UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
Escola de Engenharia de Lorena – EEL

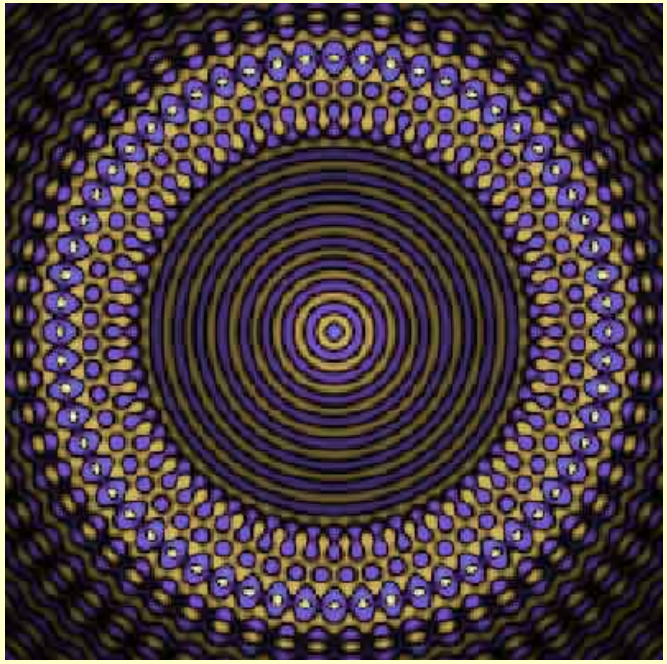
"LOM3055 - FÍSICA PARA ENGENHARIA DE MATERIAIS II"

Prof. Dr. Durval Rodrigues Junior

Departamento de Engenharia de Materiais (DEMAR)
Escola de Engenharia de Lorena (EEL)
Universidade de São Paulo (USP)
Polo Urbo-Industrial, Gleba AI-6 - Lorena, SP 12600-970
durval@demar.eel.usp.br

UNIDADE 5 -

Interferência



Interferência

- Princípio de Huygens
- A Lei da Refração
- Difração
- O Experimento de Young
- Intensidade das Franjas de Interferência
- Interferência em Filmes Finos
- O Interferômetro de Michelson

http://micro.magnet.fsu.edu/primer/lightandcolor/interferencehome.html

Princípio de Huygens

Christiaan Huygens (1629-1695), físico holandês, apresentou a primeira teoria ondulatória da luz em 1678.

Teoria mais simples que a Teoria de Maxwell, permite a explicação das leis de reflexão e refração em termos de ondas e define índice de refração.

Construtor de telescópios, em 1655 detectou a primeira lua de Saturno.

Criador do primeiro relógio de pêndulo, patenteado em 1656 seguindo proposta de Galileu.

http://id.mind.net/~zona/mstm/physics/waves/propagation/huygens3.html

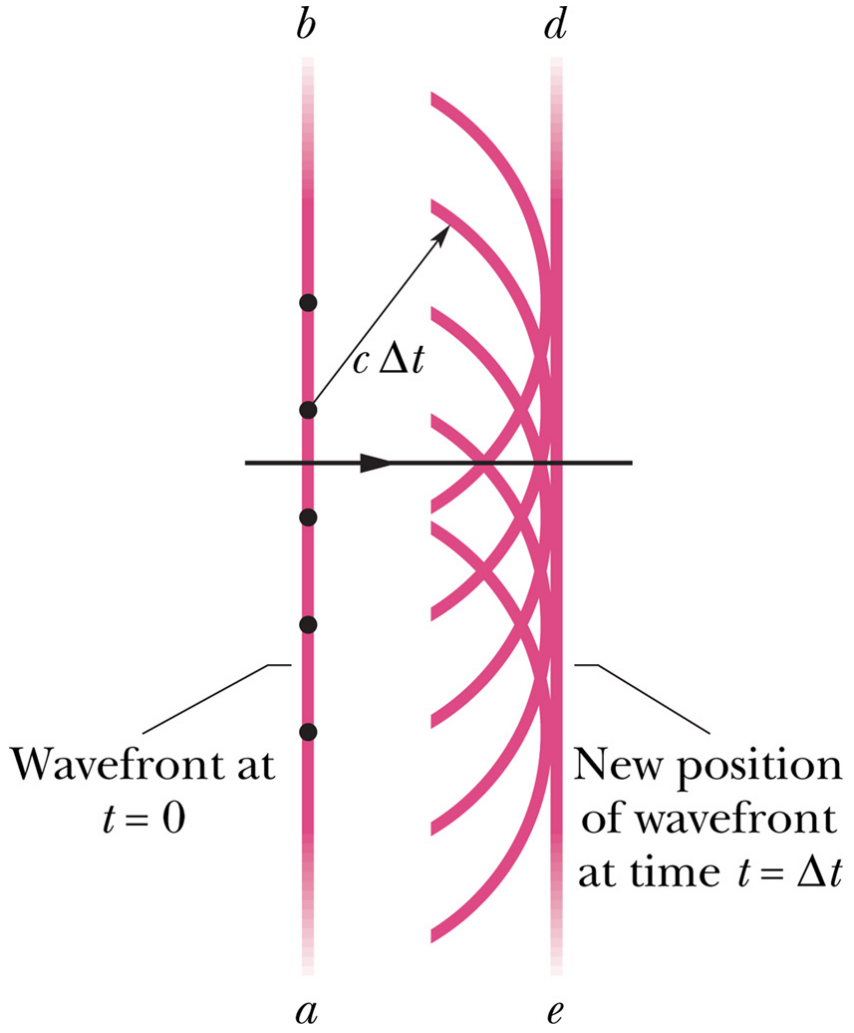
http://www.colorado.edu/physics/2000/index.pl

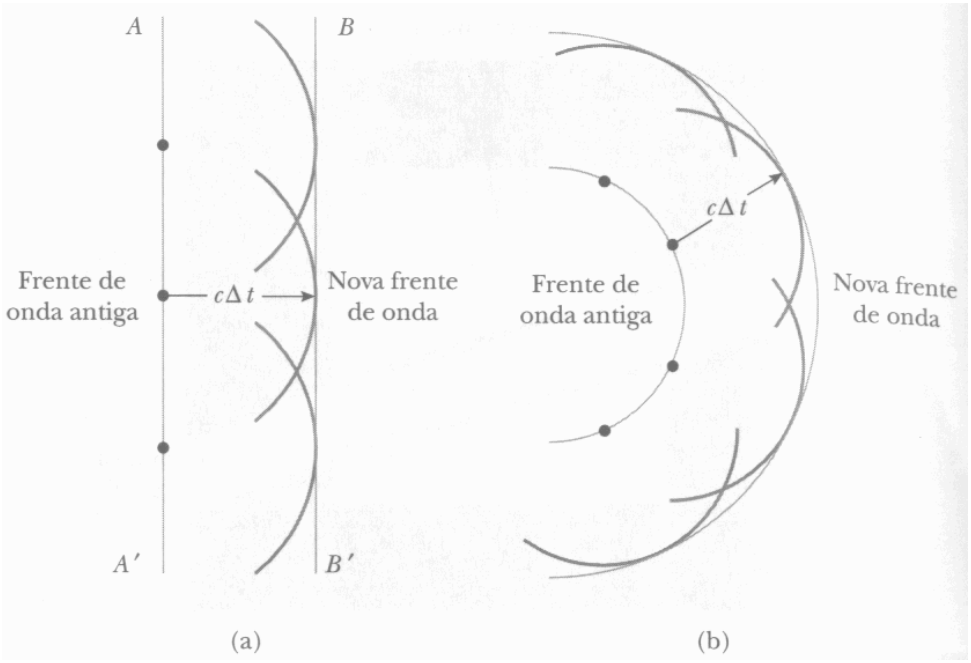
Interferência

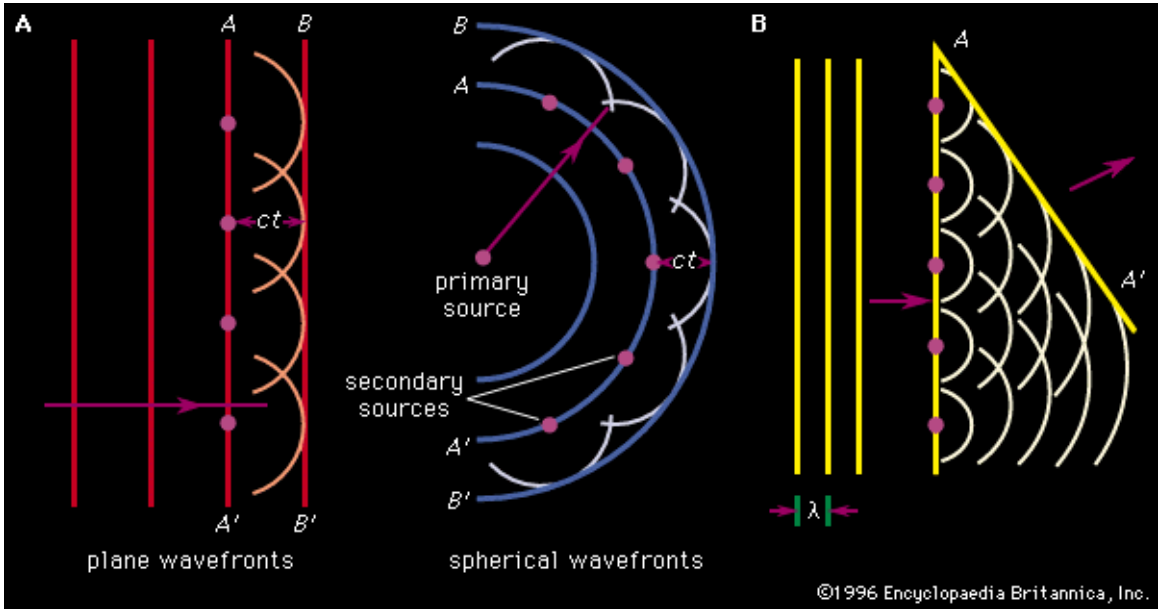
Teoria ondulatória de Huygens: utiliza uma construção geométrica que permite prever onde estará uma dada frente de onda em qualquer instante futuro se conhecermos sua posição atual. Essa construção se baseia no Princípio de Huygens.

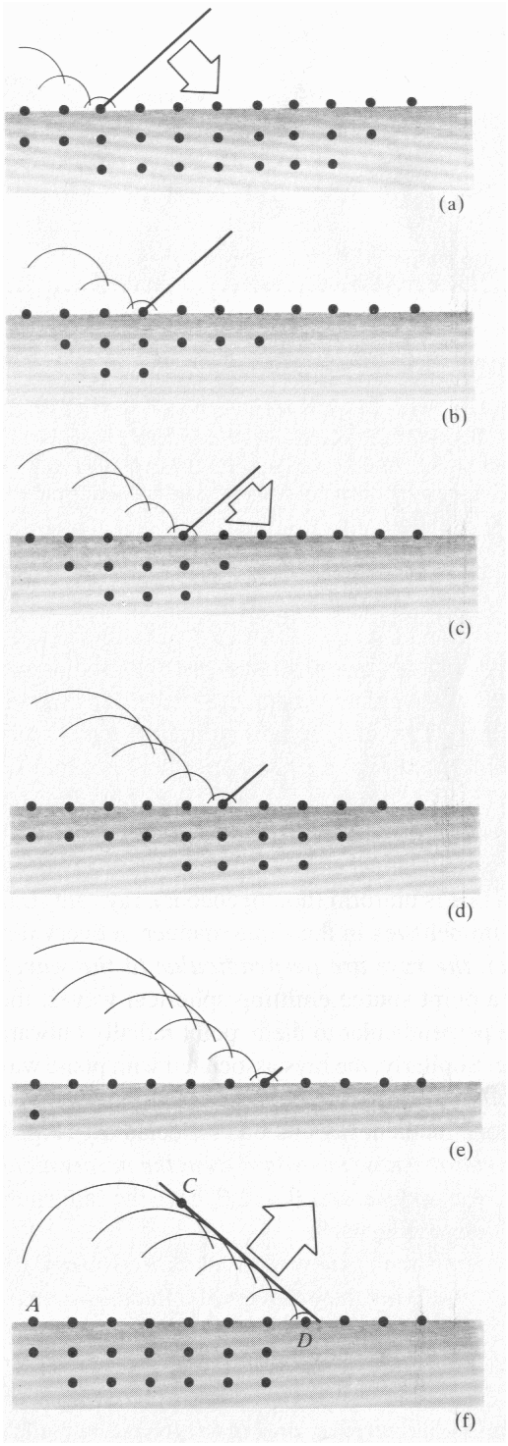
Princípio de Huygens: Todos os pontos de uma frente de onda se comportam como fontes pontuais de ondas secundárias. Depois de um intervalo de tempo Δt a nova posição da frente de onda é dada por uma superfície tangente a essas ondas secundárias.

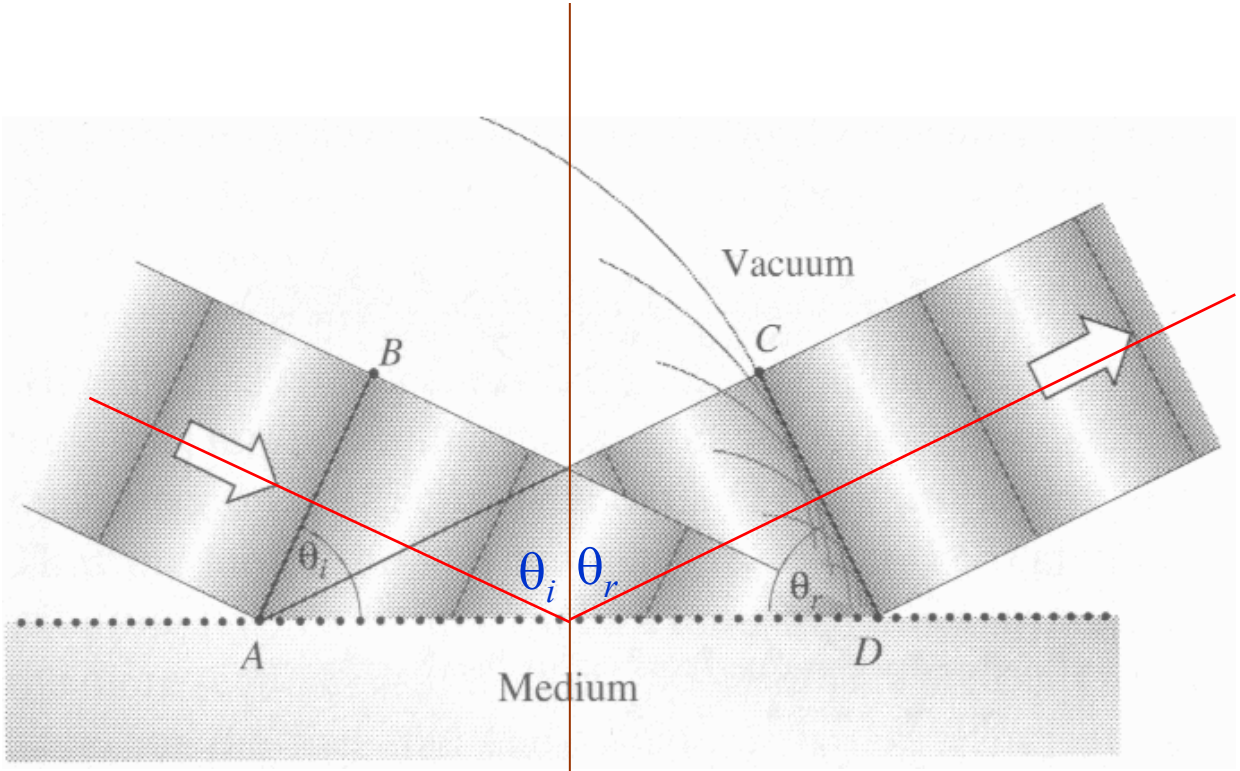
A Teoria ondulatória da Luz foi feita pelo físico holandês Christian Huygens em 1678. Embora muito menos completa que a teoria eletromagnética de Maxwell, formulada mais tarde, a teoria de Huygens era matematicamente mais simples e permanece útil até hoje.




A
B
Frente de
onda antiga
cΔt
Nova frente
de onda
A′
B′
(a)
cΔt
Frente de
onda antiga
Nova frente
de onda
(b)


A
A
B
ct
A′
B′
plane wavefronts
B
A
ct
primary
source
secondary
sources
A′
B′
spherical wavefronts
B
A
A′
λ
©1996 Encyclopaedia Britannica, Inc.





Verificamos que na reflexão especular:

$$\theta_i = \theta_r$$

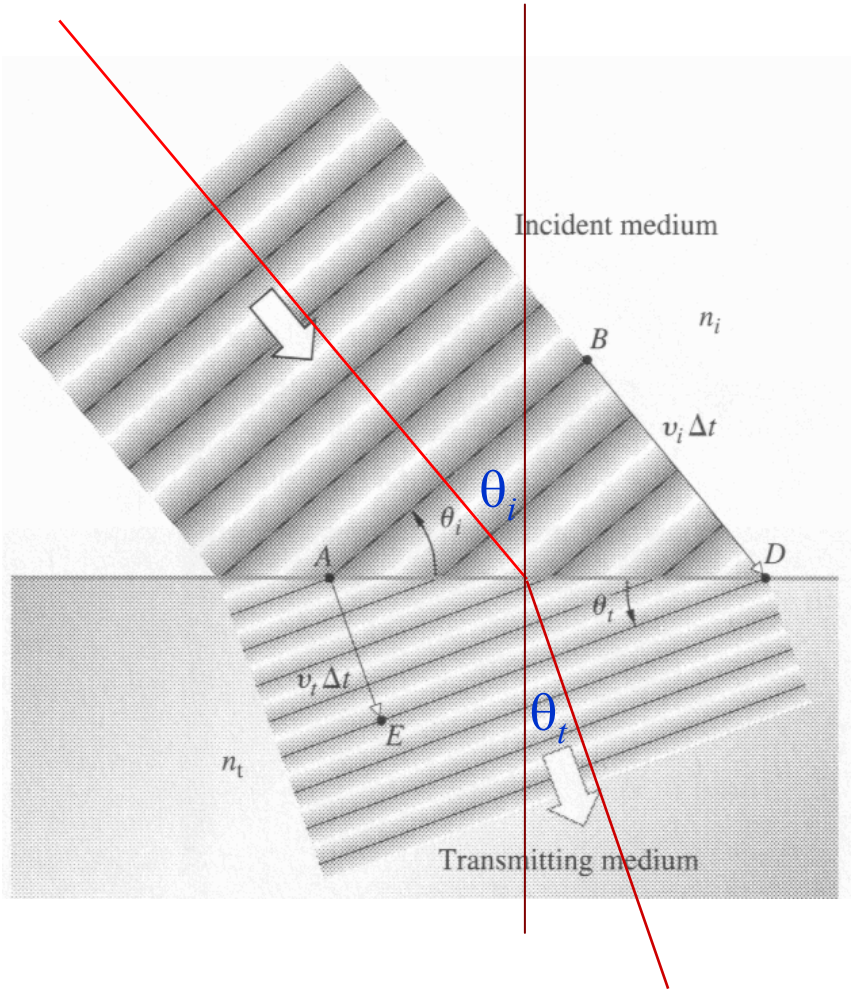
Refração e Lei de Snell

Verificamos a *Lei de Snell:*

$$n_i \sin\theta_i = n_t \sin\theta_t$$

onde

$$n_i \equiv \frac{c}{v_i}$$



Frequência e Comprimento de Onda na Refração

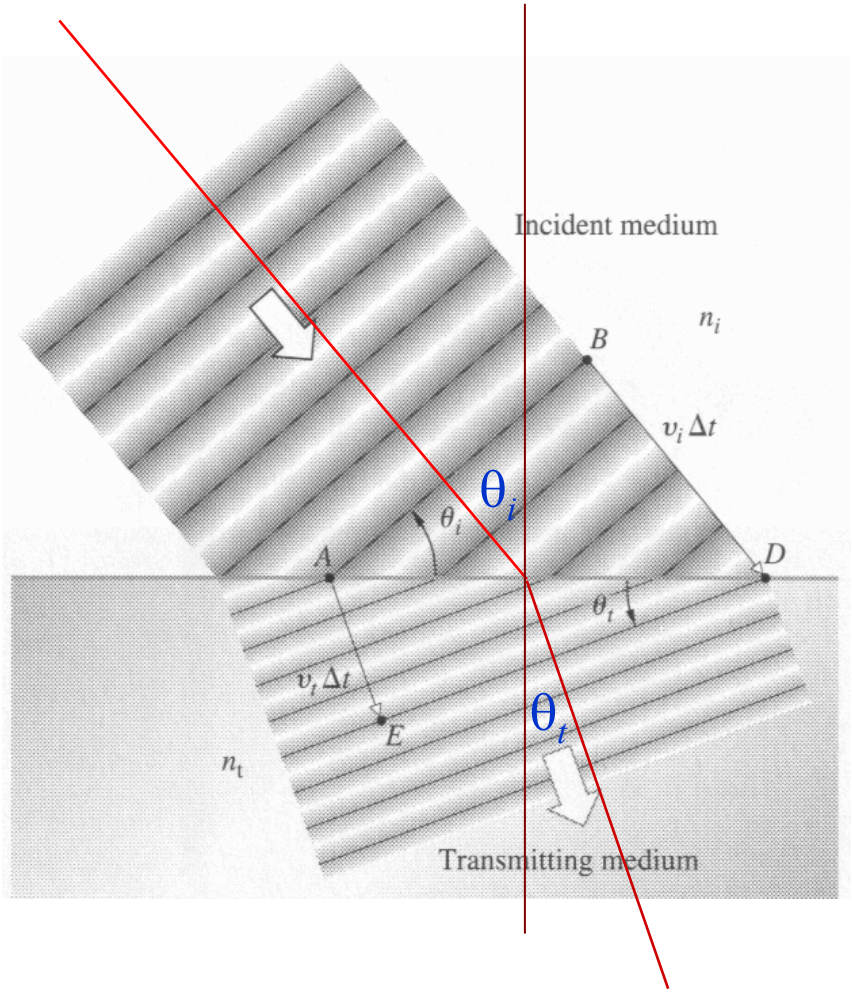
Temos:

$$\frac{n_i}{n_t} = \frac{\sin\theta_t}{\sin\theta_i} = \frac{4\lambda_t / \overline{AD}}{4\lambda_i / \overline{AD}}$$

logo: $\lambda_t = \dfrac{n_i}{n_t}\lambda_i$

se $n_i = 1$ (vácuo):

$$\lambda_t = \frac{\lambda}{n_t}$$



Comprimento de onda e índice de refração

$$\lambda_n = \lambda . \frac{v}{c}$$

$$n = \frac{c}{v}$$

λ_n Comprimento de onda no meio

n é o índice de refração do meio

$$\lambda_n = \frac{\lambda}{n}$$

Interferência

Seja f_n a frequência da luz em um meio cujo índice de refração é n.

$$f_n = \frac{v}{\lambda_n} \qquad n = \frac{c}{v} \qquad \lambda_n = \frac{\lambda}{n}$$

$$f_n = \frac{c/n}{\lambda/n} = \frac{c}{\lambda} = f$$

Embora a velocidade e o comprimento de onda sejam diferentes no meio e no vácuo, a freqüência não se altera. É a mesma no meio e no vácuo. **(IMPORTANTE!)**

Quanto a freqüência (f) :

$$\frac{f_t}{f_i} = \frac{v_t/\lambda_t}{v_i/\lambda_i} = \frac{v_t\,\lambda_i}{v_i\,\lambda_t} = \left(\frac{c/n_t}{c/n_i}\right)\left(\frac{\lambda/n_i}{\lambda/n_t}\right) = \frac{n_i}{n_t}\frac{n_t}{n_i} = 1$$

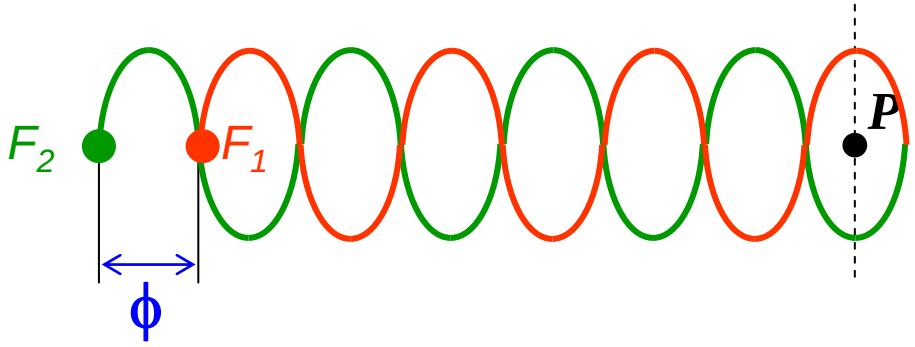
Ela é a mesma, no meio material e no vácuo.

A Luz como uma Onda

Diferença de Fase ou Defasagem (ϕ)

- É a diferença em graus ou em comprimentos de onda que existe entre duas ondas no momento do encontro entre as mesmas. Observe o esquema a seguir:

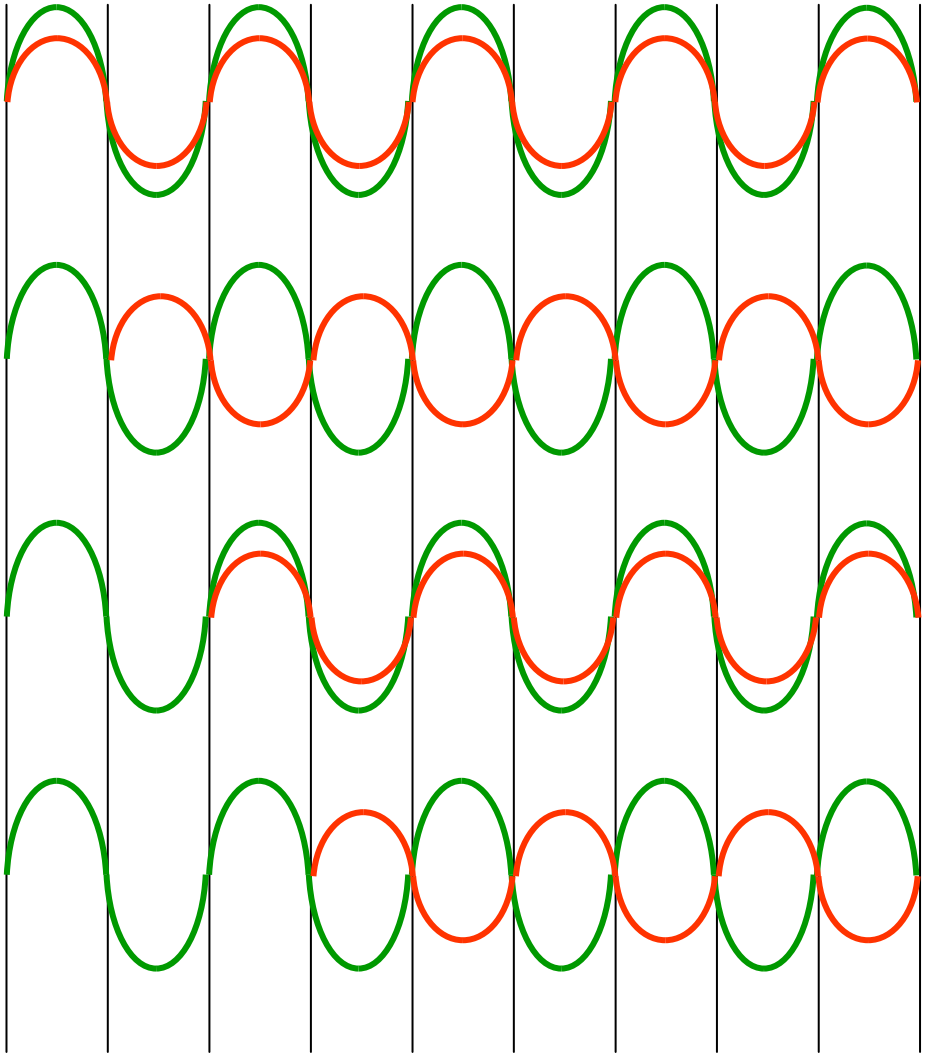
  - Trazendo a linha X para cima da linha Y, você obtém a figura a seguir:



Interferência destrutiva em P

35-2 | A Luz como uma Onda

Exemplos de Defasagem (ϕ)



$\phi = 0 \cdot \frac{\lambda}{2}$ ou $\phi = 0^o$ ➡ **ITC**

Ondas em fase

$\phi = 1 \cdot \frac{\lambda}{2}$ ou $\phi = 180^o$ ➡ **ITD**

Ondas em oposição de fase

$\phi = 2 \cdot \frac{\lambda}{2}$ ou $\phi = 360^o$ ➡ **ITC**

Ondas em fase

$\phi = 3 \cdot \frac{\lambda}{2}$ ou $\phi = 540^o$ ➡ **ITD**

Ondas em oposição de fase

A Luz como uma Onda

Utilização da Defasagem para determinar a interferência

- Pelos exemplos anteriores, podemos concluir que:

$$\phi = n \cdot \frac{\lambda}{2}$$

Esse "n" não é índice de refração, mas sim quantos "meio comprimento de onda" as ondas estão defasadas.

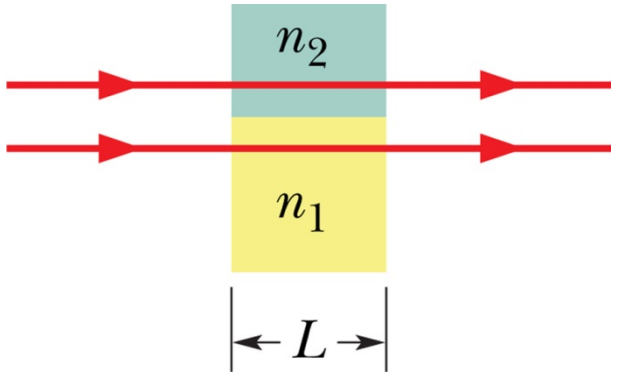
Para ***n***
- Par ➡ Interferência Construtiva
- Ímpar ➡ Interferência Destrutiva

Interferência

A Luz como uma Onda

$$\frac{\lambda_n}{\lambda} = \frac{v}{c} \rightarrow \lambda_n = \lambda \frac{v}{c} \rightarrow \boxed{\lambda_n = \frac{\lambda}{n}}$$

$$f_n = \frac{v}{\lambda_n} = \frac{c/n}{\lambda/n} = \frac{c}{\lambda} = f$$



The frequency of light in a medium is the same as it is in vacuum

Since wavelengths in n_1 and n_2 are different, the two beams may no longer be in phase

$$\text{Number of wavelengths in } n_1\text{: } N_1 = \frac{L}{\lambda_{n1}} = \frac{L}{\lambda/n_1} = \frac{Ln_1}{\lambda}$$

$$\text{Number of wavelengths in } n_2\text{: } N_2 = \frac{L}{\lambda_{n2}} = \frac{L}{\lambda/n_2} = \frac{Ln_2}{\lambda}$$

$$\text{Assuming } n_2 > n_1\text{: } \boxed{N_2 - N_1 = \frac{L}{\lambda}(n_2 - n_1)}$$

Mudança de Fase

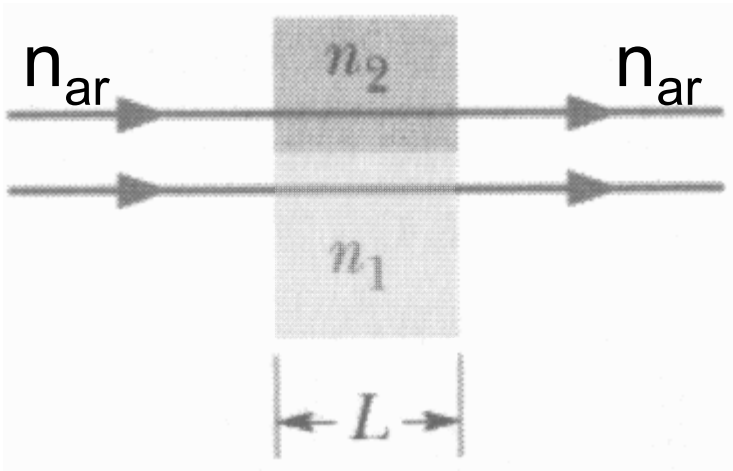
Os números de comprimentos de onda nos meios 1 e 2 são dados por:

$$N_1 = \frac{L}{\lambda_{n_1}} = \frac{L\,n_1}{\lambda}$$

$$N_2 = \frac{L}{\lambda_{n_2}} = \frac{L\,n_2}{\lambda}$$

logo

$$N_2 - N_1 = \frac{L}{\lambda}(n_2 - n_1)$$



Diferença de fase efetiva, em *rad* :

$$\Delta f = \textit{parte decimal de} \left| N_2 - N_1 \right|$$

A Luz como uma Onda

Exemplo 35-1

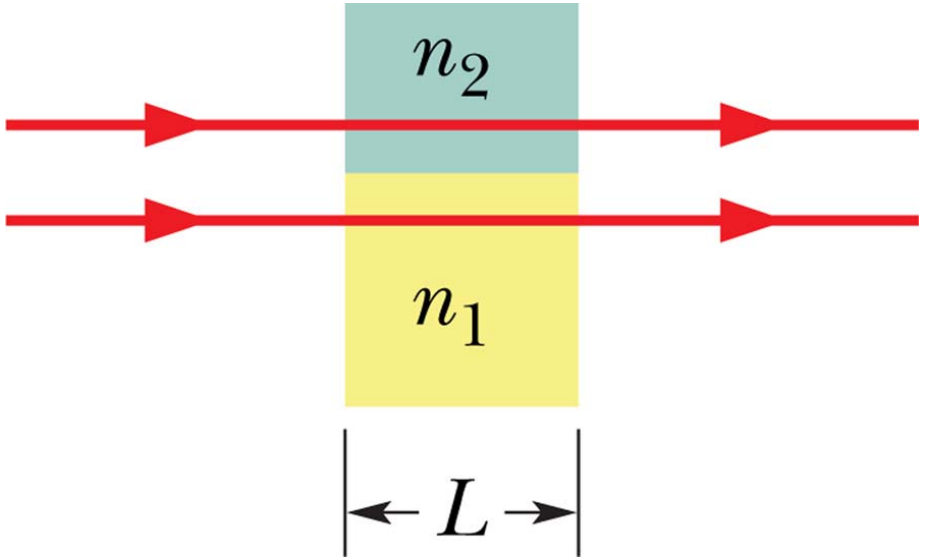
Na Fig. 35-4 as duas ondas luminosas representadas por raios têm um comprimento de onda de 550,0 nm antes de penetrar nos meios 1 e 2. Elas têm a mesma amplitude e estão em fase. Suponha que o meio 1 seja o próprio ar e que o meio 2 seja um plástico transparente com índice de refração 1,600 e uma espessura de 2,600 μm.

(a) Qual é a diferença de fase entre as duas ondas emergentes em comprimentos de onda, radianos e graus? Qual é a diferença de fase efetiva (em comprimentos de onda)?

(b) Se os raios luminosos se encontrassem em uma tela distante, produziriam um ponto claro ou escuro?

Resposta (a): $2,84\lambda \cong 17,8\text{rad} \cong 1020^{\circ}$

Resposta (b): ver livro (p. 48)



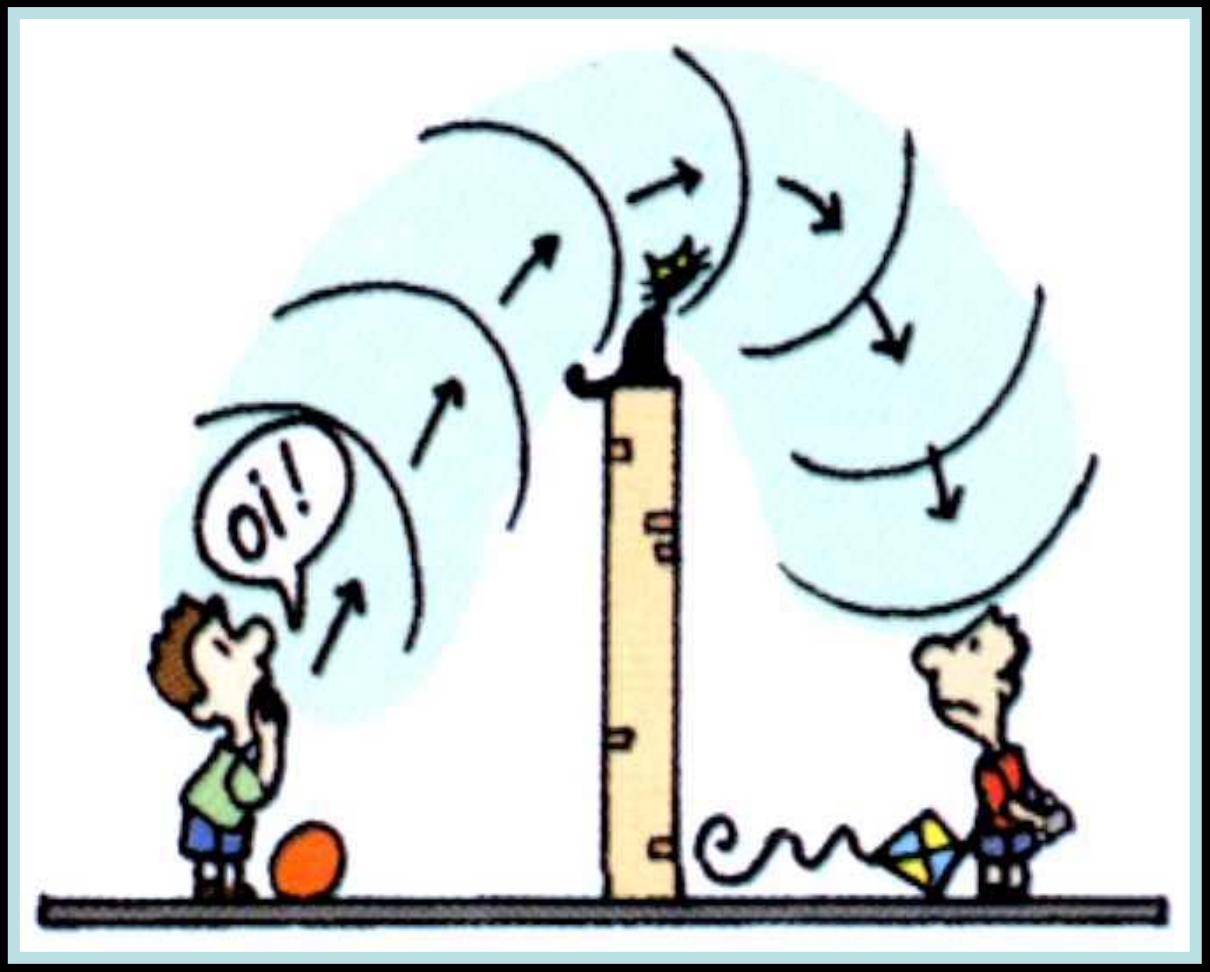
Interferência

A Luz como uma Onda

IDÉIA-CHAVE A diferença de fase entre duas ondas luminosas pode mudar se as ondas atravessarem meios diferentes, com diferentes índices de refração. Isso acontece porque os comprimentos de onda são diferentes em meios diferentes. Podemos calcular a mudança da diferença de fase contando o número de comprimentos de onda em cada meio e calculando a diferença entre os dois números.

Raciocínio: Precisamos comparar a diferença de fase efetiva das ondas com a diferença de fase que corresponde aos tipos extremos de interferência. No caso que estamos examinando, a diferença de fase efetiva (0,84 comprimento de onda) está entre 0,5 comprimento de onda (que corresponde a uma interferência totalmente destrutiva e, portanto, a um ponto escuro na tela) e 1,0 comprimento de onda (que corresponde a uma interferência totalmente construtiva e, portanto, a um ponto claro na tela), mas está mais próxima de 1,0 comprimento de onda. Isso significa que a interferência está mais próxima de ser construtiva do que de ser destrutiva e, portanto, será produzido na tela um ponto relativamente claro.

Difração



Difração

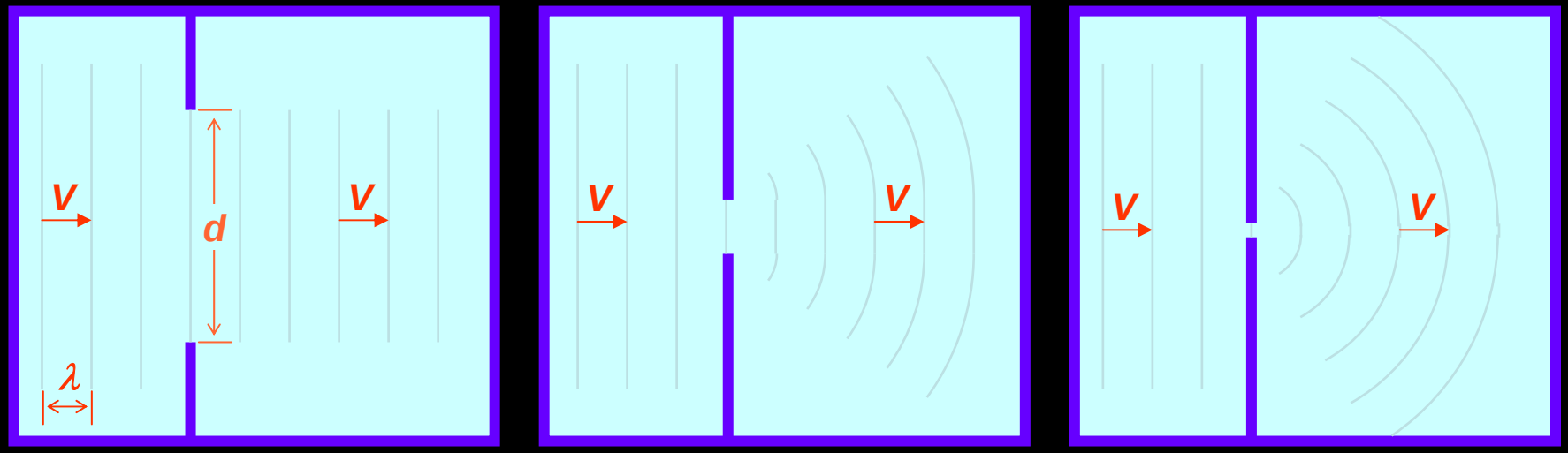
- É o fenômeno pelo qual uma onda pode contornar obstáculos ou fendas.
- A difração não altera ***V*** , ***f*** , ***T*** e λ.
- A difração ocorre com qualquer onda desde que seja satisfeita a seguinte condição:

$$\lambda \cong d \text{ ou } \lambda >> d$$

- Para $\lambda << d$, não ocorre difração.
- ***d*** é o tamanho do obstáculo ou a largura da fenda.

Difração em uma fenda

- $\lambda << d$
- $\lambda \cong d$
- $\lambda >> d$



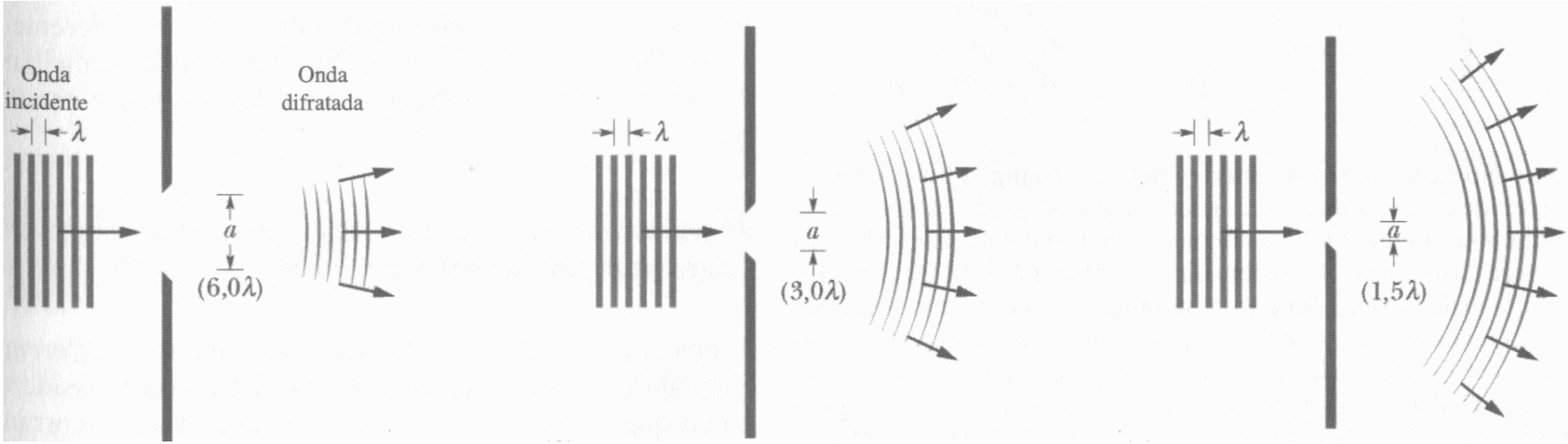
Não ocorre difração

Ocorre difração

Ocorre difração acentuada

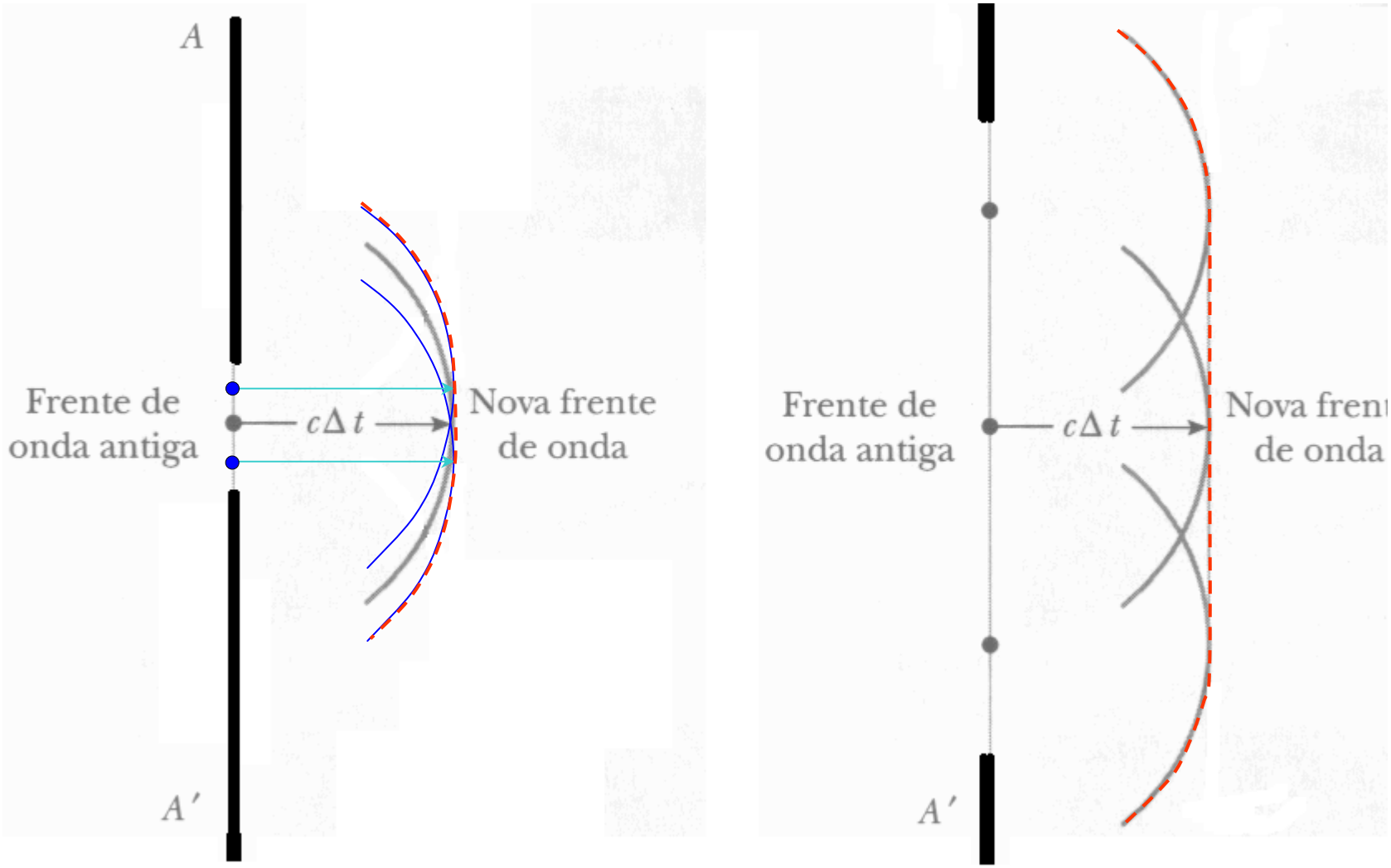
Difração

A difração ocorre quando a abertura é da ordem do comprimento de onda da onda incidente.



$\lambda << a$ $\lambda < a$ $\lambda \approx a$

Usando o Princípio de Huygens:

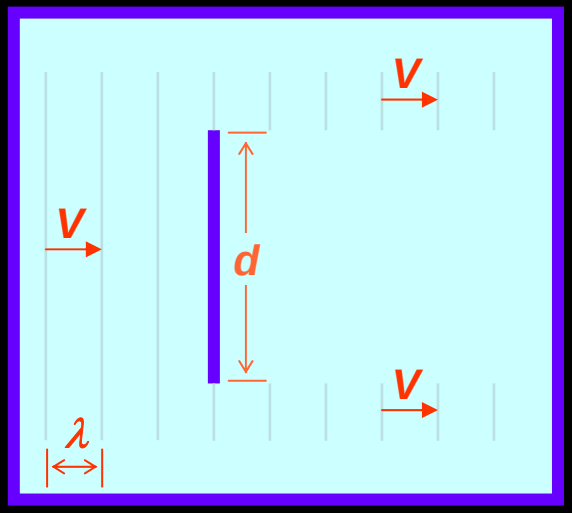


Exemplo de Difração em uma fenda

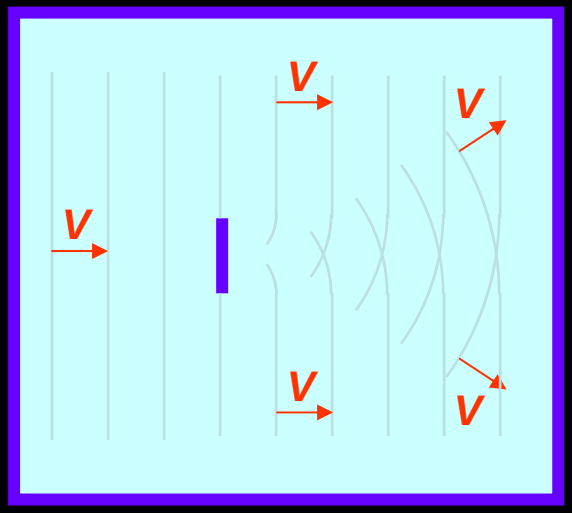
FIG. 35-6 Difração de ondas na água de um tanque. As ondas são produzidas do lado esquerdo e passam por uma abertura estreita para chegar ao lado direito. *(Runk Schoenberger/ Grant Heilman Photography)*

Difração em um obstáculo

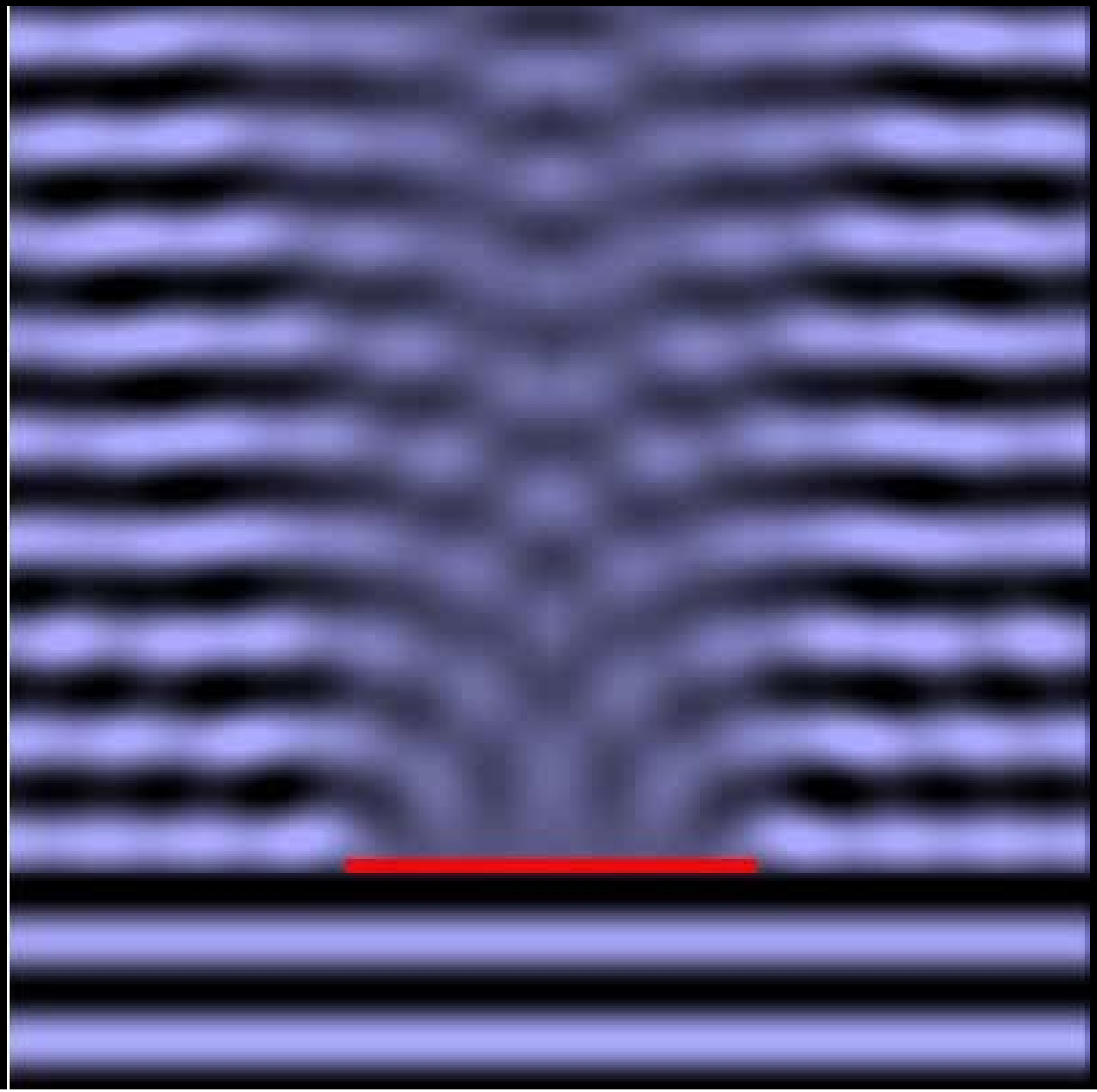
- $\lambda << d$



- $\lambda \cong d$ $\lambda >> d$



Difração em um obstáculo



Difração da Luz e do Som

- $1{,}7\text{cm} < \lambda_{SOM} < 17\text{m}$
- $0{,}00004\text{cm} < \lambda_{LUZ} < 0{,}00008\text{cm}$
- Para obtermos a difração é necessário que $\lambda \cong d$ ou $\lambda >> d$.
- Logo o som sofre difração com mais facilidade que a luz.

Thomas Young (1773-1829)

Young lia em Inglês aos 2 anos, Latim aos 6 e daí aprendeu outras línguas dominando 10 idiomas com apenas 16 anos.

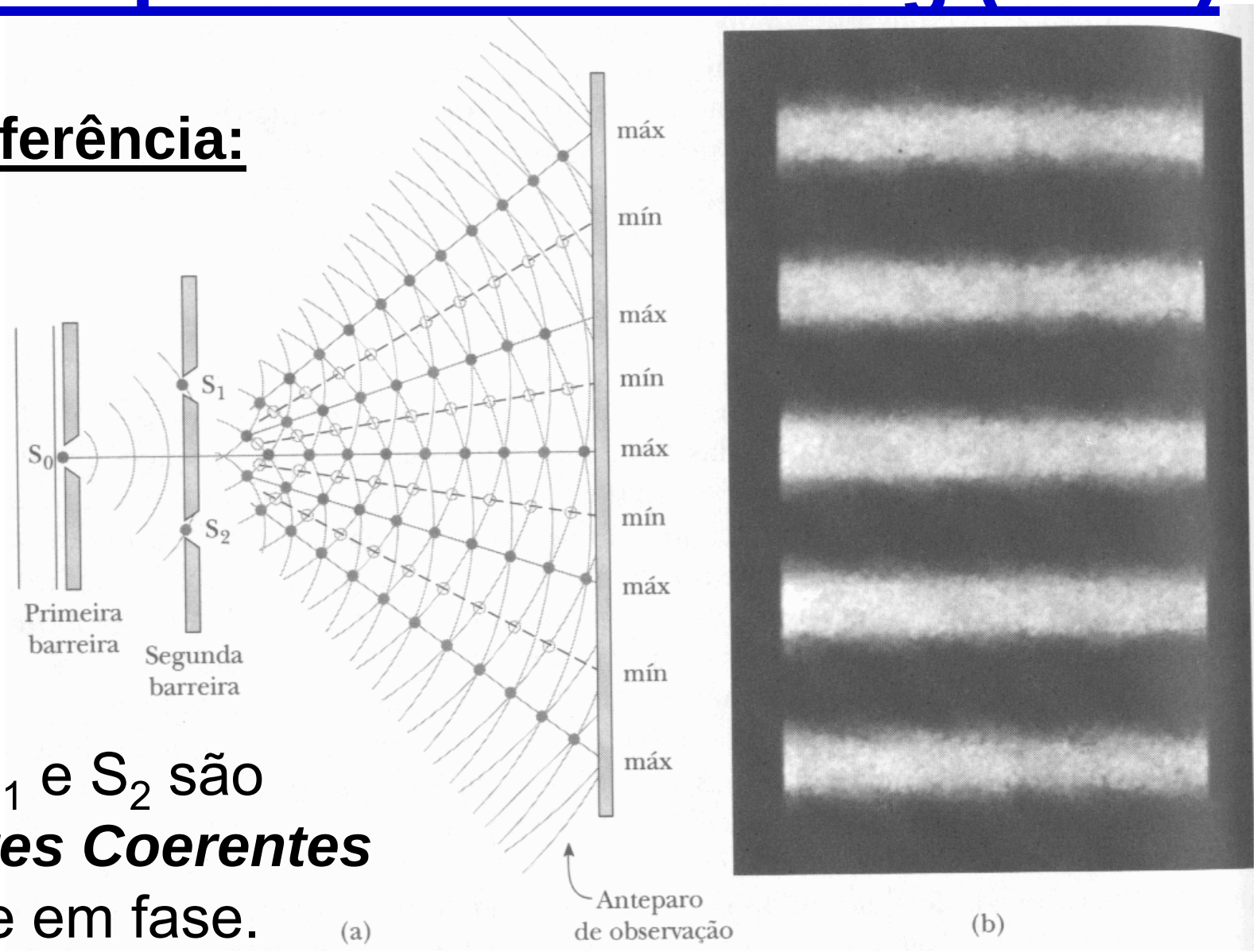
Físico e médico inglês, estudou a sensibilidade do olho humano às cores. Propôs a existência de três cones diferentes que têm sensibilidade para as cores vermelho, azul e verde: o princípio usado na TV colorida.

Em 1800, no trabalho *Outlines of Experiments and Enquires Respecting Sound and Light* , comparou os modelos de Newton e Huygens dando suporte à interpretação ondulatória .

Deu contribuições importantes na teoria da elasticidade (módulo de Young), e na egiptologia.

O Experimento de Young (1801)

Interferência:



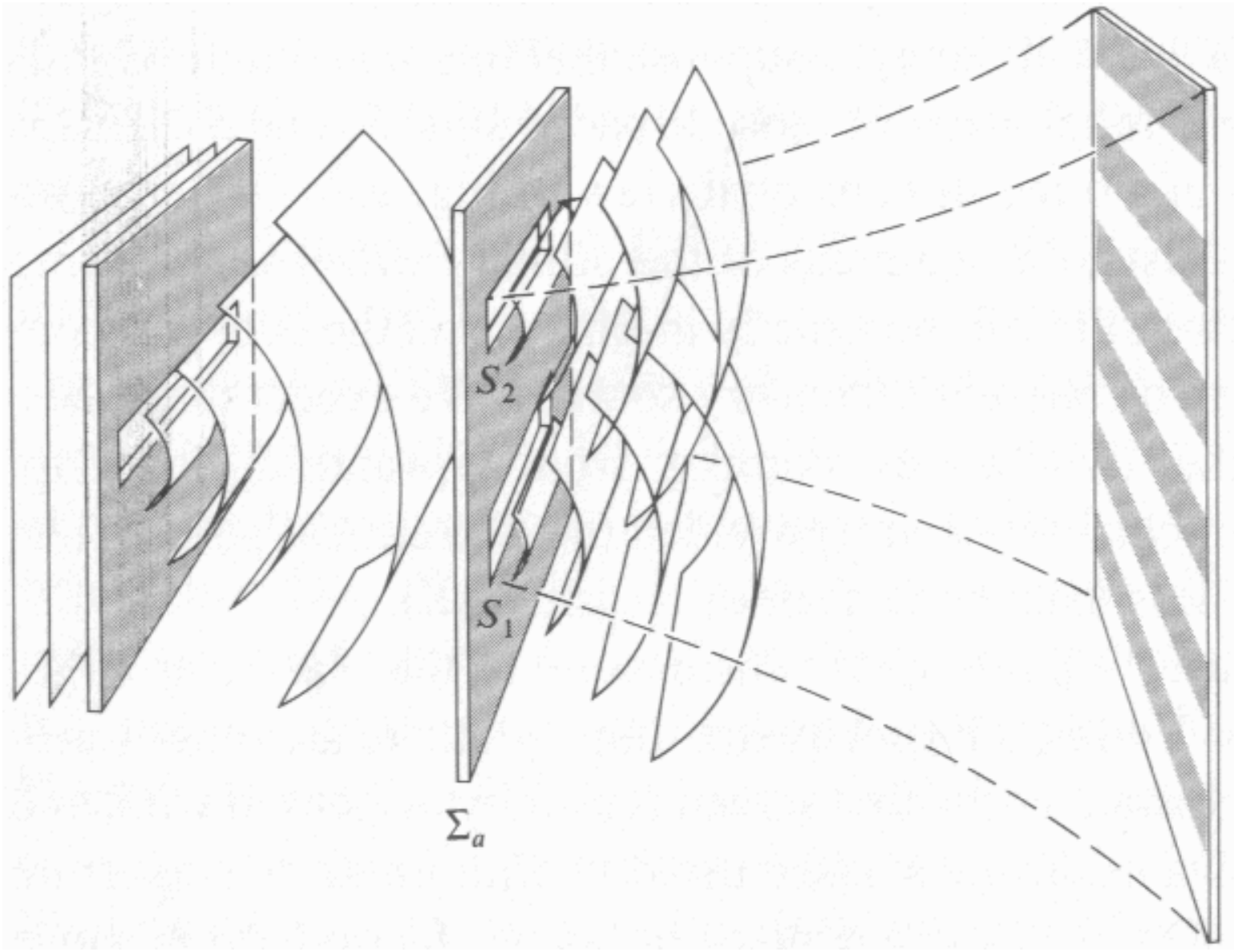
S_1 e S_2 são ***Fontes Coerentes*** e em fase.

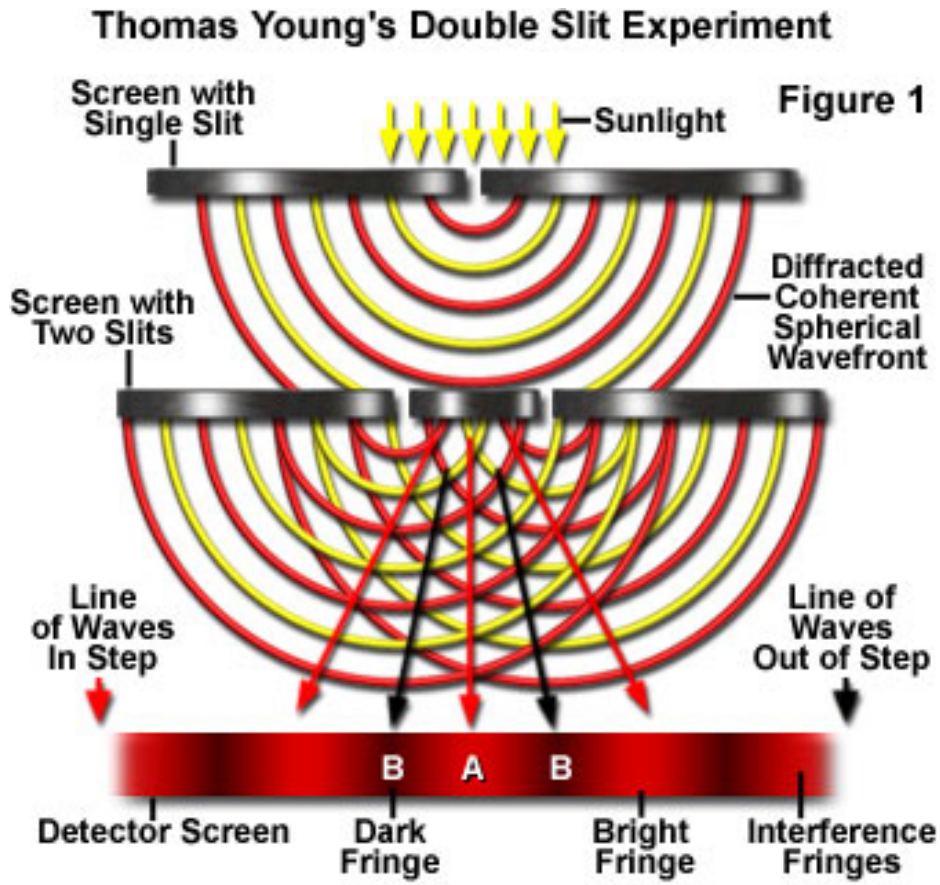
Observações Importantes

✓ A diferença de fase entre 2 ondas pode mudar se as ondas percorrem distâncias diferentes.

✓ Em um experimento de interferência de dupla fenda de Young a intensidade luminosa em cada ponto da tela de observação depende da diferença ΔL entre as distâncias percorridas pelos dois raios que chegam ao ponto.

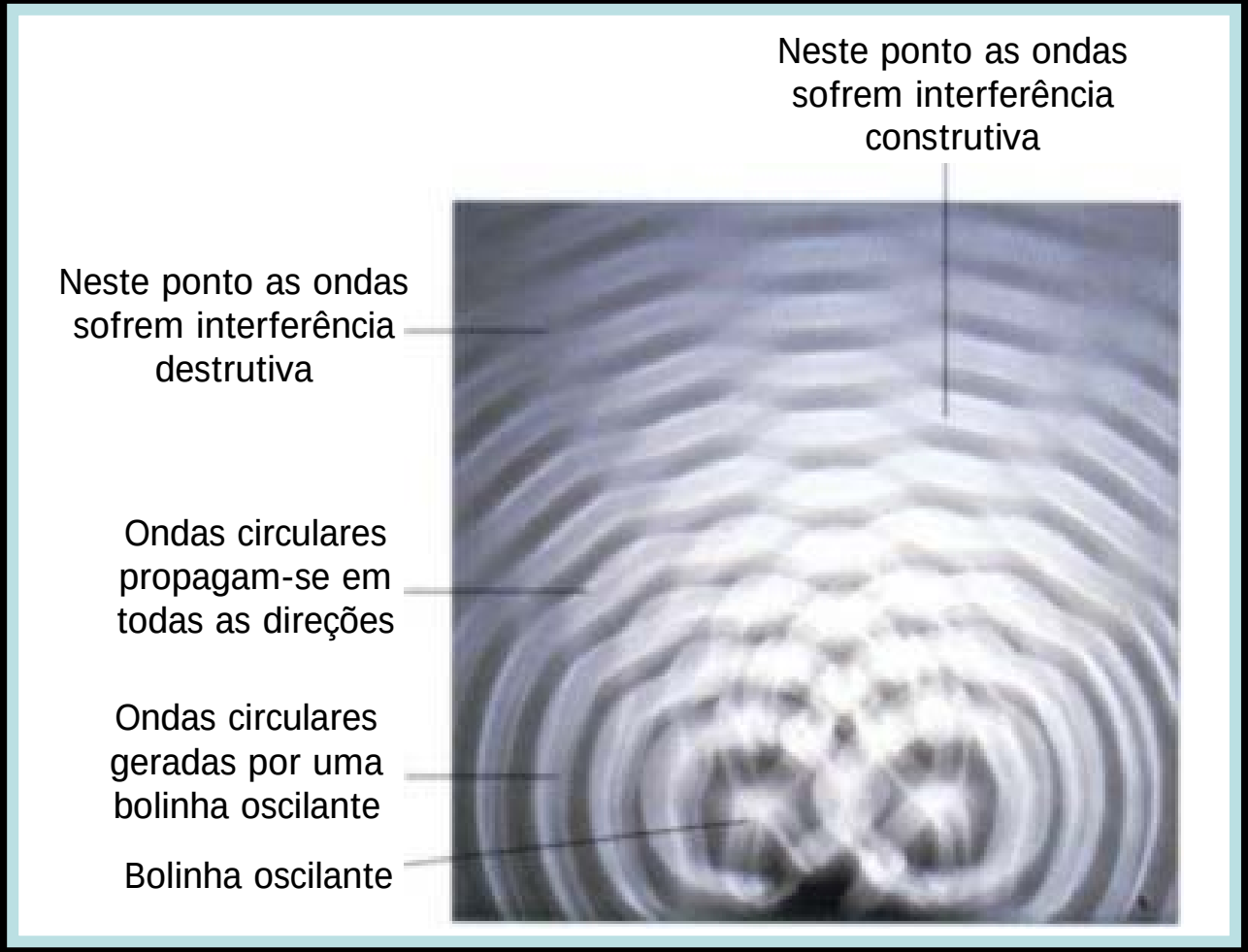
Visão tridimensional:





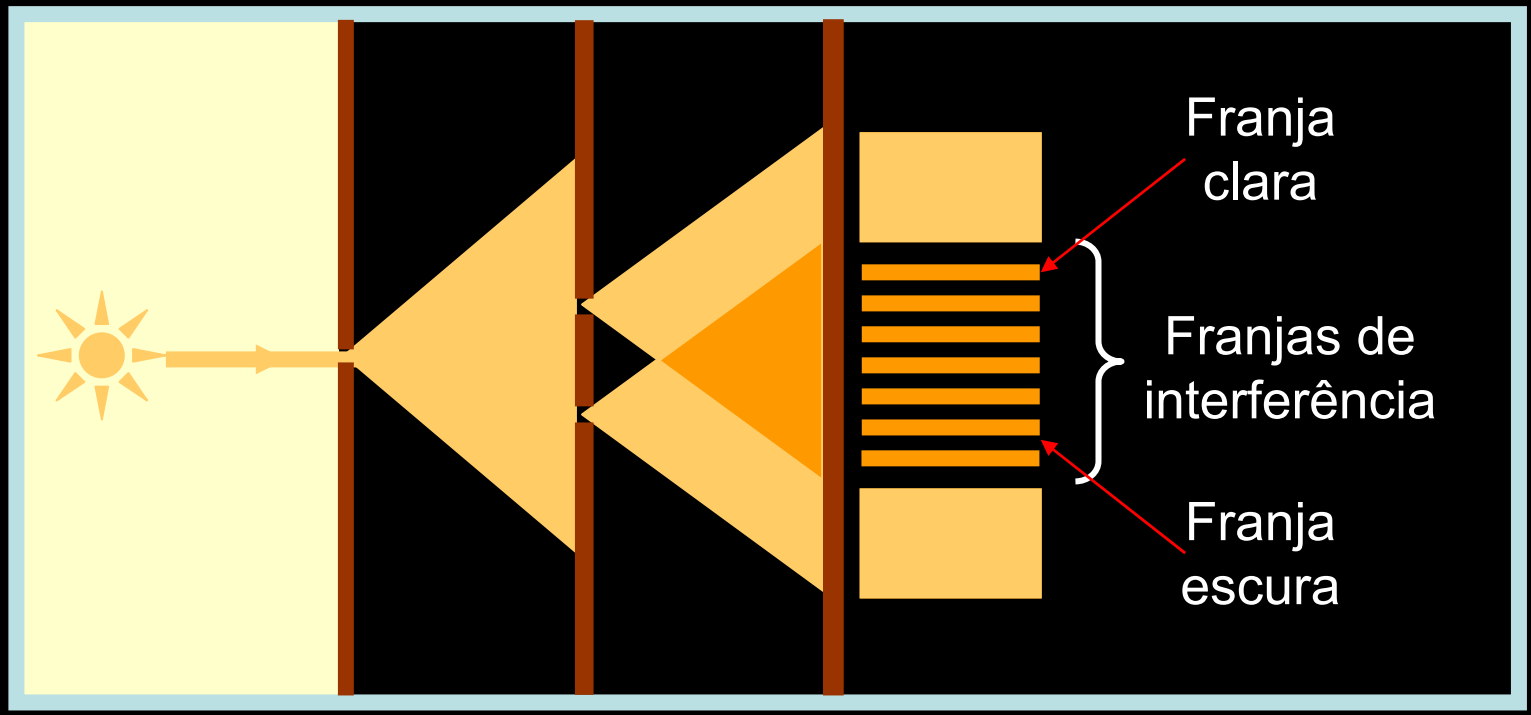
http://vsg.quasihome.com/interf.htm

Exemplo de interferência de ondas na superfície da água



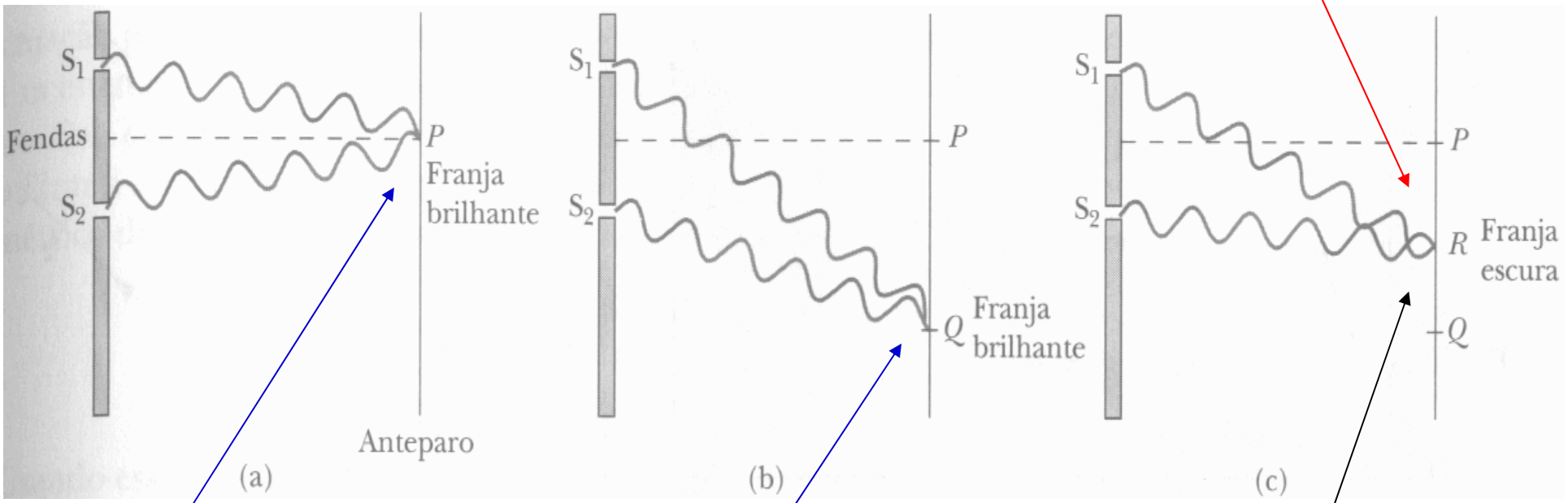
Interf. Da Luz - Experiência de Young

- A experiência de Young cria duas fontes de luz em fase e coerentes a partir de uma única fonte.



Temos a formação de franjas devido a diferença de percursos (ópticos):

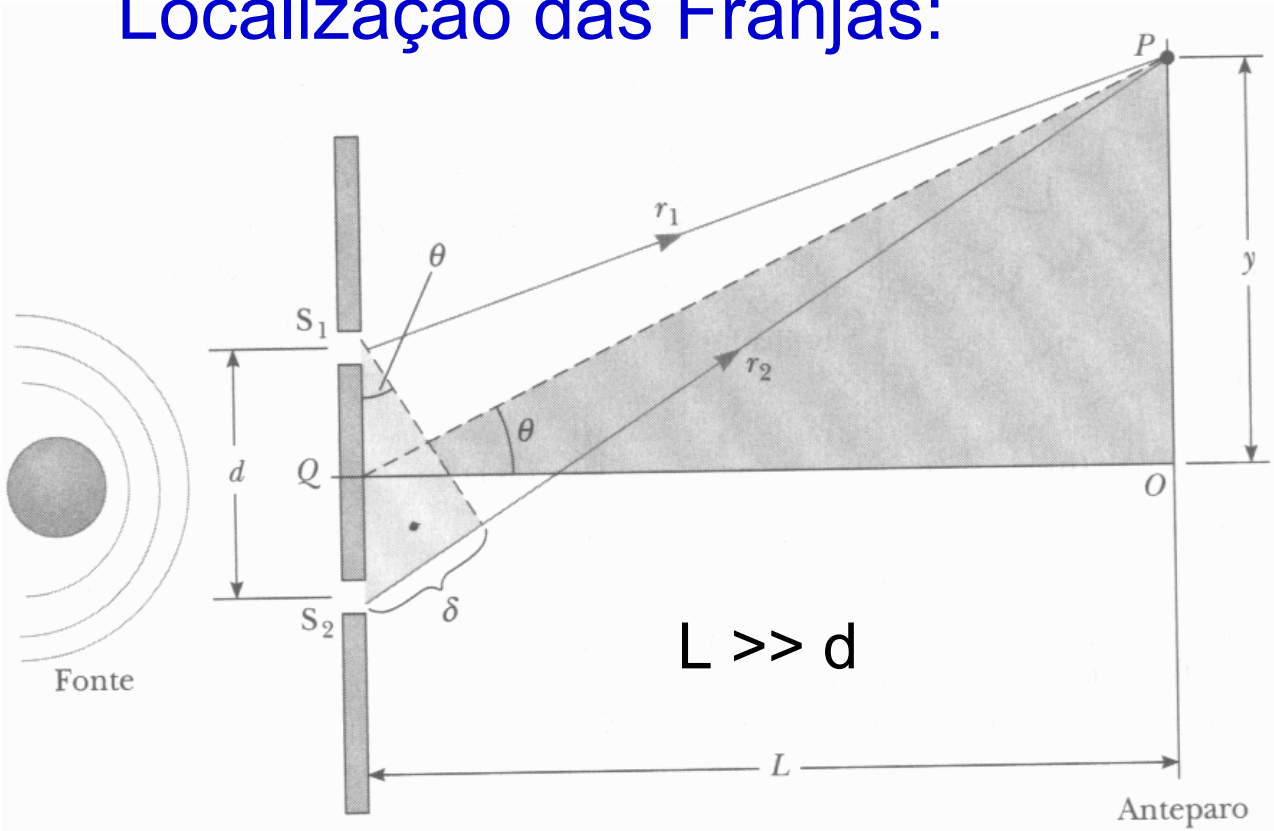
Ondas fora de Fase: Interferência Destrutiva



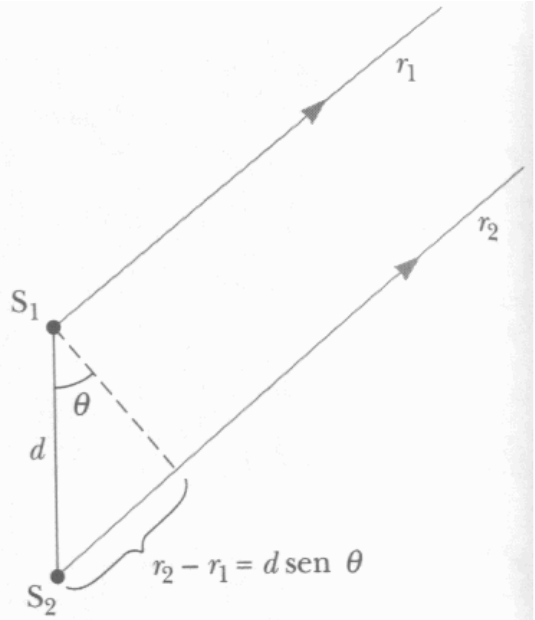
Ondas em Fase: Interferência Construtiva

R a meia distancia entre P e Q.

Localização das Franjas:



L >> d



$\delta = r_2 - r_1 \approx d \operatorname{sen} \theta$

Franja clara: (int. construtiva)

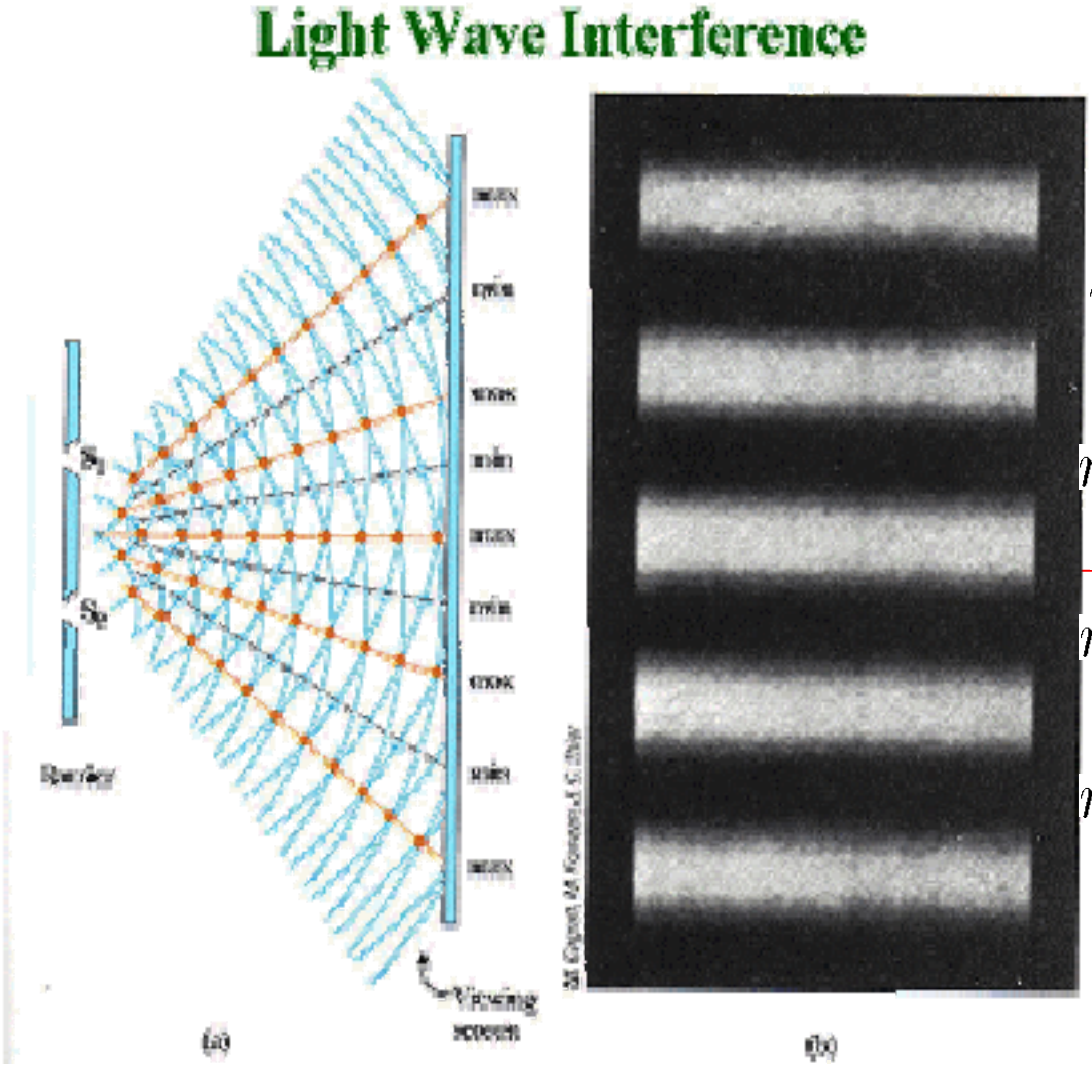
$\delta = m\,\lambda$; $d \operatorname{sen} \theta = m\lambda$, m = 0, 1, 2,..

Franja escura: (int. destrutiva)

$\delta = (m + 1/2)\,\lambda$; $d \operatorname{sen} \theta = (m + 1/2)\,\lambda$

Franjas Claras e Escuras:

$$\begin{cases} d \operatorname{sen} \theta = m\lambda \\ d \operatorname{sen} \theta = (m + 1/2)\,\lambda \end{cases}$$



$m = 2$ (Máx. Lateral de 2ª ordem)

$m = 1$ (Min. Lateral de 2ª ordem)

$m = 1$ (Máx. Lateral de 1ª ordem)

$m = 0$ (Min. Lateral de 1ª ordem)

$m = 0$ (Máximo central)

$m = 0$ (Min. Lateral de 1ª ordem)

$m = 1$ (Máx. Lateral de 1ª ordem)

$m = 1$ (Min. Lateral de 2ª ordem)

$m = 2$ (Máx. Lateral de 2ª ordem)

Posições no Anteparo

Para ângulo pequenos temos: $\theta \approx \tan\theta \approx \operatorname{sen}\theta$

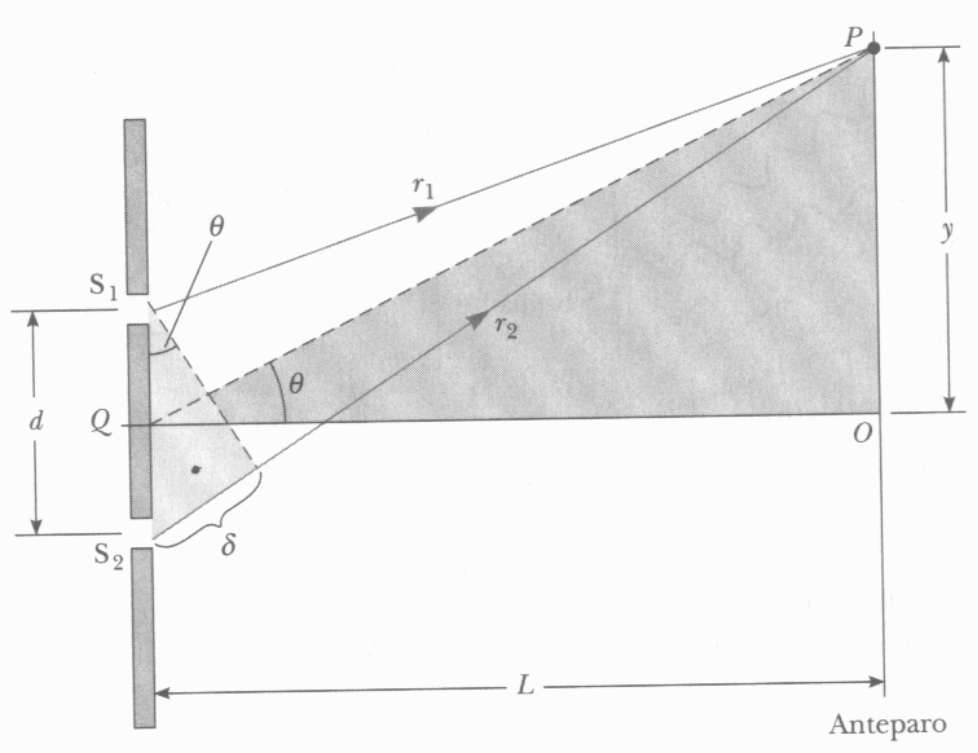
Logo, para os máximos mais centrais:

$$d\ \operatorname{sen}\theta = m\lambda$$

$$d\ \tan\theta \approx m\lambda$$

$$d\ \frac{y_m}{L} \approx m\lambda$$

$$\boxed{y_m \approx m\frac{\lambda L}{d}}$$



Analogamente, para os mínimos mais centrais:

$$\boxed{y_m \approx \left(m + \frac{1}{2}\right)\frac{\lambda L}{d}}$$

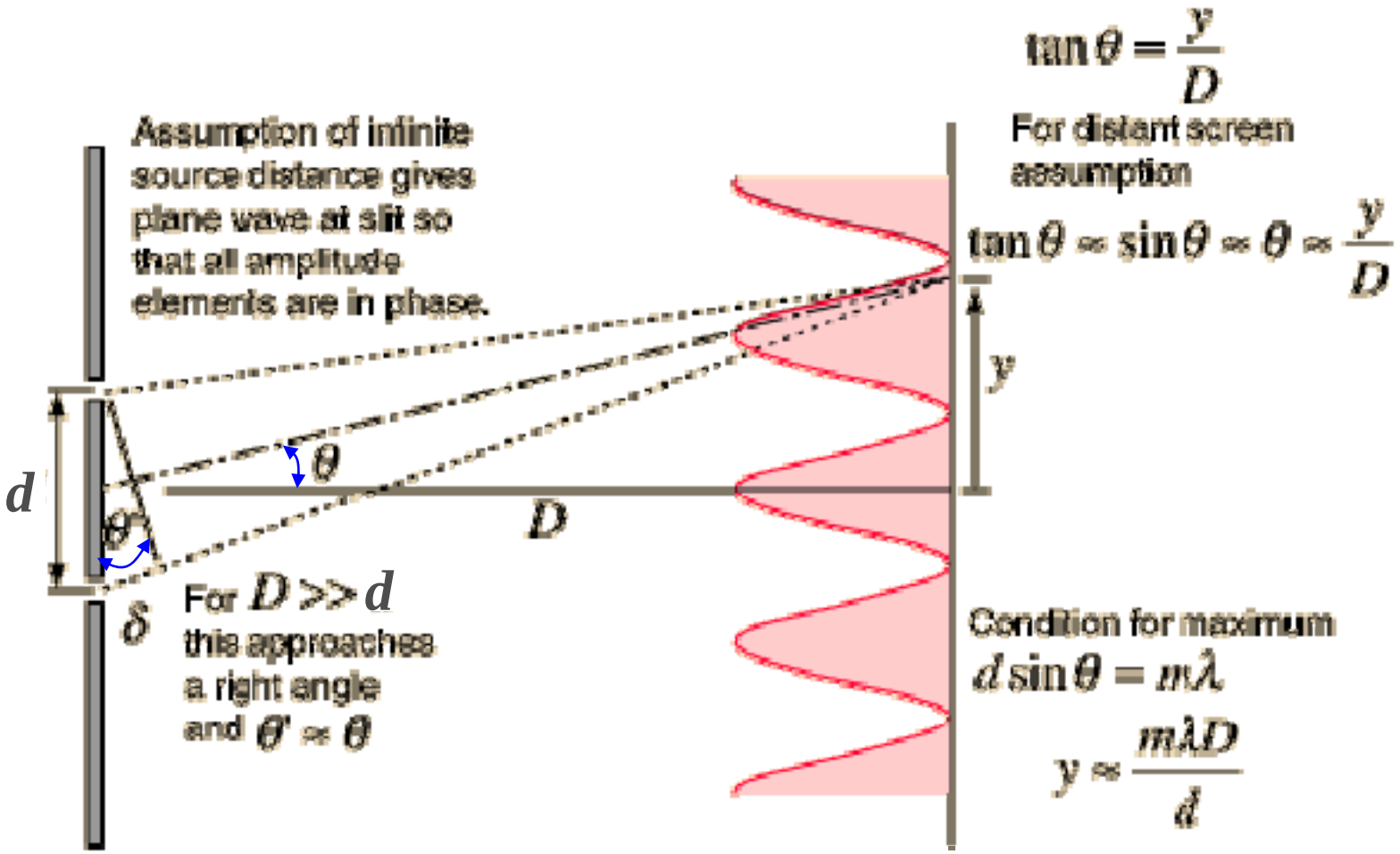
Posições no anteparo

$$y_m \approx m\frac{\lambda L}{d} \qquad y_{m+1} \approx (m+1)\frac{\lambda L}{d}$$

O espaçamento entre as franjas será :

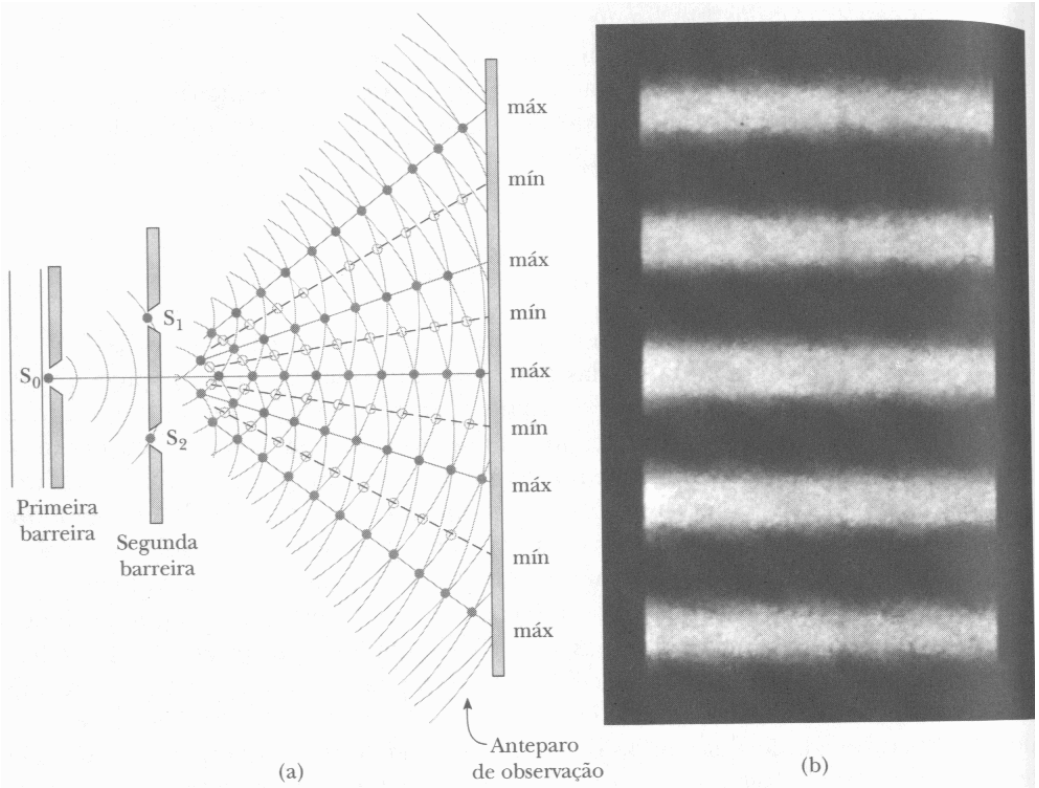
$$\Delta y = y_{m+1} - y_m \approx \frac{\lambda L}{d}$$

Se d e θ são pequenos, a distância entre as franjas independe de *m*


Assumption of infinite source distance gives plane wave at slit so that all amplitude elements are in phase.
d
θ
θ'
δ
D
y
For $D >> d$ this approaches a right angle and $\theta' \approx \theta$
$\tan\theta = \frac{y}{D}$
For distant screen assumption
$\tan\theta \approx \sin\theta \approx \theta \approx \frac{y}{D}$
Condition for maximum
$d\sin\theta = m\lambda$
$y \approx \frac{m\lambda D}{d}$

Intensidade das Franjas de Interferência

A interferência entre S_1 e S_2, de intensidades I_0 na tela, leva a energia luminosa a ser redistribuída no anteparo segundo a equação:



$$I = 4I_0 \cos^2\left(\frac{1}{2}\phi\right)$$

onde

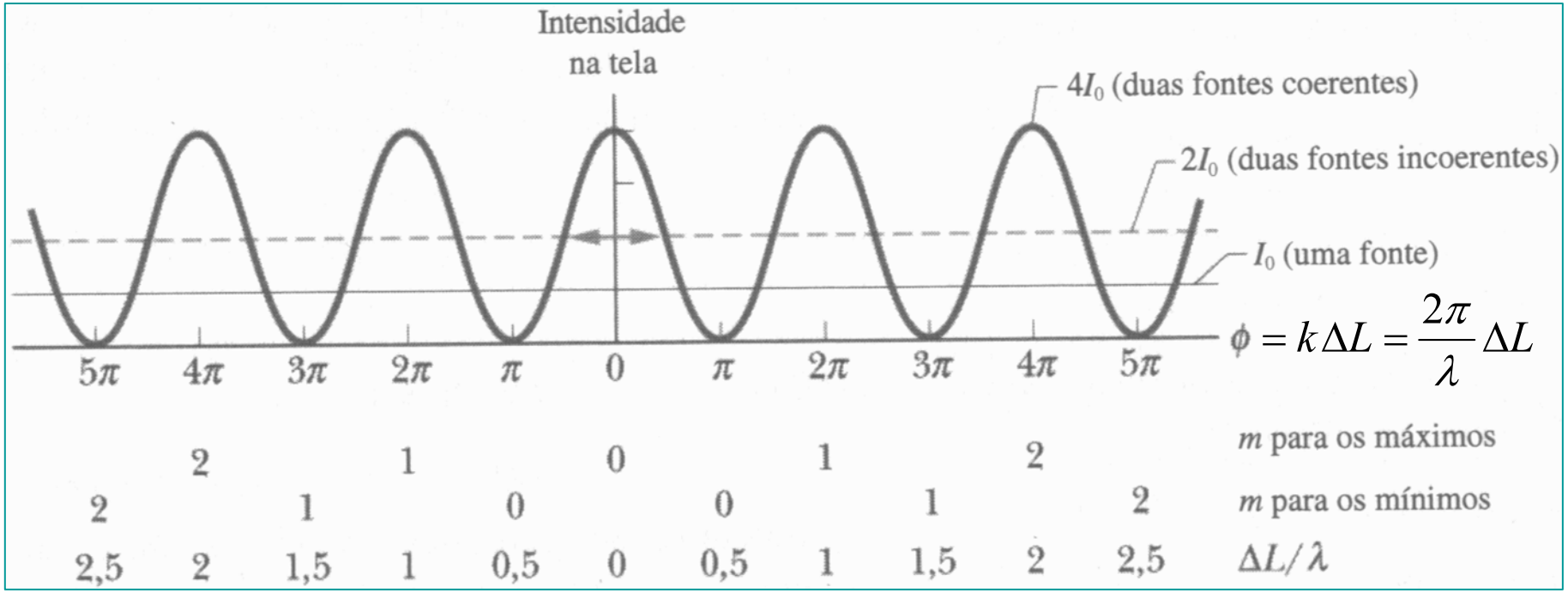
$$\phi = \frac{2\pi d}{\lambda} sen\theta$$

- Os máximos de intensidade ocorrem em: (m = 0, 1, 2,..)

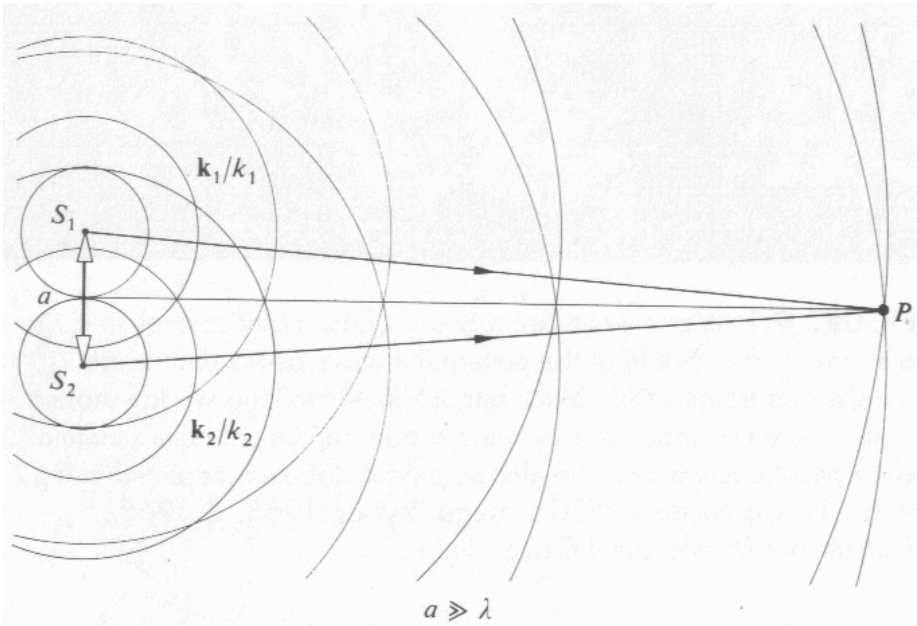
$$\frac{1}{2}\phi = m\pi \quad \Rightarrow \quad \frac{\pi d}{\lambda} sen\theta = m\pi \quad \Rightarrow \quad d\ sen\theta = m\lambda$$

Os mínimos em:

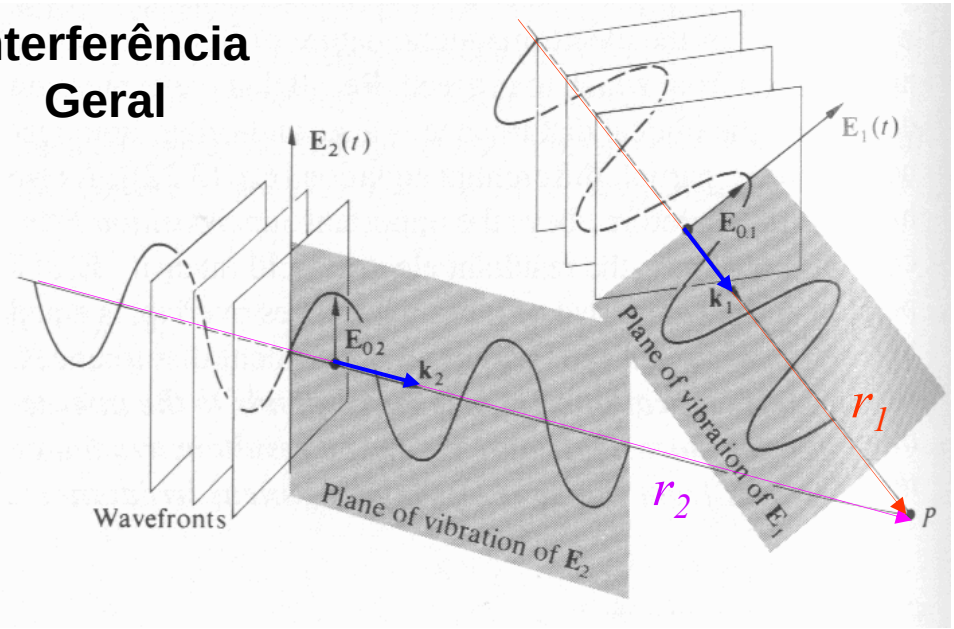
$$\frac{1}{2}\phi = \left(m + \frac{1}{2}\right)\pi \quad \Rightarrow \quad d\ sen\theta = \left(m + 1/2\right)\lambda$$

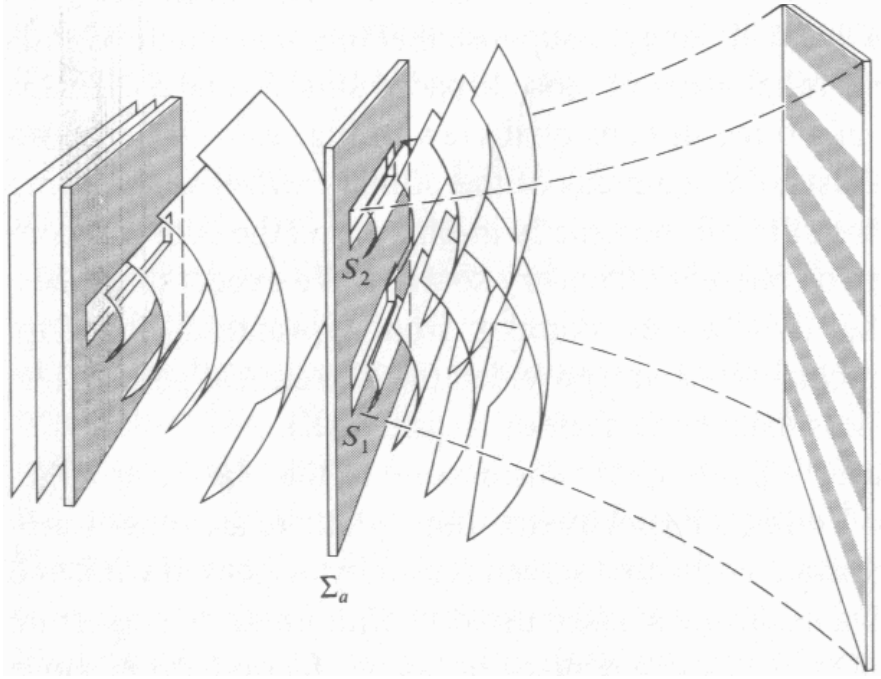


Demonstração da Eq. para a Intensidade das Franjas:



Interferência Geral





No caso do experimento de Young temos:

$$E_{01} = E_{02}$$

Assim, os campos elétricos só diferem na fase.

Prova: Fórmula da Intensidade

O campo elétrico gerado por duas fontes coerentes:

$$\vec{E}(\vec{r},t) = \vec{E}_1(\vec{r},t) + \vec{E}_2(\vec{r},t)$$

onde $\vec{E}_1(\vec{r},t)$ e $\vec{E}_2(\vec{r},t)$ são devidos às fontes 1 e 2.

supondo:

$$\vec{E}_1(\vec{r},t) = \vec{E}_{01}\, cos(\vec{k}\cdot\vec{r} - \omega t)$$

$$\vec{E}_2(\vec{r},t) = \vec{E}_{02}\, cos(\vec{k}\cdot\vec{r} - \omega t)$$

e $\vec{E}_{01} \,//\, \vec{E}_{02}$

Podemos escrever para o ponto P no anteparo:

$$E^2(P,t) = E_{01}^2 \cos^2\left(\vec{k}\cdot\vec{r}_1 - \omega t\right) + E_{02}^2 \cos^2\left(\vec{k}\cdot\vec{r}_2 - \omega t\right) +$$

$$+ 2\,\vec{E}_{01}\cdot\vec{E}_{02}\cos\left(\vec{k}\cdot\vec{r}_1 - \omega t\right)\cos\left(\vec{k}\cdot\vec{r}_2 - \omega t\right)$$

Usando a relação:

$$\cos a + \cos b = 2\cos\frac{a+b}{2}\cos\frac{a-b}{2}; \quad \text{e} \quad \vec{E}_{01}\cdot\vec{E}_{02} \approx E_{01}\,E_{02}$$

$$a = \vec{k}\cdot\left(\vec{r}_1 + \vec{r}_2\right) - 2\omega t; \qquad b = \vec{k}\cdot\left(\vec{r}_1 - \vec{r}_2\right) \longrightarrow$$

$$+ E_{01}.E_{02}\left[\cos\left(\vec{k}\cdot\left(\vec{r}_1 + \vec{r}_2\right) - 2\,\omega t\right) + \cos\left(\vec{k}\cdot\left(\vec{r}_1 - \vec{r}_2\right)\right)\right]$$

Tomando a média temporal, temos:

$$\overline{E}^2(P) = {E_{01}^2}/{2} + {E_{02}^2}/{2} + E_{01}\cdot E_{02}\cos\vec{k}\cdot(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)$$

Multiplicando por: $c\varepsilon_0$ ⟶ $I = \dfrac{c\varepsilon_0 E^2}{2}$

$$I(P) = I_1(P) + I_2(P) + 2\sqrt{I_1(P)I_2(P)}\cos\vec{k}\cdot(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)$$

Assim, $I_{1(2)}(P)$ são as intensidades das fontes 1 e 2 no ponto P.

como: $\theta_1 \approx \theta_2 \approx \theta$ ⟹ $\begin{cases} \vec{k}\cdot\vec{r}_1 \approx k\,r_1 \;\; ; \;\; \vec{k}\cdot\vec{r}_2 \approx k\,r_2 \\ \vec{k}\cdot(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \approx k(r_1 - r_2) \end{cases}$

como: $\theta_1 \approx \theta_2 \approx \theta$ $\Rightarrow$ $\vec{k}\cdot(\vec{r}_1-\vec{r}_2)\approx k(r_1-r_2)$

Lembrando que: $r_1 - r_2 \approx d\,\mathrm{sen}\theta$

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}\cos\left(\frac{2\pi d}{\lambda}\mathrm{sen}\theta\right)$$

Se as fontes são iguais: $I_1 = I_2 = I_0$

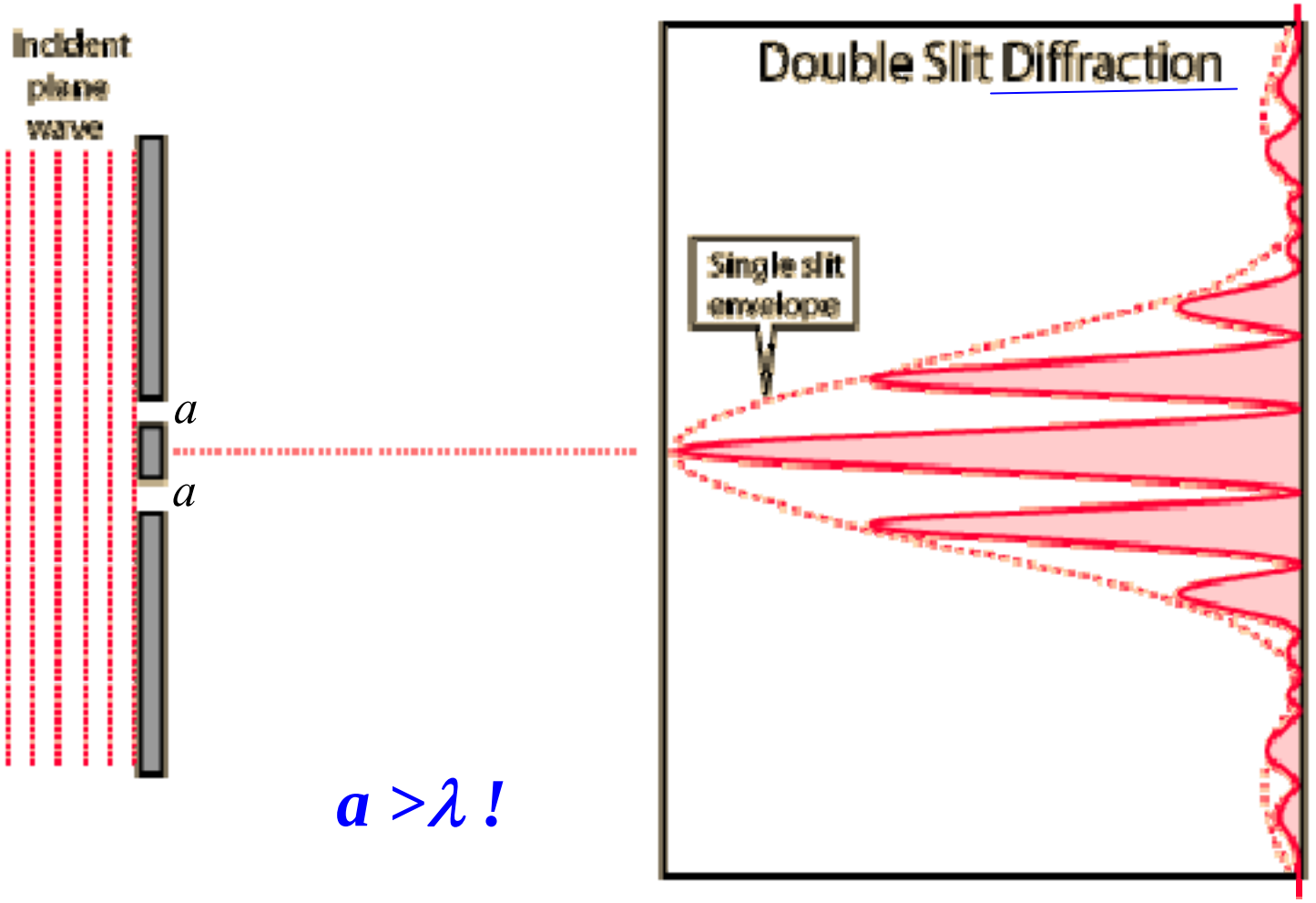
$$I = 2I_o(1+\cos\phi) = 4I_o\cos^2\frac{\phi}{2}$$

$$1+\cos(\phi/2+\phi/2) = 1+\cos^2(\phi/2)-\mathrm{sen}^2(\phi/2) = 2\cos^2(\phi/2)$$

$$I = 4I_0\cos^2\left(\frac{1}{2}\phi\right)$$

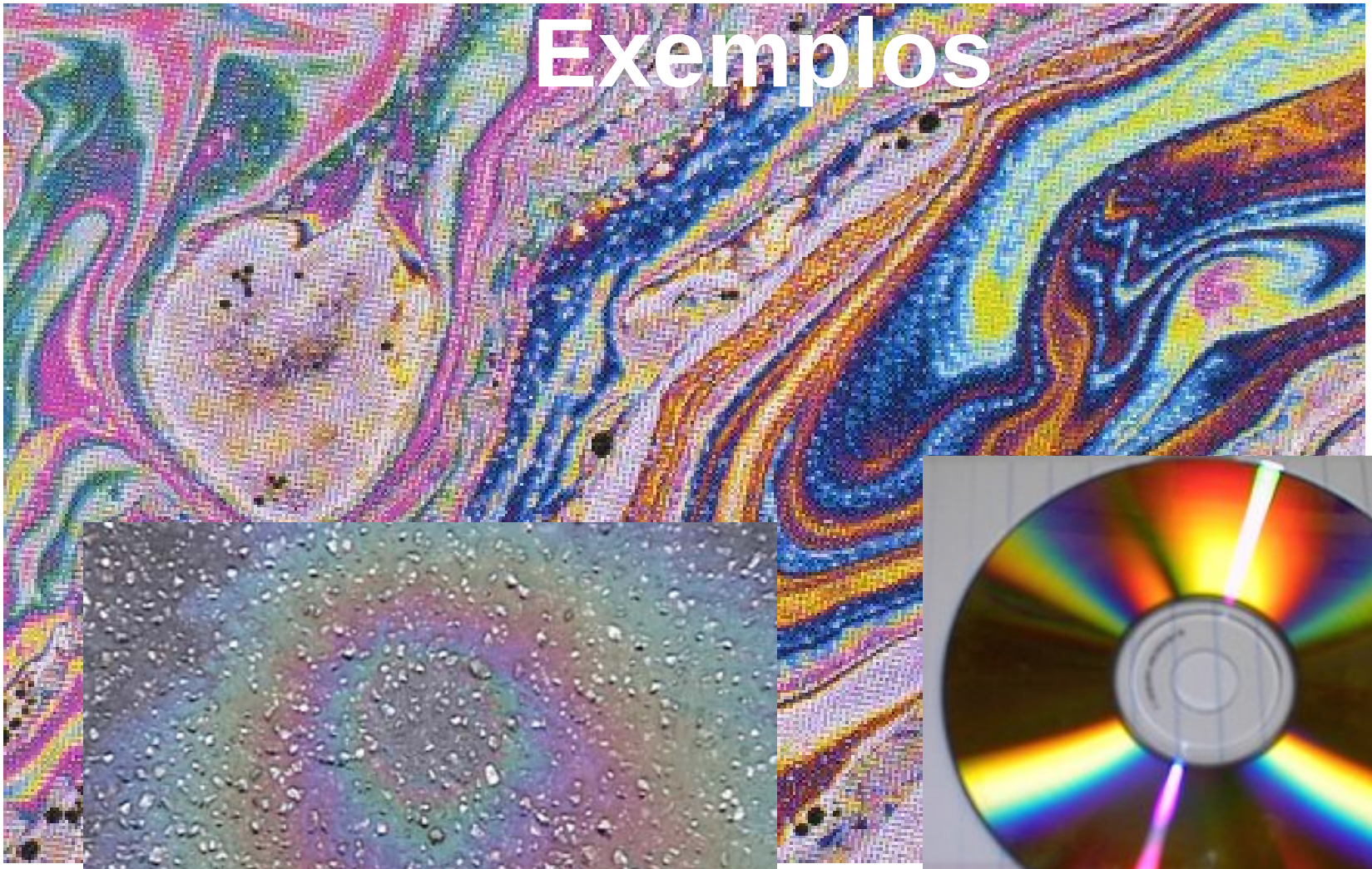
$$\phi = \frac{2\pi d}{\lambda}\mathrm{sen}\theta$$

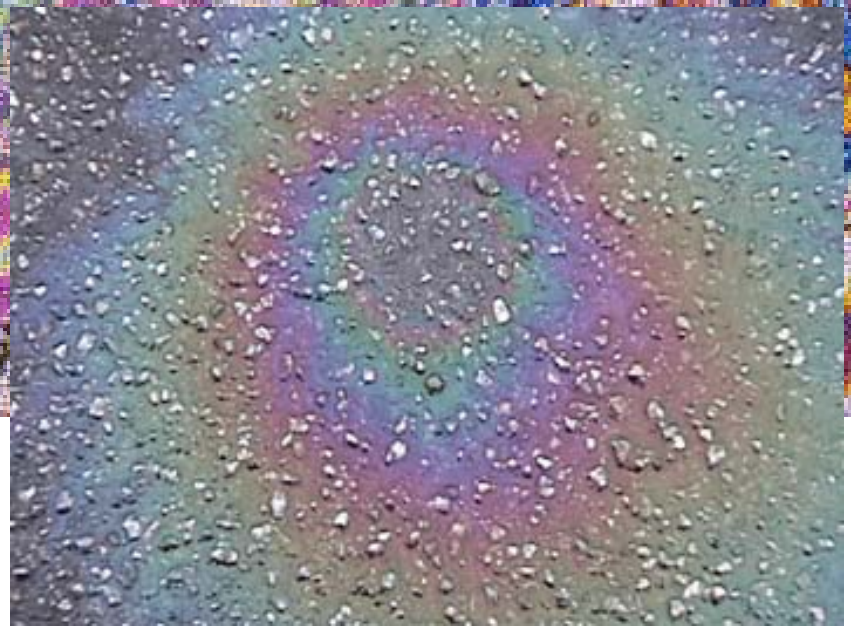
Mas a história não está completa:



$a > \lambda$!

Exemplos

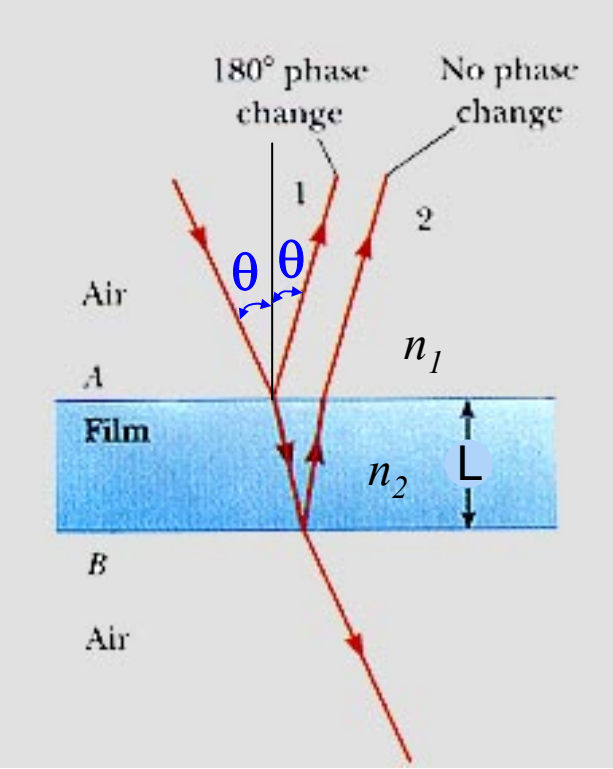




Interferência em Filmes Finos

A luz incidente em um filme fino apresenta efeitos de interferência associados à diferença de caminho óptico dentro do filme.

Considere: $\theta \approx 0$ e $n_2 > n_1$



Fatos:

i) Incidência de 1 para 2, onde $n_2 > n_1$, o raio refletido tem defasagem de 180^0 e o refratado está em fase com o incidente;

ii) Incidência de 1 para 2, onde $n_2 < n_1$, o raio refletido não tem defasagem.

Para $n_2 > n_1$ ou $n_1 > n_2$:

- Interferência construtiva: $2L = \left(m + \frac{1}{2}\right)\lambda_2$

$$\lambda_2 n_2 = \lambda_1 n_1 = \lambda$$

$$2L\frac{n_2}{n_1} = \left(m + \frac{1}{2}\right)\lambda_1 \quad \text{ou:} \quad 2Ln_2 = \left(m + \frac{1}{2}\right)\lambda \; ; \quad m = 0, 1, 2, \ldots.$$

- Interferência destrutiva: $2L = m\lambda_2$

$$2L\frac{n_2}{n_1} = m\lambda_1 \quad \text{ou:} \quad 2Ln_2 = m\lambda \; ; \quad m = 0, 1, 2, \ldots.$$

Espessura do filme muito menor que λ :

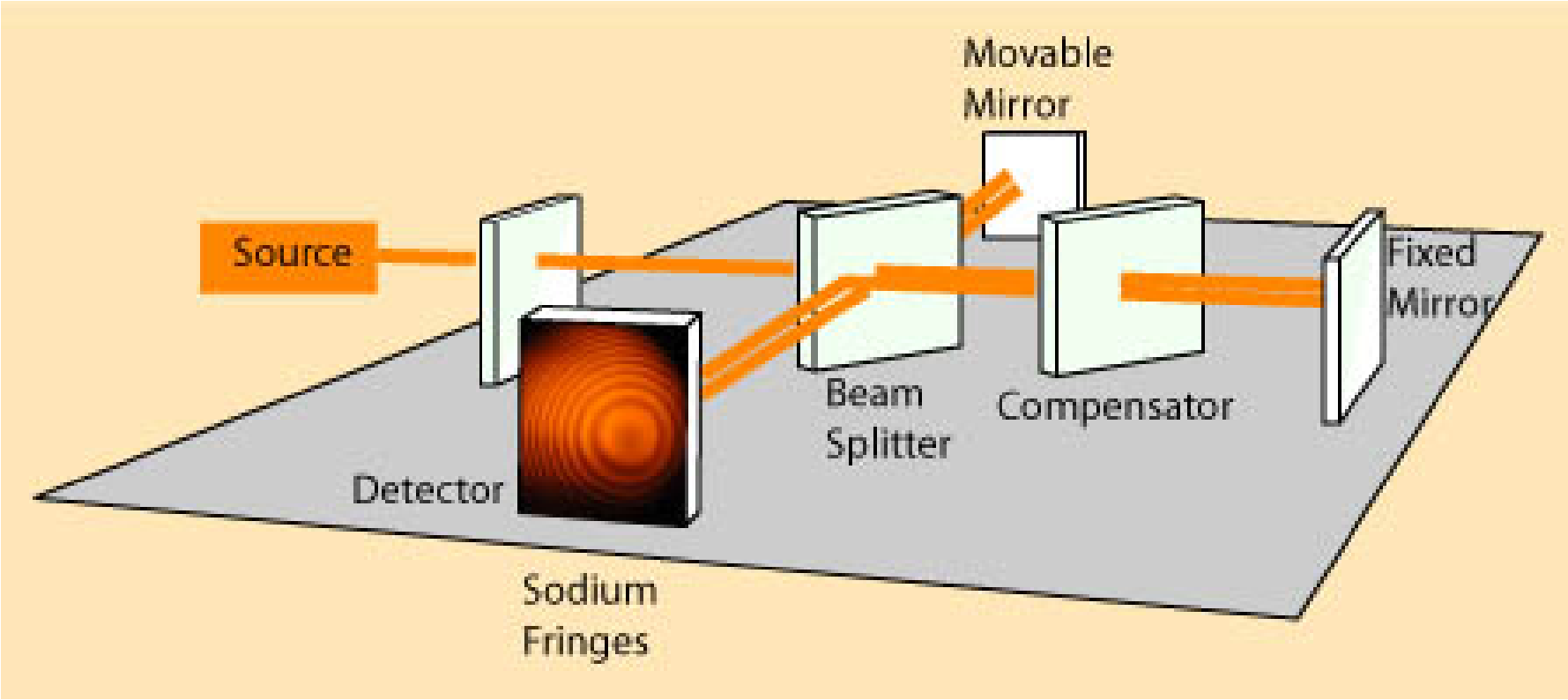
- Se $\lambda >> L$ considera-se apenas a defasagem devida à reflexão.

$$\left.\begin{array}{l} n_2 > n_1 \\ n_2 < n_1 \end{array}\right\} \Rightarrow$$ Interferência destrutiva (escuro)

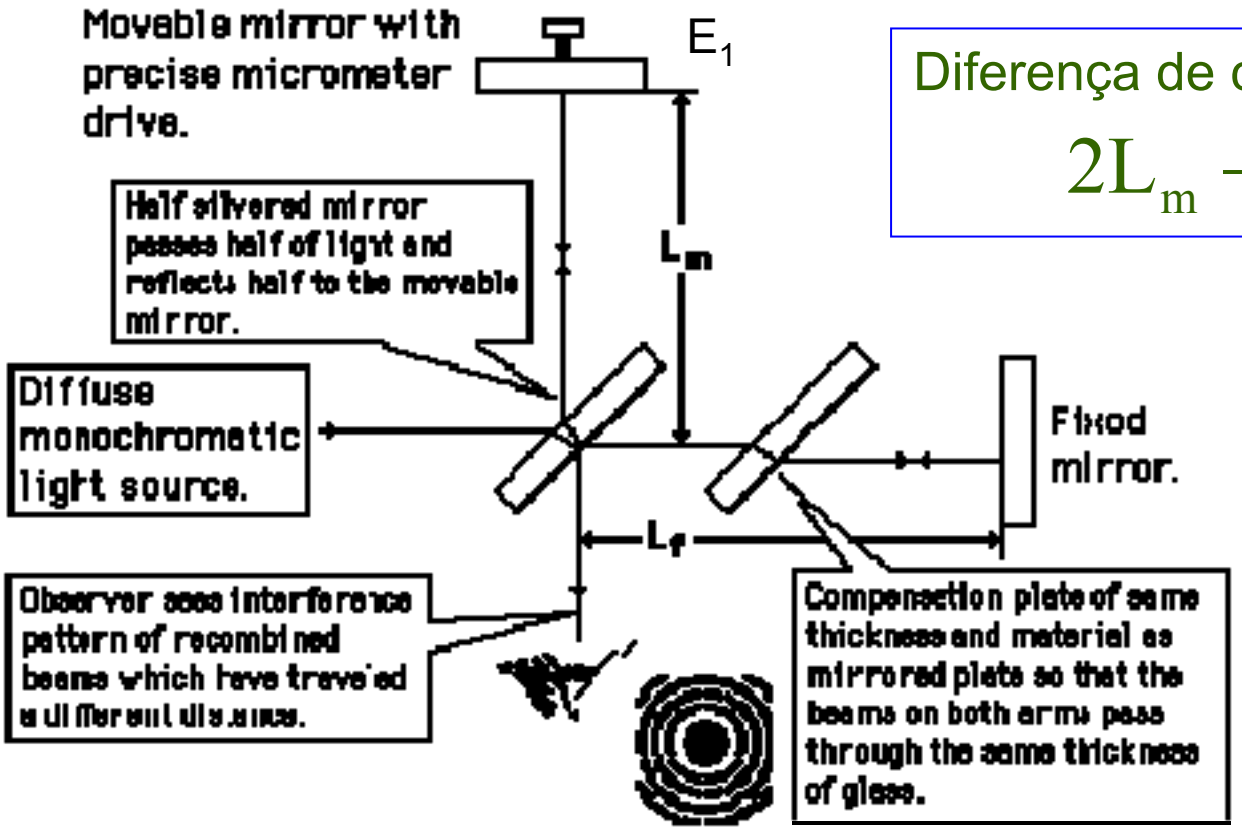
Interferência

Interferência em Filmes Finos

Interferômetro de Michelson



Interferômetro de Michelson



Diferença de caminho ótico:

$$2L_m - 2L_f$$

Se a diferença for alterada teremos modificação na interferência.
Se E_1 mudar de $\lambda/2$, todos os máximos se deslocam para os adjacentes.

Interferômetro de Michelson

Introdução de material de espessura L e índice de refração n:

Número de comprimentos de onda no material:

$$N_b = \frac{2Ln}{\lambda}$$

Número de comprimentos de onda em L antes da introdução:

$$N_a = \frac{2L}{\lambda}$$

$$\Longrightarrow \quad \boxed{N_b - N_a = \frac{2L}{\lambda}(n-1)}$$

Cada máximo se desloca de $N_b - N_a$ franjas de interferência.

Interferômetro de Michelson

- Usando esta técnica é possível medir a espessura L do material introduzido;

- Michelson mostrou que o metro padrão era equivalente a 1.553.163,5 comprimentos de onda de uma luz monocromática, emitida por uma fonte luminosa de Cádmio. Por esta medida ele ganhou o Premio Nobel de Física de 1907;

- Um aparato como este foi usado para testar a existência do “éter”, meio onde a luz se propagaria! O resultado foi negativo, mostrando que o “éter” não existe.

REVISÃO E RESUMO

) Princípio de Huygens A propagação em três dimensões e ondas, como a luz pode muitas vezes ser descrita pelo *princí-io de Huygens*, segundo o qual todos os pontos de uma frente de nda se comportam como fontes pontuais para ondas secundá-las. Depois de um intervalo de tempo t a nova posição da frente e onda é dada por uma superfície tangente às ondas secundárias.

A lei da refração pode ser deduzida a partir do princípio de Huygens se supusermos que o índice de refração de qualquer neio é dado por $n = c/v$, onde v é a velocidade da luz no meio e c a velocidade de luz no vácuo.

Comprimento de Onda e Índice de Refração O *com-rimento de onda* λ_n da luz em um meio depende do índice de re-ração n do meio:

$$\lambda_n = \frac{\lambda}{n}, \tag{35-8}$$

nde λ é o comprimento de onda da luz no vácuo. Por causa dessa lependência, a diferença de fase entre duas ondas pode variar se as ndas se propagarem em meios com diferentes índices de refração.

Interferência

O Experimento de Young No **experimento de interferência de Young,** a luz que passa por uma fenda em um anteparo incide em duas fendas em um segundo anteparo. A luz que passa pelas fendas do segundo anteparo se espalha na região do outro lado do anteparo e as duas ondas interferem uma com a outra, produzindo uma figura de interferência em uma tela de observação.

A intensidade da luz em qualquer ponto da tela de observação depende da diferença entre as distâncias percorridas pelos raios de luz entre as fendas e o ponto considerado. Se a diferença é um número inteiro de comprimentos de onda, as ondas interferem construtivamente e a intensidade luminosa é máxima. Se a diferença é um número ímpar de meios comprimentos de onda, as ondas interferem destrutivamente e a intensidade luminosa é mínima. Em termos matemáticos, as condições para que a intensidade luminosa seja máxima e mínima são

$$d \operatorname{sen} \theta = m\lambda, \quad \text{para } m = 0, 1, 2, \ldots$$
(máximos; franjas claras), (35-14)

$$d \operatorname{sen} \theta = (m + \tfrac{1}{2})\lambda, \quad \text{para } m = 0, 1, 2, \ldots$$
(mínimos; franjas escuras), (35-16)

onde θ é o ângulo entre os raios luminosos e uma perpendicular à tela passando por um ponto eqüidistante das fendas, e d é a distância entre as fendas.

Coerência Para que duas ondas luminosas interfiram uma com a outra de forma perceptível, a diferença de fase entre as

ondas deve permanecer constante com o tempo, ou seja, as ondas devem ser **coerentes**. Quando duas ondas coerentes se combinam, a intensidade resultante pode ser calculada pelo método dos fasores.

Intensidade das Franjas de Interferência No experimento de interferência de Young, duas ondas de intensidade I_0 produzem na tela de observação uma onda resultante cuja intensidade I é dada por

$$I = 4I_0 \cos^2 \tfrac{1}{2}\phi, \qquad \text{onde} \quad \phi = \frac{2\pi d}{\lambda} \operatorname{sen}\theta. \qquad (35\text{-}22, 35\text{-}23)$$

As Eqs. 35-14 e 35-16, usadas para calcular as posições dos máximos e mínimos da figura de interferência, podem ser demonstradas a partir das Eqs. 35-22 e 35-23.

Interferência em Filmes Finos Quando a luz incide em um filme fino transparente, as ondas refletidas pelas superfícies anterior e posterior do filme interferem uma com a outra. Quando o filme está suspenso no ar e a incidência é quase perpendicular as condições para que a intensidade da luz refletida seja máxima e mínima são

$$2L = (m + \tfrac{1}{2})\frac{\lambda}{n_2}, \qquad \text{para } m = 0, 1, 2, \ldots$$

(máximos; filme claro no ar), (35-36)

$$2L = m\frac{\lambda}{n_2}, \qquad \text{para } m = 0, 1, 2, \ldots$$

(mínimos; filme escuro no ar), (35-37)

onde n_2 é o índice de refração do filme, L é a espessura do filme e λ é o comprimento de onda da luz no ar.

Quando a luz incidente na interface de dois meios com diferentes índices de refração se encontra inicialmente no meio em que o índice de refração é menor, a reflexão produz uma mudança de fase de π rad, ou meio comprimento de onda, na onda refletida. Quando a luz se encontra inicialmente no meio em que o índice de refração é maior, a fase não é modificada pela reflexão.

Interferência

❖ Exercícios recomendáveis do Capítulo 35 do Halliday, 8ª Edição, para serem feitos:

- Problemas: 1; 2; 4; 5; 8; 9; 13; 14; 16; 17; 18; 19; 20; 22; 27; 29; 31; 33; 35; 38; 39; 53; 55; 69; 83