

Capítulo 4 Interferometria

4.1 Introdução

(a) Onda luminosa

A luz (onda luminosa) consiste numa onda eletromagnética, ou seja, é resultante da combinação de um campo elétrico E com um campo magnético H , campos estes que sofrem alteração periódicas e se propagam no espaço. Uma particularidade das ondas luminosas é o fato de que E é ortogonal a H e ambos ortogonais à direção de propagação, donde se diz que as ondas luminosas são ondas transversais. Outra característica importante da onda luminosa é que a relação entre os módulos de E e H é constante:

$$\frac{|E|}{|H|} = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \quad (4.1) \quad , \text{ onde } \mu: \text{ permeabilidade magnética do meio e } \epsilon: \text{ permeabilidade elétrica do meio.}$$

Representação de E e H

$$|E(x, y, z)| = k_E \cos[\omega t + \phi(x, y, z)] \quad (4.2)$$

$$|H(x, y, z)| = k_H \cos[\omega t + \phi(x, y, z)] \quad (4.3)$$

A intensidade luminosa detectada é dada a rigor pela intensidade do vetor resultante da combinação de E e H , mas como a frequência de vibração de uma onda luminosa é extremamente alta ($\sim 10^{15}$ Hz, no caso de luz visível) algum sensor que detecte esta luz, irá detectar somente a seguinte média temporal da combinação.

$$I = |E \cdot H| \frac{1}{T_0} \int_0^{T_0} \cos^2(kr - \omega t) dt = \frac{1}{2} |E||H| = \frac{1}{2} \epsilon \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} |E|^2 = k |E|^2 \quad [W/m^2] \quad (4.4)$$

onde, k é o vetor direção de propagação, r o vetor posição no espaço

(b) Fontes coerentes de luz

No caso de uma luz coerente, é possível identificar claramente uma frente de onda, ou seja, se supormos que a luz que sai da fonte é composta por uma infinidade de pequenas ondas, na fonte coerente, todas as pequenas ondas terão a mesma frequência e ainda, um lugar geométrico de forma bem definida, poderá ser identificado unindo-se pontos no espaço onde as pequenas ondas apresentam a mesma fase. Em contraste, se diz que uma fonte não é coerente quando isso que foi dito, não ocorre.

Exemplos: fonte coerente a luz do sol, a luz das lâmpadas comuns a luz de LEDs, etc.
 fonte coerente: fonte puntual, laser (alguns).

A coerência da fonte de luz emprega é um condição necessárias para a interferometria, como ficará mais claro nas explicações posteriores.

4.2 Interferômetro de Michelson

Na Figura ao lado, suponha que exista uma fonte coerente que emite um feixe na direção horizontal. Este feixe atinge o elemento óptico denominado, divisor de feixe (beam splitter) que divide o feixe incidente em dois feixes, ou seja, uma parte do feixe é refletido e prossegue em direção ao espelho fixo e a outra parte, sofre uma pequena refração e prossegue em direção ao espelho móvel. Após serem refletidos pelos espelhos correspondentes, os feixes retornam ao divisor de feixe e cada um sofre uma nova subdivisão. Aqui nos interessa somente as partes dos feixes que prosseguem em direção à tela. Chamaremos à parte do feixe que sai da fonte que passa pelo espelho fixo de feixe de referência, e a outra parte, que passa pelo espelho móvel de feixe de medição. O feixe de referência percorre as distâncias l_1 , $2 \times l_2$ e l_4 , e o feixe de medição, as distâncias l_1 , $2 \times l_3$ e l_4 . A diferença entre as distâncias percorridas por cada feixe $\Delta l = (l_1 + 2l_2 + l_4) - (l_1 + 2l_3 + l_4)$. Lembremos agora que podemos representar os feixes da seguinte forma na forma de onda:

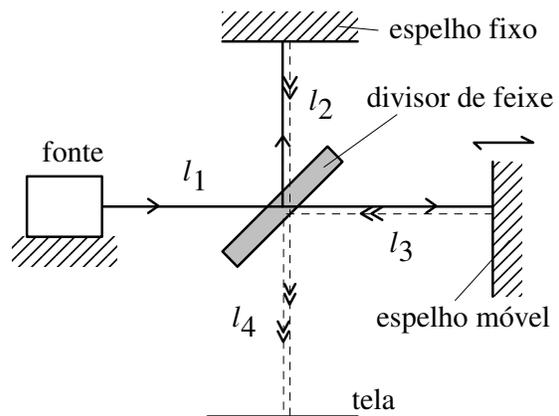


Figura 4.1 Interferômetro de Michelson

$$L_{ref} = A_r \cos(\omega t + \phi_r) \quad (4.5) \quad L_{med} = A_m \cos(\omega t + \phi_m) \quad (4.6)$$

Sob a tela teremos uma superposição destas duas ondas, ou seja:

$$\begin{aligned} L_t(\text{tela}) &= L_{ref} + L_m = A_r \cos(\omega t + \phi_r) + A_m \cos(\omega t + \phi_m) = \\ &= A_f 2 \cos\left(\frac{2\omega t + \phi_r + \phi_m}{2}\right) \cos\left(\frac{\phi_r - \phi_m}{2}\right) = A_f 2 \cos\left(\omega t + \frac{\phi_r + \phi_m}{2}\right) \cos\left(\frac{\phi_r - \phi_m}{2}\right) \end{aligned} \quad (4.7)$$

(Por simplicidade, foi assumido que $A_{ref}=A_m=A_f$).

$$\text{Intensidade da luz observada na tela: } I = k \cos^2\left(\omega t + \frac{\phi_r + \phi_m}{2}\right) \cos^2\left(\frac{\phi_r - \phi_m}{2}\right) \quad (4.8)$$

Dado que ω é um valor extremamente grande (da ordem de 10^{15} Hz em termos de frequência), o segundo termo da multiplicação pode ser considerado um termo constante \hat{I} . Nisso, observe que a intensidade dependerá somente da diferença de fase entre os dois feixes. Mas, como ambos os feixes se propagam num mesmo meio, e portanto com a mesma velocidade, a fase poderá ser dado por $2\pi l/\lambda$, onde l é a comprimento do caminho percorrido pelos feixes.

$$I = k\hat{I} \cos^2\left(\frac{\pi(l_r - l_m)}{\lambda}\right) \quad (4.9)$$

o que em termos de deslocamento do espelho móvel Δx , pode ser reescrito da seguinte forma:

$$I = k\hat{I} \cos^2\left(\frac{\pi[l_r - (l_r + \Delta l + 2\Delta x)]}{\lambda}\right) = k\hat{I} \cos^2\left(\phi_k - \frac{2\Delta x}{\lambda}\right) \quad (4.10)$$

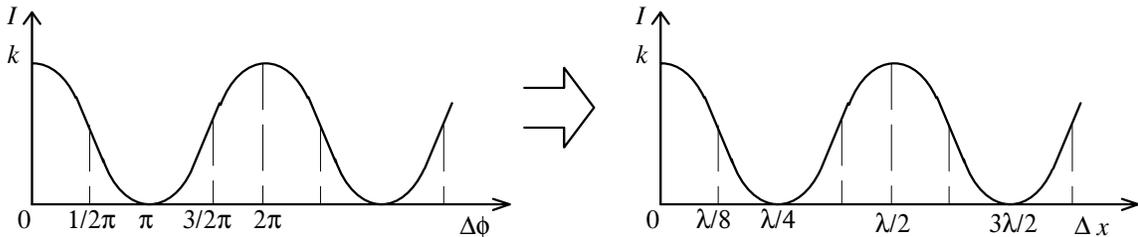


Figura 4.2 Intensidade em função da diferença de fase e do comprimento do caminho de luz.

Fica claro, a estas alturas que, se o comprimento de onda da luz utilizada (λ) é conhecido, é possível identificar qual foi o deslocamento do espelho móvel (Δx), com base na intensidade observada diretamente pelo olho ou por meio de um sensor fotoelétrico. Por exemplo, considere que a fonte de luz é um laser de He-Ne, de $\lambda=0.64\mu\text{m}$. Ao deslocarmos o espelho móvel de uma determinada distância, observou-se que o ponto luminoso na tela "piscau" tres vêzes (claro→escuro→claro→escuro→claro→escuro→claro). Pela figura 4.2 verificamos que isso corresponde a um $\Delta x=3(\lambda/2)$, ou seja, $\Delta x=3(0.64/2)=0.96\mu\text{m}$.

O grande problema deste interferômetro é o fato de não permitir identificar, somente pela observação da interferência, da direção do movimento. Este problema é resolvido pela montagem da figura seguinte, com a utilização de um espelho fixo contendo um degrau de altura igual $\lambda/4$ e a utilização de dois fotodetectores (PD1 e PD2) cada um deles imediatamente abaixo de um dos lados do degrau. De acordo com a direção do movimento do espelho móvel, a fase do sinal de saída de PD1 em relação ao do PD2, adianta ou atrasa de $\pi/4$. Basta então empregar um circuito lógico semelhante aos utilizados em *encoders* para obter pulsos de incrementar ou pulsos de decrementar.

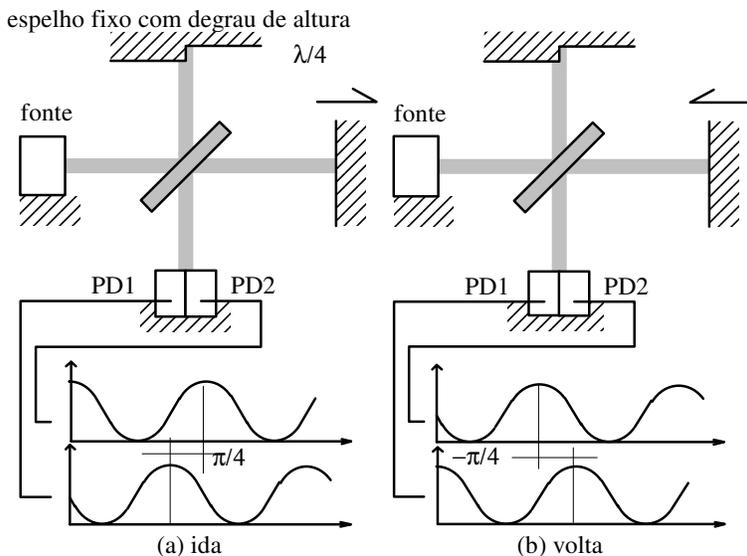
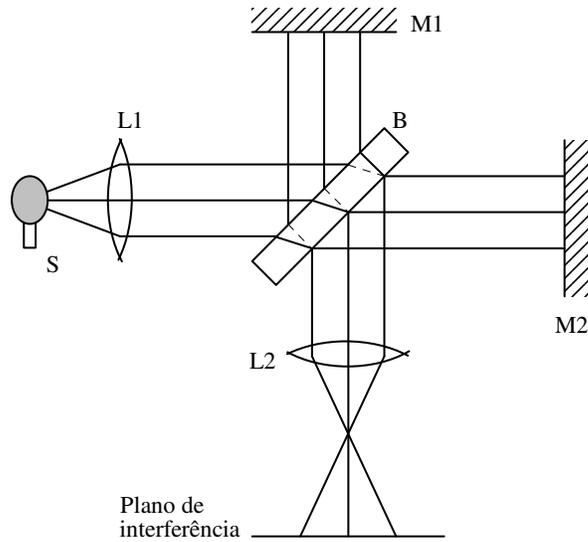


Figura 4.3 Montagem para identificação da direção de movimento

EXERCÍCIO 4.1 Pesquisar o ocircuito mencionado acima que, envia pulsos para a entrada + do contador e mantém em zero a entrada - do contador, quando o movimento se dá para a direita e o inverso ocorre quando o movimento se dá para a esquerda.

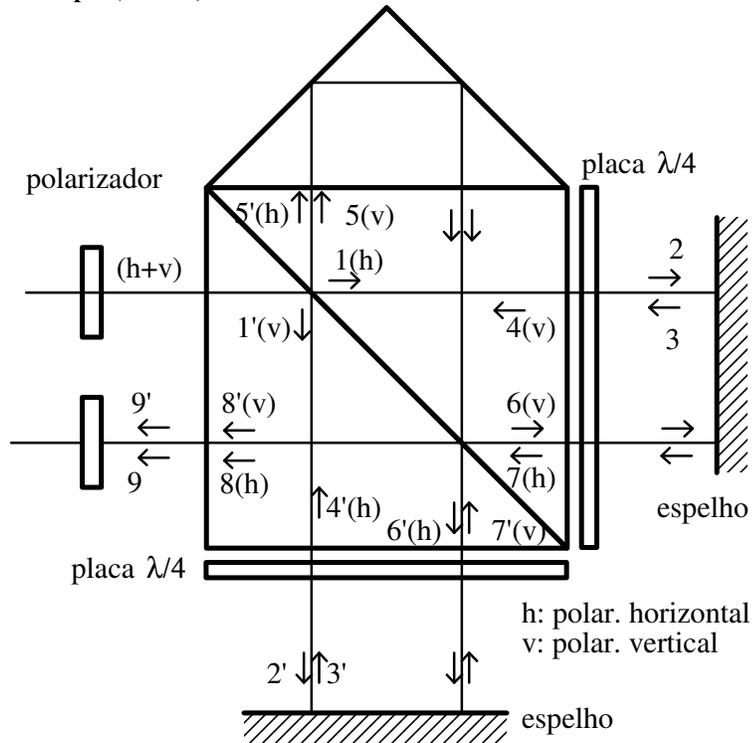
4.3 Interferômetro de Twyman-Green

Figura 4.3 Interferômetro de Twyman-Green



4.4 Interferômetro de caminho duplo (Bennet)

Figura 4.4 Interferômetro de Bennet



4.5 Interferômetro moderno (HP, Wyko, Zygo)

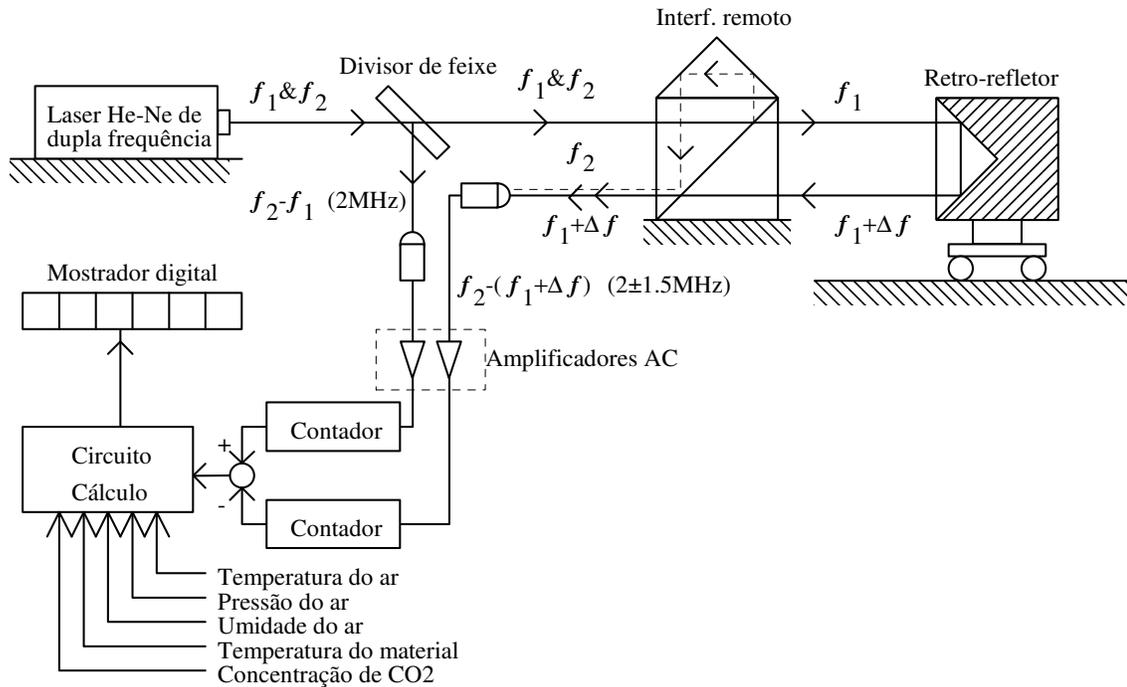


Figura 4.5 Interferômetro moderno (por efeito Doppler)

Este interferômetro utiliza uma fonte de laser do tipo Zeeman, que emite simultaneamente um feixe com polarização horizontal e outra com polarização vertical, sendo que cada um deles apresenta uma frequência distinta (f_1 e f_2). Independente da polarização, como f_1 e f_2 são frequências próximas, as duas luzes se interferem produzindo um batimento, ocorrendo interferência destrutiva a cada 1.25×10^8 ciclos. O feixe, constituído por laser de dois tipos, atinge o divisor de feixes e aí, parte da luz é desviada em direção ao fotodetector 1 (PD1). No PD1, a luz "pisca" com uma frequência de 2MHz e por conseguinte é gerado um sinal elétrico de mesma frequência.

A outra parte da luz que atravessa o divisor, segue em direção a um interferômetro remoto, que faz com que parte da luz com frequência f_2 seja refletido de volta em direção a um segundo fotodetector (PD2) e a outra parte, com frequência f_1 , incide sobre um retrorefletor, instalado sobre o objeto da medição. O retrorefletor quando em movimento, faz com que a luz com frequência f_1 seja refletido de volta com uma frequência alterada, $f_1 + \Delta f$ ($\sim 3.3 \text{MHz}/(\text{m/s})$), de acordo com a velocidade do objeto, segundo o efeito Doppler.

No interferômetro remoto, as duas luzes, que outrora foram separadas, são combinadas novamente e ambas caminham em direção ao PD2. Assim como no PD1, a luz "pisca" no PD2, só que neste caso, com uma frequência que varia (0.5 a 3.5 MHz) de acordo com o efeito Doppler que a luz de frequência f_1 sofreu.

Ambos os sinais são amplificados e enviados a um contador e os resultados subtraídos.

Ex.: movimento de 1cm/s dá origem a 33.000 contagens, com uma resolução de medição de $3 \times 10^{-7} \text{m}$.

Vantagens:

- permite a utilização de um amplificador ac, mais confiável
- não há ambiguidade na direção do movimento
- medição de distância mais velocidade
- o interferômetro remoto reduz problemas com deformação térmica
- possibilidade de ser adaptado para medição de: comprimento, planicidade, retilinidade e perpendicularidade a grandes distâncias (até 200m).

Na figura, ainda estão indicadas entradas de leituras de sensores que monitoram o estado do meio ambiente e o material em medição. Dada à precisão extremamente elevada deste tipo de interferômetro, alterações no índice de refração do ar, causados por variações na temperatura ambiente, umidade relativa do meio, pressão atmosférica e concentração de CO2, podem alterar a frequência do laser utilizado na medição e com isso prejudicar consideravelmente a precisão de medição. Ainda valores como a própria temperatura ambiente ou temperatura do

material do objeto podem originar erros de medição devido à dilatação ou contração térmica do próprio objeto em medição ou de dimensões básicas do interferômetro. Monitorando-se todas estas variáveis, é possível compensar o resultado da medição, contra os efeitos das alterações destas variáveis.

4.6 Medição angular

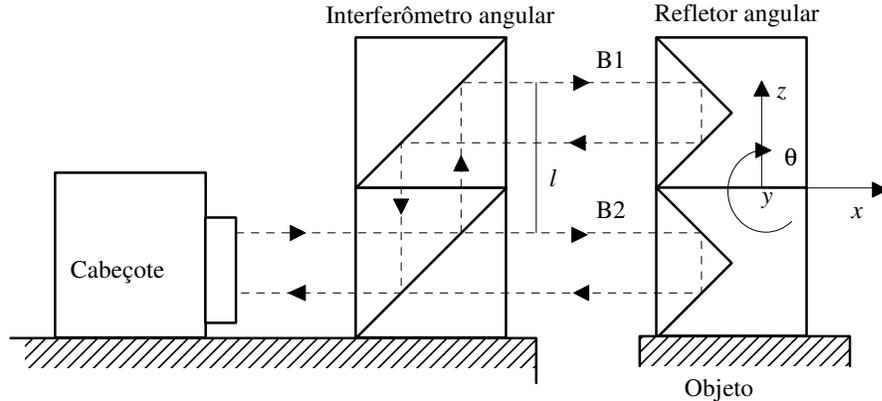


Figura 4.6 Montagem para medição angular

Utilizando a mesma fonte de laser da Fig. 4.5, a montagem é feita com um interferômetro angular (um refletor montado sobre um divisor de feixe polarizador) e um refletor angular (dois retro-refletores empilhados). No divisor de feixe o laser proveniente da fonte é dividido, sendo que uma parte (B1) é dirigido para o retro-refletor superior e a outra parte (B2), para o retro-refletor inferior. Quando ocorre uma rotação do objeto, por exemplo conforme mostra a figura, o caminho médio percorrido por B1 aumenta enquanto o caminho médio percorrido por B2 diminui. B1 e B2 são recombinados no interferômetro angular e a diferença entre os variações nos caminhos de luz entre B1 e B2 é obtida conforme já mencionado em 4.5. Uma vez obtida a diferença, um circuito divide digitalmente a diferença obtida pela distância l entre B1 e B2, obtendo desta forma o ângulo θ de inclinação do objeto. Observe que neste sistema, a medição angular não é influenciado por movimento na direção x , pois o caminho de luz de B1 e B2 são igualmente alterados. O mesmo vale com relação a movimentos em y ou z , dada às características do sistema óptico. Pela mesma razão, rotações em torno de x ou z também não afetam a medição.

4.7 Medição de retilidade

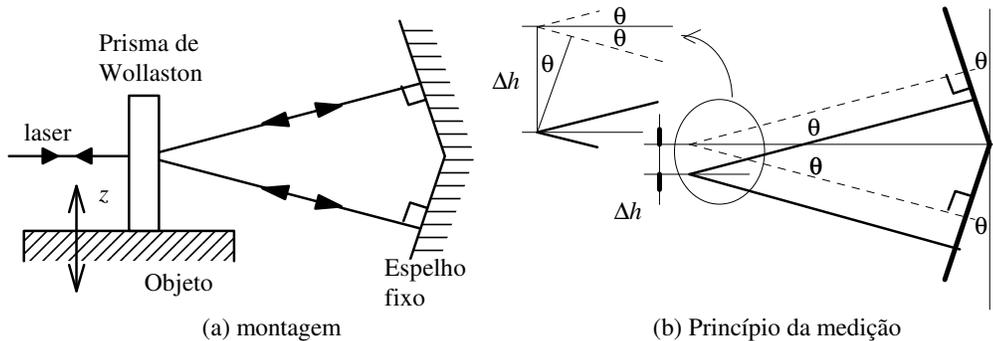


Figura 4.7 Montagem para a medição de retilidade de movimento

Nesta medição são utilizados dois novos elementos ópticos, o prisma de Wollaston e o espelho fixo. O prisma de Wollaston ao receber o laser da fonte da Fig. 4.5, divide-o em dois feixes, um feixe a um ângulo θ acima do eixo óptico principal e outro também a um ângulo θ , mas abaixo do mesmo eixo. Cada um dos feixes se dirige a uma das faces do espelho fixo, espelho este que possui duas faces montadas segundo um ângulo igual a $\pi - 2\theta$. Os dois feixes após a reflexão nas faces do espelho, retornam ao prisma e aí são recombinadas. Quando ocorre um deslocamento do objeto (do prisma) na direção z , conforme mostra a figura (b), surge uma variação Δx no caminho de luz dos dois feixes.

$$\Delta x = 4\Delta h \sin\theta \quad (4.11)$$

(Exemplo: $\Delta x = \lambda/2 \quad \Delta h = \lambda/8 \sin\theta$)

Esse princípio de medição não depende do movimento do objeto em x . Tampouco depende de movimentos de rotação em torno de x , y , ou z , ou movimentos na direção y . Conforme ilustra a Fig.4.8, independentemente da

rotação do prisma, os raios emergem formando um ângulo θ com relação ao eixo principal. A rigor, esta rotação faz com que os raios que emergem sejam transladados verticalmente, mas o erro resultante disso é desprezível.

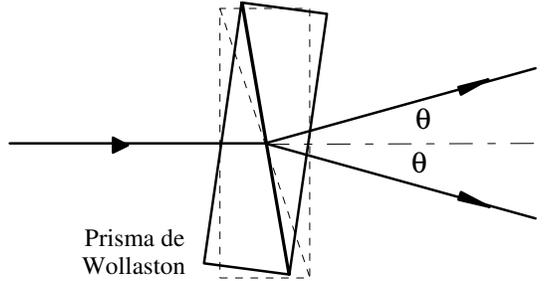


Figura 4.8 Efeito de rotação do prisma

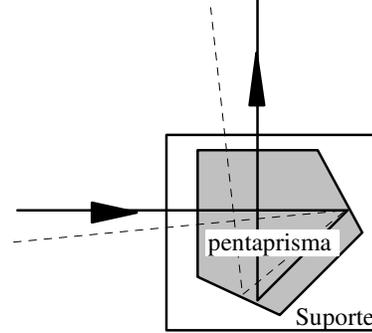


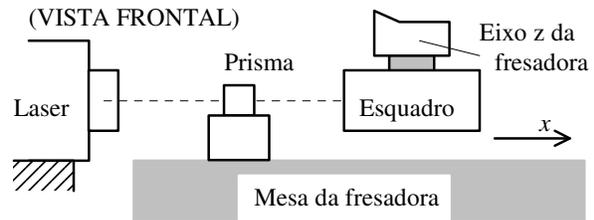
Figura 4.9 Esquadro óptico

4.8 Medição de perpendicularidade

A medição de perpendicularidade é feita com o uso da montagem anterior mais um elemento óptico conhecido como esquadro óptico, na engenharia mecânica, e como pentaprisma, na óptica. Conforme a Fig. 4.9 mostra, qualquer que seja a posição que o raio incide, o esquadro óptico desvia o raio numa direção perpendicular ao raio incidente.

Vamos adotar como exemplo a aferição da perpendicularidade entre os eixos x e y de uma fresadora vertical.

Com o uso do esquadro, é feita primeiramente a montagem da Fig. 4.10, na qual a fonte de laser e o refletor são fixos numa base imóvel e o esquadro no eixo z da máquina. Somente o prisma é fixo à mesa conforme figura. Alinha-se todo o conjunto e realiza-se medição da retilidade do eixo x (erro de movimento na direção y) da máquina.



Em seguida, sem tirar a fonte, o esquadro e o refletor de suas respectivas posições originais, o prisma é instalado numa outra posição da mesa, de forma a permitir a medição da retilidade do movimento no eixo y (erro de movimento na direção x , ver Fig. 4.11).

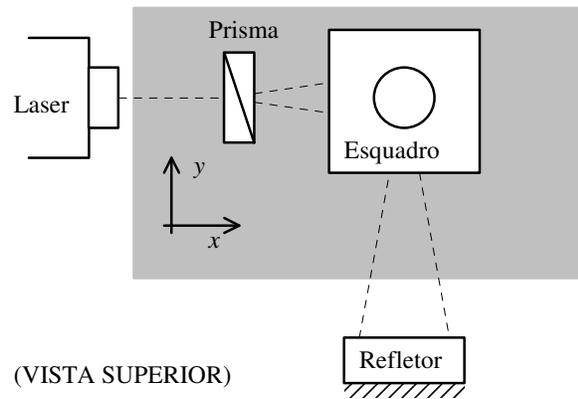


Figura 4.10 Medição do eixo x

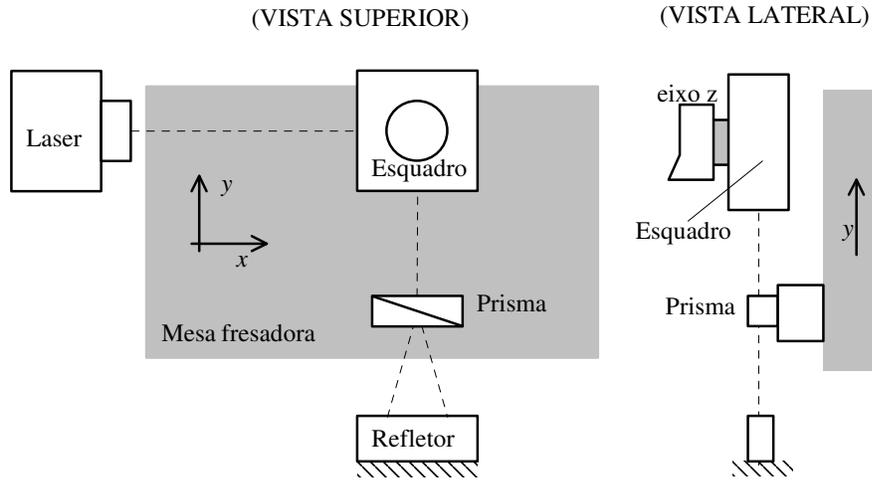


Figura 4.11 Medição da retilidade do eixo y

4.9 Calibração blocos padrões

Vejam antes de mais nada o que acontece quando um disco transparente, conhecido como paralelo óptico (PO), é colocado sobre um espelho, com uma leve inclinação, conforme mostra a figura. O conjunto é então iluminado com uma luz monocromática, provinda de uma fonte puntual a uma grande distância. Um raio incide sobre o PO, atravessa a mesma e atinge interface PO - ar. Aqui, parte do raio (r) é refletida para cima. Já a outra parte (m), sai do PO, atinge o espelho, é refletido pelo espelho, atravessa o PO e emerge para cima, paralela ao raio. Dado que numa situação real, os desvios são minúsculos, para um observador que se coloca acima do PO, os dois raios emergentes praticamente se combinam.

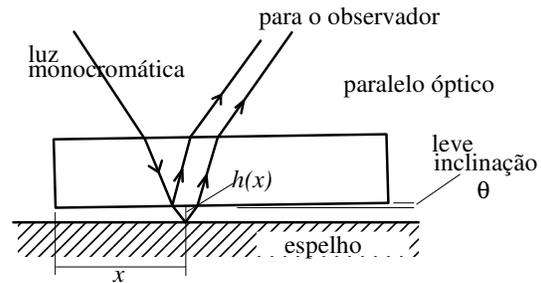


Figura 4.12 Utilização do paralelo óptico

Analogamente ao caso do interferômetro de Michelson, o observador constatará uma interferência cujo estado dependerá da diferença entre o caminho de luz percorrido por cada um dos dois raios.

No caso da figura, como há uma inclinação do PO com relação ao espelho, a diferença de caminho de luz, aumenta da esquerda para direita, de $2x\theta$ (a rigor não é esse valor, mas considere que o ângulo de incidência é muito pequeno). Nestas condições, obteremos o seguinte gráfico de distribuição de intensidade, assumindo por exemplo que, $\theta=3\lambda/2d$ (d : diâmetro do PO).

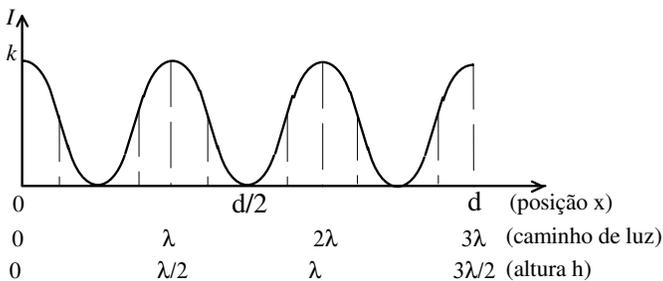


Figura 4.13 Distribuição de intensidade

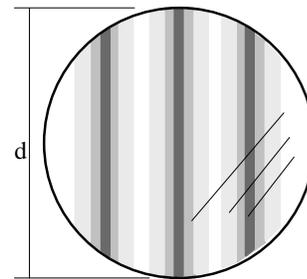


Figura 4.14 Imagem para o observador

Vejam agora a montagem da figura seguinte. Um bloco padrão de referência é colocada ao lado do bloco padrão a ser aferido, ambos sobre uma superfície de referência. Sobre os dois blocos é colocado um paralelo óptico, PO. Dando-se uma leve inclinação ao PO e iluminando o conjunto convenientemente, o observador observa franjas de interferência sobre os blocos. Observe que no caso da figura, ambas as franjas possuem o

mesmo espaçamento. Disso podemos concluir que ambos os blocos possuem faces paralelas entre si. Obsevamos por outro lado que há uma pequena defasagem entre as franjas (indicada por a na figura). Isso decorre da pequena diferença de altura entre os blocos e é justamente esta diferença que se deseja medir. É fácil deduzir que para uma diferença de altura de $\lambda/2$ verificamos uma defasagem igual ao espaçamento das franjas (b) e que portanto, uma defasagem de a/b corresponderá a uma diferença de altura de $(a/b) \times (\lambda/2)$. O único problema que resta é como identificar diferenças de alturas maiores que $\lambda/2$.

Nesse caso utilizamos a técnica de coincidência fracionária ou método de Benoit, associada a uma medição com o uso de dois tipos de iluminação, com comprimentos de onda distintos, λ_1 e λ_2 . Vejamos primeiramente o método das coincidências fracionárias. Suponha que um objeto está sendo medido simultâneamente, por meio de uma régua graduada em cm e por uma, graduada em polegadas. Tem-se a certeza que o zero de ambas as régua foram alinhadas com uma das extremidades do objeto. Entretanto, as régua não possuem os traços das divisões e não possuem os números gravados e nem é possível contar o número de divisões desde o zero. Nestas condições, verificamos a parte fracionária em ambas as régua. Suponha que tenha resultado .56 na régua em cm, e .40 na régua em pol. Montamos então a seguinte tabela de correspondência cm - pol.

(cm)	2.80	3.05	3.30	3.56	3.81
(pol)	1.10	1.20	1.30	1.40	1.50

E nesta tabela procuramos onde se dá a coincidência da combinação da parte fracionária, com a combinação medida e verificamos que isto se dá em 3.56cm e 1.40 pol. Donde verificamos que a parte inteira é 3 no caso da régua em cm ou 1 no caso da régua em pol.

Algo análogo é feito no caso da aferição de blocos padrões. Realiza-se uma primeira medição por exemplo com a luz de comprimento de onda λ_1 obtendo a fração a/b . Em seguida repetimos a medição usando agora a luz com λ_2 . obtendo uma nova fração $(a/b)'$. Monta-se a tabela de conversão de λ_1 para λ_2 e verificamos onde se dá a coincidência da parte fracionária e dessa forma determinamos a parte inteira.

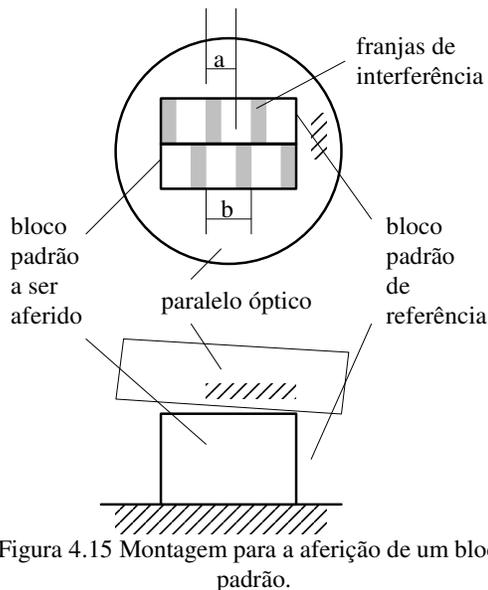


Figura 4.15 Montagem para a aferição de um bloco padrão.

4.10 Medição da planicidade

Medições de planicidade podem ser feitas com o uso de paralelos ópticos. A montagem é feita conforme a figura anteriormente mostrada. Um PO é colocado com uma leve inclinação sobre a superfície a ser aferida. As franjas podem ser entendidas como sendo curvas de nível, ou seja lugar geométrico de pontos que tem uma mesma altura. Disso podemos fazer por exemplo associações de padrões de interferência com formatos, como mostra a seguinte figura.

Nos exemplos da figura, há ambiguidade se o perfil é côncavo ou convexo. Esta ambiguidade pode ser resolvida, por exemplo no caso da figura (a), da seguinte forma. Pressiona-se as bordas do PO, e se com isso as franjas se deslocarem em direção às bordas podemos concluir que o perfil é convexo. Já, ao se pressionar o centro do PO, as franjas se deslocarem em direção ao centro, podemos concluir que o perfil é côncavo. Além dessas análises qualitativas, é possível se fazer mesmo uma análise quantitativa, pois é sabido que o centro de duas franjas vizinhas corresponde a uma diferença de altura de meio comprimento de onda. Sistemas modernos de medição, realização a aquisição do padrão de interferência num computador através de uma câmera, e através da análise das franjas realizam um levantamento topográfico de elevadíssima precisão da forma de componentes.

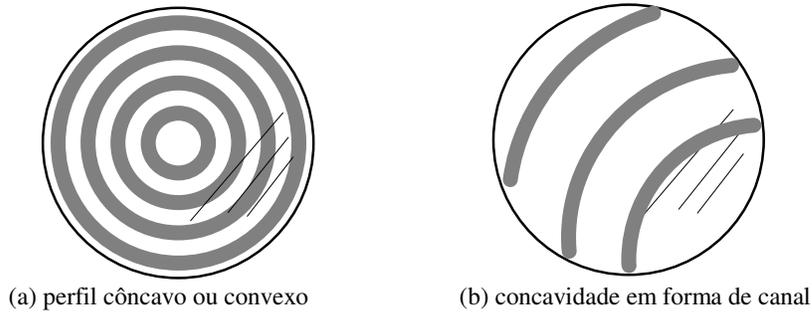


Figura 4.16 Associações de padrões de interferência com formatos.

4.11 Franjas de moiré

Existem casos em que ao sobrepor dois padrões regradados, surge um outro padrão diferente dos originais. A este fenômeno damos o nome de *moiré*. Particularmente no caso da sobreposição de padrões cíclicos, compostos por um conjunto de segmentos de retas ou por um conjunto de curvas, este fenômeno é observado de maneira destacada. Damos o nome de franjas de moiré às franjas assim formadas.

Consideremos a sobreposição de duas grades, com passos p_1 e p_2 , conforme mostra a figura 4.17. Apesar da distribuição claro-escuro das grades serem na forma de degraus, para simplicidade da análise, vamos considerar que a mesma varia senoidalmente, ou seja,

$$I_1 = \frac{1}{2} \left(1 + \cos \frac{2\pi}{p_1} x \right) \quad (4.12)$$

$$I_2 = \frac{1}{2} \left(1 + \cos \frac{2\pi}{p_2} x \right) \quad (4.13)$$

Ao sobrepor as duas grades, obteremos a seguinte distribuição de intensidade:

$$\begin{aligned} I = I_1 \times I_2 &= \frac{1}{4} \left(1 + \cos \frac{2\pi}{p_1} x + \cos \frac{2\pi}{p_2} x + \cos \frac{2\pi}{p_1} x \cdot \cos \frac{2\pi}{p_2} x \right) = \\ &= \frac{1}{4} + \frac{1}{4} \cos \frac{2\pi}{p_1} x + \frac{1}{4} \cos \frac{2\pi}{p_2} x + \frac{1}{8} \cos 2\pi \left(\frac{1}{p_1} - \frac{1}{p_2} \right) + \frac{1}{8} \cos 2\pi \left(\frac{1}{p_1} + \frac{1}{p_2} \right) \end{aligned} \quad (4.14)$$

O quarto termo é a componente das franjas de moiré, com frequência espacial $(1/p_1 - 1/p_2)$, menor que as originais $1/p_1$ e $1/p_2$. Já o quinto termo possui frequência maior que a original. Observando a Fig.4.17, percebemos nitidamente a componente de franja de moiré de menor frequência. Mesmo quando se faz a detecção por meios fotoelétricos, é possível extraírmos somente a componente de franja de moiré, por meio da redução na resolução espacial do sensor ou passando o sinal do sensor por um filtro de frequência.

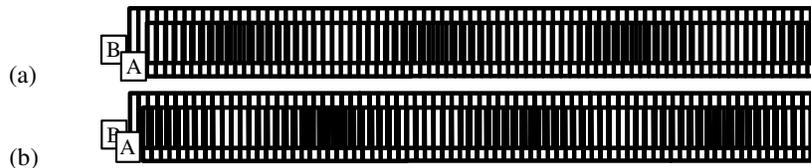


Figura 4.17 Formação de franjas de moiré com a sobreposição de duas grades de passos ligeiramente diferentes. Na figura de baixo, uma das grades foi deslocada para a esquerda de aproximadamente meio passo.

Vamos relembrar que a interferência de uma onda luminosa pode ser escrito da seguinte forma.

$$I = I_0 [1 + \gamma \cos(\Delta\omega + \phi)]$$

O termo em cos do segundo termo corresponde à interferência. Este termo corresponde à componente resultante da multiplicação de duas ondas luminosas. Analogamente, a componente das franjas de moiré resulta da multiplicação de duas grades. Enquanto a interferência resulta da multiplicação da amplitude de duas ondas, o fenômeno de moiré resulta da multiplicação da intensidade de duas grades. O moiré pode ser considerado como a interferência entre sinais de intensidade.

Quando a diferença entre os passos de duas grades é pequena, ou seja: $p_1 = p_2 (1 + \alpha)$

A componente das franjas de moiré será: $\cos 2\pi \left(\frac{1}{p_1} - \frac{1}{p_2} \right) x \cong \cos 2\pi \frac{\alpha}{p_1} x$ (4.15)

Isto significa que o período das franjas de moiré, correspondem ao período original das grades amplificado de α vezes. Se uma das grades se deslocar de $p_1 - p_2 = p_2 \alpha$, as franjas de moiré são deslocadas de uma franja, ou seja de p_1/α . Assim, é possível amplificarmos um movimento minúsculo.

As franjas de moiré são obtidas também quando duas grades de passos iguais, são sobrepostas com uma leve inclinação θ entre elas. Ou seja, se na Fig.4.18, o passo da grade é p , aparecerão franjas de moiré com passo de p/θ na direção vertical. Deslocando uma das grades de um passo, na direção perpendicular à linhas da grade, as franjas se deslocam de um passo na direção das linhas da grade. Isto é, o movimento da grade foi amplificada de $1/\theta$.

A Fig. 4.19 mostra o esquema de um medidor de comprimento que emprega o princípio de moiré (régua de moiré). O medidor consiste de uma grade móvel de referência (escala) do tipo reflexivo, com passo de $1 \sim 5 \mu\text{m}$ e uma grade fixa (grade de indexação) de mesmo passo e inclinado de q com relação à escala. O movimento da grade de referência é amplificado e observado na forma de movimento das franjas de moiré sobre a grade fixa. Adotando-se um θ conveniente é possível medir o movimento da grade de referência com amplificação de $1000 \sim 2000$ vezes. De maneira análoga ao caso do interferômetro medidor de comprimento do tipo contador, colocando-se um segundo fotodetector a uma posição a $1/4$ do passo das franjas e processando o sinal conforme a Fig. 4.3, é possível executar uma medição automática do deslocamento da grade de referência.

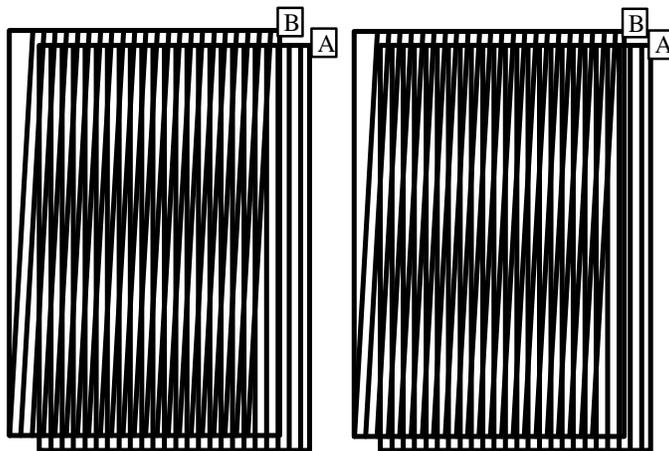


Figura 4.18 Franjas de moiré por meio de duas grades com passos iguais mas sobrepostas mediante leve inclinação θ entre elas. Na figura da direita, a grade A foi deslocada para a esquerda de aproximadamente meio passo.

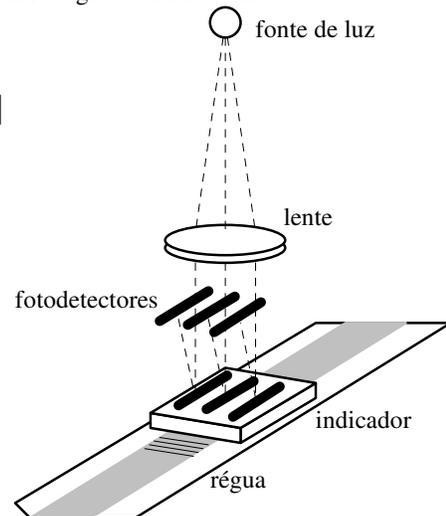


Figura 4.19 Régua óptica com o uso de franjas de moiré