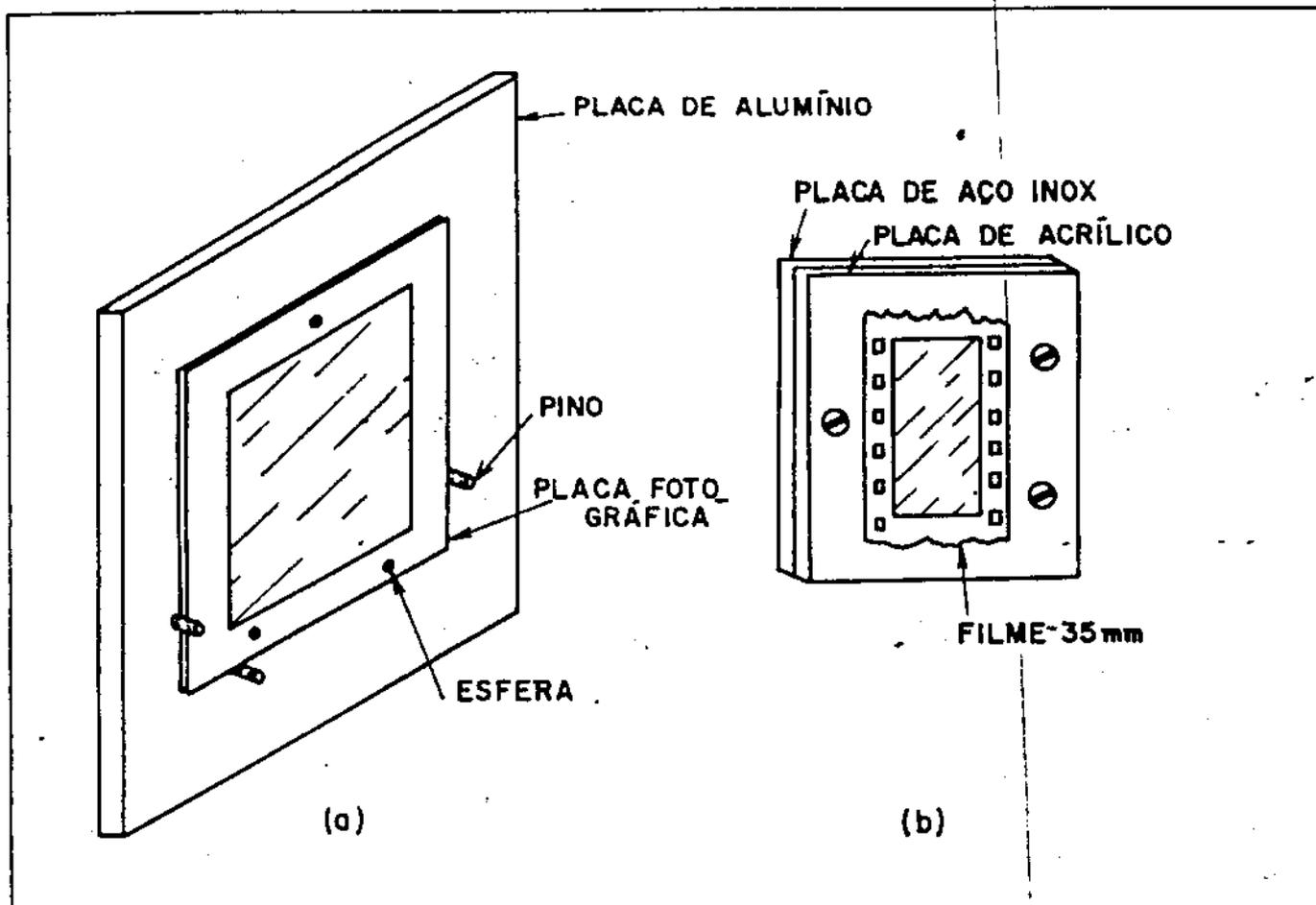


18

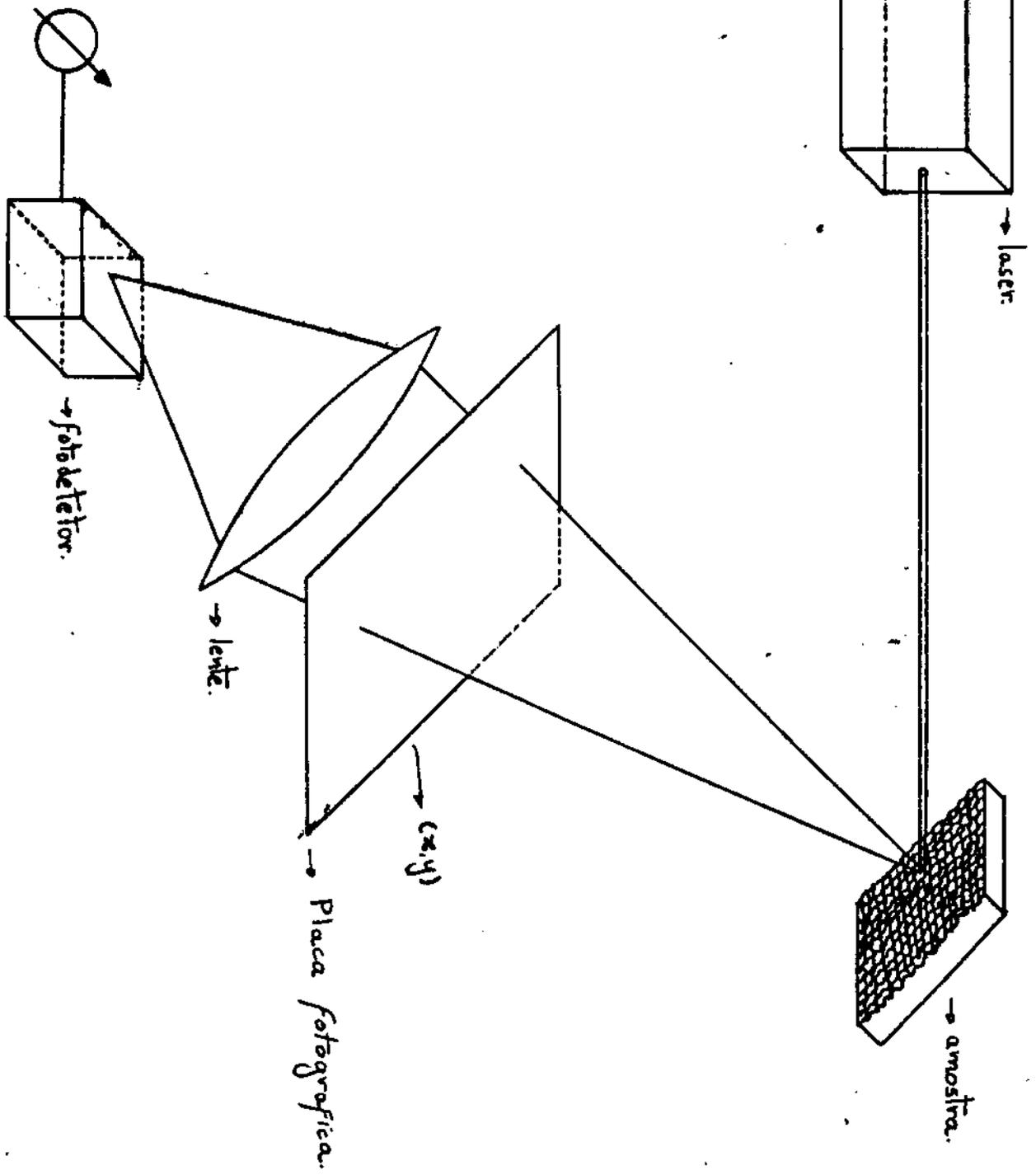


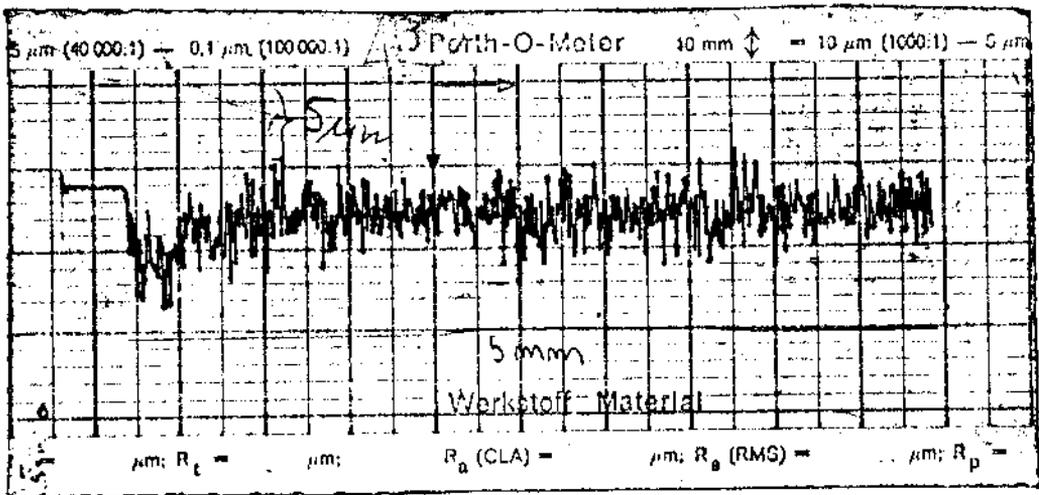
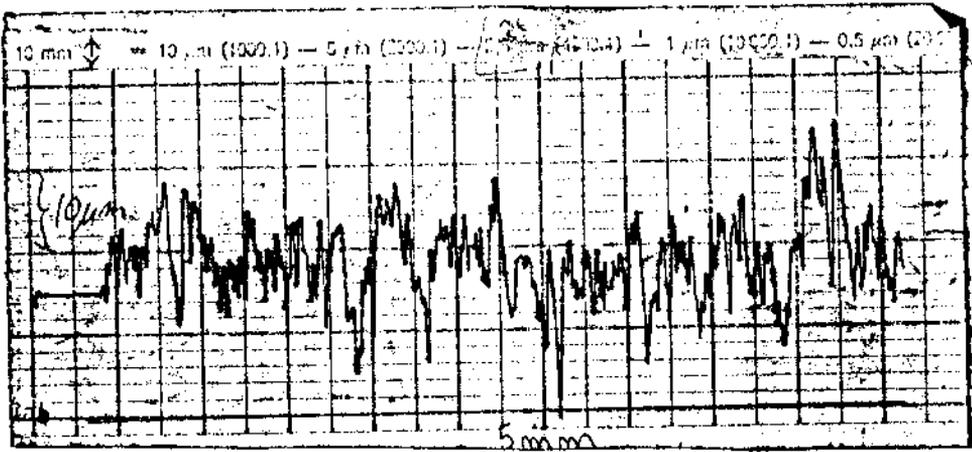
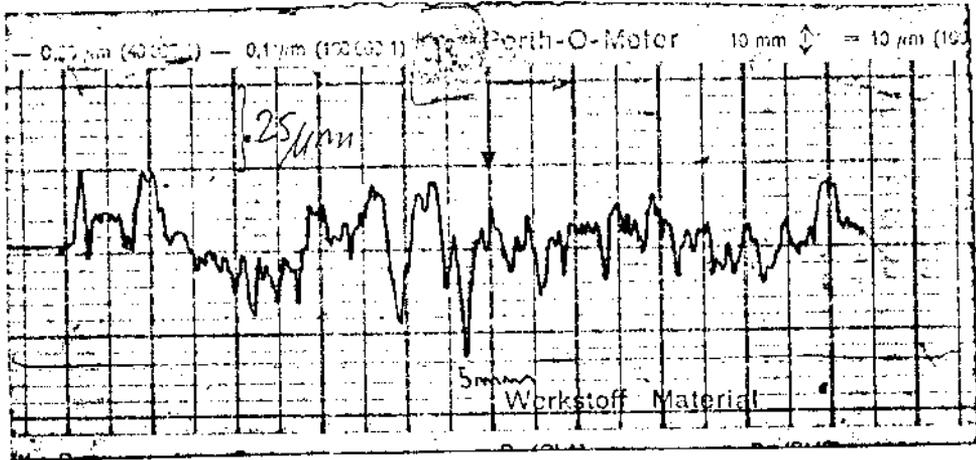


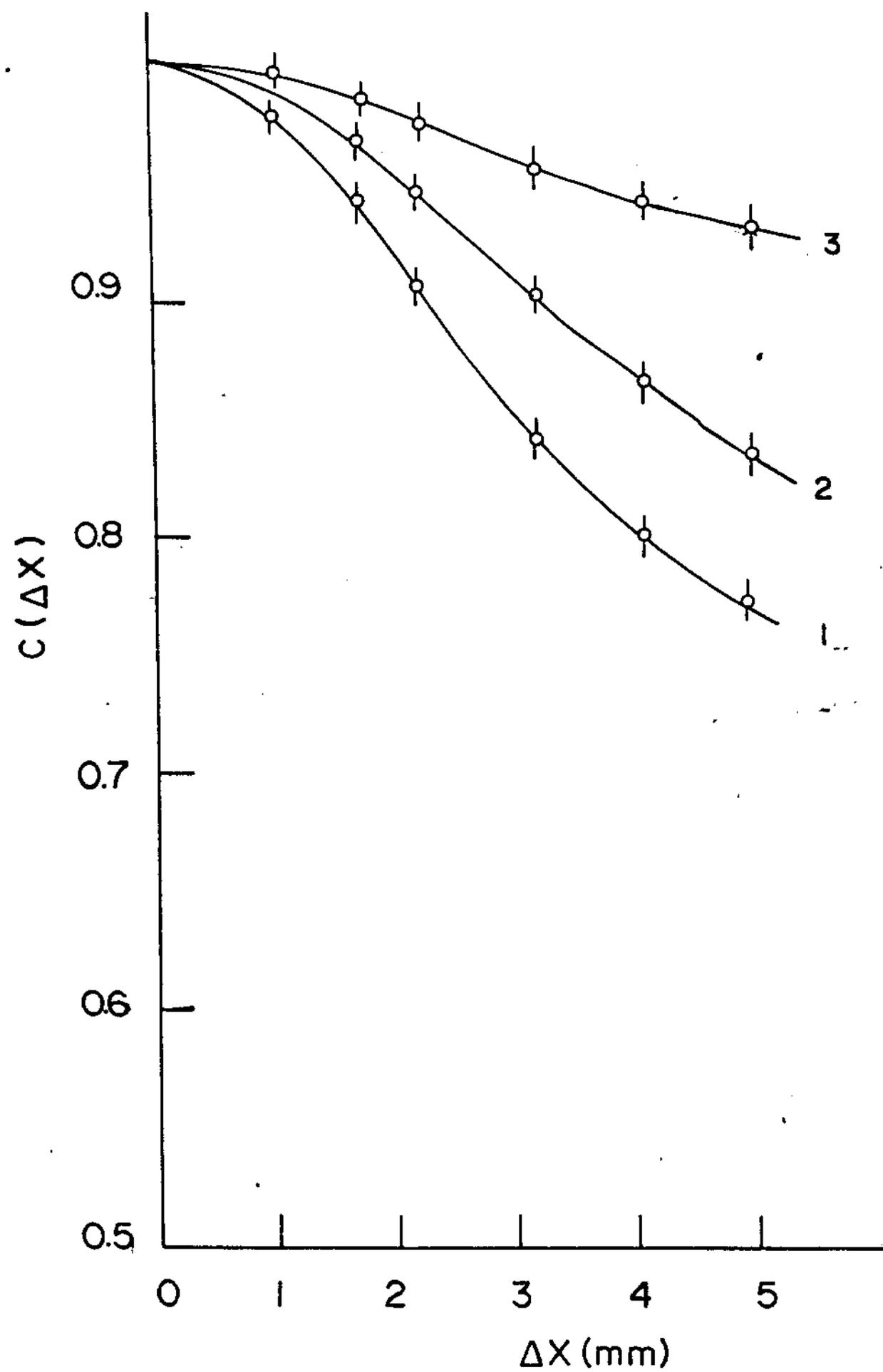
20



21









25

## BIBLIOGRAFIA

- 01) Grant R. Fowles, "Introduction to Modern Optics  
Rinehart Winston (1975).
- 02) J.W. Goodman, "Introduction to Fourier Optics"  
Mc. Graw-Hill (1968).
- 03) J.J. Lunazzi, Apostila "Á óptica de Fourier e a Filtragem de Imagens" - UNICAMP (1978).
- 04) M. Françon "Laser Speckle and Applications in Optics",  
Academic Press (1979).
- 05) H.H. Hopkins e H.J. Tiziani, "Speckling in Diffraction Patterns  
and Optical Images Formed with Laser" Proc. Int. Symp. Hologr.  
Besançon (1970).
- 06) L.I. Goldfisher "Autocorrelation Function and Power Spectral Density  
of Laser Produced Speckle Patterns" J. Opt. Soc. Am. 55,  
247 (1965).
- 07) J.W. Goodman, "Some Fundamental Properties of Speckle" L. Opt.  
Soc. Am. 66, 1145 (1976).

- 08) J.W. Goodman, "Statistical Properties of Laser speckle Patterns" in Laser Speckle and Related Phenomena (J.C. Dainty ), Springer Verlag, Berlin and New York (1975).
- 09) M.L. Roblin, Apostila de Curso "Speckle" - UNICAMP (1980).
- 10) M. Muramatsu, "Correlação de Granulado óptico por Técnicas Fotográficas" (tese doutorado) USP (1985).
- 11) J.J. Lunazzi, "Holographic Projection of Speckle Patterns Applied to Remote Metrology" J. Optics (Paris), Vol. 10, nº 4, p. 245, (1979).
- 12) O. Leger and J.C. Pèrrin "Optical Surface Roughness Determination Using Speckle Correlation Technique" - Applied Optics, Vol. 14 nº 4, April (1975).
- 13) G. Groh, "Engineering Uses of Laser Produced Speckled Patterns" Symp. Eng. Uses Holography, p.483, Cambridge Univ. Press, London and New York (1970).
- 14) G.P. Weigelt "Real Time Measurement of the Motion of Rough Object by Correlation of Speckle Patterns", Opt. Commun. 19, 223 (1976).
- 15) N.G. Gaggioli "Propriedades Estadísticas Del Seckle Producido con Luz Parcialmente Coherente", Optica Pura y Aplicada"Vol.13 (1980).

- 16) Hiroshi Fujii and Toshimotsu Asakura, "Roughness Measurements of Metal Surfaces Using Laser Speckle" J. Opt. Soc. Am. Vol.67, nº 9 September (1977) .
- 17) H.Fujii, T.Asakura and Y.Shindo "Measurements of Surface Roughness Properties by Mean of Laser Speckle Techniques" Optics Communications Vol. 16, nº 1 January (1976).
- 18) H.Fujii and T.Asakura "Effect of Surface Roughness on Statistical Distribution of Image Speckle Intensity" Optics Communications Vol.11, nº 1 May (1974).
- 19) Robert A.Sprague "Surface Roughness Measurement Using Light Speckle" Applied Optics, Vol.11, nº 12 December (1972).
- 20) R.D. Bahuguna and D. Malacara "Speckle Motion the Apparent Source Position for Plane Diffuser" Josa Communications November (1983).
- 21) Bernd Ruffing and Jurgen Fleischer "Spectral Correlation of Partially or Fully Developed Speckle Patterns Generated by Rough Surface "J. Opt. Soc. Am. Vol.66, nº 10 October (1985).
- 22) Hans M. Pedersen "Theory of Speckle Dependence on Surface Roughness" J. Opt. Soc. Am. Vol. 66 nº 11, November(1946).
- 23) Elsa N. Hogert "Contribuição al Estudio de Superfícies Rugosas Mediante el Metodo de Correlação de Speckle" Tesis Licenciatura

em Ciencias Físicas, Univ. Buenos Aires, abril (1983).

- 24) E. Maron "Engineering Uses of Laser Produced Speckle Patterns"  
Symp. Eng. Uses Holography, p. 237, Cambridge Univ. Press, London  
and New Yorks (1970).
- 25) Gaskill "Linear Systems Fourier Transforms, and Optics" John  
Wiley, (1978).
- 26) J.J. Lunazzi "Advantages of a Derivative Technique in Performing  
Speckle Correlations". Appl. Opt. 23, 3038 (1984).
- 27) M. Muramatsu, J.J. Lunazzi "Absolute Speckle Correlation by  
Photographical Means", Proc. of the 13<sup>o</sup> Meeting of the Interna-  
tional Commission for Optics, ICO XIII, Horaldo, Japan (1984).
- 28) P. Beckman and A. Spizzichino "The Scatering of Electromagnetic  
Waves from Rough Surfaces ", Macmillan . CO .N.Y (1963).
- 29) I. Yamaguchi and S. I. Komatsu "Theory and Applications of Dina-  
mic Laser Speckle Due Plane Object Motion" Optica Acta, Vol.24  
n<sup>o</sup> 7, 705 (1977).
- 30) D. Leger and J. C. Perrin "Real-Time Measurement of Surface Roug-  
hness by Correlation of Speckle Patterns" J.Opt. Soc. Am, Vol.66  
n<sup>o</sup> 11, November (1976).