

## Interferência de ondas luminosas (Cap. 37)

A interferência é a consequência da superposição, num mesmo ponto de duas ou mais ondas. Porém, para obtermos uma figura de interferência continuada no tempo devemos satisfazer certas condições.

### Condições para a observação da interferência

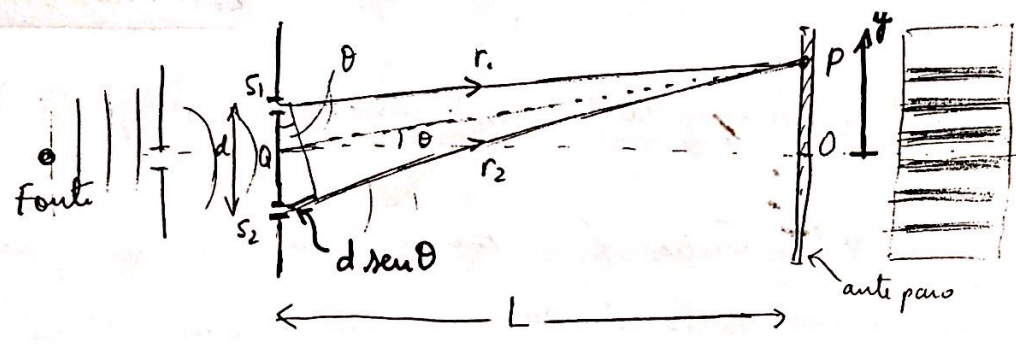
1. As fontes devem ser coerentes (i.e., as ondas mantêm uma fase relativa constante)
2. As fontes devem ser monocromáticas (com um único comprimento de onda.)
3. O princípio de superposição deve ser aplicável.

Para fontes luminosas comuns, a fase sofre variações aleatórias em média uma vez a cada  $10^{-8}$  s. Assim, as condições de interferência construtiva ou destrutiva duram da ordem de  $10^{-8}$  s, impossíveis de serem detetadas pelo olho.

Quem primeiro observou a interferência de ondas luminosas foi Thomas Young em 1801.

Notas de Aula - Física 4 - Carlos E. J. Carneiro

Baseadas no livro Física 3 - R. A. Serway - 3ª edição



Na experiência de Young, a luz vem de uma única fonte, o que garante a coerência. Além disto, temos  $L \gg d$  e  $d \gg \lambda$  (para evitar difração as fendas são estreitas, de largura  $a \ll \lambda$ )

É fácil ver que as interferências construtivas ocorrem quando a diferença entre os caminhos dos raios  $r_1$  e  $r_2$  forem iguais a um ou mais comprimentos de onda ( $\lambda$ ). A interferência destrutiva quando as diferenças forem iguais a um número ímpar de semi-comprimentos de onda.

diferença de caminho  $\equiv \delta \equiv d \text{ sen } \theta$  (assumimos  $r_1 \parallel r_2$ , aprox.)

$\Rightarrow$   $\left\{ \begin{array}{l} \text{interferência construtiva} \\ \text{interferência destrutiva} \end{array} \right. \left\{ \begin{array}{l} \delta = d \text{ sen } \theta = m \lambda \quad (m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots) \\ \delta = d \text{ sen } \theta = (m + \frac{1}{2}) \lambda \quad (m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots) \end{array} \right.$

$m \equiv$  ordem do máximo, ou mínimo. (ordem 1ª, primeira ordem, segunda ordem)

É útil expressar estas condições em função de  $y$

$$\sin \theta \approx \operatorname{tg} \theta = \frac{y}{L}$$

$$\begin{aligned} \lambda &= 650 \text{ nm} = 6,5 \times 10^{-7} \text{ m} \\ L &= 1 \text{ m} \\ d &= 10^{-4} \text{ m} \end{aligned}$$

Para  $y_{\text{máx}}$

$$\frac{d y_{\text{máx}}}{L} \approx d \sin \theta = m \lambda \Rightarrow$$

$$\boxed{y_{\text{máx}} = \frac{\lambda L}{d} m}$$

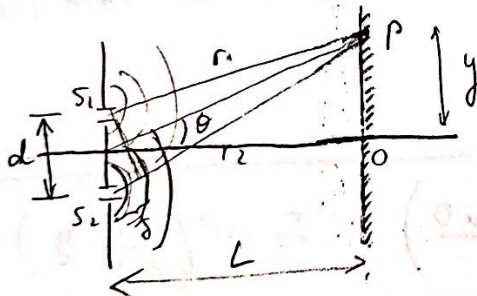
$$\begin{aligned} y_{\text{máx}} &= \frac{6,5 \times 10^{-7} \cdot 1}{10^{-4}} \\ &= 6,5 \times 10^{-3} \text{ m} \\ &= 6,5 \text{ mm} \end{aligned}$$

Para  $y_{\text{mín}}$

$$\frac{d y_{\text{mín}}}{L} \approx d \sin \theta = \left(m + \frac{1}{2}\right) \lambda \Rightarrow$$

$$\boxed{y_{\text{mín}} = \frac{\lambda L}{d} \left(m + \frac{1}{2}\right)}$$

Distribuição de intensidade na figura de interferência



A intensidade da onda em P é proporcional

$$|E_P|^2, \text{ onde } \vec{E}_P = \vec{E}_1 + \vec{E}_2$$

(campo das ondas 1 e 2)

Longe das fendas, a amplitude das ondas esféricas é praticamente constante  $E_0(r_1) \approx E_0(r_2) \equiv E_0$

$$E_1 = E_0 \operatorname{sen}(k_1 r_1 - \omega t), \quad E_2 = E_0 \operatorname{sen}(k_2 r_2 - \omega t),$$

pl ondas esféricas  $\vec{k} \parallel \vec{r} \Rightarrow \vec{k} \cdot \vec{r} = kr$

$$E_P = E_1 + E_2 = 2E_0 \cos\left[\frac{k(r_1 - r_2)}{2}\right] \operatorname{sen}\left[\frac{k(r_1 + r_2)}{2} - \omega t\right]$$

$$\text{Usamos } \operatorname{sen} A + \operatorname{sen} B = 2 \operatorname{sen}\left(\frac{A+B}{2}\right) \cos\left(\frac{A-B}{2}\right)$$

(43)

C. E. CARNEIRO

$$\begin{aligned} \text{Mas } k(r_1 - r_2) &= \frac{2\pi \cdot \delta}{\lambda} = -\frac{2\pi}{\lambda} d \sin \theta \\ &= \frac{2\pi d y}{\lambda L} \equiv \phi \end{aligned}$$

Lembrando que

$$I = ck E_p^2 = ck 4E_0^2 \cos^2\left(\frac{\phi}{2}\right) \sin^2\left(\frac{k(r_1 + r_2)}{2} - \omega t\right)$$

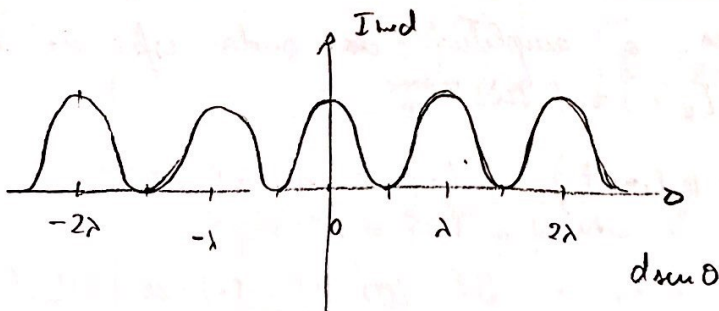
Tirando uma média no tempo

$$I_{\text{med}} = ck \cancel{4} E_0^2 \cos^2\left(\frac{\phi}{2}\right) \frac{1}{\cancel{4}}$$

Chamando  $I_0$  o valor máximo de  $I_{\text{med}}$  ( $I_0 = ck 2E_0^2$ )

obtemos

$$I_{\text{med}} = I_0 \cos^2\left(\frac{\pi d \sin \theta}{\lambda}\right) = I_0 \cos^2\left(\frac{\pi d}{\lambda L} y\right)$$

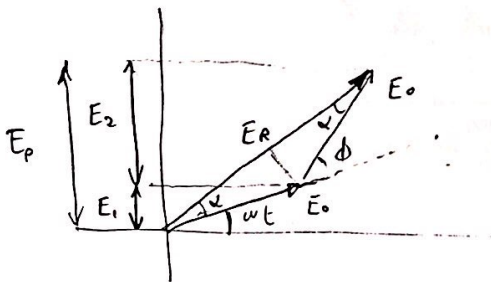
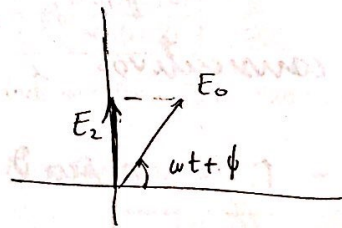
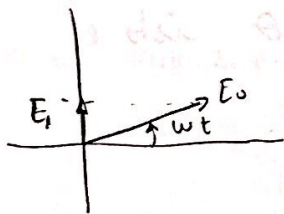


## Adição de ondas, fasores e números complexos

Note que a intensidade da onda é proporcional a  $(E_1 + E_2)^2 \neq E_1^2 + E_2^2$ .

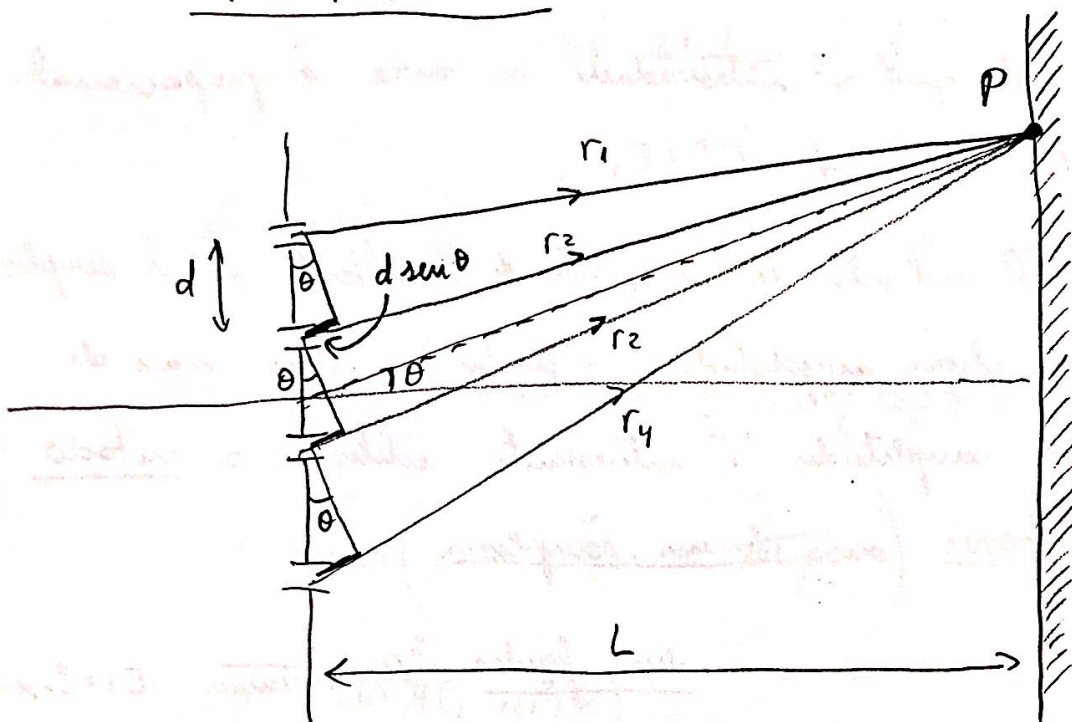
O cálculo da amplitude de resultante só é simples para duas amplitudes (2 ondas). Para mais de duas amplitudes é interessante utilizar o método dos fasores (ou números complexos).

Começamos com duas ondas. Representamos  $E_1 = E_0 \sin \omega t$  e  $E_2 = E_0 \sin(\omega t + \phi)$  por vetores girantes, como mostra a figura



$$\left. \begin{aligned} E_P &= E_R \sin(\omega t + \alpha) \\ E_R &= 2 E_0 \cos \alpha \\ \alpha &= \phi/2 \end{aligned} \right\} \Rightarrow$$

$$E_P = 2 E_0 \cos\left(\frac{\phi}{2}\right) \sin\left(\omega t + \frac{\phi}{2}\right)$$

N Fendas

Note que a diferença de caminho entre dois raios consecutivos é  $d \sin \theta$  isto é

$$r_{i+1} - r_i = d \sin \theta$$

Assim, podemos escrever os campos elétricos como

$$E_1 = E_0 \sin(\omega t)$$

$$E_2 = E_0 \sin(\omega t + \phi)$$

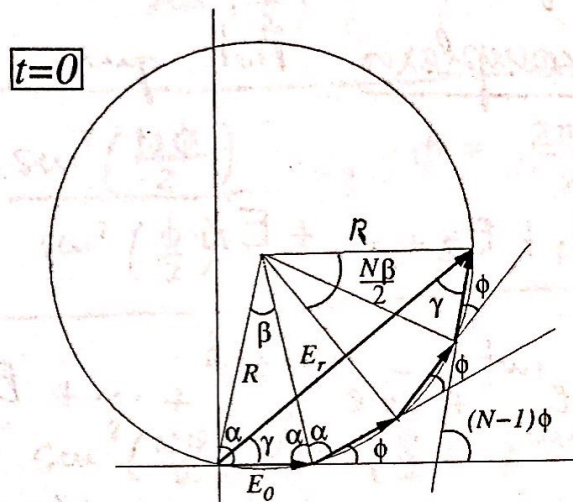
$$E_3 = E_0 \sin(\omega t + 2\phi)$$

$\vdots$

$$E_N = E_0 \sin[\omega t + (N-1)\phi] \quad ; \quad \phi = \frac{2\pi d \sin \theta}{\lambda}$$

O diagrama de fasores tem o aspecto seguinte

**N fendas**



Da figura obtemos

$$E_r = 2R \text{sen} \left( \frac{N\beta}{2} \right); \quad R = \frac{E_0/2}{\text{sen}(\beta/2)} \Rightarrow E_r = E_0 \frac{\text{sen}(N\beta/2)}{\text{sen}(\beta/2)}$$

$$\phi + \alpha = \alpha + \beta \Rightarrow \boxed{\beta = \phi}$$

Portanto,

$$\boxed{E_r = E_0 \frac{\text{sen}(N\phi/2)}{\text{sen}(\phi/2)}}$$

O campo elétrico  $E_P$  é obtido projetando-se o fasor  $E_r$  no eixo vertical

$$E_P = E_r \text{sen}(\gamma)$$

$$(N-1)\phi = 2\gamma \Rightarrow \boxed{\gamma = \frac{(N-1)\phi}{2}}$$

Assim, em  $t = 0$

$$E_P = E_0 \frac{\text{sen}(N\phi/2)}{\text{sen}(\phi/2)} \text{sen} \left\{ \frac{(N-1)\phi}{2} \right\}$$

Para  $t \geq 0$ ,

$$\boxed{E_P = E_0 \frac{\text{sen}(N\phi/2)}{\text{sen}(\phi/2)} \text{sen} \left\{ \omega t + \frac{(N-1)\phi}{2} \right\}}$$

É mais fácil neste caso trabalhar com números complexos. Note que

$$\begin{aligned}
 \bar{E}_p &= E_1 + E_2 + \dots + E_N \\
 &= \text{Im} \left[ E_0 e^{i\omega t} + E_0 e^{i\omega t + i\phi} + \dots + E_0 e^{i\omega t + i(N-1)\phi} \right] \\
 &= \text{Im} \left[ E_0 e^{i\omega t} \left( 1 + e^{i\phi} + \dots + e^{i(N-1)\phi} \right) \right] \quad \underline{\underline{PG}} \\
 &= \text{Im} \left[ E_0 e^{i\omega t} \left( \frac{e^{iN\phi} - 1}{e^{i\phi} - 1} \right) \right] \\
 &= \text{Im} \left[ E_0 e^{i\omega t} \frac{e^{i\frac{N}{2}\phi} (e^{i\frac{N}{2}\phi} - e^{-i\frac{N}{2}\phi})}{e^{i\frac{\phi}{2}} (e^{i\frac{\phi}{2}} - e^{-i\frac{\phi}{2}})} \right] \\
 &= \text{Im} \left[ E_0 e^{i\omega t + i\frac{(N-1)\phi}{2}} \frac{\text{sen}\left(\frac{N}{2}\phi\right)}{\text{sen}\left(\frac{\phi}{2}\right)} \right],
 \end{aligned}$$

onde usamos  $\text{sen } \theta = \frac{e^{i\theta} - e^{-i\theta}}{2i}$

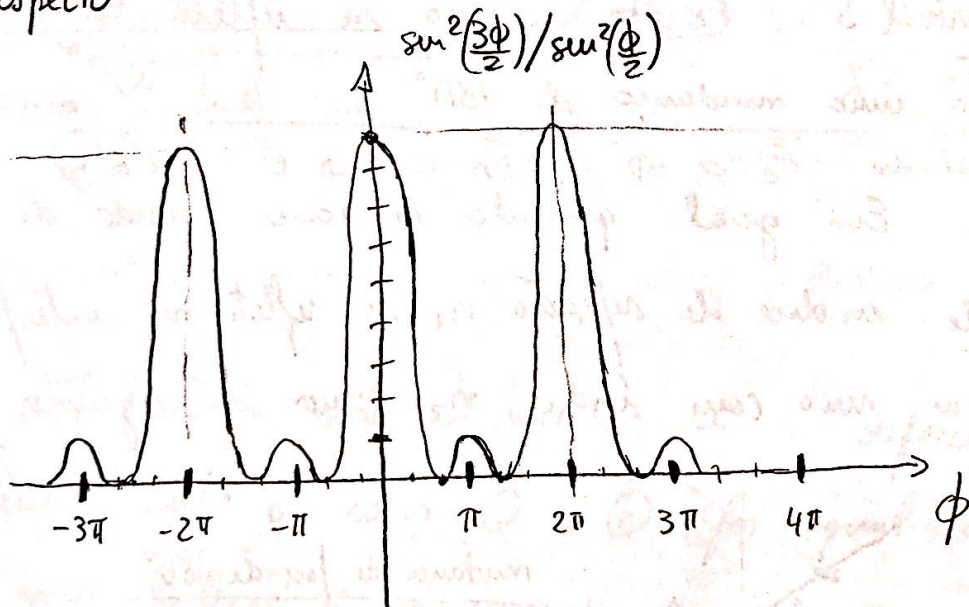
$$\Rightarrow \boxed{E_p = E_0 \frac{\text{sen}\left(\frac{N}{2}\phi\right)}{\text{sen}\left(\frac{\phi}{2}\right)} \text{sen}\left[\omega t - \frac{(N-1)\phi}{2}\right]}$$



$$\Rightarrow I = ck \cdot E_0^2 \frac{\sin^2\left(\frac{N\phi}{2}\right)}{\sin^2\left(\frac{\phi}{2}\right)} \sin^2\left\{ \omega t + \frac{(N-1)\phi}{2} \right\}$$

$$I = I_0 \frac{\sin^2\left(\frac{N\phi}{2}\right)}{\sin^2\left(\frac{\phi}{2}\right)}, \quad \phi = \frac{2\pi d}{\lambda} \sin\theta$$

A função  $\frac{\sin^2\left(\frac{N\phi}{2}\right)}{\sin^2\left(\frac{\phi}{2}\right)}$  para  $N=3$  tem o aspecto abaixo

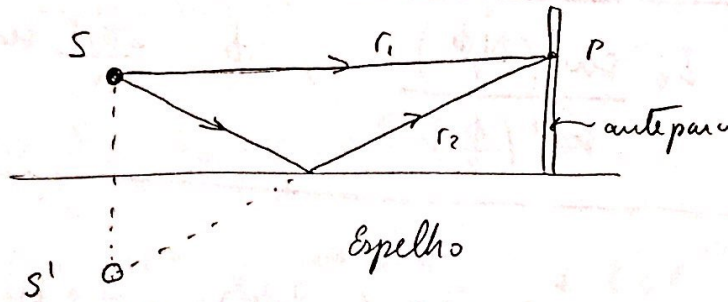


$$\sin\left(\frac{3\phi}{2}\right) = 0 \Rightarrow \frac{3\phi}{2} = n\pi \Rightarrow \phi = \frac{2\pi n}{3}, \quad n = \pm 1, \pm 2, \pm 4, \dots$$

$n = 0, \pm 3$ , etc dão máximos

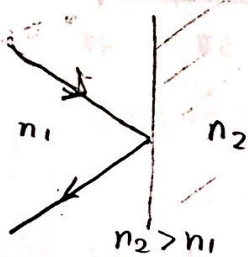
Mudança de fase em virtude de reflexão

Espelho de Lloyd (outro modo de obter interferência)



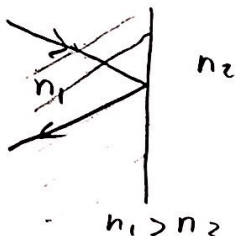
Tudo se passa como se o raio  $r_2$  movesse da fonte virtual  $S'$ . Exceto que ao se refletir no espelho há uma mudança de  $180^\circ$  na fase. (condições de contorno:  $\vec{E}_t = 0 \Rightarrow \vec{E}_i + \vec{E}_r = 0 \Rightarrow \vec{E}_i = -\vec{E}_r$ )

Em geral quando o raio vindo de um meio de índice de refração  $n_1$  se reflete na interface de um meio com índice  $n_2$  temos as seguintes situações:



mudança de fase de  $180^\circ$

resulta das condições de contorno

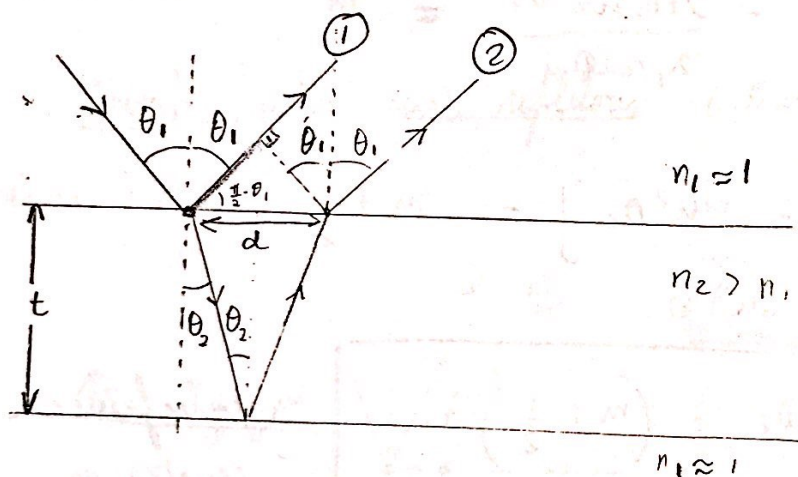


não há mudança de fase

## Interferência em películas delgadas

Só usaremos os resultados p/ incidência quase normal (pág. 50)

Estes efeitos são observados em camadas finas de óleo sobre água e em bolhas de sabão. As cores observadas resultam da interferência das ondas refletidas pelas faces opostas da película.



$$\frac{\sin \theta_1}{\sin \theta_2} = n_2$$

$$\lambda = vT = \frac{v}{c} cT = \frac{\lambda_0}{n}$$

A interferência será construtiva se a diferença de percurso entre os raios ① e ② for igual a um número inteiro de comprimentos de onda

$$\frac{2t}{\lambda_2 \cos \theta_2} - \frac{1}{2} - \frac{d \cos(\frac{\pi}{2} - \theta_1)}{\lambda_1} = m$$

defasagem de  $\pi$   
após refletir na  
face superior  $\Leftrightarrow$  meio comp. de onda

$$\left. \begin{array}{l} \lambda_2 = vT \\ \lambda_1 = cT \end{array} \right\} \Rightarrow \lambda_2 = \frac{v}{c} \lambda_1 = \frac{\lambda_1}{n_2}$$

(49)

$$\frac{d}{2} = t \operatorname{tg} \theta_2, \quad \lambda_2 = \frac{\lambda_1}{n_2}, \quad \operatorname{sen} \theta_1 = n_2 \operatorname{sen} \theta_2$$

$$\frac{2t n_2}{\lambda_1 \cos \theta_2} - \frac{1}{2} - \frac{2t \operatorname{tg} \theta_2}{\lambda_1} \operatorname{sen} \theta_1 = m$$

$$\frac{2t n_2}{\lambda_1 \cos \theta_2} - \frac{1}{2} - \frac{2t n_2 \operatorname{sen}^2 \theta_2}{\lambda_1 \cos \theta_2} = m$$

$$\frac{2t n_2}{\lambda_1 \cos \theta_2} [1 - \operatorname{sen}^2 \theta_2] = m + \frac{1}{2}$$

$$\boxed{2t n_2 \cos \theta_2 = \left(m + \frac{1}{2}\right) \lambda_1} \quad \text{interferência} \\ \text{construtiva}$$

Para haver interferência destrutiva

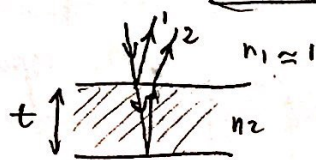
$$\frac{\frac{2t}{\cos \theta_2}}{\lambda_2} - \frac{1}{2} - \frac{d \cos \left(\frac{\pi}{2} - \theta_1\right)}{\lambda_1} = m + \frac{1}{2}$$

$$\Rightarrow \boxed{2t n_2 \cos \theta_2 = m' \lambda_1} \quad \text{interferência} \\ \text{destrutiva}$$

50

C. E. CARNEIRO

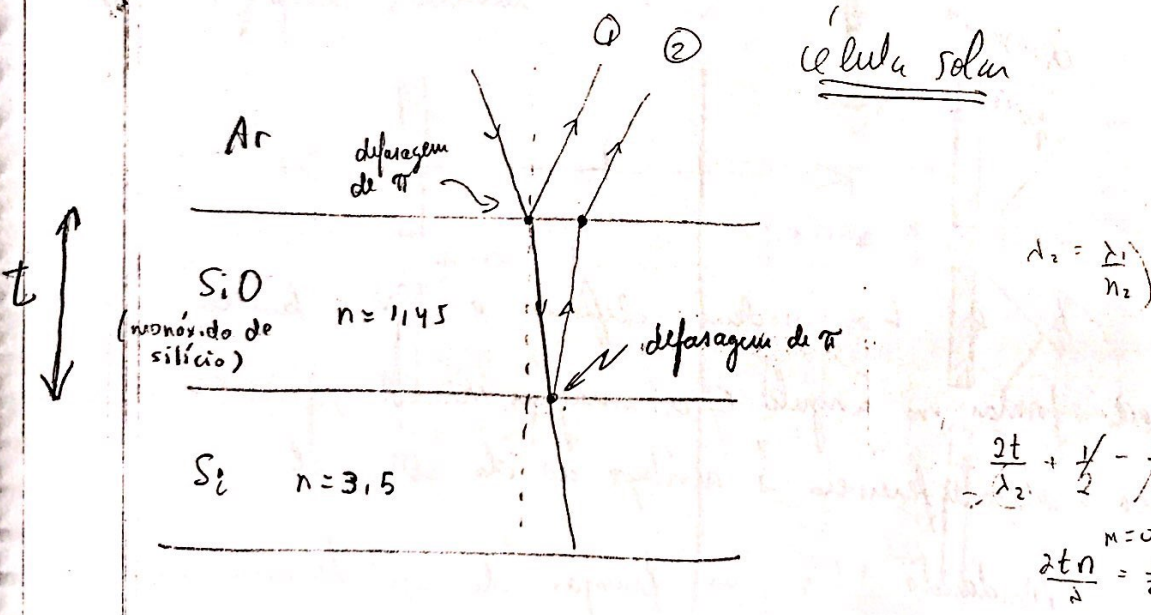
No livro, Serway se limita à incidência praticamente normal.



$$\frac{2t}{\lambda_2} - \frac{1}{2} = m \Rightarrow 2nt \approx (m + \frac{1}{2}) \lambda_1 \quad \text{construtiva}$$

$$\frac{2t}{\lambda_2} - \frac{1}{2} = m + \frac{1}{2} \Rightarrow 2nt_2 \approx m \lambda_1 \quad \text{destrutiva}$$

Revestimentos anti-refletores (lentes e células solares)



$$\frac{2t}{\lambda_2} + \frac{1}{2} - \frac{1}{2} = m + \frac{1}{2}$$

$$\frac{2t n}{\lambda} = \frac{1}{2} \Rightarrow t = \frac{\lambda}{4n}$$

A condição para a interferência destrutiva é

$$2nt \approx (m + \frac{1}{2}) \lambda \quad (\text{a situação se inverte})$$

A menor espessura corresponde a  $m = 0$

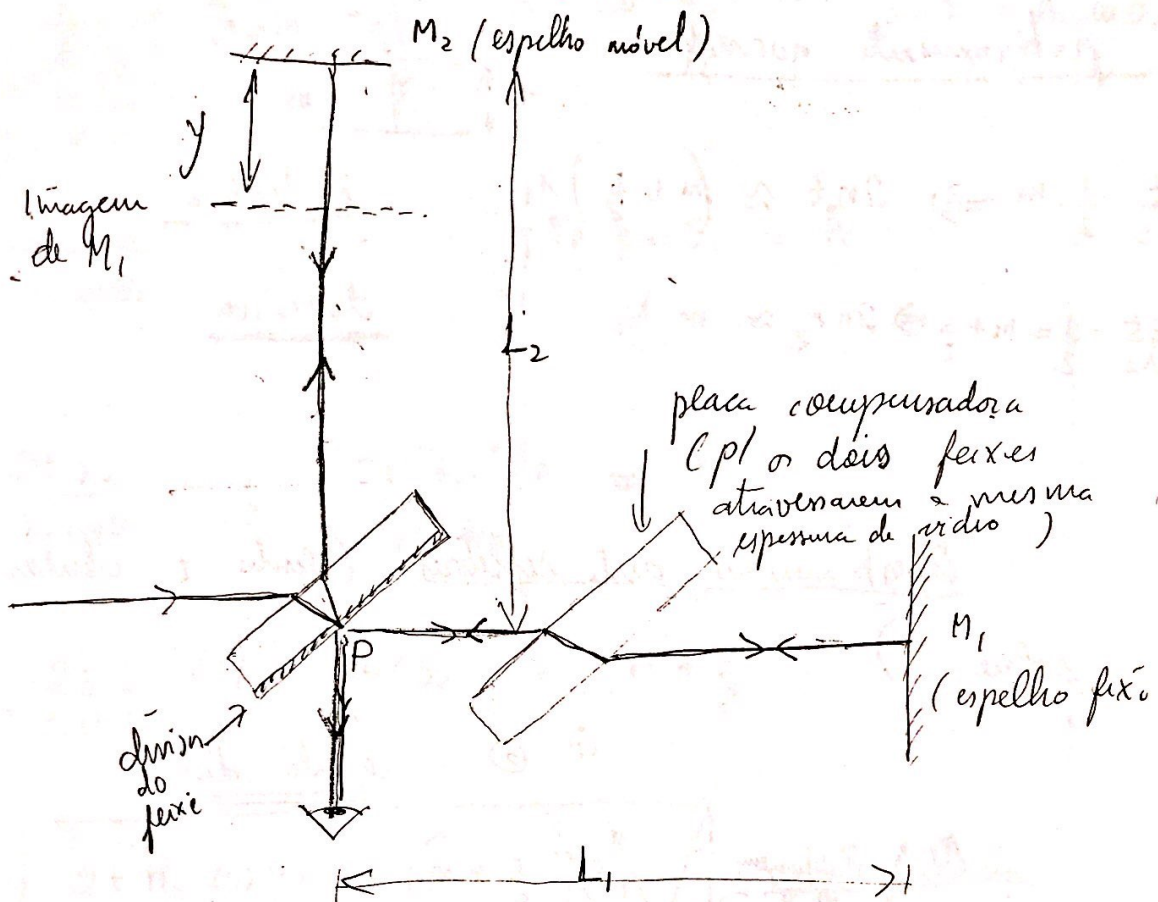
$$t = \frac{\lambda}{4n} = 94,8 \text{ nm para } \lambda = 550 \text{ nm}$$

lente 400 nm  
vermelho 700 nm

Para lentes fotográficas a cobertura utilizada é o Fluoreto de magnésio ( $MgF_2$ )

# Interferômetro de Michelson

(51)



$L_1$  e  $L_2$  podem diferir e  $M_2$  também pode formar um ângulo c/a imagem de  $M_1$ , neste caso a interferência é análoga ao da cunha de ar

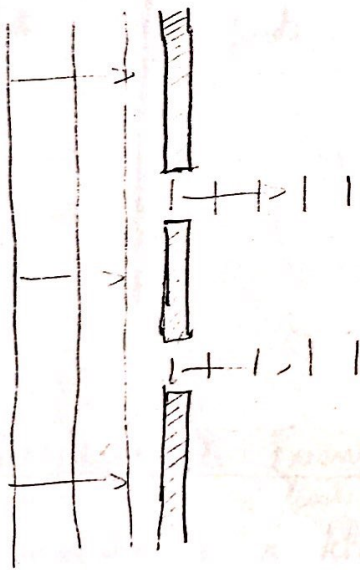
Mudando  $L_2$  as franjas de interferência vão se deslocar. Odo d' ordem de  $\lambda/2$  a dif de percurso é de  $y$  e cada franja se desloca de uma distância igual ao espaçamento entre elas. Chamando em o # franjas que atravessam uma posição qdo movemos  $M_2$ , temos

$$y = m \frac{\lambda}{2} \Rightarrow \lambda = \frac{2y}{m} \Rightarrow \text{podemos determinar } \lambda \text{ dado } y$$

## Cap. 38 Difração

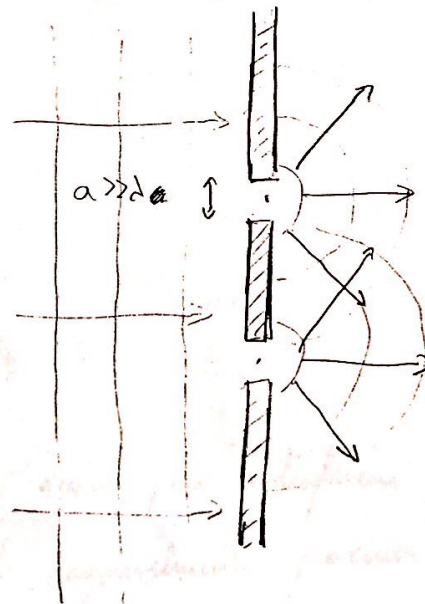
Qualquer desvio dos raios de luz em relação à propagação retilínea que não pode ser interpretada como reflexão ou refração é chamada difração. Na reflexão e na refração os raios de curvatura dos objetos que causam o desvio dos raios são grandes comparadas com o comprimento de onda da luz.

A difração é devida à interferência de um grande número de fontes coerentes, ou de uma distribuição <sup>(contínua)</sup> de fontes coerentes.

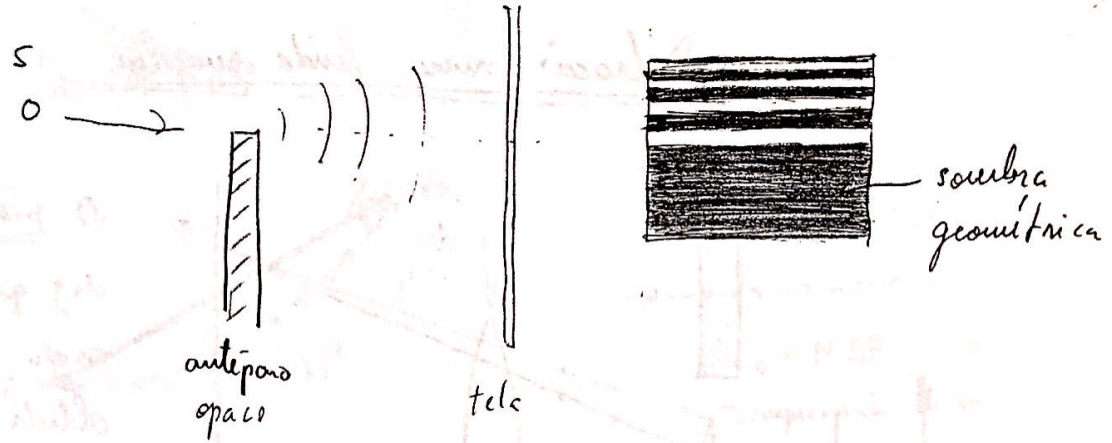


se não houvesse

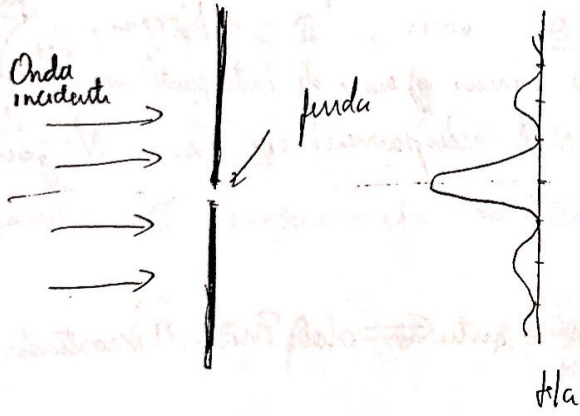
difração as ondas provenientes  
das duas fendas <sup>continuarão ou se propagando em linha reta e</sup> ~~interfeririam~~



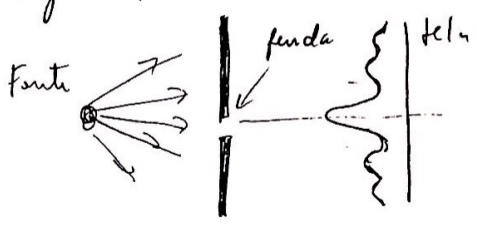
com difração



Difração de Fraunhofer : os raios que interferem são aproximadamente paralelos e a tela de observação longe do objeto que causa o desvio

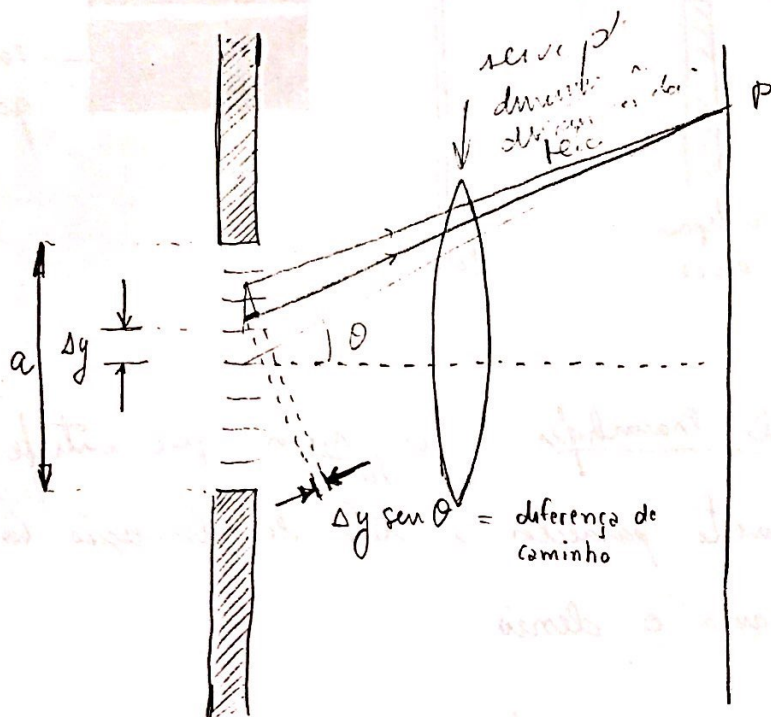


Difração de Fresnel : os raios que interferem não são paralelos, e a tela está razoavelmente próxima do objeto que cause o desvio





## Difração numa fenda simples



O princípio de Huyghens diz que a frente de uma onda em  $t + \Delta t$  pode ser obtida da frente de onda em  $t$ . Ele afirma que cada pto da frente de onda (fase etc) no instante  $t$  é uma frente de ondas esféricas. A frente em  $t + \Delta t$  é a envoltória dessas ondas esféricas.

Uma fenda <sup>de largura  $a$</sup>  se comporta como um número ~~de~~ <sup>de</sup> soma de fontes pontiformes. Dividimos a fenda de comprimento  $a$  em  $N$  zonas de largura  $\Delta y = \frac{a}{N}$ .

A diferença de fase entre os dois raios mostrados na fig

$$\Delta\beta = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta y \sin \theta$$

O método dos fasores, ou o dos números complexos, pode ser utilizado para calcular a amplitude resultante.



Os mínimos ocorrem quando

$$\frac{\beta}{2} = \frac{\pi a \sin \theta}{\lambda} = m\pi \Rightarrow \boxed{\sin \theta = \frac{m\lambda}{a}; m = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots}$$

A franja central,  $\theta = 0$ , corresponde a um máximo

$$\frac{\sin\left(\frac{\pi a}{\lambda} \sin \theta\right)}{\frac{\pi a}{\lambda} \sin \theta} \xrightarrow{\theta \rightarrow 0} \frac{\frac{\pi a}{\lambda} \theta}{\frac{\pi a}{\lambda} \theta} = 1$$

$$I_{\theta=0} = I_0$$

Os máximos locais ocorrem aproximadamente na metade da distância entre os mínimos

$$\frac{\beta_{\max}}{2} \approx \frac{m\pi}{2} \Rightarrow \beta_{\max} \approx m\pi, m = \pm 1, \pm 2, \dots$$

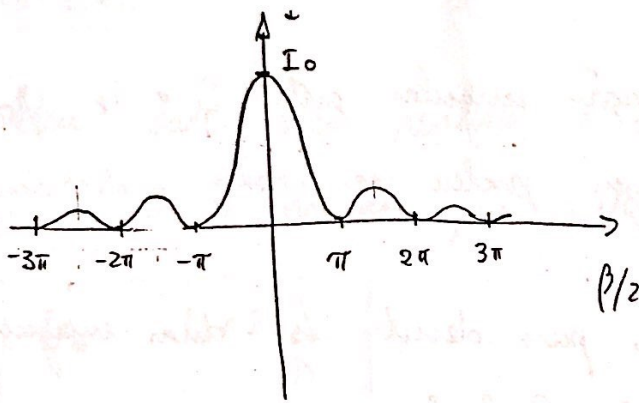
(compare c/ os resultados exatos)

$$\beta_1 = \pm 2,860 \pi$$

$$\beta_2 = \pm 4,918 \pi$$

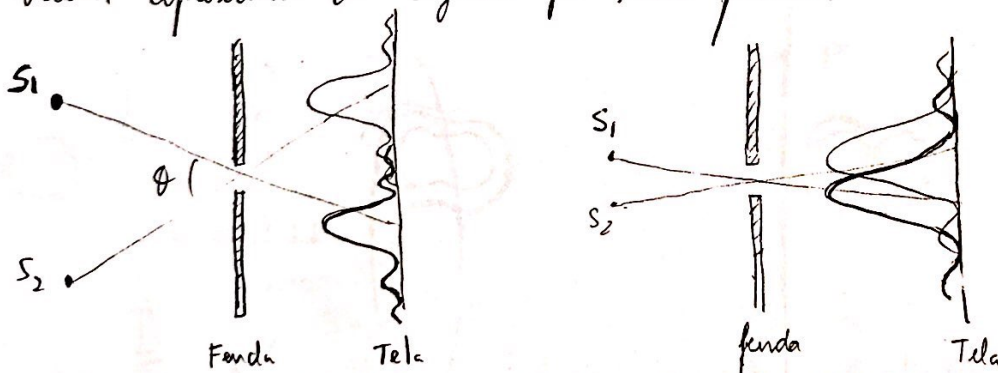
$$\beta_m = \pm (2m+1) \pi \quad p/ m \rightarrow \infty$$

57



## Resolução de Fendas Simples

Consideremos a imagem de duas fontes luminosas vistas por algum instrumento óptico (microscópio, telescópio). Vamos aproximar a objetiva por uma fenda.

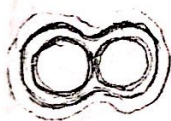
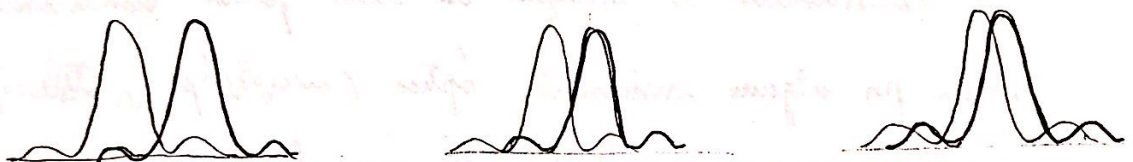


$S_1$  e  $S_2$  não são coerentes. Se não houvesse difração veríamos dois pontos brilhantes na tela. Devido à difração vê-se uma franja central brilhante acompanhada de franjas laterais, brilhantes e outras mais fracas

Se a separação angular entre  $S_1$  e  $S_2$  for suficientemente grande as imagens podem ser vistas individualmente (resolvidas).

Um critério para decidir se duas imagens estão resolvidas é o critério de Rayleigh

"Quando o máximo central de uma imagem se superpõe ao primeiro mínimo da outra imagem, as duas imagens estão minimamente resolvidas."



Mostramos que o primeiro mínimo de uma fenda simples ocorre

$$\text{sen } \theta = \frac{\lambda}{a} \ll 1$$

↑  
posição do 1º mínimo

$$\Rightarrow \boxed{\theta_m \approx \frac{\lambda}{a}}, \quad \theta_m \text{ medido em radianos}$$

O ângulo subtendido pelas fontes deve ser maior que  $\theta_m$ .

59

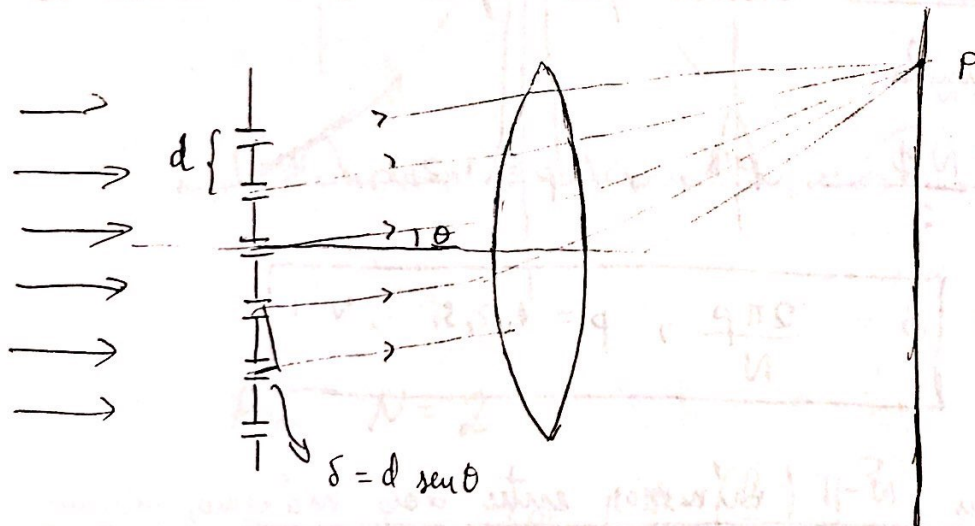
Um caso mais realista é o de uma abertura circular. Pode-se mostrar que neste caso

$$\theta_m = 1,22 \frac{\lambda}{D}$$

onde  $D$  é o diâmetro da abertura.

### Rede de difração

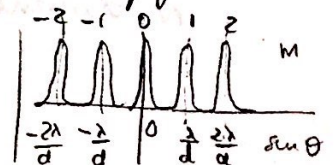
É constituída de um grande número de fendas paralelas igualmente espaçadas (tipicamente, 6000 linhas/cm)



Cada fenda provoca difração. Os feixes difratados, por sua vez, interferem uns com os outros para formar a figura final.

Máximos ocorrem qdo  $d \sin \theta = m \lambda$

$$m = 0, 1, 2, 3, \dots$$



Já vimos que para  $N$  fendas

$$I = \frac{I_0 \sin^2\left(\frac{N\phi}{2}\right)}{\sin^2\left(\frac{\phi}{2}\right)}, \quad \phi \equiv \frac{2\pi d \sin\theta}{\lambda}$$

Os máximos encontrados correspondem aos valores de  $\phi$  que anulam simultaneamente o numerador e o denominador de  $I$ . De fato

$$\frac{\phi}{2} = \frac{\pi d \sin\theta}{\lambda} = m\pi \Rightarrow d \sin\theta = m\lambda$$

Os mínimos ocorrem qdo apenas o numerador de  $I$  se anula

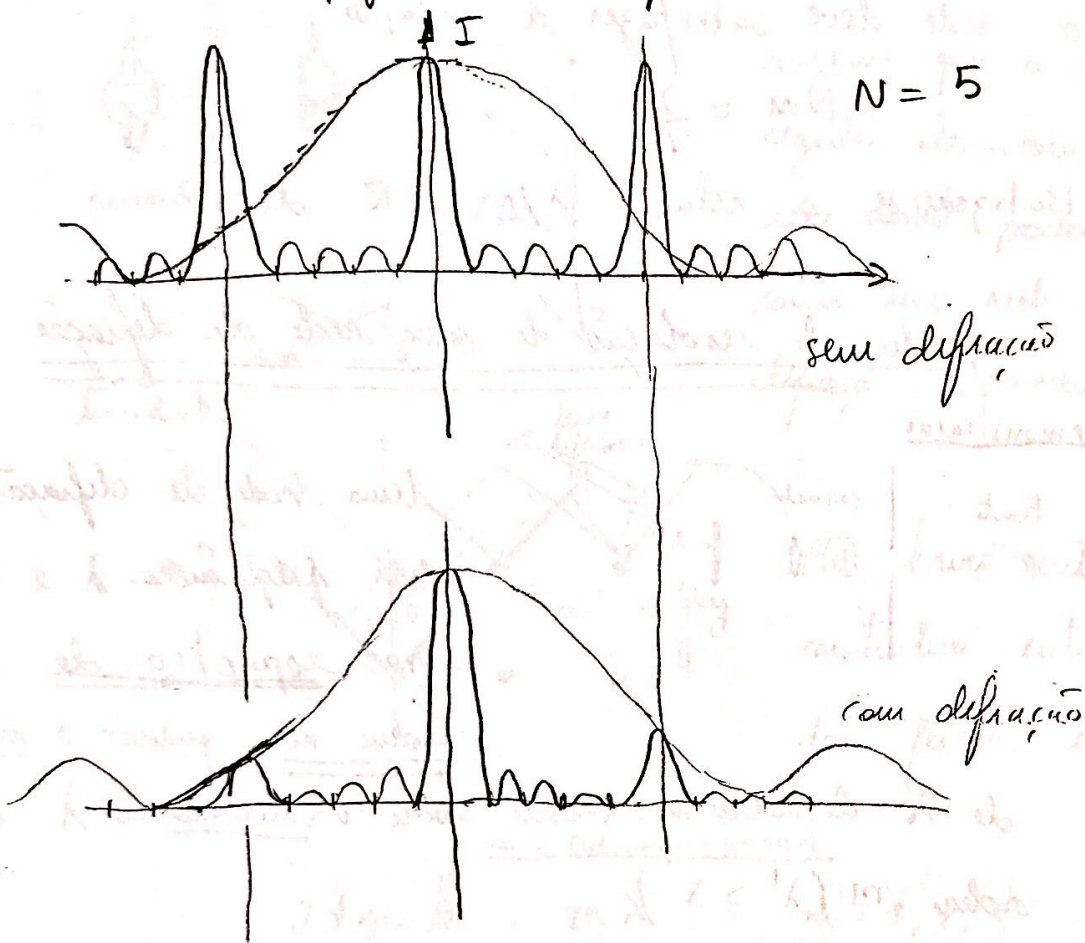
$$\frac{N\phi}{2} = p\pi, \quad p = 1, 2, 3, \dots, N-1$$

$$\Leftrightarrow \boxed{\phi = \frac{2\pi p}{N}, \quad p = 1, 2, 3, \dots, N-1}$$

Existem  $N-1$  mínimos entre dois máximos globais

Existem também  $N-2$  máximos locais (estão aproximadamente no meio dos mínimos)

Geralmente ocorre o fenômeno de difração, simultaneamente com a interferência. A difração modula a figura de interferência.



Para  $N=2$

$$I = I_0 \underbrace{\cos^2 \frac{\phi}{2}}_{\text{interf.}} \left[ \underbrace{\frac{\sin(\frac{\beta}{2})}{\frac{\beta}{2}}}_{\text{difração}} \right]^2$$

$$\phi = \frac{2\pi d}{\lambda} \sin \theta \quad \text{e} \quad \beta = \frac{2\pi a}{\lambda} \sin \theta$$



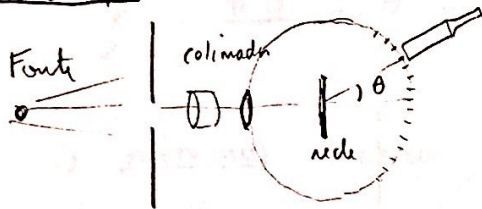
Para que uma rede de difração possa separar dois comprimentos  $\lambda$  e  $\lambda' = \lambda + \Delta\lambda$  no espectro de ordem  $m$  a rede deve satisfazer a relação

$$N_m = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}$$

Batizou-se a relação  $\lambda/\Delta\lambda \equiv R$  de

potência de resolução de uma rede de difração

Demonstração



Uma rede de difração separa duas frequências  $\lambda$  e  $\lambda' = \lambda + \Delta\lambda$  no espectro de ordem  $m$ , quando o máximo glo

de  $\lambda'$  de ordem  $m$ , ocorre sobre o mínimo de  $\lambda$  de ordem  $m$  ( $\lambda' > \lambda$ )

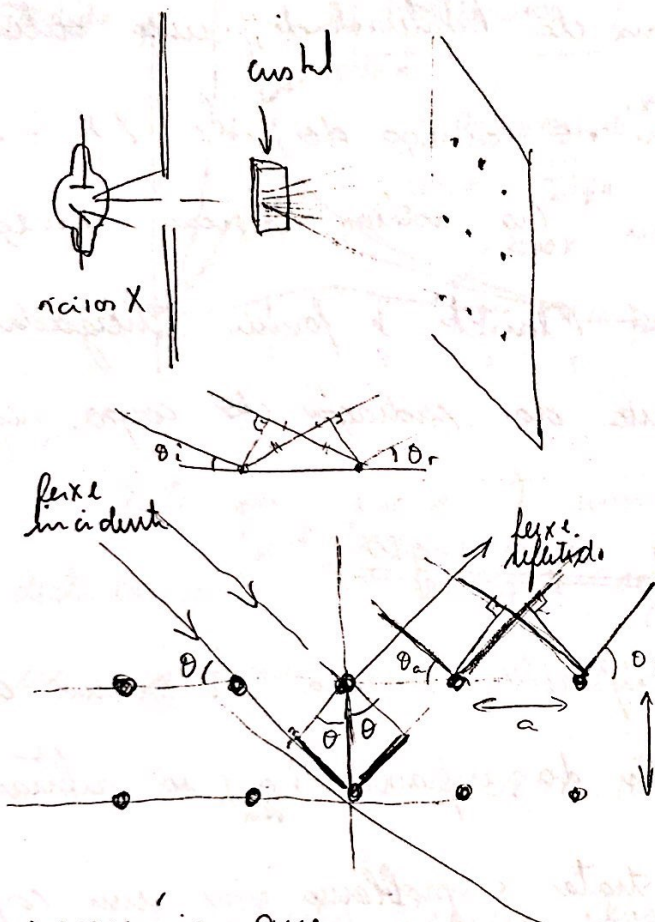
máximo global  $\phi = 2\pi m \Rightarrow \frac{2\pi}{\lambda'} d \sin \theta = 2\pi m$

mínimo + máximo  $\phi = 2\pi m + \frac{2\pi}{N} \Rightarrow \frac{2\pi}{\lambda} d \sin \theta = 2\pi m + \frac{2\pi}{N}$

$$\Rightarrow m\lambda' = m\lambda + \frac{\lambda}{N} \Rightarrow m(\lambda' - \lambda) = \frac{\lambda}{N}$$

$$\Rightarrow \boxed{N_m = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} \equiv R} \Rightarrow \text{qto maior o n: de fendas maior a resolução.}$$

(63)

Difração de raios X em cristal

Max von Laue em 1903  
sugeriu que a rede  
regular de átomos em  
um cristal poderia agir  
como uma rede de  
difração tridimensional

Para haver interferência  
construtiva entre os  
dois feixes é

necessário que

$$2d \sin \theta = m \lambda \quad \text{onde } \lambda \text{ é em relação à normal} \quad m = 1, 2, 3, \dots$$

Lei de Bragg, deduzida por W. L. Bragg.

(Como  $d \approx 10^{-10} \text{ m} = 1 \text{ \AA}$  é necessário  
utilizar raios X)

Experiência de difração de raios X permitiu inferir  
a estrutura cristalina do material (DNA, etc)